

Biblioteka Śląska

43587

II

2

Kzg 1 2358/57 120 000















Мана Билимова

1910 г.

ZASADY FIZYKI.





BIBLIOTEKA MATEMATYCZNO-FIZYCZNA,

wydawana przez

A. CZAJEWICZA i S. DICKSTEINA

Z ZAPOMOZI KASY POMOCY DLA OSÓB PRACUJĄCYCH NA POLU  
NAUKOWEM, IMIENIA JÓZEFA MIANOWSKIEGO.

---

SERYA III.

IV.

# ZASADY FIZYKI.

NAPISAŁ

AUGUST WITKOWSKI,

PROFESOR UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO.

TOM DRUGI.

(Ciepło. — Fizyka cząsteczkowa. — Promieniowanie).

Wydanie drugie.

WARSZAWA.

SKŁAD GŁÓWNY W KSIĘGARNI E. WENDEGO I S-KI.

—  
1908.



880  
34

43587.2

II

Gorski Katowice 7. XII. 34

tom 2 i 3 cena 20 RT.

# SPIS RZECZY

TOMU DRUGIEGO.

## Część trzecia.

### O C I E P L E.

ROZDZIAŁ I. O TEMPERATURZE . . . . .	str.	1 — 38
1. Podstawy i podział nauki o ciepłe. — 2. Temperatura.		
3. Prawo równowagi temperatur. — 4. Termoskopy. — 5.		
Zmiany objętości. — 6. Termometr rtęciowy. — 7. Tem-		
peratury zasadnicze. Teorya termometru rtęciowego. Dal-		
sze wskazówki. — 8. Zmiany prężności. — 9. Skala gazo-		
wa temperatur. — 10. Termometr gazowy. — 11. Spół-		
czynniki rozszerzalności ciał stałych i cieczy. — 12. Roz-		
szerzalność gazów . — 13. Linie isotermiczne. — 14. Rów-		
nanie gazów doskonałych. — 15. Gęstość i ciężar gazów.		
ROZDZIAŁ II. O MIERZENIU CIEPŁA . . . . .	str.	39 — 53
16. Podstawy kalorymetryi. — 17. Jednostki ciepła. — 18.		
Ogrzewanie się wody. — 19. Kalorymetr lodowy. — 20.		
Mierzenie ciepła przez szybkość ostygnięcia. — 21. Kalory-		
metr wodny. Niektóre zastosowania kalorymetru wodnego.		
ROZDZIAŁ III. OGRZEWANIE I OZIĘBIANIE . . . . .	str.	54 — 74
22. Zasady ogólne — 23. Ciepło właściwe. — 24. Ciepło		
właściwe ciał stałych i cieczy. Ciepło atomowe i cząstecz-		
kowe. — 25. Ciepło właściwe gazów. — 26. Ogrzewanie		
i oziębianie sposobami mechanicznymi. Sposoby nieod-		
wracalne. — 27. Sprężystość adiabatyczna. — 28. Linie		
adiabatyczne. — 29. Rozprężanie się adiabatyczne gazów.		
Ubytek temperatury z wysokością w atmosferze. — 30.		
Ciepło właściwe gazów w stałej objętości.		



ROZDZIAŁ IV. TOPNIENIE I ROZPUSZCZANIE SIĘ	str.	75 — 95
31. Wpływ ciepła na własności ciał stałych. — 32. Topnienie i krzepnięcie. — 33. Ciepło utajone topnienia. — 34. Równowaga termodynamiczna. — 35. Zmiany objętości. — 36. Topienie działaniem mechanicznem. — 37. Topienie działaniem chemicznem. — 38. Ciepło rozpuszczania się. — 39. Krzepnięcie roztworów. Prawo Raoult'a i Van't Hoffa. — 40. Mieszaniny mrozzące.		
ROZDZIAŁ V. PAROWANIE . . . . .	str.	96 — 154
41. Parowanie. — 42. Wrzenie. — 43. Prawa wrzenia. — 44. Ciepło parowania. Oziębienie wskutek parowania. — 45. Parowanie w naczyniach zamkniętych. — 46. Własności pary nasyconej. — 47. Parowanie ciał stałych. — 48. Punkt potrójny. Reguła faz. — 49. Własności pary przegrzanej. — 50. Wykreślne przedstawienie własności par. — 51. Skroplenie par. — 52. Skroplenie gazów. — 53. Stan krytyczny. Ciągłość stanu ciekłego i gazowego. — 54. Równanie van der Waalsa. — 55. Parowanie roztworów. — 56. Parowanie w powietrzu. — 57. Higrometrya.		
ROZDZIAŁ VI. RUCH CIEPŁA . . . . .	str.	155 — 188
58. Sposoby ogrzewania i oziębienia ciał. — 59. Szybkość ogrzewania się i ostygnięcia. Doświadczenia. Dane ilościowe. — 60. Przewodnictwo zewnętrzne. — 61. Wpływ ciepła właściwego. — 62. Przewodzenie ciepła. — 63. Prąd ciepła. — 64. Spad temperatury. — 65. Wpływ rodzaju przewodnika — 66. Przewodnictwo właściwe. — 67. Przewodnictwo cieczy i gazów. — 68. Przewodnictwo termometryczne. — 69. Przewodzenie okresowych zmian temperatury.		
ROZDZIAŁ VII. TERMODYNAMIKA . . . . .	str.	189 — 258
70. Dawniejsza teoria ciepła. — 71. Ciepło jako skutek pracy. — 72. Praca jako skutek ciepła. Machina parowa. — 73. Doświadczenia Hirna — 74. Pierwsza zasada termodynamiki — 75. Przemiany zamknięte. — 76. Energia wewnętrzna. — 77. Energia wewnętrzna. — 78. Ciąg dalszy. Ciepło przy rozprężaniu się gazów. — 79. Uwaga. — 80. Druga zasada termodynamiczna. — 81. Zjawiska odwracalne. — 82. Prawa Carnota. — 83. Bezwzględna skala temperatur. — 84. Termodynamika przemian izotermicznych. Energia swobodna. Warunki równowagi. Obliczenie ciepła utajonego. Zastosowania. Parowanie i topnie-		

nie. Roztwory. Miara powinowactwa chemicznego. — 85. Zasada rozpraszania się energii. — 86. Źródła ciepła. Promieniowanie słońca. — 87. Energia chemiczna. Dysocjacja. Równowagi chemiczne. Temperatura palenia się.

### Część czwarta

#### FIZYKA CZĄSTECZKOWA.

ROZDZIAŁ VIII. TEORYA ATOMOWA I KINETYCZNA str. 259 — 303

88. Zasada zachowania masy. — 89. Hipoteza atomów. — 90. Prawa doświadczalne związków chemicznych. — 91. Atomistyka w chemii. — 92. Prawa Gay-Lussaca i Avogadry. — 93. Ciężary cząsteczkowe i atomowe. Wartościowość. Równoważniki chemiczne. — 94. Układ peryodyczny pierwiastków. — 95. Atomistyka w fizyce. Ciepło i temperatura. — 96. Rozpraszanie się energii. — 97. Siły cząsteczkowe. — 98. Teoria kinetyczna materii. — 99. Teoria gazów. Statystyka cząsteczek. Prawo Maxwella. 100. Prężność. Prawo Daltona. — 101. Obliczenie prędkości cząsteczek. — 102. Kinetyczne określenie temperatury. — 103. Prawo Boylego, Charla i Avogadry. — 104. Energia cząsteczkowa i atomowa. — 105. Średnia droga swobodna. — 106. Dyfuzja masy, ruchu i energii. — 107. Rozmiary, liczba i masy cząsteczek.

ROZDZIAŁ IX. DYFUZYJA. OSMOZA . . . . . str. 304 — 329

108. Mieszanie się ciał. — 109. Ogólne prawa dyfuzji. — 110. Przebieg dyfuzji. — 111. Dyfuzja gazów. — 112. Przenikanie gazów przez ściany i błony. — 113. Pochłanianie gazów przez ciała stałe. — 114. Pochłanianie gazów przez ciecz. — 115. Osmoza. — 116. Ciśnienie osmotyczne. — 117. Prawa van't Hoffa. — 118. Zastosowania. 1. Teoria dyfuzji. — 119. 2. Parowanie roztworów. — 120. 3. Krzepnięcie roztworów.

ROZDZIAŁ X. SPÓJNOŚĆ. PRZYLEGANIE. . . . . str. 330 — 356

121. Spójność. — 122. Energia powierzchniowa cieczy. — 123. Napięcie powierzchniowe. — 124. Ciśnienie włoskowa-



te. Teorya molekularna zjawisk spójności. — 125. Przyleganie. — 126. Kąt zetknięcia. — 127. Zjawiska włoskowatości. Inne objawy włoskowatości. — 128. Ustrój kryształiczny. — 129. Własności fizyczne kryształów.

### Część piąta.

## O PROMIENIOWANIU (OPTYKA).

### ROZDZIAŁ XI. PROMIENIOWANIE JAKO RUCH ENERGII 357 — 389

130. Powstawanie, ruch i zanikanie promieniowania. —  
 131. Różne odmiany promieniowania. — 132. Promienio-  
 wanie ciemne i światło. — 133. Ruch prostolinijny pro-  
 mieniowania. — 134. Punkt świecący. Promień.. — 135.  
 Granice ważności. — 136. Wiązki promieni. Widzenie  
 punktów. — 137. Prędkość światła. — 138. Aberracya  
 światła. — 139. Doświadczenia Fizeau i Foucaulta. — 140.  
 Dzielność promieniowania. — 141. Natężenie promienio-  
 wania. — 142. Dzielność promieniowania w różnych kie-  
 runkach.. — 143. Promieniowanie powierzchni. Emissya.  
 Jasność. — 144. Oświetlenie — 145. Aktinometrya. — 146.  
 Prawo Lamberta dla promieni ciemnych. — 147. Foto-  
 metrya.

### ROZDZIAŁ XII. TEORYA PROMIENIOWANIA (INTERFE- RENCYA). . . . . str. 390 — 418

148. Teorya emisyjna i teorya falowa. — 149. Doświad-  
 czenie Younga. — 150. Teorya interferencyi światła. —  
 151. Światło jednorodne. Prawa drgań świetlnych. — 152.  
 Długość fali światła. — 153. Częstość drgań świetlnych. —  
 154. Prążki Newtona. — 155. Interferometr. — 156. Fale  
 świetlne stojące. — 157. Eter. — 158. Podstawowe zało-  
 żenia teoryi falowej. — 159. Ciąg dalszy. Zasada Dopplera.

### ROZDZIAŁ XIII. UGINANIE SIĘ ŚWIATŁA . . . . . str. 419 — 453

160. Teorya cieniów. — 161. Ciąg dalszy. — 162. Zjawiska  
 uginania się w świetle rozbieżnem (sposób Fresnela). —  
 163. Ogniska i obrazy. — 164. Soczewki i zwierciadła ku-  
 liste. — 165. Zjawiska uginania się w świetle zbieżnem,  
 albo równoległym (Sposób Fraunhofera). — 166. Siatki

- dyfrakcyjne. — 167. Mierzenie długości fal świetlnych. —  
168. Siatki zwierciadlane.
- ROZDZIAŁ XIV. BARWY . . . . . str. 454 — 470
169. Światło mieszane i jego rozszczepienie. — 170. Świa-  
tło białe. — 171. Barwy mieszane. — 172. Powstawanie  
barw. — 173. Barwy interferencyjne. — 174. Błękit nieba.  
175. Barwy niewidzialne, podczerwone i nadfioletowe. —  
176. Określenie barw za pomocą linii widmowych.
- ROZDZIAŁ XV. ODBIJANIE SIĘ I ZAŁAMYWANIE ŚWIA-  
TŁA . . . . . str. 471 — 509
177. Prawo geometryczne odbijania się światła. — 178.  
Uzasadnienie. Granice ważności. Optyka geometryczna.  
179. Prawo geometryczne załamania się światła. —  
180. Uzasadnienie. Wartość współczynnika. — 181. Wykreś-  
lenie promienia załamanego. — 182. Szyba płasko-równo-  
legła. Współczynnik bezwzględny. — 183. Całkowita prze-  
źroczystość i całkowite odbicie. — 184. Pomiar współczyn-  
ników załamania. — 185. Powierzchnie ogniskowe. Astyg-  
matyzm. — 186. Rozszczepienie w załamaniu. — 187. Spek-  
troskop pryzmatyczny.)
- ROZDZIAŁ XVI. NARZĘDZIA OPTYCZNE. . . . . str. 510 — 556
188. Załamanie na kuli. — 189. Aberracja sferyczna. Punk-  
ty apłanatyczne. — 190. Rozbieżność wiązek i jej zmia-  
ny. — 191. Obrazy optyczne i ich powiększenie. — 192.  
Soczewki cienkie. — 193. Układ osiowy powierzchni kul-  
listych. — 194. Oko ludzkie. — 195. Lupa. — 196. Aberra-  
cja sferyczna soczewek. — 197. Ograniczenie wiązek  
i jasność obrazów. — 198. Aberracja chromatyczna i spo-  
soby jej usunięcia. — 199. Luneta. — 200. Mikroskop.
- ROZDZIAŁ XVII. POLARYZACJA I PODWÓJNE ZAŁA-  
MANIE . . . . . str. 557 — 603
201. Polaryzacja przez odbicie. — 202. Przyrządy polary-  
zacyjne. — 203. Zasada poprzeczności drgań. — 204.  
Zasada składania drgań świetlnych. Światło zwyczajne.  
205. Ciała różnokierunkowe w świetle spolaryzowanym. —  
206. Kompensator. — 207. Polaryzacja eliptyczna i kolista.  
— 208. Polaryzacja, odbicie i załamanie w metalach.  
209. Polaryzacja eliptyczna w odbiciu całkowitem — 210.  
Załamanie podwójne jednoosiowe. — 211. Pryzmat Nico-  
la. — 212. Podwójne załamanie dwuosiowe. — 213. Skrę-  
cenie płaszczyzny polaryzacji.



## ROZDZIAŁ XVIII. WŁASNOŚCI PROMIENISTE MATERYI 604 - 646

214. Oddziaływanie materji na energję promienistą. —  
215. Zdolność odbijająca. — 216. Zdolność rozpraszająca.  
Albedo. — 217. Przezroczystość. — 218. Widma absorbcyjne. Barwy ciał przezroczystych. — 219. Przezroczystość w świetle. Kolorymetrya. — 220. Przezroczystość w promieniach podczerwonych. — 221. Przezroczystość w promieniach nadfioletowych. — 222. Zdolność absorbcyjna. Ciało doskonale czarne. — 223. Absorbeyca i rozszczepienie. — 224. Zdolność emisyjna. — 225. Prawo Kirchhoffa. — 226. Emissya ciała doskonale czarnego. — 227. Widma emisyjne. Analiza widmowa. — 228. Odwrócenie widm. Widmo słoneczne. — 229. Zjawiska jarzenia się (luminescencya). — 230. Działanie chemiczne energii promienistej.

Indeks tomu drugiego . . . . . str. 647

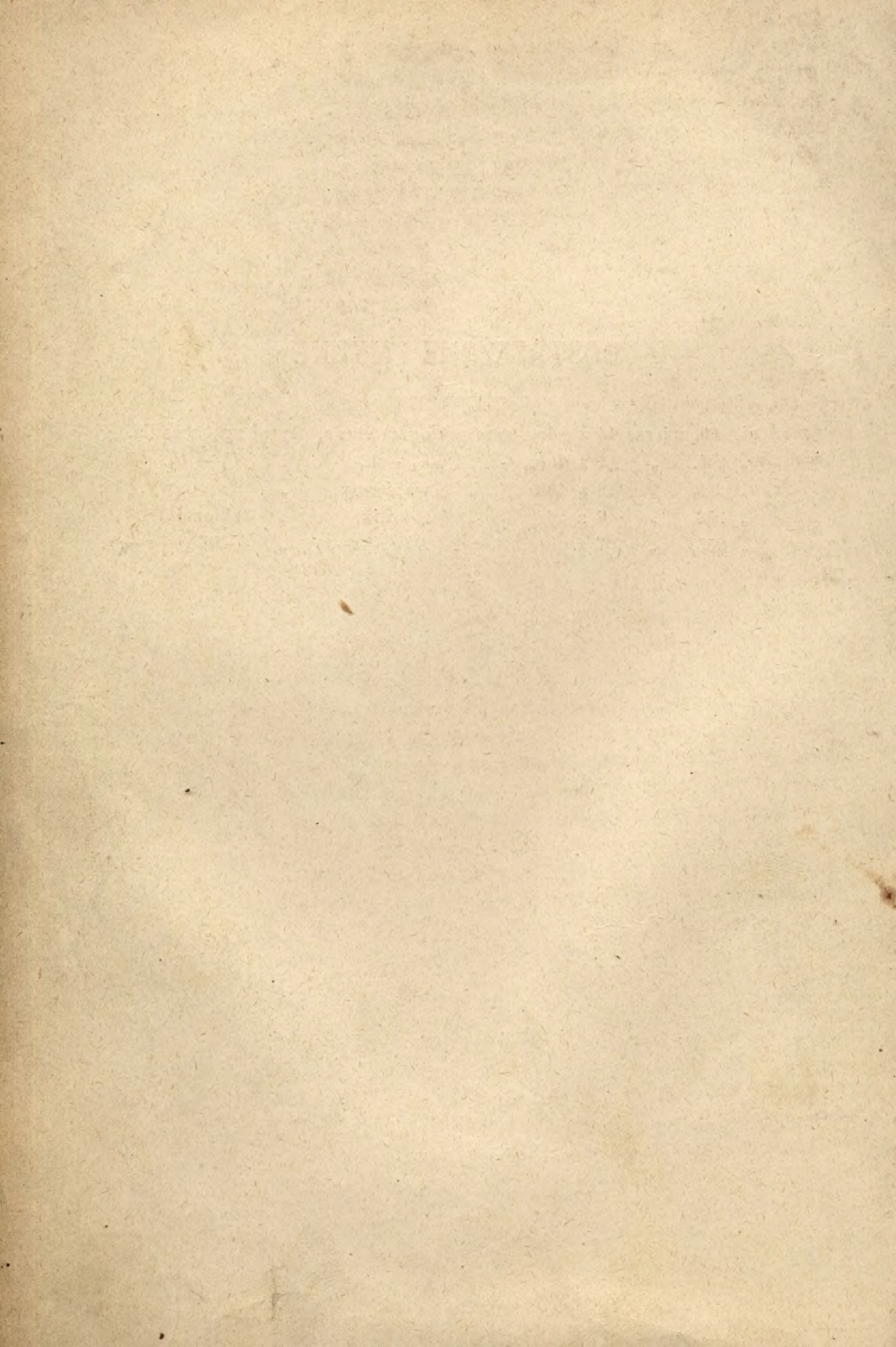
## DOSTRZEŻONE OMYŁKI.

---

str. 69,	wiersz 14 z góry,	zamiast ogrzewania,	czytaj zgęszczania.
" 235,	" 1 z dołu,	" $U_1 - U_1$	" $U_1 - U_2$ .
" 252,	" 12 z dołu,	" wapienny,	" wapniowy.
" 253,	" 4 z góry.	" zbiornik,	" zbiornik.
" 255,	" 7 z dołu,	" $+RT(y+z-x)$	" $-RT(y+z-x)$ .

---





## CZEŚĆ TRZECIA.

### O CIEPLE.

---

#### ROZDZIAŁ I.

#### O TEMPERATURZE.

---

1. PODSTAWY I PODZIAŁ NAUKI O CIEPLE. Wiadomości nasze o zjawiskach cieplnych zaczynają się od spostrzeżenia, że niektóre przedmioty są zimne, inne ciepłe, gorące i t. d. Własność ciał w ten sposób rozpoznaną nazywamy temperaturą. Zdolność nasza do poznawania różnic temperatury jest jednak ograniczona; pominąwszy, że podpadamy w tym względzie łatwo złudzeniom, zdolność ta ustaje zupełnie wobec ciał bardzo gorących, albo bardzo zimnych. Zadaniem nauki jest określić ściśle pojęcie temperatury, wskazać sposoby poznawania jej, niezależnie od wrażenia zmysłowego, podać środki ku temu służące, polegające na użyciu różnej budowy termometrów.

Temperatura jest to własność materii zmienna; ciało przed chwilą zimne, może stać się ciepłym, bądź to samo z siebie, bądź pod wpływem innych ciał. W mowie potocznej utworzył się obrazowy sposób opisywania takich przemian, który i nauka przyjęła: powiadamy, że w ciele powstało ciepło, albo, że doń weszło ciepło z innych ciał. W mowie potocznej używa się nadto wyrazu „zimno”; mówi się np., że podczas mrozu zimno wchodzi do mieszkania. Pojęcia tego nauka nie przyjęła, ile że utrata ciepła znaczy tyle, co zyskanie zimna, i naodwrot; jedno z tych pojęć wystarcza przeto w zupełności.



Z pojęciem „ilości ciepła” spotykaliśmy się już w nauce ogólnej o energii; przekonaliśmy się, że ciepło jest jedną z form energii. Pojęcie ilości ciepła istniało jednak w fizyce o wiele dawniej, zanim odkryto związek ciepła z energią. Nie wdając się w wyjaśnienie istoty ciepła, przyjmując je naprzód jako dogodny a powszechnie używany zwrot mowy, możemy przekonać się, że pojęcie to daje wielką prostotę i jednolitość opisom zjawisk cieplnych, tem więcej, że nadaje się łatwo do określenia ilościowego. Wiadomo np., że w wielu przypadkach ciało zimne, zbliżone, albo przyłożone do gorącego, ogrzewa się, a jednocześnie sprawia ochłodzenie gorącego. Powiadamy, wówczas, że ciepło przeszło z pierwszego do drugiego ciała; pierwsze utraciło, drugie zyskało pewną ilość ciepła. Nieraz jedno ostyga nieznacznie, drugie ogrzewa się więcej, albo naodwrot, to zależy od wielorakich warunków; otóż te stosunki zawile można przedstawić zwięzłe a ściśle jako przejście ciepła z jednego ciała do drugiego, jak to zobaczymy w nauce o ogrzewaniu się ciał.

Innego rodzaju objawy dostrzegamy, przyłożywszy np. kawałek topniejącego lodu do ciała gorącego. Lód nie ogrzewa się wcale, lecz topi się szybko. Przyjąwszy raz zasadę, że ciało gorące udziela ciepła zimniejszemu, powinniśmy ją i tu zastosować. Przekonamy się wówczas, że ciepło nie zawsze ogrzewa ciała; niekiedy zmienia ich stan, a temperatury nie podwyższa.

Częstokroć spotykamy ciała, które nawet w otoczeniu ciał zimnych nie ostygają, mimo ciągłej utraty ciepła, lecz zachowują trwale temperaturę wyższą od otoczenia. Ciała takie nazywamy źródłami ciepła. Woda krzepnąca na mrozie nie ostyga, dopóki nie zamieni się całkowicie na lód; świeca zapalona, drut przewodzący prąd elektryczny, to są pospolite przykłady źródeł ciepła. Ciała te wytwarzają ciągle nowe ilości ciepła, oczywiście kosztem energii innego rodzaju. Ciała, chłone ciepło, bez ogrzewania się, np. lód topniejący, możemy odpowiednio nazwać ujemnymi źródłami ciepła.

Ścisły związek zjawisk cieplnych ze wszystkimi niemal innymi zjawiskami, jest powodem, iż w wykładzie systematycznym fizyki nauka o cieple zajmuje miejsce naczelne. Wykład zupełny nauki o cieple musiałby wkraczać nieraz głęboko w inne działy fizyki. Ograniczymy się przeto w tej części książki do zjawisk czysto cieplnych, jak zmiany temperatury, tudzież do tych, które są w związku ze zjawiskami dynamicznymi lub che-

micznemi; zjawiska cieplno-optyczne, cieplno-elektryczne i t. p. będą opisywane w odpowiednich częściach dalszych.

Rozpoczniemy od rozważania głównych skutków ciepła, mianowicie od zmian temperatury i połączonych z nią własności (objętość, prężność), z czem łączy się nauka o mierzeniu temperatur (termometrya) i o mierzeniu ilości ciepła (kalorymetrya). Dalej idą zmiany stanu: ciał stałych na cieczy, przez topnienie albo rozpuszczanie się; cieczy na pary; zmiany stanu chemiczne. Treścią następnego rozdziału są zjawiska ruchu ciepła. Nakoniec zajmiemy się ciepłem, uważanem jako rodzaj energii, prawami przemiany jego na inne rodzaje energii, a w szczególności na energię dynamiczną (termodynamika).

**2. TEMPERATURA.** Temperatura jest to własność materji, z materją ściśle związana. Każdy kawałek materji, rozmiarów skończonych, ma jakąś określoną temperaturę. Próżnia niema żadnej temperatury. Gdzie niema materji, tam nie mamy podstawy do zastosowania pojęcia temperatury; termometr umieszczony w próżni, wskazuje temperaturę własnej materji (zależną przez promieniowanie od temperatur ciał otaczających).

Należy dokładnie odróżniać obadwa zasadnicze pojęcia nauki o cieple: temperaturę i ilość ciepła. Ilość ciepła, jako rodzaj energii, jest wielkością fizyczną, którą możemy mierzyć właściwą jednostką, to jest pewną ilością ciepła, przyjętą za jednostkę miary. Jeżeli spalimy np. gram węgla, a innym razem dwa gramy, wówczas możemy powiedzieć, iż w drugim przypadku uzyskaliśmy dwa razy więcej ciepła. Temperatura natomiast jest to pewna własność, albo przymiot ciała, której nie mierzymy jednostką jednorodną, lecz określamy przez porównanie z podobną własnością innych ciał. Jeżeli przeto powiadamy, że temperatura jakiego ciała jest równa tej lub owej znanej temperaturze (np. temperaturze krwi, wody wrzącej, albo lodu) wówczas wykonywamy tylko jakościowe porównanie, a nie jak pierwiej ilościowe. W podobny sposób porównywa się barwy, mówiąc np. że pewne ciało jest tak zielone jak trawa, albo czerwone jak krew. Nie miałoby jednak podstawy zdanie, iż barwa ciała jest dwa lub trzy razy zieleniejsza od zieleności trawy; tak też nie możemy powiedzieć, że woda wrząca jest pewną ilość razy gorętsza od krwi, albo lodu.

Temperatur nie mierzymy, lecz porównujemy je z pewną powszechnie rozumianą skalą temperatur, dzieloną na sto-



pnie. Wyrażenia mowy potocznej: zimny, letni, ciepły, gorący i t. p. są to stopnie takiej właśnie skali. Nauka nie mogłaby poprzestać na takiej skali, gdyż nie jest ona dość ściśle określona, niedość obszerna, a przedewszystkiem nie ciągła. Temperatury ciał mogą zmieniać się, nieznaczniem stopniowaniem, od najzimniejszych do najgorętszych. Najwłaściwsiemi przeto nazwami, albo znakami temperatur są liczby, które również mogą powiększać się w sposób ciągły od  $-\infty$  do  $+\infty$ ; oznaczanie temperatur liczbami ma nadto tę zaletę, iż nadaje się łatwo do ustanowienia arytmetycznej definicyi temperatury, t. j. wzoru, z którego wypada liczba na oznaczenie pewnej temperatury, na podstawie wskazówek danych przez obrany przyrząd termometryczny (objętość rtęci, prężność powietrza i t. p.).

Należy jednak pamiętać, że liczby wyrażające temperatury są tylko nazwami (numerami), a nie miarami ich; one nie mają innego związku z temperaturami, jak np. numery mąki, śrutu, nici albo domów, z rozmiarami tych przedmiotów. Zamiast znaków  $0^{\circ}$ ,  $12^{\circ}$ ,<sub>73</sub>, albo  $100^{\circ}$  mogliśmy oznaczać temperatury te przez  $\alpha$ ,  $\beta$ , albo  $\kappa$ , gdyby nie chodziło o ciągłość zmian.

Mimo zasadniczą różnicę między temperaturą a ilością ciepła, doświadczenie wykryło różne a ściśle między niemi zależności. Skutki i objawy ciepła zależą zawsze od rozmieszczenia temperatur w ciałach biorących udział w zjawisku. Od rozmieszczenia temperatur zależy przenoszenie się ciepła z jednego ciała do drugiego; od niego zależą (jak się dowiemy w termodynamice) warunki przemiany ciepła na pracę. Każdej z tych zależności można użyć celem ustawienia definicyi temperatury. Idąc za przykładem Maxwella użyjemy pierwszej i powiemy: temperaturą ciała nazywamy tę jego własność, która wyraża zdolność udzielania ciepła innym ciałom. Jeżeli dwa ciała, mogące udzielać sobie ciepła, zachowują się tak, iż jedno traci ciepło, a drugie nabywa, wówczas powiadamy, że temperatura pierwszego ciała jest wyższa. Temperatury ciał są równe, ilekro wymiany ciepła (niema).

**3. PRAWO RÓWNOWAGI TEMPERATUR.** Rozpoczynając naukę o działaniu ciepła na materję będziemy przyjmowali, że do uzyskania ciepła użyto któregokolwiek ze sposobów powszechnie znanych: palenia drzewa, węgla, gazu, ciepła słonecznego i t. p. Ciepło jest zawsze jednakowe; skutki jego zależą tylko

od temperatury, w której je otrzymaliśmy, a nie od sposobu otrzymywania.

Pytanie, jaki wpływ wywiera ogrzanie lub oziębienie na różne własności materji, będzie tylko wtenczas określone, jeżeli przyjmiemy, że ciało badane zostało nawskroś do żądanego stopnia przegrzane lub oziębione, t. j., że temperatura jego części wewnętrznych jest ta sama, jak na powierzchni. Wszelkie sposoby, wiodące do tego celu, polegają na zastosowaniu nader ogólnej zasady, znanej pod nazwą prawa równowagi temperatur: Każde ciało, niemające w sobie źródeł ciepła, otoczone zewsząd jakimikolwiek ciałami nieprzeźroczystemi (nie przepuszczającymi żadnego rodzaju promieniowania) mającemi jednakową a stałą temperaturę, przyjmuje ostatecznie tę temperaturę we wszystkich swych częściach. Stan ten końcowy jest wynikiem wymiany ciepła między ciałem a otoczeniem. Ile czasu upłynie zanim temperatura ciała zrówna się z temperaturą otoczenia, to będzie zależało od rodzaju ciała, od jego zdolności przyjmowania i przewodzenia ciepła; temperatura końcowa będzie atoli zawsze ta sama, bez względu na rodzaj ciała, równa temperaturze otoczenia.

Źródłem powyższego prawa, jak i innych ogólnych zasad fizyki, jest doświadczenie. Znamy je dobrze z codziennych spostrzeżeń; ściśle pomiary sprawdzają je również, ze wszystkimi wypadającymi wnioskami. Wszystkie przedmioty znajdujące się w pokoju zamkniętym, którego ściany mają stałą, jednostajną temperaturę, przyjmują po dłuższym czasie tę samą temperaturę, pod warunkiem, żeby w piecu nie palił się ogień, żeby nie było płonących świec ani lamp, ludzi lub zwierząt, drutów przewodzących prądy elektryczne, ani innych źródeł ciepła; nakoniec, żeby okna były przysłonięte, celem zatrzymania promieni słonecznych. Ściśle doświadczenia termiczne bywają często robione w piwnicach zamkniętych, aby uchylić wpływ zmian temperatury zewnętrznej.

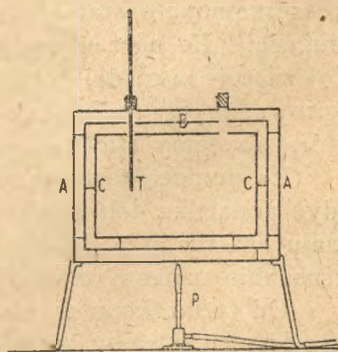


Fig. 1.



TERMOSTATY są to przyrządy do ogrzewania lub oziębiania ciał przez dłuższy czas, w stałej temperaturze. Do ogrzewania w powietrzu służyć może termostat podobny do fig. 1-ej. Składa się on z kilku skrzyń z dobrze przewodzącego ciepło materiału (np. miedzi), przedzielonych warstwami złego przewodnika (powietrze, płyty asbestu). Ogrzewa się palnikiem, najlepiej gazowym. Automatyczny regulator zabezpiecza stałość płomienia. Obecnie używa się też często ogrzewaczy elektrycznych. Najskuteczniejszym termostatem jest kąpiel wodna, możliwie obszerna, ciągle i dokładnie mieszana, a ogrzewana palnikiem opatrzonym w regulator.

4. TERMOSKOPY. Zmiana temperatury wywiera wpływ znaczny na wszelkie niemal własności materji. Zdaje się, iż bezwładność (masa) i ciężar są jedynymi własnościami materji, które od temperatury nie zależą. Ciała stałe stają się po ogrzaniu mniej sprężystymi, pozbywają się kruchości i twardości a nabywają większej plastyczności. Ciecze ciepłe są więcej ruchliwe od zimnych — gazy zazwyczaj przeciwnie. Objętość wszystkich ciał zmienia się wskutek zmiany temperatury; magnes ciepły przyciąga żelazo słabiej niż zimny; przewodnictwo elektryczne ulega zmianie i t. d.

Którakolwiek z tych własności materji, zmieniających się zależnie od wysokości temperatury, może dać podstawę do urządzenia termoskopu. Termoskop jest to przyrząd wskazujący zmiany temperatury, pozwalający ocenić czy temperatury dwu ciał są jednakowe lub nie, która jest wyższa. Zwyczajnie używa się w tym celu zmian objętości lub długości. Termoskop metalowy np. składa się z dwu pręcików z metali nie jednakowo się rozszerzających (stal — mosiądz) zlutowanych ze sobą na całej długości. Po ogrzaniu pręt zgina się tak, iż metal wydłużający się więcej (mosiądz) znajduje się po stronie wypukłej. Pręt wprowadza w ruch skalówkę, umieszczoną obok podziałki, na której czytamy stan termoskopu.

Za pomocą termoskopów nie można temperatury mierzyć, gdyż podziałka ich bywa zwykle dowolna. Przyrząd tego rodzaju opatrzony podziałką, wykonaną według jakiegokolwiek powszechnie uznanej skali temperatur nazywa się termometrem.

Od termoskopu wymagamy jedynie: 1) żeby był ze sobą zgodny, t. j. żeby w tej samej temperaturze skalówka zajmowała zawsze to samo położenie względem podziałki; 2) żeby w temperaturach różnych stan jego był zawsze różny (termoskop

polegający na rozszerzaniu się wody nie czyniłby zadość temu żądaniu, gdyż woda zajmuje jednakowe objętości w temperaturach różnych, leżących powyżej i poniżej temperatury największej gęstości); 3) żeby małe zmiany temperatury zmieniały znacznie stan skazówki (czułość); 4) żeby był czujny, t. j. zmieniał stan skazówki rychło w ślad za zmianą temperatury zewnętrznej; 5) żeby ruchy skazówki były zależne jedynie od zmian temperatury, to jest, żeby inne wpływy, np. zmienność ciśnienia atmosfery, nie zmieniały jego stanu.

Warunkowi pierwszemu, który jest najważniejszy, czynią zadość termoskopy polegające na rozszerzaniu się cieczy i gazów; ciała stałe nie zalecają się stałością własności, gdyż samo ogrzewanie zmienia częstokroć ich ustrój, bądź to stałe, bądź przemijająco (zjawiska opóźnienia).

Termoskop wskazuje zawsze własną temperaturę; jeżeli używamy do mierzenia temperatur innych ciał, polegamy na prawie równowagi temperatur (ust. 3), mianowicie otaczamy go ciałem badanem i czytamy stan skazówki dopiero wtenczas, gdy ruch jej ustanie.

Obok termoskopów metalowych zasługują na wzmiankę elektryczne, polegające na zmienności przewodnictwa elektrycznego drutów metalowych wskutek zmian temperatury. Termoskopy różnicowe wykrywają różnice temperatury dwu ciał; skazówka ich nie porusza się wcale, dopóki temperatury te są jednakowe, choćby nawet zmieniły się jednocześnie (termoskop różnicowy powietrzny Lesliego, stos termoelektryczny).

**5. ZMIANY OBJĘTOŚCI.** Wszelkie ciała zwiększają, albo zmniejszają objętości i rozmiary swoje wskutek zmian temperatury; własność tę nazywamy rozszerzalnością cieplną. W przeważającej liczbie przypadków ciała zwiększają objętość, gdy są ogrzewane; niektóre jednak zachowują się przeciwnie. Po oziębieniu do temperatury pierwotnej cieczy i gazy wracają dokładnie do pierwotnej objętości (o ile nie wyparowały, albo nie rozłożyły się chemicznie przez ogrzewanie); niektóre ciała stałe (szkło) doznają zmian trwałych, które po oziębieniu ustępują dopiero po dłuższym czasie.

Zmiana objętości wskutek ogrzania lub oziębienia jest wynikiem rozszerzania się, albo kurczenia, wszystkich części ciała. Jeżeli tedy ciało zupełnie jednolite ogrzejemy w taki sposób.



żeby cała jego masa przyjęła tę samą temperaturę, wtenczas każda jednostka objętości ciała rozszerzy się o tę samą objętość, np.  $a$ . Powiększenie objętości całego ciała wyrazi się więc przez:

$$v' = va,$$

w czym  $v$  oznacza ilość jednostek objętości zawartych w ciele w temperaturze, w której zaczęliśmy ogrzewanie. Z tego wynika, że stosunek  $\frac{v'}{v}$ , zmiany objętości ciała jednolitego do objętości pierwotnej, nie zależy od postaci, rozmiarów, ani od objętości ciała; zależy jedynie od wysokości temperatury, do której ogrzaliśmy ciało i od własności fizycznych i chemicznych danego ciała, to jest od rodzaju materji.

To samo można powiedzieć o zmianach rozmiarów ciał stałych: długości, szerokości i grubości. Chcąc np. okazać wyraźnie przedłużanie się prętów wskutek ogrzania, używamy prętów długich. Im więcej bowiem jednostek długości pręt mierzy, tem większa będzie łączna zmiana długości wszystkich razem. Tor żelazny między Warszawą a Krakowem przedłuża się między zimą i latem przeszło o 100  $m$ , podczas gdy długość jednej szyny zmienia się ledwie o 2  $mm$ .

Rozszerzalność rozmaitych ciał bywa różna. Ciała stałe rozszerzają się w ogóle mniej niż ciecze; najwięcej rozszerzają się gazy, a w dodatku, jak obaczymy, rozszerzają się pod zwyczajnem ciśnieniem prawie jednakowo.

Rozszerzalność cieczy można okazać i mierzyć, ogrzewając je w tak zw. dilatometrach, t. j. miarkach o znanej pojemności (fig. 2) mających wąską podzieloną szyjkę. Ogrzanie zwiększa pojemność miarki; jeżeli ciecz rozszerza się więcej niż pojemność miarki, wówczas powierzchnia jej w szyjce podnosi się; w przeciwnym razie opada.

Pojemność naczyń zwiększa się wskutek ogrzania w tym samym stosunku  $\frac{v'}{v} = a$ , jak objętość materiału ścian naczynia; pod warunkiem jednak, żeby materiał ten był jednolity



Fig. 2.

i rozszerzał się równomiernie we wszystkich kierunkach. Wynika to z uwagi, że rdzeń pełny, z tegoż materiału, wypełniający szczelnie wnętrze naczynia, tworzyłby ze ścianami jednolitą bryłę w każdej temperaturze, t. j. rozszerzałby się tak samo, jak pojemność naczynia.

Niechaj  $a = \frac{v'}{v}$  oznacza stosunek, w jakim ciecz rozszerza się wskutek pewnego podwyższenia temperatury;  $a'$  podobny stosunek dla materiału naczynia (fig. 2). Ciecz zajmuje w naczyniu pierwotnie np.  $v$  jednostek objętości (według podziałki na szyjce). Po ogrzaniu objętość rzeczywista cieczy będzie  $v_1 = v + v' = v(1 + a)$ . Gdyby naczynie nie zmieniało swej pojemności, podziałka na szyjce wskazała by nam właśnie  $v_1$ , jako objętość cieczy ogrzanej. W rzeczywistości odczytamy inną pozorną objętość, gdyż wskutek jednoczesnego rozszerzenia się naczynia każda jednostka podziałki odpowiada  $1 + a'$  jednostkom dawniejszym. Objętość cieczy wymierzona temi powiększonymi jednostkami będzie:

$$\frac{v_1}{1 + a'} = v \frac{1 + a}{1 + a'}$$

Zważywszy, że  $a$  i  $a'$  są zazwyczaj małe liczby, możemy zamiast powyższego napisać:  $v(1 + a - a')$ .

Różnica  $a - a'$  wyraża przeto stosunek pozornego rozszerzania się cieczy w naczyniu.

Ciała różnokierunkowe mają rozszerzalność różną w różnych kierunkach. Kula zrobiona z materii równokierunkowej zachowuje w każdej temperaturze postać kulistą; natomiast kula wycięta np. z kryształu, któregośkolwiek układu, z wyjątkiem kryształów równoosiowych (dymant, sól kamienna) zamienia się po ogrzaniu na elipsoidę trójosiową. Są zawsze trzy kierunki, wzajemnie prostopadłe, mające rozszerzalność [największą, najmniejszą i średnią. Niekiedy nawet rozszerzanie się w jednym z tych kierunków łączy się z kurczeniem kryształu w drugim; właściwość tę okazuje kryształ islandzki (szpat wapienny), rozszerza się w kierunku osi głównej, kurczy się natomiast jednakowo we wszystkich kierunkach prostopadłych do osi.

6. TERMOMETR RTĘCIOWY. Wynalazek termometru, jeden z najważniejszych w naukach przyrodniczych, jest jedną z wielkich zasług Galileusza; od czasu tego wynalazku (około r. 1592)



zaczyna się umiejętne badanie zjawisk cieplnych. W pierwotnym termometrze Galileusza ciałem termometrycznym było powietrze, zamknięte w szklanej bańce „wielkości kurzego jaja, do której przylutowaną była rurka szklana, szerokości żdźbła słomy, długa na dwie piędzi.” Powietrze, oddzielone od zewnętrznego kroplą wody, wskazywało przez rozszerzanie się, albo kurczenie, zmiany temperatury na dowolnej podziałce. Był to więc termoskop bardzo niedoskonały, tem więcej, że stan jego był zależny nie tylko od temperatury, ale także od ciśnienia atmosfery.

Znacznie ulepszony przyrząd (wynaleziony około r. 1641) znajdujemy w ręku uczniów Galileusza, członków założonej w r. 1657 we Florencji „akademii doświadczeń” (*Accademia del cimento*). Kształtem podobny do termometrów dzisiejszych, napełniony był wyskokiem; szyjka była jednak u góry szczelnie zamknięta, wskutek czego zmiany ciśnienia atmosfery nie miały już wpływu na stan powierzchni cieczy. Na przyrządzie znaczono były dowolne stopnie, za pomocą guziczków szklanych, przylutowanych do szyjki.

Pierwsze termometry napełnione rtęcią wykonywał Fahrenheit w Gdańsku około r. 1715. Rtęć rozszerza się wprawdzie mniej, niż wyskok, jednak wysoka jej temperatura wrzenia, parowanie nieznaczne w temperaturach zwyczajnych, dają jej pierwszeństwo przed wyskokiem. Termometr rtęciowy, jakich używa się obecnie do celów naukowych, jest to rurka szklana, włoskowata (fig. 3), mająca otwór kolisty, albo eliptyczny, wydęta na jednym końcu w bańkę kulistą lub walcowatą (z powodu szybszego ogrzewania się rtęci); drugi koniec rurki jest zamknięty. Bańka i część szyjki napełnione są czystą rtęcią, reszta rurki jest próżna. Powietrze wydala się z wnętrza rurki (przez wygotowanie rtęci i zalutowanie rurki, podczas gdy słupek rtęci ogrzanej sięga do górnego jej



Fig. 3.



Fig. 4.

końca) w tym celu, żeby uniknąć zanieczyszczenia się rtęci przez utlenienie, tudzież wielkich ciśnień wewnętrznych, które byłyby następstwem zgęszczenia powietrza przez rtęć rozszerzającą się. (W nowszych czasach napełniają termometry do wysokich temperatur azotem albo bezwodnikiem węglowym, żeby zapobiedz rozrywaniu się słupka rtęci). Na zewnętrznej stronie rurki narysowana jest podziałka numerowana na stopnie.

Figura 4-ta okazuje cokolwiek odmienne urządzenie termometru, różniące się jednak od poprzedniego tylko w podrzędnych szczegółach.

Działanie termometru polega na tem, że rtęć rozszerza się około ośmiu razy więcej niż szkło jednakowo ogrzane; z tego powodu podwyższenie temperatury sprawia, iż rtęć przechodzi z bańki do szyjki; słupek rtęci podnosi się w rurce. Zmiany te są jednak zawsze wynikiem rozszerzania się rtęci, zarówno jak szkła. Działanie termometru polega tedy na rozszerzalności pozornej (ust. 5) rtęci w szkłe.

Termometr rtęciowy jednoczy w sobie wszystkie zalety żądane od termoskopów w ogóle (ust. 4). Czułość przyrządu tego można podnieść wysoko wybierając rurkę bardzo wąską, w stosunku do pojemności bańki. Czułość nie zostawia również nic do życzenia, jeżeli bańka jest mała, walcowata, wskutek czego ciepło znajduje łatwy dostęp do wszystkich cząstek rtęci. Termometru rtęciowego należy zawsze używać w ten sposób, żeby nie tylko rtęć w bańce, lecz i w szyjce była ogrzana do tej temperatury, którą badamy. W przeciwnym razie stan termometru nie byłby określony w danej temperaturze; termometr wskazywałby więcej lub mniej stopni, zależnie od tego, czy dłuższy lub krótszy kawałek słupka byłby ogrzany. Jedyną wadą termometru rtęciowego jest niedoskonała rozszerzalność szkła; przez długi czas po wykonaniu bańka kurczy się potrosze; nawet po krótko trwającym ogrzaniu doznaje zmian pojemności, które po oziębieniu do temperatury zwyczajnej nie ustępują odrazu.

Termometry florentyńskie, a nawet przyrządy Fahrenheita, które słynęły z tego, że zgadzały się między sobą, były to ściśle mówiąc termoskopy, albowiem podziałka ich była dowolna.

Termometrem nazywamy termoskop wskazujący temperaturę według jakiegokolwiek powszechnie znanej i rozumianej skali temperatur. Podziałka tego przyrządu powinna być wykonana według pewnego, ściśle okre-



ślonego prawidła, tak, iżby każdy, znając zasadę dzielenia termometrów, mógł wykonać podziałkę, mierzyć temperatury, albo sprawdzać lub odtwarzać temperatury podawane przez innych, nie posługując się przytem żadnym obcym termometrem.

Termoskop rtęciowy daje się łatwo zamienić na termometr odpowiadający temu żądaniu, jak to wykażemy w następującym ustępie.

**7. TEMPERATURY ZASADNICZE. SKALA RTĘCIOWA.** Wspomnieliśmy, że temperatur nie mierzy się, w ścisłym znaczeniu tego wyrazu, lecz porównywa się je z pewnemi powszechnie znanymi temperaturami, stanowiącemi skalę porównawczą. Do zbudowania takiej skali wystarczy mieć dwie temperatury dobrze określone, a dostatecznie od siebie odległe. W roku 1694 Karol Renaldini wskazał takie dwa stałe punkty oparcia skali termometrycznej, odtąd powszechnie używane: temperatury topnienia lodu i wrzenia wody.

Lód pod ciśnieniem atmosferycznym topi się zawsze w tej samej temperaturze (o czem można przekonać się za pomocą jakiegokolwiek termoskopu o dowolnej podziałce); zmiany ciśnienia atmosfery mają wprawdzie wpływ na temperaturę topnienia, ale tak nieznaczny, że trudno go wykryć nawet czułymi termoskopami. Jedynym warunkiem stałości temperatury jest to, żeby lód był czysty, dobrze przesiąknięty wodą, a w szczególności, żeby nie zawierał przymieszek rozpuszczalnych w wodzie. Fig. 5-ta okazuje prosty przyrząd, służący do określania stanu termometru w lodzie topniejącym.

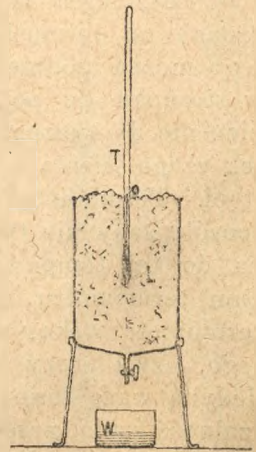


Fig. 5.

Mniej proste jest określenie drugiej temperatury zasadniczej. Temperatura wrzenia wody zależy bowiem naprzód od ciśnienia atmosfery, ciężącego na powierzchni wody; wzrasta, gdy ciśnienie powiększa się, maleje razem z opadaniem barometru. Zjawisko to odkrył Fahrenheit około r. 1724. Nadto temperatura wody wrzącej zależy od innych warunków ubocznych: od jej czystości, od rodzaju naczynia i t. p. Jednak, jeżeli termoskop umieścimy nie w wodzie lecz w parze, uchodzącej z wody wrzącej (fig. 6), wówczas

okryje on się kroplami rosy (skroplonej wody gorącej), a doświadczenie okazało, że temperatura wskazana zależy w tym razie wyłącznie od ciśnienia atmosferycznego (ściślej mówiąc od ciśnienia panującego w kociołku, nad wodą wrzącą). Wyższą temperaturę zasadniczą określamy przeto jako temperaturę pary, uchodzącej z wody, wrzącej pod ciśnieniem normalnem jednej atmosfery.

Opierając się na tych temperaturach zasadniczych wykonywamy podziałkę termometru rtęciowego w sposób następujący (Réaumur 1730). Zaznaczywszy na szyjce termometru stanowisko, które koniec słupka rtęciowego zajmuje w temperaturach zasadniczych, dzielimy pojemność szyjki, między tymi punktami na sto części równych. Tym sposobem otrzymujemy skalę temperatur, obejmującą sto stopni (według Celsiusza r. 1742), od 0°, t. j. od temperatury topnienia lodu, do normalnej temperatury wrzenia wody 100°. Z podziału szyjki między kreskami 0 a 100, wypadnie pewna określona pojemność, odpowiadająca jednemu stopniowi. Za pomocą tej pojemności przedłużamy podziałkę powyżej 100°, w taki sposób, iżby pojemność między dwiema sąsiednimi kreskami, odpowiadająca stopniowi, była równa pojemności stopnia, znalezionej w zakresie 0 do 100. W podobny sposób uzupełniamy podziałkę

niżej 0° i opisujemy ją, idąc ku temperaturom niższym, liczbami —1°, —2°,... i t. d. Jeżeli przekrój szyjki jest zupełnie jednostajny, wtenczas odstępki kreski podziałki będą równe, albowiem równe pojemności szyjki odpowiadają wówczas równym długościom. Skala temperatur uzyskana tym sposobem sięga od trzydziestu kilku stopni niżej zera (temperatura krzepnięcia rtęci) do czterystu kilkudziesięciu stopni nad zerem (w wyższych bowiem temperaturach szkło mięknie, para rtęci nabywa znacznej prężności, a słupek rtęci łatwo się rozrywa).

Nie trudno okazać, że dwa termometry, wykonane z tego samego szkła, podzielone według powyższego pravidła, będą

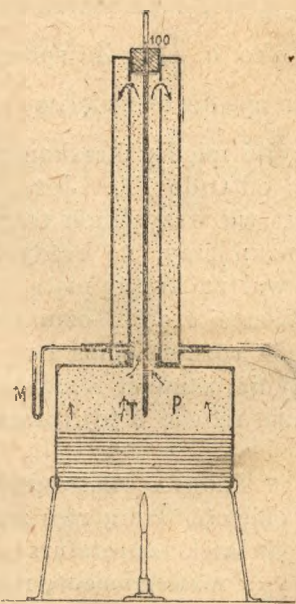


Fig. 6.



zgadzały się we wszelkich temperaturach, bez względu na to, czy bańki i szyjki są jednakowe, lub różne, co do rozmiarów i postaci. Termometr posiada więc główną zaletę narzędzia dobrze pomyślanego: budowa jego opiera się tylko na stałych własnościach materji, a nie wymaga żadnych przepisanych kształtów lub rozmiarów. Przypuśćmy na chwilę, że bańka szklana termometru nie rozszerza się wcale, a zwróćmy uwagę na rozszerzanie się samej rtęci. Jakakolwiek jest objętość  $v_0$  rtęci w temperaturze  $0^\circ$ , po ogrzaniu do  $100^\circ$  powiększa się ona blisko o  $\frac{v_0}{55}$ . Ze sposobu podzielenia szyjki wynika, że ogrzanie np. do  $5^\circ$  zwiększy objętość rtęci o  $\frac{v_0}{20 \times 55}$ , gdyż pojemność szyjki między kreskami 0 i 5 jest dwudziestą częścią pojemności od 0 do 100. Jeżeli zważymy, że stosunek ten zachowany jest we wszystkich termometrach, prawidłowo podzielonych, to zrozumiemy, że każdy termometr ogrzany do  $5^\circ$ , będzie wskazywał na kreskę piątą, bez względu na kształt, wielkość lub ilość zawartej rtęci. Rozumowanie to nie zmieni się w zasadzie, jeżeli obok rozszerzalności rtęci uwzględnimy zmiany pojemności naczynia; zamiast rozszerzalności rzeczywistej rtęci wypada w tym razie mówić o jej rozszerzalności pozornej w szkle.

**TEORIA TERMOMETRU RTĘCIOWEGO.** Oznaczmy ogólnie przez  $v_t$  objętość, którą rtęć znajdująca się w termometrze zajmuje w jakiegokolwiek temperaturze  $t$  stopni; niechaj  $r_t$  oznacza stosunek określający rozszerzanie się rtęci ogrzewanej od  $0^\circ$  do  $t^\circ$ . Będzie wtenczas:  $v_t = v_0 + r_t \cdot v_0$ . Oznaczmy podobnie przez  $u_t$  pojemność bańki (w temperaturze  $t^\circ$ ), licząc ją do kreski  $0^\circ$ ; przez  $s_t$  stosunek rozszerzania się szkła. Widocznem jest, że:  $u_0 = v_0$ , tudzież:  $u_t = v_0 + s_t \cdot v_0$ . Po ogrzaniu termometru od  $0^\circ$  do  $t^\circ$  pewna objętość rtęci, mianowicie  $v_t - u_t = v_0 (r_t - s_t)$ , wypłynie z bańki i zapełni, dajmy nato,  $n$  stopni w szyjce. Jeżeli oznaczymy przez  $N$  liczbę (niezależną od temperatury), wyrażającą ile razy pojemność stopnia mieści się w pojemności bańki, wówczas objętość tej przelanej rtęci wyrazi się przez:

$$n \cdot \frac{u_t}{N}, \text{ co porównane z: } v_0 (r_t - s_t) \text{ daje } n = N \cdot \frac{r_t - s_t}{1 + s_t}.$$

Ze sposobu wykonania podziałki wynika, że pojemność jednego stopnia w temperaturze  $100^\circ$  jest setną częścią objętości  $v_{100} - u_{100}$ , t. j.  $\frac{v_0}{100} (r_{100} - s_{100})$ ; mamy przeto:  $N = \frac{u_{100}}{\frac{1}{100} v_0 (r_{100} - s_{100})} = 100 \frac{1 + s_{100}}{r_{100} - s_{100}}$ .

Podstawiając to w poprzedzającym równaniu otrzymamy:

$$n = 100 \frac{1 + s_{100}}{r_{100} - s_{100}} \cdot \frac{r_t - s_t}{1 + s_t}$$

Wzór ten można uważać jako definicyę arytmetyczną temperatury, na podstawie skali rtęciowej: temperaturę  $t$  oznaczamy na tej skali tą liczbą  $n$ , która wypada z powyższego wzoru. Doświadczenie okazało, że w rtęci jest:  $r_{100} = \frac{1}{55}$ , w szkle zaś w (przybliżeniu)  $s_{100} = \frac{1}{400}$ , mamy więc w termometrach rtęciowych:  $N = 6385$ .

**DALSZE WSKAZÓWKI.** Temperaturę  $100^\circ$  określiliśmy jako temperaturę wrzenia wody pod ciśnieniem jednej atmosfery. Stan barometru dosięga jednak rzadko  $760 \text{ mm}$ ; zwykle bywa niższy. Doświadczenie okazało, że temperatura wrzenia wody zniża się  $0.037$  stopni, gdy barometr spadnie o  $1 \text{ mm rt}$ . Temperaturę wrzenia wody pod ciśnieniem barometrycznym  $b \text{ mm}$  daje tedy wzór:  $t = 100 - 0.037(760 - b)$ , używany przy sporządzaniu, albo sprawdzaniu podziałek na termometrach.

W powszechnem użyciu spotyka się często termometry o podziałce skróconej (fig. 4), sięgające np. tylko do  $+40^\circ$ . Do wykreślenia podziałki na takim termometrze potrzebny jest termometr pomocniczy o podziałce zupełnej. Kreskę  $0^\circ$  wyznacza się w lodzie, górną kreskę  $+40^\circ$  przez porównanie z termometrem wzorowym, poczem dzieli się odstęp obu kresek na 40 części.

Oprócz rtęci używa się niekiedy do napełniania termometrów innych cieczy, np. wyskoku etylowego, toluolu, dwusiarczku węgla, eteru naftowego (zwłaszcza jeżeli chodzi o mierzenie temperatur niższych od  $-40^\circ$ , albo o czułość większą od tej, jaką mogą dać termometry rtęciowe). Prawa rozszerzania się tych cieczy są jednakowoż różne od prawa rozszerzania się rtęci; termometry tego rodzaju nie zgadzałyby się z rtęciowym, gdybyśmy je opatrzyli podziałką, sporządzoną według opisanego wyżej prawidła. Uważamy je przeto za termoskopy, których podziałkę należy sprawdzić przez porównanie z termometrem wzorowym.

Gdy z postępem nauki okazała się potrzeba ściślego wyznaczenia temperatur, przekonano się, że i termometr rtęciowy nie zasługuje na miano termometru, lecz ściśle biorąc jest termoskopem, którego podziałka wymaga sprawdzenia w każdym przyrządzie z osobna, przez porównanie z przyrządem, mającym skalę dokładniej



określona (z termometrem gazowym, ust. 9). Pochodzi to ztąd, że szkło jest mieszaniną niestałego składu, a własności jego termiczne bywają różne w różnych przyrządach; nadto są zmienne w tym samym przyrządzie.

Obok skali stustopniowej Celsiusza ( $C$ ), jedynej używanej w nauce, spotyka się skale o innej wartości stopnia: Réaumura ( $R$ ) i Fahrenheita ( $F$ ). Do zamiany wzajemnej tych skal służą następujące wzory (w których  $C$ ,  $R$ ,  $F$  oznaczają liczby wyrażające daną temperaturę, według odpowiednich skal):

$$C = R + \frac{1}{4} R; \quad R = C - \frac{2}{10} C$$

$$C = \frac{5}{9} (F - 32); \quad F = \frac{9}{5} C + 32.$$

8. ZMIANY PRĘŻNOŚCI. Ciało zmieniające objętość, wskutek zmian temperatury, zdolne jest rozwinąć przytem znaczną siłę, w razie, gdyby jakie zewnętrzne opory stały mu na przeszkodzie. Żelazne obręcze zakłada się na koła i beczki na ciepło; klamry żelazne rozgrzane bywają używane do związywania rozstępujących się murów. Za pomocą dostatecznie wielkiej siły zewnętrznej można jednak zawsze zapobiedz zmianom objętości. Siła ta będzie tem większą, im bardziej ciało ogrzewamy i im trudniej ono jest ściśliwe. Tak np. pręt o przekroju  $S$ , o długości  $L$ , w temperaturze  $0^{\circ}$ , ogrzany do  $t^{\circ}$  przedłużyłby się, dajmy nato o  $l$ . Ażeby sprowadzić go, w tej temperaturze, do długości pierwotnej, musielibyśmy ścisnąć go podłużnie siłą (t. I, ust. 144):

$$P = \epsilon \cdot \frac{lS}{L}.$$

w czem  $\epsilon$  oznacza wartość współczynnika sprężystości na wydłużanie w tejże temperaturze. Widocznem jest, iż długość pręta, mającego pierwotnie temperaturę  $0^{\circ}$ , nie zmieniłaby się wcale, gdybyśmy, ogrzewając do  $t^{\circ}$ , ścisnęli go jednocześnie siłą rosnącą w miarę ogrzewania aż do powyższej wartości  $P$ . Ciecze i gazy są łatwiej ściśliwe od ciał stałych, natomiast rozszerzają się bardziej wskutek ogrzewania. Fiaszki szczelnie zatknięte a pełne cieczy pękają po rozgrzaniu; pewna ilość powietrza nad cieczą chroni je od pęknięcia, dzięki znacznej ściśliwości gazów.

Weźmy pod uwagę naczynie zamknięte szczelnie, o ścianach nie podatnych, napełnione powietrzem. Prężność gazu zamknię-

tego zwiększa się, gdy naczynie ogrzewamy, oziębienie natomiast zmniejsza prężność; zmiany te są zupełnie niezależne od pojemności naczynia. Oznaczmy bowiem przez  $v$  pojemność naczynia; prężność gazu zamkniętego niechaj będzie  $p_0$  w temperaturze  $0^\circ$ . Gdyby ściany naczynia nie tamowały rozszerzania się gazu, wówczas objętość jego w temperaturze  $t^\circ$  byłaby  $v_1 = v(1 + a)$ , prężność nie zmieniałaby się;  $a$  oznacza tu stosunek rozszerzania się gazu od 0 do  $t^\circ$ . Jeżeli gaz rozszerzony wtłoczmy napowrót w pojemność  $v$ , nie zmieniając temperatury, natenczas uzyska on tę samą prężność  $p$ , jakaby był uzyskał ogrzewany od  $0^\circ$  do  $t$  w objętości stałej  $v$ . Jednakże prężność wytworzona przez zgęszczenie zależy tylko od stosunku  $v_1 : v$ , a nie zależy od pojemności  $v$ . W szczególności, jeżeli gaz stosuje się do prawa Boylego, znajdziemy:

$$p = p_0 \cdot \frac{v_1}{v} = p_0 (1 + a).$$

Wzór ten dowodzi, że zmiany prężności gazu zamkniętego w stałej objętości, podlegają temu samemu prawu zmienności, jak zmiany objętości pod ciśnieniem stałym (o ile ściśliwość gazu wyraża się w każdej temperaturze przez prawo Boylego).

9. SKALA GAZOWA TEMPERATUR. Figura 7-ma wyobraża naczynie próżne o pojemności dowolnej ale niezmiennej, połączone z manometrem  $M$ . Wstawmy podobne naczynie w lód topniejący i wtłoczmy do wnętrza tyle wodoru, suchego i czystego, żeby prężność tego gazu, po oziębieniu do  $0^\circ$ , wynosiła jeden metr rtęci\*). Zamknąwszy naczynie szczelnie ogrzejmy je do  $100^\circ$ ; prężność gazu zwiększy się; przekonamy się, że manometr  $M$  wskazywać będzie ciśnienie 1,366254 metrów rtęci, bez względu na pojemność i kształt naczynia.

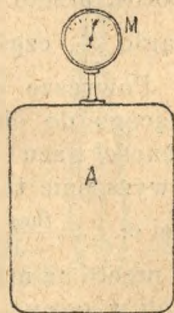


Fig. 7.

W jakiegokolwiek innej temperaturze stan manometru będzie inny, ale zawsze zupełnie określony i niezależny od pojemności naczynia (t. zn., że inny przyrząd, podobnie urządzony, różny tylko kształtem i wielkością, wskazywałby, w równych tempera-

\*) Pod działaniem ciężkości normalnej (w szerok. geogr.  $45^\circ$ , w poziomie morza).



raturach, też same ciśnienia co pierwszy). Przyrząd opisany tu posiada więc istotne cechy czulego i dokładnego termometru, skazówka manometru okazuje zarazem zmiany temperatury. Pozostaje tylko umówić się, jakie stopnie temperatury mają odpowiadać różnym ciśnieniom.

Z powodu ważnych zalet tego sposobu mierzenia temperatur, zarzucono w ścisłej nauce skalę rtęciową, a przyjęto powszechnie skalę gazową (Régnault, około 1840 r.), którą określa się obecnie w sposób następujący\*):

1) Równe przyrosty temperatury (stopnie) na skali gazowej odpowiadają równym przyrostom prężności wodoru, którego objętość jest stała, a prężność w topniejącym lodzie ( $0^{\circ}$ ) wynosi jeden metr rtęci.

2) Przyrost prężności wodoru, ogrzewanego od temperatury lodu ( $0^{\circ}$ ) do temperatury wrzenia wody ( $100^{\circ}$ ), dzielimy na sto części równych i przyjmujemy, że każda z tych części wskazywać ma zmianę temperatury o jeden stopień.

Ponieważ, jak doświadczenie okazało, prężność wodoru ogrzewanego od  $0^{\circ}$  do  $100^{\circ}$  powiększa się w stosunku 1 do 1.366254, przeto na stopień przypada przyrost 0.00366254, to jest okragło  $\frac{1}{273}$  część prężności w temperaturze  $0^{\circ}$ .

Powyższe określenia prowadzą do następującego wzoru, służącego do obliczania temperatury. Oznaczmy przez  $p_0$  i  $p_{100}$  prężności gazu w temperaturach  $0^{\circ}$  i  $100^{\circ}$ ; według określenia, podwyższenie temperatury o stopień sprawia powiększenie prężności o:  $f = \frac{p_{100} - p_0}{100}$ . W temperaturach  $0^{\circ}$ ,  $1^{\circ}$ ,  $2^{\circ}$ , ...,  $t^{\circ}$  odczytamy przeto na manometrze prężności:  $p_0$ ;  $p_0 + f$ ;  $p_0 + 2f$ ; ...;  $p_0 + tf$ . Jeżeli w pewnej niewiadomej temperaturze  $t^{\circ}$  manometr wskaże prężność  $p$ , wówczas będzie:  $p = p_0 + tf = p_0 + t \frac{p_{100} - p_0}{100}$ , skąd:

$$(1) \quad t = 100 \frac{p - p_0}{p_{100} - p_0}.$$

Skala gazowa jest zasadniczo odmienna od rtęciowej; w wysokich temperaturach różnią się one o kilka stopni, w zwyczajnych najwyżej o  $\frac{1}{3}$  stopnia.

\*) Według postanowień komisji międzynarodowej do miar i wag.

**10. TERMOMETR GAZOWY.** Skala gazowa temperatur, którą określiliśmy w poprzedzającym ustępie, posiada ważne zalety, w porównaniu z rtęciową: 1) Skala rtęciowa ograniczona jest do zakresu od  $-40$  najwyżej do  $400$  albo  $500^{\circ}$ ; gazowa daje się stosować w praktyce w temperaturach dowolnie niskich, tudzież w bardzo wysokich, gdyż naczynie zawierające gaz można wykonać z materiału ogniotrwałego (termometry porcelanowe, pirometry). 2) Wpływ rozszerzania się naczynia, który jest głównym powodem niezgodności termometrów rtęciowych, jest mało znaczący w termometrach gazowych; gazy rozszerzają się bowiem stosunkowo około 20 razy więcej niż rtęć. 3) Doświadczenie uczy, że termometr gazowy, napełniony wodorem o gęstości cokolwiek większej lub mniejszej od przepisanej, zgadza się niemal dokładnie z takimże termometrem, sporządzonym ściśle według określenia skali gazowej (ust 9). Z tego wynika, iż warunek, żeby prężność wodoru w temperaturze  $0^{\circ}$  wynosiła  $1\ m\ rt.$ , którego ściśle spełnienie byłoby w praktyce uciążliwe, może być tylko w przybliżeniu zachowany, bez ujmy dla dokładności przyrządu. 4) Jeżeli termometr gazowy napełnimy innym gazem, np. powietrzem, albo tlenem, azotem, tlenkiem węgla, natenczas różnić się on będzie tylko nieznacznie od normalnego termometru wodorowego. Z tego wynika na-przód, że rozszerzanie się tych gazów jest prawie takie samo jak wodoru; powtóre, że małe zanieczyszczenie wodoru innym gazem jest nieszkodliwe; należy jednak unikać gazów skraplających się w zwykłej temperaturze, np. pary wodnej.

Przyrząd wyobrażony na fig. 7-ej służy tylko do objaśnienia skali gazowej i do wykazania głównych części składowych termometru gazowego. W praktyce używa się najczęściej termometru gazowego, urządzonego tak, jak to przedstawia fig. 8.

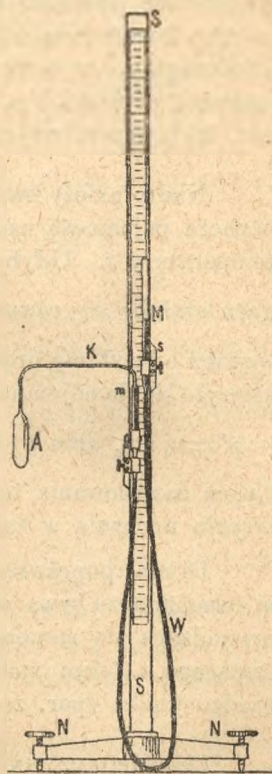


Fig. 8



A jest szklana bańka napełniona wodorem; wążka rurka szklana  $K$  łączy ją z manometrem rtęciowym, składającym się z dwu rurek szklanych, szerszych,  $m$  i  $M$ , połączonych węzłem gumowym. Tuż pod ujściem rurki  $K$ , w  $m$ , znajduje się kreska na rurze albo kolec; dotąd należy zawsze podnosić rtęć w lewym ramieniu manometru, żeby gaz zamknięty zachowywał stałą objętość. Wysokość poziomu rtęci w  $M$ , nad znacznikiem  $m$ , powiększona o stan barometru odczytanego spólcześnie, daje prężność gazu zamkniętego w termometrze ( $p$ ). Wyznaczywszy nadto, raz na zawsze, prężności  $p_0$  i  $p_{100}$ , możemy obliczyć (według wzoru 1, ust. 9) temperaturę odpowiadającą jakiegokolwiek prężności  $p$ .

Nadto należy uwzględnić rozszerzanie się naczynia  $A$ . Niechaj  $v_0$  oznacza pojemność naczynia w topniejącym lodzie. Ogrzewamy je do temperatury  $t$ . Gdyby pojemność naczynia pozostała  $v_0$ , prężność gazu stałaby się równa  $p' = p_0 + tf$ , gdzie  $f = \frac{p_{100} - p_0}{100}$ . W rzeczywistości odczytamy prężność  $p$ , cokolwiek mniejszą, gdyż naczynie rozszerzyło się do pojemności  $v_t = v_0 (1 + a_t)$ . Owóż według prawa Boylego  $p : p' = v_0 : v_t$ , albo  $p : p_0 + tf = 1 : 1 + a_t$ , skąd  $t = \frac{p(1 + a_t) - p_0}{f}$ . Celem zastosowania tego wzoru powinniśmy znać wartość  $a_t$  dla materiału naczynia w każdej temperaturze.

Druga poprawka wynika stąd, że nie wszystek gaz, zawarty w termometrze bywa ogrzewany do temperatury  $t$ , albowiem rurka  $K$ , prowadząca do manometru pozostaje w temperaturze powietrza otaczającego. Celem zmniejszenia tej poprawki rurka  $K$  powinna być bardzo wążka (por. zadanie 28).

**11. SPÓLCZYNNIKI ROZSZERZALNOŚCI CIAŁ STAŁYCH I CIECZY.** Rozporządzając dobrze określoną i obszerną skalą temperatur, jaką daje termometr gazowy, możemy przystąpić do wykładu praw rozszerzalności cieplnej ciał. Zmian objętości ciał stałych i cieczy nie udało się dotąd ująć w ogólne prawidła. Nie zapominajmy bowiem, że badając zmiany objętości ciała ogrzewanego, posiłkujemy się skalą temperatury dowolnie przez nas ustanowioną, porównujemy rozszerzanie się ciała ze zmianami prężności wodoru w termometrze. Gdybyśmy mierzyli temperatury inaczej, np. termometrem wysokowym lub rtęciowym, wówczas i prawo rozszerzalności byłoby inne. Ograniczamy się przeto do zestawiania tablic, w których zapisujemy wypadki

pomiarów (patrz niżej dla wody i rtęci), albo używamy tak zw. wzorów empirycznych, albo nakoniec przedstawiamy zmiany objętości wykreśleniem. Na fig. 9-iej linia  $Ot$  wyobraża skalę temperatur; prostopadle do niej kreślimy odcinki  $OA, bB, \dots$ , wyobrażające objętości  $v$  ciała badanego w odpowiednich temperaturach. Linia  $AB$  uzyskana w ten sposób, streszcza w sobie wyniki pomiarów i wyobraża prawo rozszerzania się ciała.

Dla wielu ciał stałych linia ta jest prawie prosta; wtedy objętość zwiększa się proporcjonalnie do przyrostu temperatury; powiadamy w tym razie, iż ciało rozszerza się jednostajnie. Niechaj objętość ciała w temperaturze  $0^\circ$  będzie  $v_0$  jednostek objętości ( $cm^3$ ); wskutek ogrzania do  $t^\circ$  każda jednostka objętości powiększy się proporcjonalnie do  $t$ , np. o  $\alpha t$ , w czym  $\alpha$  oznacza stałą liczbę, zależną od rodzaju ciała, t. zw. współczynnik rozszerzalności. Całe ciało rozszerzy się o  $v_0 \alpha t$ , przeto objętość jego po ogrzaniu będzie:

$$(1) \quad v = v_0 (1 + \alpha t).$$

Spółczynnik rozszerzalności  $\alpha = \frac{v - v_0}{v_0 t}$  jest to rozszerzenie się jednostki objętości ciała, odmierzonej w temperaturze  $0^\circ$ , przypadające na jeden stopień ogrzania. Jeżeli założymy  $v_0 = 1$ , wówczas będzie widocznie  $\alpha = BC : AC = tg \ BAC$  (fig. 9).

Ciecze nie rozszerzają się jednostajnie; linia  $AB$ , wyobrażająca zmianę objętości wskutek ogrzewania, bywa mniej lub więcej zakrzywiona. Wskutek zmiany temperatury zmienia się również kąt  $BAC$ ; styczną jego  $tg \ BAC$  (znowu gdy  $v_0 = 1$ ) zwiemy i w tym razie współczynnikiem rozszerzalności. Nie jest to już liczba stała, lecz zależy od temperatury; jest to tak zw. średni współczynnik rozszerzalności w zakresie od  $0^\circ$  do  $t^\circ$ . Znając wartość jego  $\alpha$  w każdej temperaturze  $t$ , obliczamy objętości jak pierwej, za pomocą wzoru (1).

Spółczynnik rozszerzalności ciał stałych wyznacza się zwyczajnie na długich prętach. Za pomocą komparatora (t. I, ust. 95) mierzymy długość pręta w temperaturach  $0^\circ$  i  $t^\circ$ , znajdziemy

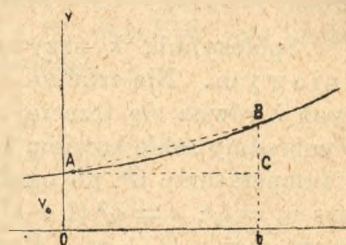


Fig. 9.



np. wartości  $l_0$  i  $l$ . Oznaczywszy przez  $\lambda$  przedłużenie jednostki długości, mierzonej w temperaturze  $0^\circ$ , przypadające na jeden stopień ogrzania możemy wyrazić zmiany długości, w podobny sposób, jak pierwszej zmiany objętości, mianowicie:

$$(2) \quad l = l_0 (1 + \lambda t).$$

Spółczynnik  $\lambda$  nazywa się współczynnikiem rozszerzalności liniowym. Nie trudno okazać, że w ciałach równokierunkowych  $\lambda$  równa się trzeciej części współczynnika objętościowego  $\alpha$ . Wyobraźmy sobie bowiem kostkę, której krawędzi mają długość  $l_0$  w temperaturze  $0^\circ$ ; po ogrzaniu do  $t^\circ$  zamieniają się na  $l$ ; wówczas  $v_0 = l_0^3$ ;  $v = l^3 (1 + \lambda t)^3 = l_0^3 (1 + 3\lambda t + 3\lambda^2 t^2 + \lambda^3 t^3)$ , a zatem  $v = v_0 (1 + \alpha t)$ . Ponieważ  $\lambda$  jest zwyczajnie tak małą liczbą, że  $\lambda^2 t^2$  i  $\lambda^3 t^3$  można opuścić wobec  $\lambda t$ , przeto z porównania obu wzorów na  $v$  wypada:

$$\alpha = 3\lambda; \quad \lambda = \frac{\alpha}{3}.$$

## TABLICA

## SPÓŁCZYNNIKÓW ROZSZERZALNOŚCI CIAŁ STAŁYCH.

	$\alpha$	$\lambda$
Ołów . . . . .	0,000087	0,000029
Cynk . . . . .	0,000087	0,000029
Srebro . . . . .	0,000057	0,000019
Mosiądz . . . . .	0,000057	0,000019
Miedź . . . . .	0,000051	0,000017
Złoto . . . . .	0,000045	0,000015
Żelazo . . . . .	0,000036	0,000012
Stal . . . . .	0,000033	0,000011
Platyna . . . . .	0,000027	0,000009
Szkło . . . . .	0,000027	0,000009
Drzewo ( $\lambda$ podłużnie) . . . . .	0,0001	0,000005
„ ( $\lambda$ poprzecznie) . . . . .	0,0001	0,000005
Lód . . . . .	0,00011	0,00004
Porcelana . . . . .	0,0000132	0,0000044
Jodek srebra . . . . .	-0,0000042	-0,0000014
Kryształ skalny ( $\lambda$ w kierunku osi) . . . . .	0,0000362	0,00000781
„ „ ( $\lambda$ prostopadle do osi) . . . . .	0,0000362	0,00001119
Szpat islandzki ( $\lambda$ w kierunku osi) . . . . .	0,000014	0,0000025
„ „ ( $\lambda$ prostopadle do osi) . . . . .	0,000014	-0,0000055
Wosk ( $10^\circ$ do $30^\circ$ ) . . . . .	0,00074	0,00025
„ ( $40^\circ$ do $60^\circ$ ) . . . . .	0,00457	0,00152

Rozszerzalność cieczy mierzy się pospolicie za pomocą dilatometru (ust. 5, fig. 2), przyczem należy uwzględnić zmiany pojemności samego naczynia. Inny sposób, dający bezpośrednio rozszerzalność cieczy, polega na porównaniu gęstości w różnych temperaturach.

Oznaczmy przez  $d_0$  i  $d$  gęstość, przez  $v_0$  i  $v$  objętość jakiegokolwiek ciała w temperaturach  $0^\circ$  i  $t^\circ$ . Jeżeli  $m$  jest masa (która nie zależy od temperatury) natenczas:

$$d_0 = \frac{m}{v_0}; \quad d = \frac{m}{v} = \frac{m}{v_0(1 + \alpha t)}, \quad \text{zatem:}$$

$$(3) \quad d = \frac{d_0}{1 + \alpha t}.$$

Wyobraźmy sobie, że odczytano jednocześnie stan barometru w dwu miejscach, w których temperatury są  $0$  i  $t$ , a ciśnienie powietrza też samo  $p$ ; z powodu różnej gęstości rtęci, wysokości słupków rtęci będą różne:  $b_0$  i  $b$ . Otóż mamy (tom I, uts. 178)  $p = b_0 d_0 g$ , a zarazem  $p = b d g = \frac{d_0}{1 + \alpha t} \cdot b g$ ; stąd wypada:  $\alpha = \frac{b - b_0}{b_0 t}$ .

Za pomocą podobnego sposobu znaleziono następujące wartości gęstości rtęci  $d$  w różnych temperaturach (według skali gazowej), tudzież wartości średniego jej współczynnika rozszerzalności  $\alpha$  (od  $0$  do  $t$ ).

TABLICA  
ROZSZERZALNOŚCI RTĘCI.

$t$	$d$	$\alpha$	$t$	$d$	$\alpha$
0	13,5956	0,00018179	100	13,3524	0,00018216
10	5709	80	150	2331	261
20	5463	81	200	1150	323
30	5218	83	250	12,9976	403
40	4974	86	300	8807	500
50	4731	89	350	7640	616



Na osobną wzmiankę zasługuje rozszerzanie się wody, która odznacza się tem, że w zakresie temperatur od 0° do 4° kurczy się wskutek ogrzewania, a dopiero od 4° zaczyna się rozszerzać.

## TABLICA

## ROZSZERZALNOŚCI WODY.

$t$	Objętość	Gęstość	$t$	Objętość	Gęstość
-5	1,000676	0,999325	30	1,004276	0,995743
0	1,000127	0,999873	40	1,007725	0,992334
4	1,000000	1,000000	50	1,011967	0,988174
5	1,000008	0,999992	60	1,016926	0,983356
10	1,000262	0,999738	70	1,022549	0,977948
15	1,000849	0,999152	80	1,028811	0,971996
20	1,001731	0,998272	90	1,035692	0,965537
25	1,002880	0,997128	100	1,043194	0,958595

Rozszerzanie się wody wskutek ogrzewania, zarówno jak wskutek ochłodzenia, poczynając od temperatury  $+4^{\circ}$ , okazane jest wykreślenie na fig. 10-ej. W temperaturze  $+4^{\circ}$  woda jest gęstsza, aniżeli

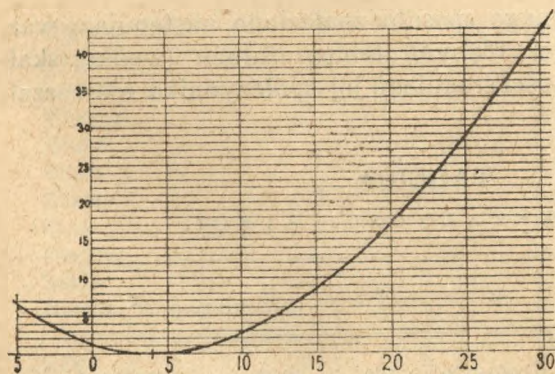


Fig. 10.

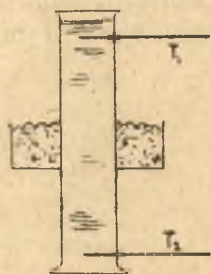


Fig. 11.

w jakiegokolwiek innej. Można to okazać następującem doświadczeniem. W szklanym słoju, zawierającym wodę (fig. 11), umieszczone są u góry i u spodu czułe termometry  $T_1$  i  $T_2$ . Dopóki woda ma temperaturę otaczającego ciepłego powietrza, górny termometr wskazuje zwyczajnie cokolwiek wyżej, niż dolny; w tych bowiem temperaturach

woda cieplejsza jest zarazem lżejszą i zbiera się u góry. Kosz, otaczający słoń, napełniamy mieszaniną mrożącą śniegu i soli; dostrzeżemy wówczas, że termometr dolny zaczyna opadać, a górny prawie się nie zmienia. To trwa dopóty, dopóki temperatura dolna nie dojdzie do  $+4^{\circ}$ ; wówczas dopiero zaczyna opadać termometr górny (bo woda oziębianą niżej  $+4^{\circ}$  staje się znowu lżejszą), lecz nie zatrzymując się przy  $4^{\circ}$  spada aż do  $0^{\circ}$ . Doświadczenie to wyjaśnia, dlaczego woda stojąca, w stawach, jeziorach głębokich, nie zamarza w zimie do dna. Istotnie, temperatura w głębi bywa zwykle około  $4^{\circ}$ , nawet podczas silnych mrozów (oziębienie wody, która jest złym przewodnikiem ciepła, odbywa się tylko przez mieszanie, przez prądy, powstające wskutek nierównej gęstości). Woda morska (roztwór rozcieńczony soli kuchennej i innych soli) zachowuje się podobnie jak woda czysta; temperatura największej gęstości jest jednak niższa:  $+2^{\circ}$  albo mniej, zależnie od zawartości soli.

Ciecze rozszerzają się na ogół niejednostajnie; rozszerzalność wzrasta, im bardziej temperatura zbliża się do punktu wrzenia. W związku z tem jest fakt, że ciecze bardziej lotne (wrzące w niższej temperaturze) rozszerzają się więcej; i tak współczynnik rozszerzalności rtęci (od 0 do 100) jest  $\alpha = 0,000182$ ; wody: 0,000431; wysokoku etylowego: 0,001273. Eter jednak etylowy, bardziej lotny od wysokoku, mniej się rozszerza. Najwięcej rozszerzają się owe niezmiernie lotne ciecze, uzyskane przez skroplenie gazów, np. bezwodnik węglowy płynny.

Na zmiany długości, wskutek zmian temperatury, należy zwracać baczną uwagę przy użyciu podziałek. Należy dowiedzieć się, w jakiej temperaturze podział jest rzetelny, tudzież jaki jest współczynnik rozszerzalności liniowej pręta. W tym względzie dogodne są podziałki, wykonane na pewnym gatunku stali niklowej (alaz żelaza i niklu, zwany in war). W zwyczajnych temperaturach nie rozszerza się ona wcale.

### Z a d a n i a.

- 1) Pręty z żelaza, cynku i mosiądzu mają długość 1 m w temperaturze  $0^{\circ}$ ; o ile przedłużą się przez ogrzanie do  $100^{\circ}$ ? *Odp.* 1,2; 2,9; 1,9 mm.
- 2) Obliczyć prawdziwą odległość dwu miejsc, dla której znaleziono wartość 385,73 m, mierząc w temperaturze  $17^{\circ}$  miarą żelazną, sprawdzoną przy  $0^{\circ}$ ? *Odp.* 385,807 m.



3) O ile  $1 m^3$  ołowiu jest lżejszy w temperaturze  $100^\circ$  niż w temperaturze  $0^\circ$ ?  *Odp. 98 kg.*

4) Jaki błąd popełniamy ważąc wagą mosiężną, której jedno ramię jest o  $\frac{1}{10}$  stopnia cieplejsze od drugiego?  *Odp. Na każdy kilogram ciała ważonego otrzymujemy o 1,9 mgr za dużo lub za mało, zależnie od tego, czy umieścimy ciało po stronie cieplejszej lub chłodniejszej.*

5) Zegar wahadłowy, mający wahadło żelazne, sprawdzony był w temperaturze  $0^\circ$ . O ile będzie on opóźniał się na dobę w temperaturze  $17^\circ$ ?  *Odp. Moment bezwładności zmienia się proporcjonalnie do  $(1+\lambda t)^2$ , moment ciężkości do  $(1+\lambda t)$ . Opóźnienie na dobę = 9 sek.*

6) Do końca pręta o długości  $l_1$ , z metalu 1, przytwierdzony jest, jako przedłużenie, pręt o długości  $l_2$  z metalu 2. Znaleźć współczynnik rozszerzalności pręta złożonego.  *Odp.  $\frac{l_1 \alpha_1 + l_2 \alpha_2}{l_1 + l_2}$ .*

7) Za pomocą miarki szklanej, sprawdzonej w temperaturze  $0^\circ$ , odmierzono 30 litrów cieczy w temperaturze  $20^\circ$ . Obliczyć prawdziwą objętość cieczy.  *Odp. 30,015 l.*

8) Jaki ciężar byłby potrzebny, żeby przedłużyć pręt stalowy o tyle, o ile go przedłuża ogrzanie o  $1^\circ$ .  *Odp. Na każdy  $cm^2$  przekroju ciężar  $\epsilon \times \lambda$ , to jest 23 Kg.*

9) Drut obciążony ciężarem  $P$  ogrzewamy o  $t^\circ$ ; o ile należy zmniejszyć ciężar po ogrzaniu, żeby drut nie przedłużył się.  *Odp.  $O \epsilon \times \lambda$  na  $1^\circ$  i  $1 cm^2$ , w czym  $\lambda$  jest współczynnik rozszerzalności odpowiadający napięciu  $\frac{P}{S}$ ,  $\epsilon$  współczynnik sprężystości w temperaturze wyższej.*

10) Struna stalowa o przekroju  $1 mm^2$  napięta jest między dwoma stałymi punktami siłą 20 Kg. O ile zmieni się ton jej zasadniczy przez oziębienie o  $10^\circ$ ?  *Odp. Podniesie się o interwał 1,056, to jest o pół tonu.*

11) Szklana kula, obciążona wewnątrz śrutem, waży w próżni 106,749 gramów. Wążąc ją w wodzie, w temperaturach  $0^\circ$  i  $30^\circ$ , za pomocą wagi hydrostatycznej, znaleziono ciężary 6,762 i 7,100 gr. Obliczyć średni współczynnik rozszerzalności wody w zakresie od  $0^\circ$  do  $30^\circ$ .  *Odp. 0,000138.*

12) Pojemność szyjki walcowatej dilatometru szklanego ( $\alpha = 0,000026$ ) między dwiema sąsiednimi kreskami podziałki, mieści się 3417,65 razy w pojemności naczynia. W temperaturze  $0^\circ$  ciecz zapełnia dilatometr do kreski 5,37, w stu stopniach do 342,64. Obliczyć współczynnik rozszerzalności cieczy.  *Odp. 0,001014.*

13) Naczynie szklane, napełnione po brzegi wodą w temperaturze  $20^{\circ}$ , zawierało  $49,763 \text{ gr}$  wody. Obliczyć pojemność jego w  $100^{\circ}$ .  
 *Odp.  $49,949 \text{ cm}^3$ .*

15) Dilatometr szklany, napełniony po brzegi rtęcią, w temperaturze  $0^{\circ}$ , zawiera  $p = 217,5248 \text{ gr}$  rtęci. Ogrzany do  $100^{\circ}$  traci  $3,3341 \text{ gr}$ , ciężar pozostałej rtęci jest  $p' = 214,1907 \text{ gr}$ . Po ogrzaniu do temperatury  $t$  zostaje w nim  $p'' = 210,9037 \text{ gr}$ . Obliczyć wysokość temperatury  $t$  według skali gazowej.  *Odp.  $200^{\circ}$ .*

15) Obliczyć wartość tejże samej temperatury według skali rtęciowej.  *Odp.  $t = 100 \cdot \frac{p'}{p''} \cdot \frac{p - p''}{p - p'} = 201,68^{\circ}$ .*

**12. ROZSZERZALNOŚĆ GAZÓW.** (Prawo Charla i Gay-Lussaca, 1802 r.). Najprostsze są prawa rozszerzania się gazów, nie zbyt zgęszczonych, zostających np. pod ciśnieniem nie wiele różnym od atmosferycznego. Objętość pewnej masy gazu zależy w wysokim stopniu od temperatury, zarówno jak od ciśnienia. Badając ściśliwość gazów (prawo Boylego t. I, ust. 180) staraliśmy się usunąć wpływ rozszerzalności cieplnej, zastrzegając, żeby temperatura podczas zgęszczania była stała; nawzajem mając określić wpływ temperatury na objętość, powinniśmy wykluczyć zmiany ciśnienia zewnętrznego.

Wyobraźmy sobie naczynie walcowate (fig. 12), zawierające gaz, zamknięty tłokiem  $K$ , poruszającym się szczelnie, ale bez tarcia. Ciężar  $P$ , umieszczony na tłoku, wspólnie z ciśnieniem atmosferycznym, wywiera na gaz ciśnienie stałe, zrównoważone prężnością gazu, również stałą. Skoro oziębimy naczynie lodem topniejącym do  $0^{\circ}$ , gaz skurczy się, nie zmieniając prężności, a tłok obsunie się na dół w położenie  $AB$ . Podzielmy objętość walca od spodu do  $AB$ , na 273 części równych i przedłużmy tę podziałkę do góry, zachowując jednostajny odstęp kresek.

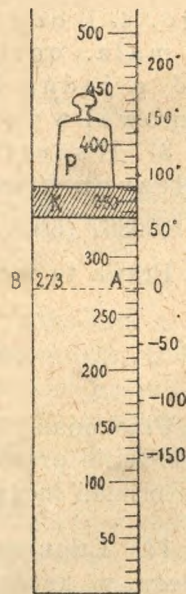


Fig. 12.

Obok kresek tej podziałki dopiszmy liczby: 0 obok kreski 273-iej, licząc od spodu; następne kreski w górę, oznaczmy 1, 2, 3, ... 100...200...; poniżej zera położmy po kolei  $-1, -2, \dots -100, \dots$



Fizycy francuscy Charles (1787 r.), następnie Gay-Lussac\*) (1882 r.) i inni, opierając się na doświadczeniach, wykonanych z pomocą przyrządu podobnego poniekąd do fig. 12-ej, wypowiedzieli twierdzenie: 1) że gaz, ogrzany lub oziębiony do jakiejbądź temperatury, rozszerzy się do tej kreski podziałki, obok której temperatura ta jest napisana; 2) że prawo to pozostanie prawdziwym, niezależnie od tego, jak duży ciężar spoczywa na tłoku; podziałkę należy jednakowoż kreślić dla każdego ciężaru osobno, albowiem objętość w temperaturze 0° będzie tem mniejsza, im większego użyjemy ciśnienia; 3) że powyższe prawo rozszerzalności stosuje się do wszystkich gazów.

Nie oglądając się na kształt naczynia i na sposób wywarcia na gaz stałego ciśnienia, możemy powyższe prawa wypowiedzieć tak:

1) Gazy, ogrzewane pod stałym ciśnieniem zewnętrznym, rozszerzają się jednostajnie.

2) Jakakolwiek jest wartość ciśnienia zewnętrznego, t. j. czy gęstość początkowa gazu jest wielka czy mała, ogrzanie o jeden stopień powiększa objętość o jedną 273-cią część tej objętości, którą gaz zajmował w temperaturze topniejącego lodu.

3) Wszystkie gazy rozszerzają się jednakowo; współczynniki rozszerzalności mają spólną wartość:  $\alpha = 0.00367$  (blisko  $\frac{1}{273}$ ).

Prawa te wyrażają równania:

$$(1) \quad v = v_0 \left( 1 + \frac{t}{273} \right); \quad p = \text{stała.}$$

Przekonany się w dalszym ciągu, że prawa te są tylko przybliżenie prawdziwe i obaczmy w jakim zakresie temperatur i ciśnień mogą być stosowane.

**13. LINIE ISOTERMICZNE.** Założywszy, że ściśliwość gazu podlega w każdej temperaturze prawu Boylego, dowiedliśmy w ust. 8-ym, że prężność gazu ogrzewanego w naczyniu o niezmienniej pojemności wzrasta w tym samym stosunku, w którym zwiększałaby się jego objętość, gdybyśmy go ogrzewali pod ciśnieniem stałym. Pisząc w ust. 8-ym zamiast  $a$  wartość  $\alpha t$ ,

\*) Czyt.: Szarl, Gä-Lüssak.

albo  $\frac{t}{273}$ , jak tego wymaga wzór (1). wyrazimy prawo zmian prężności następującymi równaniami.

$$(2) \quad p = p_0 \left( 1 + \frac{t}{273} \right); \quad v = \text{stała},$$

t. j. jakakolwiek jest gęstość gazu zawartego w naczyniu o stałej pojemności, ogrzanie o jeden stopień powiększa prężność o jedną 273-cią część tej prężności, którą gaz posiadał w temperaturze topniejącego lodu.

Gęstość gazu nie zmienia się przytem, a może być jakakolwiek, zależnie od tego, ile gazu wtłoczyliśmy w naczynie.

Wiemy jednak, że żaden gaz nie stosuje się dokładnie do prawa Boylego. Jakikolwiek byłoby zresztą prawo ściśliwości, zawsze można prawo zmian prężności wysnuć z prawa rozszerzalności, lub odwrotnie. Jeżeli znamy rozszerzalność gazu (lub innego płynu) pod jednym stałym ciśnieniem zewnętrznym, tudzież prawo ściśliwości w każdej temperaturze, natenczas możemy zna-

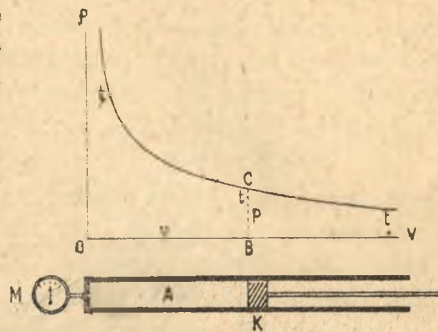


Fig. 13.

leżę wszystko, co się tyczy zmian prężności. Albo też: znając ściśliwość gazu w jednej jakiejkolwiek temperaturze, tudzież zmiany prężności wskutek ogrzewania przy wszelkich gęstościach gazu, wiemy tem samym wszystko, co się tyczy rozszerzalności.

Aby to uzasadnić, objaśnimy sposób wykreślny przedstawienia własności materji, za pomocą tak zwanych linii izotermicznych. Wyobraźmy sobie, że gaz (lub inny płyn) zajmuje wewnątrz *A* naczynia walcowatego (fig. 13). połączonego z manometrem *M*. Za pomocą tłoka *K* wywieramy na gaz ciśnienie. W stanie równowagi ciśnienie to równowazy się z prężnością gazu; wartość obojga, którą oznaczymy przez *p*, wskazuje manometr *M*.

Wykreślmy z punktu *O* dwie proste *OP* i *OV*, prostopadłe względem siebie. Na pierwszej odetnijmy, jako odciętą, długość *OB*, wyobrażającą (według pewnej podziałki) objętość *v*, którą



gaz zajmuje w uważanym stanie. Dołączmy do niej rzędnę  $BC$ , mającą tyle (dowolnie obranych) jednostek długości, ile jednostek ciśnienia wskazuje manometr  $M$ . Na płaszczyźnie  $POV$  uzyskamy tym sposobem punkt  $C$ , wskazujący stan gazu, pod względem objętości (lub gęstości) i ciśnienia. Obok punktu tego dopisujemy liczbę  $t$ , t. j. temperaturę gazu w uważanym stanie.

Pomyślmy teraz, że naczynie walcowate znajduje się w jakimkolwiek termostacie, np. w kąpeli wodnej, którą utrzymujemy stale w temperaturze  $t$ . Zmieniając zwolna objętość gazu  $v$ , przekonamy się, że prężność  $p$  stawać się będzie tem większą, im mniejszą będzie objętość. Odmierzmy dla wielu objętości  $v$  odpowiednie ciśnienia  $p$  i wykreślmy szereg punktów takich jak  $C$ , mających jako odcięte i rzędne wartości  $v$  i  $p$  znalezione

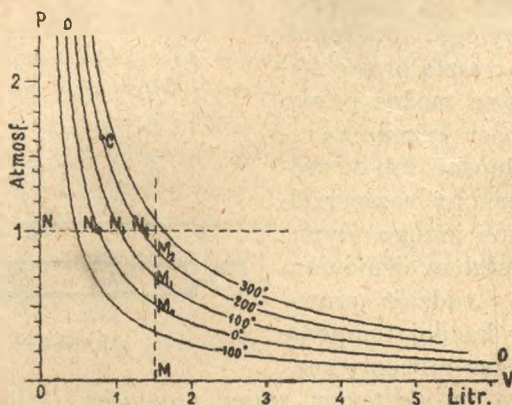


Fig. 14.

w doświadczeniu. Punkty te wytyczą linię krzywą, która nosi nazwę linii izotermicznej, albo izotermy (linii jednakowych temperatur), albowiem do wszystkich jej punktów należy ta sama temperatura  $t$ .

Przebieg tej linii wyobraża prawo ściśliwości gazu (t. j. zależność prężności od objętości w temperaturze stałej  $t$ ). W gazie, któryby stosował się ściśle do prawa Boylego, iloczyn rzędnej przez odciętą miałby stałą wartość we wszystkich punktach  $C$  tej samej izotermy;  $p \cdot v = \text{stała}$  byłoby równaniem tej linii, a linia sama (jak wiadomo z geometrii) byłaby gałęzią hyperboli równobocznej.

Na fig. 14-ej isoterma  $OO$  wyobraża prawo ściśliwości gazu w temperaturze topniejącego lodu. Wyszukajmy na niej punkt  $N_0$ , mający rzędną  $ON = 1$  atmosfery. Punkt ten wskazuje przeto tak zw. „normalny stan” (t. I, ust. 175) gazu; odcięta jego  $NN_0$  daje objętość, którą masa gazu, użyta w doświadczeniu, zajmuje w stanie normalnym \*).

Zachowując stale ciśnienie jednej atmosfery, ogrzewajmy gaz po kolei do temperatur  $t_1, t_2, \dots$  (np.  $100^\circ, 200^\circ$ ). Wykonujemy obecnie doświadczenie w podobny sposób, jak objaśniono na fig. 12-ej, t. j. wyznaczamy rozszerzalność pod ciśnieniem stałym. Punkt wskazujący kolejne stany gazu porusza się po linii  $N, N_0, N_1, N_2, \dots$  równoległej do  $ON$ , w odległości  $ON = 1$  atm. Rozmieszczenie jego położenia  $N_0, N_1, N_2, \dots$  wyobraża prawo rozszerzalności gazu pod ciśnieniem 1 atm.

Jeżeli znane nam będzie prawo ściśliwości gazu w każdej temperaturze, wówczas przez punkty  $N_0, N_1, \dots$  zdołamy wykreślić isotermy  $0^\circ, t_1^\circ, t_2^\circ, \dots$  wyobrażające to prawo. Całe pole  $POV$  zapełni się temi liniami, a rysunek zawierać będzie w sobie wszystko, co dotyczy ściśliwości i rozszerzalności.

Poprowadźmy jakąkolwiek prostą  $M, M_0, M_1$ , równoległą do  $OP$ . Punkty przecięcia się  $M_0, M_1, M_2, \dots$  z isotermami  $0, t_1, t_2, \dots$  wskażą nam, jak się zmienia prężność gazu wskutek ogrzewania w objętości stałej, równej  $OM$ . Znając tedy ściśliwość i rozszerzalność pod jednym ciśnieniem, znajdujemy zarazem prawo zmian prężności.

**14. RÓWNANIE GAZÓW DOSKONAŁYCH.** Gaz, do którego stosuje się w każdej temperaturze prawo Boylego, a pod każdym ciśnieniem prawo Charla, nazywamy gazem doskonałym. W tem znaczeniu żaden gaz nie jest doskonały; doświadczenia Boylego i Charla okazały jednak, że w pewnym ograniczonym zakresie płaszczyzny  $POV$  zachowanie się gazów rzeczywistych różni się nader mało od idealnego gazu doskonałego. Ogólnie mówiąc zgodność ta istnieje, gdy ciśnienia są niewielkie, a temperatury niezbyt niskie. Im wyższa jest temperatura gazu, tem większe są ciśnienia, w obrębie których można stosować prawa gazów doskonałych, nie popełniając znaczniejszego błędu.

\*) Odcięta ta na rysunku ma wartość 0,773 litrów; rysunek odnosi się bowiem do 1 grama powietrza.



Równanie wyrażające objętość pewnego ciała, w zależności od temperatury i ciśnienia zewnętrznego, nazwiemy równaniem zasadniczym, albo charakterystycznym. Dla gazu doskonałego znajdziemy je w następujący sposób.

Pomyślmy, że gaz (w ilości np.  $m$  gramów) dany jest w stanie normalnym, a więc pod ciśnieniem jednej atmosfery  $= p_0$ , w temperaturze  $0^\circ$ , (punkt  $N_0$ , fig. 14). Objętość jego niechaj będzie wówczas  $v_0 = NN_0$ . Ogrzejmy go, nie zmieniając ciśnienia, do  $t$  stopni. Według prawa Charla objętość powiększy się do  $v_0(1 + \frac{t}{273})$ ; punkt np.  $N_2$ . Nakoniec, nie zmieniając temperatury, ściśnijmy go jakimkolwiek ciśnieniem  $p$ . Poruszamy się teraz na izotermie  $t$ ; np. od  $N_2$  do  $C$ . Oznaczając przez  $v$  odciętą punktu  $C$ , t. j. objętość, którą gaz ostatecznie uzyska, znajdziemy według prawa Boylego  $v : v_0(1 + \frac{t}{273}) = p_0 : p$ , albo

$$(1) \quad m = p_0 v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right).$$

Jest to szukane równanie gazu doskonałego. Ono służy do obliczenia objętości, jaką zajmuje gaz poddany ciśnieniu  $p$  i ogrzany (lub oziębiony) do temperatury  $t$ . Należy jednak wiedzieć, jaką objętość  $v_0$  dana ilość gazu zajmuje w stanie normalnym. Zamiast tego może być daną jego masa  $m$  i gęstość normalna  $d_0$ . Skoro bowiem  $v_0 = \frac{m}{d_0}$ , przeto równanie zasadnicze można także napisać:

$$(2) \quad pv = m \cdot \frac{p_0}{d_0} \left(1 + \frac{t}{273}\right), \quad \text{albo} \quad pv = m \cdot \frac{p_0}{273 d_0} (273 + t).$$

Prawo ściśliwości i rozszerzalności tudzież prawo zmian prężności są oczywiście zawarte w tem równaniu, jako szczególne przypadki. Przyjąwszy bowiem, że  $t$  nie zmienia się, otrzymamy z (1):

$$pv = \text{stała},$$

to jest prawo Boylego. Założywszy  $p = \text{stała}$ , znajdujemy:

$$(3) \quad v = \frac{p_0 v_0}{p} \left(1 + \frac{t}{273}\right),$$

jest to prawo rozszerzalności; założywszy nakoniec stałą objętość  $v$ , otrzymamy:

$$(4) \quad p = \frac{p_0 v_0}{v} \left(1 + \frac{t}{273}\right)$$

prawo zmian prężności.

O ile gazy rzeczywiste nie zgadzają się z równaniem (1), o tem powiemy obszerniej w rozdziale o parowaniu. Celem okazania tych zboczeń niechaj służą następujące dane. Według Régnaulta współczynnik rozszerzalności i współczynnik prężności, które według równań (3) i (4) miałyby wartość wspólną  $\frac{1}{273} = 0,003663$ , tę samą we wszystkich gazach, różnią się cokolwiek; współczynnik rozszerzalności powietrza (pod ciśnieniem 1 atm. od 0° do 100°) wynosi 0,0036706, wodoru 0,0036613; bezwodnika węglowego 0,00370. Wartości współczynnika prężności tych gazów (gdy gęstość jest normalna, a temperatura zmienia się od 0° do 100°) są natomiast: 0,003665; 0,00366254; 0,00369.

15. GĘSTOŚĆ I CIĘŻAR GAZÓW. W tych granicach ciśnień i temperatur, w których równanie Boylego i Charla (1 lub 2, ust. 14) przyjąć można jako dostatecznie zbliżone do prawdy, może ono służyć do rozwiązywania wszelkich zagadnień, dotyczących się objętości, gęstości i prężności gazów.

a) Redukcya objętości. Dana jest objętość ( $v$ ) gazu, pod ciśnieniem  $p$  mm rtęci, w temperaturze  $t^{\circ}$ ; obliczyć objętość  $v_0$ , którąby ta sama ilość gazu zajmowała w stanie normalnym:  $t = 0$ ,  $p_0 = 760$  mm rt. Równanie (1) daje

$$(5) \quad v_0 = \frac{v}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{p}{p_0}$$

b) Obliczenie masy i ciężaru. Dana jest temperatura  $t$  pewnej ilości gazu, jego objętość  $v$  i prężność  $p$ ; wiadoma jest nadto jego gęstość normalna  $d_0$  (t. I, ust. 175). Obliczyć, ile ten gaz waży. Z równania (2) znajdziemy masę jego:

$$(6) \quad m = \frac{d_0}{p_0} \cdot \frac{pv}{1 + \frac{t}{273}}$$

Stąd wynika natychmiast ciężar:

$$q = mg = \frac{gd_0}{p_0} \cdot \frac{pv}{1 + \frac{t}{273}}$$

$$(7) \quad \text{albo } q = \frac{\delta_0}{p_0} \cdot \frac{pv}{1 + \frac{t}{273}}$$

w czem  $\delta_0$  oznacza ciężar właściwy normalny.



c) Gęstość gazów. Dana jest temperatura  $t$  i ciśnienie  $p$ , pod jakim zostaje dowolna ilość gazu; obliczyć jego gęstość  $d$ ; Podzieliwszy obie strony równania (2) przez  $m$  znajdziemy:

$$(9) \quad \frac{p}{d} = \frac{p_0}{d_0} \left(1 + \frac{t}{273}\right), \text{ albo: } d = \frac{d_0}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{p}{p_0}.$$

Gęstość normalna suchego powietrza wynosi  $0,00129327 \text{ gr/cm}^3$ . wzór (9) prowadzi w tym razie do często używanego wyrażenia:

$$d = \frac{0,00129327}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{p}{p_0}$$

w którym  $p_0$  oznacza ciśnienie normalne jednej atmosfery, równe  $1013200 \text{ dyn/cm}^2$ , albo  $760 \text{ mm rt.}$  (pod ciężkością normalną  $g_{25} = = 980,6$ ). Jeżeli ciśnienie  $p$  zmierzono wysokością słupa rtęci  $b$  millim., w miejscu, gdzie natężenie ciężkości jest  $g$ , wówczas  $p = b \cdot g \cdot s$ ,  $p_0 = 760 \cdot g_{25} \cdot s$  ( $s =$  gęstość rtęci  $0^\circ$ ), przeto:

$$(9) \quad d = \frac{0,00129327}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{b}{760} \cdot \frac{g}{g_{25}} \text{ (gramów w } \text{cm}^3\text{)}.$$

W podobny sposób oblicza się gęstości innych gazów, wstawiając tylko zamiast liczby  $0,00129327$  odpowiednią gęstość normalną (tom I, ust. 175).

d) Gęstości względne. Stosunek gęstości dwu gazów  $= \rho$ , porównywanych w jednakowych stanach, (t. j. w równych dla obu temperaturach i pod jednakowymi ciśnieniami) jest liczbą stałą, jeżeli obydwa gazy stosują się do praw Boylego i Charla. Oznaczywszy bowiem gęstości normalne tych gazów przez  $d_0$  i  $d'_0$  otrzymamy:

$$d = \frac{d_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{p}{p_0}; \quad d' = \frac{d'_0}{1 + \alpha t} \cdot \frac{p}{p_0}; \quad \text{stąd wynika } \frac{d}{d'} = \frac{d_0}{d'_0} = \rho.$$

e) Gęstość gazów i ciężar cząsteczkowy. Określenie t. zw. ciężarów cząsteczkowych związków chemicznych, albo pierwiastków, w stanie gazowym, chemicy opierają na prawie Avogadry (patrz ust. 93), które orzeka, iż jednakowe objętości rozmaitych gazów lub par, odmierzone pod tem samym ciśnieniem  $p$  i w tej samej temperaturze  $t$ , zawierają jednakowe liczby cząsteczek (molekuł). Ztąd wynika, że ciężary pojedynczych cząsteczek mają się do siebie, jak ciężary

tych równych objętości, a więc jak gęstości gazów (porównywane w jednakowych stanach). Proporcjonalność ta jest zresztą tylko przybliżona, gdyż gazy rzeczywiste stosują się tylko przybliżenie do praw Boylego i Charla, przeto też i stosunek ich gęstości, w różnych temperaturach i pod różnemi ciśnieniami, jest tylko przybliżenie stały. W następującej tablicy podane są ciężary cząsteczkowe  $\mu$  kilku gazów, określone ściśle, drogą analizy chemicznej, ich gęstości normalne  $d_0$ , tudzież wartość stosunku  $\frac{\mu}{d_0}$ . W myśl prawa Avogadry stosunek ten miałby tę samą wartość u wszystkich gazów, gdyby one były doskonałymi w pobliżu stanu normalnego.

	$\mu$	$d_0$	$\frac{\mu}{d_0}$
Tlen . . . . .	32	0,00142940 gr/cm <sup>3</sup>	22387
Wodór . . . . .	2,015	0,000089873 „	22420
Azot . . . . .	28,08	0,0012507 „	22451
Bezwodnik węglowy .	44,00	0,001965 „	22392

Ciężar cząsteczkowy tlenu przyjęto tu dowolnie = 32, zgodnie ze zwyczajem panującym w chemii. Zgodność z prawem Avogadry jest jak widzimy taka, jakiej można spodziewać się, uwzględniając przybliżoną tylko ważność praw Boylego i Charla. Przyjąwszy średnio jako wartość stosunku  $\frac{\mu}{d_0}$  liczbę 22420 cm<sup>3</sup>/gr możemy obliczać ciężary cząsteczkowe gazów, jeśli znana jest gęstość normalna, według wzoru:

$$\mu = 22420 \cdot d_0$$

Zwyczajnie mierzy się, nie gęstość normalną gazów lub par, lecz gęstość ich względną, w porównaniu z powietrzem  $\rho = d_0 : 0,00129327$ . Podstawivszy wynikającą ztąd wartość  $d_0$  w ostatnim wzorze, znajdziemy także:

$$\mu = 29\rho.$$



Jeśli, naodwrot, znany jest ciężar cząsteczkowy gazu lub pary, z badań chemicznych, wówczas za pomocą jednego lub drugiego z ostatnich wzorów można obliczyć jego gęstość względną lub normalną. Wartość, otrzymana tą drogą, nazywa się „gęstością teoretyczną”; wskutek przybliżonej tylko ważności zastosowanych tu praw, gęstość teoretyczna nie zawsze zgadza się dokładnie z gęstością rzeczywistą.

Korzystając z prostego stosunku między ciężarem cząsteczkowym, a gęstością gazów, możemy w równaniach gazowych wyrazić wszędzie gęstość normalną  $d_0$ , przez ciężar cząsteczkowy  $\mu$ , w myśl powyższej zależności. W ten sposób równanie (2) przyjmie dla gazów chemicznie jednorodnych postać:

$$(10) \quad p^c = m \cdot \frac{22420 p_0}{\mu} \left(1 + \frac{t}{273}\right), \text{ albo } p^c = \frac{m}{\mu} \cdot 82,1 p_0 (273 + t).$$

Jest to tak zw. forma chemiczna równania gazów doskonałych.

Objętość  $v$  powinna być tu wyrażoną w  $cm^3$ , masa  $m$  w gramach; miara ciśnienia  $p$  jest dowolna, byle była tą samą, w jakiej wyrażone jest ciśnienie atmosferyczne  $p_0$ .

W rozważaniach fizyko-chemicznych porównywa się ze sobą zwyczajnie takie masy różnych gazów, które zawierają jednakową liczbę cząsteczek. Cząsteczką gramową nazywa się masę ważącą tyle gramów, ile jednostki liczy ciężar cząsteczkowy  $\mu$ . A więc masy: 32 *gr* tlenu, 2,015 *gr* wodoru i t. p. stanowią każda jedną cząsteczkę gramową odpowiedniego gazu; one zawierają wszystkie nieznaną, ale tę samą liczbę cząsteczek. Uproszczenie wynikające z rozważania mas równocząsteczkowych uwydatnia się już w równaniu gazów. Zastosujmy bowiem wzór (10) do masy ważącej  $N$  cząsteczek gramowych. Jakikowiek to będzie gaz wypadnie podstawić  $m = N\mu$ . Otrzymamy przeto:

$$(11) \quad p^c = 22420 N p_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right), \text{ albo } p^c = 82,1 N p_0 (273 + t)$$

jedno równanie wspólne dla  $N$  cząsteczek gramowych jakiegokolwiek gazu chemicznie jednorodnego.

Założywszy tu  $t = 0^\circ$ ,  $p = p_0 = 1 \text{ atm.}$ ,  $N = 1$  dostrzeżemy, że cząsteczka gramowa jakiegokolwiek gazu zajmuje w stanie normalnym objętość 22420  $cm^3$ , t. j. 22,4 litrów, albo inaczej: cząsteczka gramowa jakiegokolwiek gazu, wtłoczona w objętość 1 litra, posiada w temperaturze  $0^\circ$  prężność 22,4 atmosfer.

## Zadania.

16) Naczynie otwarte, którego pojemność nie zmienia się znacznie wskutek ogrzewania, zawiera w temperaturze  $0^{\circ}$  pewną ilość powietrza. Jaki ułamek tej ilości zostanie w naczyniu, gdy ogrzejemy je pod stałym ciśnieniem do  $130^{\circ}$ ?  *Odp.  $\frac{723}{273 + 130} = 0,68$ .*

17) To samo naczynie oziębamy do  $-20^{\circ}$  i wtłaczamy tyle powietrza, żeby prężność urosła do 10 atm. Ile razy zwiększy się ilość zawartego powietrza?  *Odp.  $\frac{10 \cdot 273}{273 - 20} = 10,8$ .*

18) Jaką objętość zajmowałby w stanie normalnym gaz, którego objętość w temperaturze  $23^{\circ}$ , pod ciśnieniem 847 mm rt wynosi 3 l?  *Odp. 3,083 l.*

19) Dwa naczynia jednakowej pojemności mają, jedno temperaturę  $0^{\circ}$ , drugie  $t^{\circ}$ . Do obydwu wtłaczamy gaz, spólnym ciśnieniem  $p$ , poczem mierzymy ilość zebranego w nich gazu. W jednym mieści się  $A$ , w drugim  $B$ ,  $cm^3$  normalnych. Obliczyć współczynnik rozszerzalności gazu od 0 do  $t_0$ , pod ciśnieniem stałym  $p$ .  *Odp.  $\alpha = \frac{A - B}{Bt}$ .*

20) Przez komin wysoki na 20 m przepływa powietrze o temperaturze  $150^{\circ}$ ; temperatura powietrza zewnętrznego jest  $17^{\circ}$ . Jaka jest prędkość przepływu?  *Odp. (T. I, ust. 185) 13,4 m/sek, nie uwzględniając tarcia.*

21) Ile traci na wadze kilogram mosiężny w powietrzu o temperaturze  $20^{\circ}$ , gdy barometr wskazuje 750 mm rt?  *Odp. 141 mgr.*

22) Dilatometr szklany (sp.  $\gamma$ ), zakończony włoskowatą szyjką, napełniony suchym powietrzem, ogrzewamy do temperatury  $t^{\circ}$ , pod ciśnieniem atmosferycznym 74 cm. Zamknawszy podczas ogrzewania koniec szyjki, otwieramy go pod rtęcią. Po ozięczeniu dilatometru do  $0^{\circ}$ , 180 gr rtęci wchodzi do wnętrza, tworząc słup wysokości 20 cm. Dilatometr napełniony całkowicie w  $0^{\circ}$  zawiera 270 gr rtęci. Obliczyć temperaturę  $t$ .  *Odp.  $1 + \alpha t = (1 + \gamma t) \frac{74 \cdot 270}{54 \cdot 90}$ ;  $t = 872^{\circ}$ .*

23) Ile waży 1  $m^3$  powietrza, w temperaturze  $-30^{\circ}$ , pod ciśnieniem 735 mm rt?  *Odp. 1405 gr.*

24) Pewna ilość wodoru, pod ciśnieniem 1,763 atm. zajmuje w temperaturze  $40^{\circ}$  objętość 3 l; jaką objętość uzyska gaz ten, ogrzany do  $100^{\circ}$ , pod ciśnieniem 1 atm?  *Odp. 6,3 l.*



25) Balon szklany, napełniony w temperaturze  $0^{\circ}$  czystym tlenkiem węgla, pod ciśnieniem atmosferycznym  $735,7 \text{ mm}$ , waży  $57,9559 \text{ gr}$ ; po zupełnem wypompowaniu gazu ciężar jest  $57,3412 \text{ gr}$ . Tenże balon, wypełniony wodą w  $15^{\circ}$ , waży  $564,725 \text{ gr}$ . Obliczyć gęstość normalną tlenku węgla.  *Odp.  $0,001251 \text{ gr/cm}^3$ .*

29) Obliczyć ciężar cząsteczkowy tego gazu.  *Odp.  $0,001251 \times 22420 = 28$ .*

27) Flaszkę, zawierającą powietrze, wstawiono do wrzącej wody i zatknięto szczelnie. Jaką prężność uzyska powietrze zawarte w niej, gdy ostygnie do  $20^{\circ}$ ?  *Odp.  $\frac{293}{373}$  ciśnienia atmosferycznego.*

28) Znaleźć wzór dokładny na obliczenie temperatury według spostrzeżeń robionych termometrem gazowym, przyjmując że znany jest współczynnik rozszerzalności szkła ( $\gamma$ ), tudzież stosunek  $k$  pojemności martwej  $= v$  (w rurce włoskowatej  $K$  i w manometrze, aż do znaczka  $m$ , fig. 8), do pojemności  $V$  bańki w temperaturze  $0^{\circ}$ .  *Odp. Gdy bańka ogrzana jest do temperatury szukanej  $t$ , a pojemność martwa  $v$  ma temperaturę  $\vartheta$  (określoną zwyczajnym termometrem) wówczas na manometrze czytamy prężność  $= p$ . Gęstość gazu w bańce jest  $\frac{d_0}{1+\alpha t} \cdot \frac{p}{p_0}$ , w pojemności martwej  $\frac{d_0}{1+\alpha \vartheta} \cdot \frac{p}{p_0}$ ; przeto całkowita*

masa  $M$  gazu w termometrze:  $M = \frac{d_0}{p_0} \left[ \frac{pV(1+\gamma t)}{1+\alpha t} + \frac{pv}{1+\alpha \vartheta} \right]$ . Oznaczywszy stałą  $\frac{Mp_0}{Vd_0}$  przez  $C$ , mamy:  $\frac{p(1+\gamma t)}{1+\alpha t} + \frac{kp}{1+\alpha \vartheta} = C$ , skąd:

$$t = A \left[ \frac{p(1+\gamma t)}{C - \frac{kp}{1+\alpha \vartheta}} - 1 \right]$$

w czem  $A$  oznacza  $\frac{1}{\alpha}$ . Wartość stałej  $C$  znajduje się oziębivszy bańkę do  $0^{\circ}$ , przyczem manometr wskazuje prężność  $p'_0$ ; równanie przedostatnie daje wówczas  $C = p'_0 \left( 1 + \frac{k}{1+\alpha \vartheta} \right)$ . Dobrze jest i stałą  $A$  wyznaczyć doświadczalnie, przez ogrzanie bańki do  $100^{\circ}$ , albo do jakiej innej dokładnie znanej temperatury.

## ROZDZIAŁ II.

### O MIERZENIU CIEPŁA.

**16. PODSTAWY KALORYMETRYI** Kalorymetrya (łac. calor = ciepło) jest to dział w nauce o ciepłe, obejmujący zasady i sposoby mierzenia ilości ciepła, które ciała pobierają lub wydają z siebie, wśród różnorodnych zmian swych własności fizycznych lub chemicznych. Z ważniejszych zadań tej nauki wymieniamy: mierzenie wydajności rozmaitych źródeł ciepła (węgla, drzewa palącego się i t. p.); obliczanie ilości ciepła potrzebnego do ogrzewania ciał; mierzenie ciepła zużywającego się w zmianach stanu skupienia i t. p.

Ilości ciepła oceniamy według skutków, t. j. według zmian, które ciepło udzielone, albo odjęte, sprawia w materji ogrzewanej lub oziębianej. Zmiany te są dwojakie: zmiany temperatury (ogrzanie lub oziębienie) i zmiany stanu. Przez stan ciała rozumie się tu ogół tych własności, których zmiana, w stałej temperaturze ciała, wymaga udzielenia albo odjęcia ciepła. Ciepło zużywa się w tym przypadku na sprowadzenie żądanej zmiany stanu, a że nie zmienia temperatury, nazywa się „ciepłem utajonym.” Tak np. przeprowadzenie gazu zgęszczonego w stan zwyczajny (jeżeli odbywa się w stałej temperaturze, t. j. bez oziębienia się gazu), wymaga dostarczenia ciepła; jest to t. zw. ciepło utajone rozszerzania się. Wyparowanie wody wrzącej zużywa ciepło utajone parowania. Topnienie lodu, t. j. zamiana lodu o temperaturze  $0^{\circ}$  na wodę o tejże temperaturze, może odbywać się tylko wtenczas, gdy dostarczymy ciepła (utajonego) topnienia i t. p. We wszystkich tych zjawiskach ciepło może



być zaczerpnięte z jakiegokolwiek źródła (albo z ciała ciepłego), byle temperatura źródła była choć cokolwiek wyższa od tej temperatury stałej, w której żądana zmiana stanu ma lub może się odbywać.

Kalorymetrya praktyczna posiłkuje się niemal wyłącznie: a) zjawiskiem topnienia lodu w temperaturze  $0^{\circ}$ , według zasady: ilość lodu, o temperaturze  $0^{\circ}$ , stopionego na wodę tejże samej temperatury, jest miarą dostarczonego ciepła. Sposób ten nie wymaga użycia termometru; ciepło mierzy się tu za pomocą wagi. b) Drugi sposób mierzenia ciepła polega na spostrzeganiu ogrzewania się ciała dowolnie wybranego, zwyczajnie wody. Zasada tej metody jest: ilość wody, ogrzanej od pewnej określonej temperatury  $t_1$ , do temperatury również określonej  $t_2$ , jest miarą ciepła dostarczonego.

Ogrzanie lub stopienie dwa razy większej masy wymaga dwa razy więcej ciepła: jest to podstawa wspólna obydwu sposobów. Z tego wynika, że oba są z sobą zgodne, oba niezależne od określenia skali temperatur: stosunek jakichkolwiek dwu ilości ciepła, wymierzony jednym lub drugim sposobem, otrzyma zawsze tę samą wartość.

W określeniu obydwu tych sposobów mierzenia ciepła mowa jest tylko o substancji kalorymetrycznej (lód, woda) i o zmianie cieplnej, której ona ulega przez dostarczanie ciepła. Niema jednak wzmianki ani o rodzaju, ani o temperaturze źródła, z którego pochodzi ciepło mierzone. Doświadczenie uczy bowiem, że ciepło, które topi np. 100 gr. lodu, jest wielkością zupełnie określoną, bez względu na to, czy zaczerpnęliśmy je z gorącego płomienia, czy ze słońca, albo z ciepłej dłoni. Jest to fakt, dzięki któremu jedynie można mówić o ciepłe, jako o wielkości „fizycznej”, dającej się mierzyć. Jeżeli spalimy, dajmy na to, 1 gr. węgla w piecyku żelaznym, ważącym około 4 kg, mającym pierwotnie temperaturę  $0^{\circ}$ , natenczas (przyjawszy, że nie było straty ciepła, lub że uwzględniono stratę) piecyk ogrzeje się do  $20^{\circ}$ . Wydrążmy bryłę lodu i spalmy w jej wnętrzu 1 gr. węgla; wskutek wywiązanego ciepła stopi się 100 gr. lodu, lecz temperatura pozostanie  $0^{\circ}$ . Włożmy na koniec do lodu piecyk żelazny, ogrzany do  $20^{\circ}$ ; przekonamy się, że znowu 100 gr. lodu się stopi przez ciepło, które oddaje żelazo, ostygając do pierwotnej swej temperatury  $0^{\circ}$ . Tę samą przeto ilość ciepła znajdujemy w wysokiej temperaturze palącego się węgla, jak w żelazie ostygającym

ledwie od 20°; w obu razach miarą jej dokładną i zupełną jest ilość stopionego lodu.

Ciepło, stanowiące przedmiot kalorymetryi, określamy i mierzymy wówczas, gdy ono przenosi się z jednego ciała do drugiego. Ściśle biorąc nie mamy podstawy doświadczalnej do mówienia o zawartości ciepła w ciałach. Jeżeli ciało pewne, albo układ ciał, przechodzi z jednego stanu w inny (np. ze stanu gorącego w zimny; z ciekłego w stały; z niespalonego w spalony), w pewien ściśle określony sposób, natenczas wydaje ono, albo pochłania, pewną określoną ilość ciepła. Rozumiemy przez to, że może ogrzewać ciała otaczające, albo stopić pewną określoną ilość lodu. Tyle tylko wiemy o zmianach cieplnych tego ciała, tem też tylko może zajmować się kalorymetrya.

Czyniąc pomiary kalorymetryczne w podobnych przypadkach, posilkujemy się zasadą, że ilość ciepła, utracona przez ciało badane równa się ilości odebranej przez ciała otaczające (np. przez substancję kalorymetryczną), to zn., że przejście ciepła z jednego ciała do drugiego nie zmienia jego ilości

Przejście ciepła z jednego ciała do innego wymaga koniecznie choćby najmniejszej różnicy temperatur (ust. 2). Niekiedy wskutek przejścia ciepła różnica ta zmniejsza się, albo wyrównywa całkowicie. W innych przypadkach — jeżeli zachodzą zmiany stanu utajające ciepło — temperatury nie zmieniają się mimo przejścia ciepła. Pomyślmy np. dwa naczynia jednakowej temperatury, będące w zetknięciu, (dla ułatwienia wymiany ciepła), jedno napełnione gazem zgęszczonym, drugie rozrzedzonym. Zagęszczając zwolna drugi, a pozwalając jednocześnie rozszerzać się pierwszemu, w taki sposób, żeby zapobiedz wszelkiej zmianie temperatury, zdołamy układ ten przywieść do zupełnie odmiennego stanu — napozór bez wszelkiej zmiany cieplnej. W rzeczywistości jednak pewna ilość ciepła przeszła z gazu zgęszczanego do rozszerzającego się.

**17. JEDNOSTKI CIEPŁA.** W początkach kalorymetryi (Wilke 1772, Black 1804) przyjmowano za jednostkę tę ilość ciepła, której potrzeba do stopienia jednostki masy lodu w temperaturze 0°. Jednostką lodową nazywać będziemy ilość ciepła potrzebną do zamiany 1 gr lodu o temperaturze 0°, na wodę tejże samej temperatury.



Później zaczęto posługiwać się częściej metodami kalorymetrycznymi, w których ilości ciepła ocenia się według ogrzewania się wody. Za jednostkę przyjęto, pod nazwą kalorya, tę ilość ciepła, której potrzeba do ogrzania kilograma wody o stopień. Skoro się jednak przekonano (ust. 18), że ta ilość ciepła zależy od tego, w którym miejscu skali termometrycznej stopień ów się przyjmie, zgodzono się obecnie na temperaturę  $+15^{\circ}$ , w celu określenia kaloryi. Kalorya jest to ilość ciepła, potrzebna do ogrzania kilograma wody o stopień, w pobliżu  $+15^{\circ}$ , np. od 14,5 do 15,5.

Fizycy używają chętniej jednostki tysiąc razy mniejszej od kaloryi, którą nazywać będziemy gramstopniem. kaloryą gramową, albo małą kaloryą. Określenie jej otrzymamy, postawiwszy w określeniu poprzedniej jednostki gram, za kilogram.

Ażeby porównać jednostkę lodową z kaloryą wykonajmy następujące doświadczenie. Do naczynia zawierającego kilogram wody, ogrzanej poprzednio do  $100^{\circ}$ , wrzucamy lód potłuczony, mający temperaturę  $0^{\circ}$ . Dostrzeżemy, że lód się topi, kosztem ciepła dostarczonego przez wodę, a woda jednocześnie ostyga. Jeżeli ilość lodu była zbyt wielka, woda ostygnie do  $0^{\circ}$ , poczem zostanie nadmiar lodu niestopionego; w przeciwnym razie lód stopi się całkowicie, lecz temperatura wody nie dojdzie do zera. Po kilku próbach znajdziemy, że po wrzuceniu 1263 gr lodu do kilograma wody wrzącej, temperatura spadnie do  $0^{\circ}$ , a jednocześnie wszystek lód stopi się. Otóż woda ostygająca od  $100^{\circ}$  do  $0^{\circ}$  wydała 100060 gramstopni ciepła (porówn. tablica w ust. 18-ym), kosztem których lód, w ilości 1263 gr, stopił się na wodę o temperaturze końcowej również  $0^{\circ}$ , do czego potrzeba 1263 jednostek lodowych. Te dwie ilości ciepła są przeto równoważne; obliczamy stąd:

$$\text{Jednostka lodowa} = \frac{100060}{1263} = 79,2 \text{ gramstopni.}$$

18. OGRZEWANIE SIĘ WODY. Mieszając odważone ilości wody cieplej ( $t_1^{\circ}$ ) i zimnej ( $t_2^{\circ}$ ) otrzymujemy zawsze pewną temperaturę pośrednią ( $t$ ). Woda ciepła ostyga od początkowej temperatury  $t_1$  do końcowej  $t$ , a kosztem ciepła oddanego przez nią woda zimna ogrzewa się od  $t_2$  do  $t$  stopni. Doświadczenie uczy, że ilekroć obie ilości wody są jednakowe, temperatura  $t$  mieszaniny różni się niewiele od temperatury średniej  $\frac{t_1+t_2}{2}$ ; błąd nie

dosięga nigdy jednego stopnia. Gdyby ty było dokładne, wówczas ogrzanie pewnej ilości wody o stopień zużywałoby zawsze tę samą ilość ciepła, bez względu na temperaturę wody. Mieszając  $m_1$  kilogramów wody cieplej, o temperaturze  $t_1$ , z  $m_2$  kilogramami chłodniejszej, mającej temperaturę  $t_2$ , otrzymywalibyśmy temperaturę mieszaniny:

$$t = \frac{m_1 t_1 + m_2 t_2}{m_1 + m_2},$$

gdyż woda cieplejsza, ostygając do temperatury końcowej  $t$  oddawałaby  $m_1 (t_1 - t)$  kaloryi, a kosztem tego ciepła woda chłodniejsza ogrzewałaby się, pochłaniając  $m_2 (t - t_2)$  kaloryi. Z porównania tych dwu ilości ciepła wynika istotnie wzór powyższy.

Drobne różnice, które okazują się w doświadczeniach tego rodzaju, pozwalają obliczyć ściślej ilości ciepła potrzebne do ogrzania jednostki masy wody o jakąkolwiek ilość stopni, w jakiegokolwiek części skali temperatur. Do tego celu prowadzi także mierzenie ilości lodu stopionego przez wodę ogrzewaną do różnych temperatur. Tymi sposobami znaleziono liczby zestawione w następującej tabelicy.  $W_t$  oznacza tam ilość kaloryi, które pochłania kilogram wody, ogrzewany od  $0^\circ$  do  $t^\circ$ . W trzeciej kolumnie, z nagłówkiem  $c_t$ , dane są ilości ciepła przypadające średnio na stopień, w zakresie od  $0^\circ$  do  $t^\circ$ , t. j.  $c_t = \frac{W_t}{t}$  ( $c_t$  jest tak zw. średnie ciepło właściwe w tymże zakresie). Nakoniec  $\gamma$  — ciepło właściwe „w temperaturze  $t$ ” — oznacza ilość kaloryi ciepła, które ogrzewają kilogram wody o stopień w sąsiedztwie temperatury  $t$ , np. od  $t - \frac{1}{2}^\circ$  do  $t + \frac{1}{2}^\circ$ .

TABLICA  
CIEPŁA WŁAŚCIWEGO WODY.

$t$	$W_t$	$c_t$	$\gamma$
0	0	—	1.0083
5	5.031	1.00618	1.0043
10	10.045	1.00454	1.0016
15	15.049	1.00327	1.0000
20	20.046	1.00229	0.9989
25	25.038	1.00152	0.9981
30	30.027	1.00090	0.9976
40	40.000	0.99999	0.9971
50	49.973	0.99945	0.9976
60	59.954	0.99923	0.9989
70	69.951	0.99930	1.0005
80	79.975	0.99971	1.0022
90	90.007	1.00008	1.0042
100	100.060	1.00060	1.0063



PRZYKŁADY. Ilość ciepła, potrzebna do ogrzania 1 gr wody od  $15^{\circ}$  do  $40^{\circ}$  jest:  $W_{40} - W_{15} = 40,000 - 15,049 = 24,951$  gramstopni. — Ciepło, potrzebne do ogrzania 6 kilogramów wody od  $0^{\circ}$  do  $35^{\circ}$  wynosi  $6 \times W_{35}$  kaloryi. — Średnie ciepło właściwe od  $0^{\circ}$  do  $86^{\circ}$  nie jest zapisane w tablicy; przez interpolację znajdujemy jednak:  $c_{86} = c_{80} + 0,6 (c_{90} - c_{80}) = 0,99993$ ; stąd  $W_{86} = 0,99993 \times 86$ .

19. KALORYMETR LODOWY. Najprostsze urządzenie do mierzenia ciepła (Wilcke, Black) jest to płasko ścięta bryła czystego lodu  $L$  (fig. 15), z wydrążeniem  $K$ , nakryta lodową płytą  $P$ . W wydrążeniu  $K$ , dopóki nie włożymy tam jakiego ciała wydającego ciepło, panuje stale temperatura  $0^{\circ}$ ; otaczające ściany lodowe mają również temperaturę  $0^{\circ}$ , nawet gdy zewnętrzne powietrze jest ciepłe (na mrozie nie można przyrzędu tego używać). Wskutek tego dostęp zewnętrznego ciepła do wnętrza jest wykluczony; ono obtapia tylko zewnętrzną powierzchnię bryły, ale w wydrążeniu lód nie topi się wcale. Jeżeli natomiast w wydrążeniu  $K$  umieścimy np. zapaloną świecę, albo drut przewodzący prąd elektryczny, albo wrzucimy ciało gorące, wówczas po pewnym przeciągu czasu zbierze się tam woda, wskutek stopienia się pewnej ilości lodu. Jeżeli ilość utworzonej wody wynosi  $m$  gramów, wówczas ilość ciepła wprowadzonego do kalorymetru będzie  $79,2 m$  gramstopni (ust. 17).

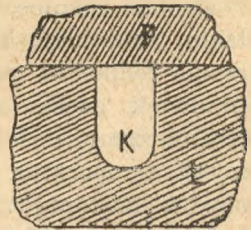


Fig. 15.

Znakomite ulepszenie kalorymetru lodowego zawdzięczamy Bunsenowi. Zamiast ważyć wodę, której niepodobna zebrać dokładnie z powierzchni lodu, spostrzega się zmianę objętości, która zachodzi podczas topnienia. Gram lodu zajmuje w temperaturze  $0^{\circ}$  objętość  $1,0898 \text{ cm}^3$ ; stopiwszy się w tejże temperaturze na wodę, zajmuje tylko  $1,0001 \text{ cm}^3$ . Ilekcć tedy kalorymetr pochłonie  $79,2$  gramstopni, t. j. gdy gram lodu się stopi, łączna objętość lodu i wody zmniejsza się o  $1,0898 - 1,0001 = 0,0897 \text{ cm}^3$ .

Urządzenie przyrzędu Bunsena przedstawia fig. 16. Jest to szklana bańka  $B$ , w którą wlotowana jest rurka  $A$ , otwarta na zewnątrz; na dnie, w  $K$ , zawiera ona cokolwiek wody. Bańka  $B$  napełniona jest czystą, przegotowaną wodą, którą zamraża się częściowo,

tak, iżby dolna część rurki *A* okryła się jednolitą skorupą lodową. W dolnej części bańki i w szyjce *C*, wygiętej do góry, znajduje się rtęć. Cały przyrząd zakopany jest w czystym śniegu, z wyjątkiem ujścia rurki *A* i szyjki *C*, w którą wetknięta jest na korku pozioma rurka włoskowata *D*, o jednostajnej a wymierzonej średnicy otworu. Otoczenie śniegiem zapobiega topieniu się lodu; słupek rtęci w rurce włoskowatej zajmuje stanowisko niezmienne, dopóki nie wprowadzimy ciepła do wnętrza rurki, do *K*.

Skoro jednak wrzucimy do *K* ciało wydające ciepło, wówczas ciepło to, udzielając się przez szkło lodowi, sprawi, iż pewna objętość  $v \text{ cm}^3$  rtęci cofnie się z rurki włoskowatej do kalorymetru, zastępując ubytek objętości spowodowany topnieniem lodu. Ilość ciepła  $Q$  oblicza się według proporcji:  $Q : 79,2 = v : 0,0897$ , skąd:

$$Q = 883 \cdot v \text{ gramstopni.}$$

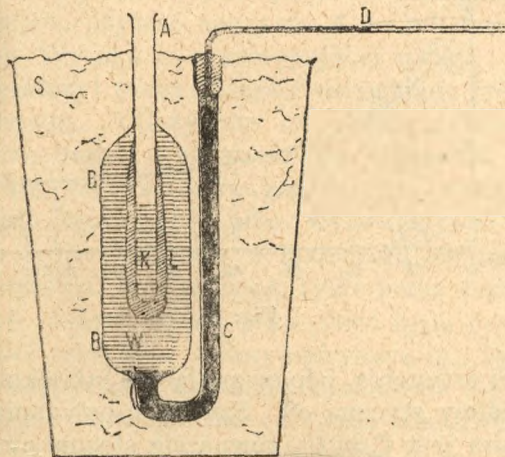


Fig. 16.

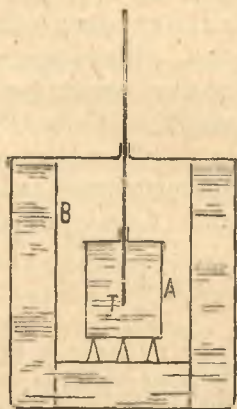


Fig. 17.

**20. MIERZENIE CIEPŁA PRZEZ SZYBKOŚĆ OSTYGANIA.** Wyobraźmy sobie naczynie metalowe *A* (fig. 17), napełnione odważoną ilością *M* wody ogrzanej, ustawione wewnątrz osłony *B*, mającej niższą a niezmienną temperaturę. W tym celu osłona ma ściany podwójne, a przestrzeń między nimi napełniona jest lodem albo wodą. Na termometrze *T* śledzimy z pomocą zegara przebieg ostygania wody, zapisując temperaturę w równych odstępach czasu (n.p. co minutę). Spostrzeżenia zebrane w ten sposób przed-



stawiamy następnie w postaci linii krzywej (fig. 18). Nad podziałką jednostajną, wyobrażającą minuty, zaznaczamy szereg punktów:  $a, b, c, \dots$ , w taki sposób, żeby wysokości ich (rzędne  $Cc = t$ , i t. d. przedstawiały temperatury, odpowiadające czasom, wyrażonym przez odcięte  $OC \dots$ . Linia ciągła  $K$ , przeprowadzona przez te punkty, zwana krzywą ostygnięcia, daje nam obraz ostygnięcia ciała  $A$ . Postać jej zależy od wielkości i kształtu naczyń  $A$  i  $B$  i od innych warunków; zawsze jednak ma tę cechę, iż spadek jej jest najbardziej stromy w tych punktach, które leżą najwyżej. Inaczej mówiąc, strata ciepła odbywa się tem żywiej, szybkość ostygnięcia jest tem większa, im więcej temperatura ciała  $A$  przewyższa temperaturę otoczenia. Szybkość ostygnięcia możemy jednak dwójako wyrażać: termometrycznie, albo kalometrycznie.

Szybkość ostygnięcia termometryczna ( $\tau$ ) jest to ubytek temperatury ciała ostygającego, przypadający na jednostkę czasu; jest to stosunek zniżenia temperatury ( $t - t'$ ), w ciągu pewnego niezmiernie krótkiego czasu  $\theta$ , do tegoż czasu:

$$\tau = \frac{t - t'}{\theta}$$

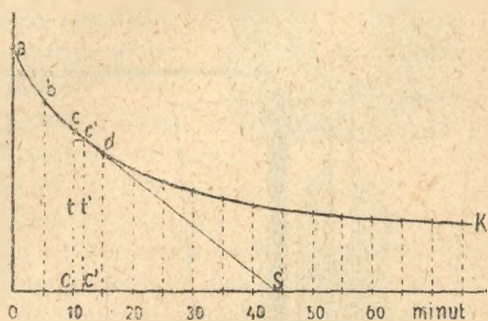


Fig. 18.

W punkcie  $c$  krzywej ostygnięcia, odpowiadającym jakiegokolwiek temperaturze, wykreślmy styczną  $cS$ . Szybkość ostygnięcia w chwili, kiedy temperatura jest  $t^0 = Cc$ , równa się stosunkowi spadku temperatury ( $Cc - C'c'$ ) do odpowiedniego czasu ( $CC'$ ), albo, co na jedno wychodzi, stosunkowi odcinków  $Cc$  do  $CS$ , z których pierwszy mierzy się podziałką stopni, drugi podziałką minut. Szybkość ostygnięcia uwydatnia się tedy na rysunku spadkiem, czyli stromością krzywej ostygnięcia.

Szybkość ostygnięcia kalometryczna ( $q$ ) jest to strata ciepła ciała ostygającego, przypadająca na jednostkę czasu, t. j. stosunek ilości kaloryi  $Q$ , utraconych w ciągu pewnego, niezmiernie krótkiego czasu  $\theta$ , do tegoż czasu:

$$q = \frac{Q}{\theta}$$

Wyznaczwszy szybkość ostygnięcia termometryczną  $\tau$ , na krzywej  $K$ , obliczamy  $q$  za pomocą tablicy ciepła właściwego wody (ust. 18). Znajdujemy tam ilość ciepła  $\gamma$  potrzebną do zmiany temperatury jednostki masy wody o jeden stopień, w sąsiedztwie temperatury  $t$ . Nie zważając na małą ilość ciepła, którą traci samo naczynie  $A$  (fig. 17), mamy:

$$Q = M\gamma (t - t'),$$

w czem  $M$  oznacza masę wody w naczyniu. Dzieląc obustronnie przez  $\theta$  otrzymamy:

$$q = M\gamma\tau.$$

Szybkość ostygnięcia kalorymetryczna równa się zatem szybkości ostygnięcia termometrycznej, pomnożonej przez masę i ciepło właściwe ciała ostygającego.

Wykonawszy te pomiary i rachunki wstępne, możemy następnie używać naczynia  $A$  do mierzenia ciepła, jako kalorymetru. Wynika to z następującej uwagi. Utrata ciepła  $q$  (nie temperatury) przez naczynie ostygające jest sprawą czysto powierzchniową. Zależy ona od rodzaju powierzchni naczynia, od jego temperatury i od warunków otoczenia, nie zależy zaś wcale od tego, czy wewnątrz znajduje się woda, czy jakiegokolwiek inne ciało ostygające, albo wytwarzające ciepło. Naczynie takie, (o ile jest zrobione z materiału nieprzeźroczystego dla promieniowania) oddaje ciepło tylko przez zewnętrzną swoją powierzchnię; ilekroć ściany jego mieć będą pewną temperaturę  $t$ , szybkość ostygnięcia kalorymetryczna ( $q$ ) będzie ta sama, którą znaleźliśmy, gdy wewnątrz znajdowała się woda (termometryczna  $\tau$  będzie inna, zależna od ciepła właściwego  $\gamma$  zawartego ciała). Stąd następujące zastosowania:

a) Pomiar stałych źródeł ciepła. Przypuśćmy, że wewnątrz  $A$  znajduje się jakiegokolwiek stałe źródło ciepła, t. j. ciało wydające w równych czasach jednakowe ilości ciepła, n. p. paląca się świeca, albo drut przewodzący stały prąd elektryczny, albo wreszcie, że naczynie to trafiają z zewnątrz promienie słoneczne. Temperatura naczynia (kalorymetru)  $A$  będzie stopniowo podnosić się; razem ze wzrostem temperatury powiększa się atoli szybkość ostygnięcia, strata ciepła. Dojdzie wreszcie do tego, że zysk ciepła pobieranego ze źródła zrówna się ze stratą, którą naczynie  $A$  ponosi jednocześnie przez ostygnięcie. Od tej chwili temperatura przestanie wzrastać, przyjmie stałą wartość  $t$ . Szyb-



kość ostygnięcia kalorymetryczna  $\eta$ , odpowiadająca temperaturze  $t$  (znana z doświadczeń wstępnych) będzie wówczas zarazem wydajnością badanego źródła ciepła.

b) Pomiary w temperaturze zmiennej. Przypuśćmy, że woda w naczyniu  $A$  ostyga od jakiejkolwiek temperatury  $t_1$  do innej  $t_2$ , cokolwiek niższej, w przeciągu  $n$  minut. Oznaczywszy przez  $W$  ciepło utracone przez wodę, przez  $M$  jej masę, obliczymy jego ilość według wzoru  $W = M(W_1 - W_2)$ , biorąc  $W_1$  i  $W_2$  z tablicy w ust. 18-ym. Wprowadźmy teraz do kalorymetru  $A$  inną ciecz na miejsce wody i ogrzejmy na nowo. Ostygnięcie od  $t_1$  do  $t_2$ , w tem samym otoczeniu  $B$ , trwać będzie obecnie  $n'$  minut. Widocznem jest, że ciepło  $Q$ , utracone przez drugą ciecz, w ciągu ostygnięcia od  $t_1$  do  $t_2$  będzie tyleż razy większe od  $W$ , ile razy czas  $n'$  przewyższa  $n$ . Szybkość ostygnięcia bowiem kalorymetryczna, zależna od powierzchni, nie od zawartości naczynia, jest w obu razach ta sama; w drugim przypadku jednak działanie jej trwało  $\frac{n'}{n}$  razy dłużej. Mamy więc:

$$Q = \frac{n'}{n} M(W_1 - W_2).$$

**21. KALORYMETR WODNY.** Najpospolitszy sposób mierzenia ciepła zasadza się na spostrzeganiu zmian temperatury odważonej ilości wody. Dajmy nato, iż w pewnym zjawisku fizycznym, albo chemicznym, wywiązuje się ciepło w ilości  $Q$  kaloryi (wielkość niewiadoma), w temperaturze jakiejkolwiek, przypuśćmy, że wyższej od temperatury  $t_1$  wody w kalorymetrze. Urządzamy doświadczenie w taki sposób, żeby ciepło  $Q$  przeszło w całości do wody. Wskutek tego temperatura jej podniesie się do  $t_2$  stopni. Jeżeli masa wody jest  $M$  gramów, wówczas otrzymamy odrazu:

$$Q = M(W_2 - W_1),$$

$W_1$  jest to ilość ciepła, potrzebna do ogrzania grama wody od  $0^\circ$  do  $t_1$  — podobnie  $W_2$  od  $0^\circ$  do  $t_2$ . Znajdujemy je w tablicy podanej w ust. 18-ym.

Sposobu tego można również używać do mierzenia ciepła pochłanianego w różnych zjawiskach (n.p. w zjawisku topnienia lodu). Temperatura wody powinna być wtenczas wyższa od tej temperatury, w której ciepło jest pochłaniane. W tym razie bowiem woda dostarcza ciepła ciałom pochłaniającym; temperatura jej spada wskutek tego od  $t_1$  do  $t_2$ , a ciepło zużyte będzie:

$$Q = M(W_1 - W_2).$$

Jeżeli temperatury  $t_1$  i  $t_2$  nie wiele się różnią można powyższe wzory zastąpić następującym:

$$Q = M\gamma(t_2 - t_1)$$

$\gamma$  oznacza tu ilość ciepła potrzebną do ogrzania grama wody o stopień, w pobliżu temperatur  $t_1$  i  $t_2$ ; wartości  $\gamma$  w różnych temperaturach podane są również w ust. 18

Do pomiarów tego rodzaju służy przyrząd zwany kalorymetrem wodnym (fig. 19). W istocie swej jest to naczynie metalowe  $K$ , w którym mieści się odważona ilość wody. Niezbędną częścią kalorymetru jest dalej termometr  $T$ , wskazujący temperaturę wody, tudzież mieszadło  $M$ , służące do szybkiego wyrównywania temperatury całej masy wody (cienka blaszka w kształcie obrączki, albo sierpa, osadzona na pręcie i poruszana do góry i na dół, za pomocą sznurka poprowadzonego przez krążek  $D$ ). Chodzi jednak o to, żeby kalorymetr nie przyjmował z zewnątrz innego ciepła, oprócz ciepła  $Q$ , mającego się mierzyć; żeby też przyjętego ciepła na zewnątrz nie rozpraszał. Otóż straty takie, lub zyski, są nieuniknione, ilekroć temperatura kalorymetru różni się od temperatury otoczenia. Staramy się przeto zmniejszyć ile możności szybkość ostygnięcia kalorymetru: srebrzymy zewnętrzną jego powierzchnię i polerujemy, żeby świeciła jak zwierciadło, doświadczenie nauczyło bowiem, że naczynia tak sporządzone najwolniej ostygają; nadto odosabniamy kalorymetr od ciał otaczających, stawiając go na trójnogu  $S$ , o nóżkach ostro zakończonych, źle przewodzących ciepło (drewno, kauczuk, albo korek).

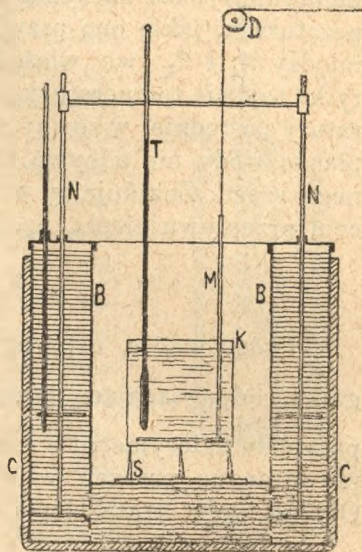


Fig. 19.

Mimo te ostrożności kalorymetr traci w ciągu doświadczenia pewną niewielką ilość ciepła  $Q'$ . Ciepło to należy osobno obliczyć i dodać do tego, które wypada z ogrzewania się wody. Kalorymetr  $K$  ustawiony jest wewnątrz osłony  $B$ , o temperaturze



jednostajnej i stałej: zadaniem jej jest ujednostajnić szybkość ostygnięcia kalorymetru. Jest to naczynie o podwójnych ścianach, zawierające wodę, zaopatrzone we własny termometr i miesza-  
dło  $N$ ; celem dokładniejszego powstrzymania zewnętrznych wpły-  
wów ogrzewających lub chłodzących, obszyte jest grubym weł-  
nianym wołokiem.

W osłonie tej wyznaczymy uprzednio szybkość ostygnięcia kalorymetryczną naczynia  $K$  (jak w ust. 20), we wszelkich tem-  
peraturach, jakie ono przyjmuje w ciągu pomiaru ciepła, to jest  
między  $t_1^0$  i  $t_2^0$ , we właściwym zaś pomiarze spostrzegamy nie  
tylko te dwie temperatury skrajne, lecz zapisujemy także tempe-  
ratury pośrednie, w równych odstępach czasu ( $=\theta$ ); przejście cie-  
pła do wody nie odbywa się bowiem nagle, lecz wymaga pew-  
nego czasu. Znajdujemy w ten sposób, między początkiem a koń-  
cem przepływu ciepła, np. następujący szereg temperatur:

$$t_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \dots, \vartheta_n, t_2.$$

Otóż jeżeli  $q_1$  oznacza znalezioną poprzednio szybkość osty-  
gnięcia, odpowiadającą temperaturze  $\frac{t_1 + \vartheta_2}{2}$ , t. j. średniej tem-  
peraturze kalorymetru w ciągu pierwszego okresu  $\theta$ , wtenczas cie-  
pło utracone przezeń w ciągu tego okresu będzie:  $\theta \cdot q_1$  i t. d.  
Ogółem tedy strata ciepła podczas pomiaru wynosi:

$$Q' = \theta (q_1 + q_2 + \dots + q_n),$$

w czem  $q_2, q_3, \dots$  mają podobne znaczenie w następnych okre-  
sach, jak  $q_1$  w pierwszym.

Nakoniec należy uwzględnić, że ciepło mierzone, wprowa-  
dzone do kalorymetru, nie ogrzewa samej tylko wody, lecz  
i naczynie  $K$ , tudzież termometr  $T$  i miesza-  
dło  $M$ . Niechaj  $Q''$   
oznacza ilość kaloryi, potrzebną do ogrzania tych przedmiotów  
od  $t_1$  do  $t_2$ . Staramy się zmniejszyć to ciepło ile możności, ro-  
biąc kalorymetr bardzo lekki, z cienkiej blachy. Zresztą  $Q''$  daje  
się bez trudności obliczyć, jak to okażemy w następującym  
rozdziale.

Uwzględniwszy wszystkie poprawki, obliczamy ciepło wpro-  
wadzone do kalorymetru według wzoru poprawionego:

$$Q = M(W_2 - W_1) + Q' + Q''.$$

## NIEKTÓRE ZASTOSOWANIA KALORYMETRU WODNEGO.

1. Dajmy na to, że chodzi o zmierzenie ilości ciepła, które oddaje jakiekolwiek ciało stałe, podczas ostygnięcia od  $100^{\circ}$  do temperatury zwyczajnej. Celem dokładnego ogrzania ciała do  $100^{\circ}$  używamy termostatu parowego, którego urządzenie objaśnia fig. 20.

Jest to rurka blaszana  $R$ , zatkana korkami  $A$  i  $B$ , otoczona blaszanym również rękawem  $S$ , ubranym w wołkową koszulkę. Między ścianami  $R$  i  $S$  przeprowadza się bystry strumień gorącej pary, wytwarzanej w oddzielnym kociołku, tak długo, dopóki ciało  $M$ , zawieszone na drucianej łapce wewnątrz rury, nie przyjmie nawskroś temperatury pary (termometru  $T$ ). Wówczas ustawiamy termostat nad kalorymetrem, odejmujemy szybko dolny korek  $B$  i przez odsunięcie drutu zamykającego łapkę rzucamy ciało  $M$  do wody kalorymetru. Ono ostyga tu od temperatury, do której było ogrzane, do końcowej temperatury kalorymetru  $t_2$ . Ciepło oddane kalorymetrowi oblicza się jak wyżej objaśniono. W podobny sposób można zmierzyć ciepło oddane przez ogrzaną ciecz. Ciecz ogrzewa się w flaszeczce, a ciepło oddane przez samą flaszeczkę mierzy się osobno i odlicza.

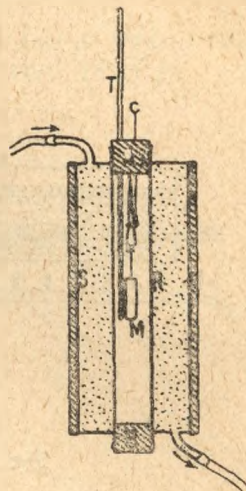


Fig. 20.

2. Pomiar ciepła oddanego przez gorące gazy wymaga odmiennego przyrządu; gęstość bowiem gazów jest tak mała, że chcąc otrzymać znaczniejsze ogrzanie wody kalorymetrycznej, musimy przepędzić przez kalorymetr większe objętości tych ciał. Prowadzimy tedy jednostajny strumień gazu naprzód przez metalową rurę  $AB$  (fig. 21), nabitą otocznymi miedzianymi, umieszczoną w korytku  $G$ , w wodzie wrzącej. Do końca  $B$  tej rury przylutowany jest przewód metalowy kształtu litery  $T$ . Dolne jego ujście prowadzi gaz ogrzany do kalorymetru  $K$ ; w ujście górne wetknięty jest na szczelnym korku termometr  $t$ , wskazujący temperaturę początkową gazu. Gaz oddaje ciepło wodzie kalorymetru za pośrednictwem systemu rurek srebrnych  $S$ , zanurzonych w kalorymetrze, nabitych srebrnymi otocznymi. Ilość gazu przeprowadzonego przez kalorymetr wyznacza się mierząc, bądź to objętość, bądź ciężar gazu, przed wejściem do  $AB$ , albo też po wyjściu z kalorymetru.



3. Mierzenie ciepła wydanego przez palące się ciała. Do doświadczeń tych Favre i Silberman używali zamkniętego metalowego piecyka *P*, (fig. 22), który obok mieszaniny i termometru, zanurzony był w kalorymetrze. Do wnętrza piecyka prowadzi rura *A*, zasilająca ciała spalające się tlenem, potrzebnym do utrzymania palenia się. Gorące gazy, wydawane przez palące się ciała, uchodzą na zewnątrz przez długą węzownicę *B*, w której oziębiając się, oddają ciepło wodzie kalorymetrycznej. Ciała stałe (węgiel) wkładano do piecyka

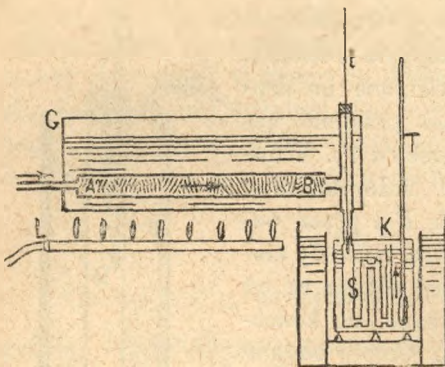


Fig. 21.

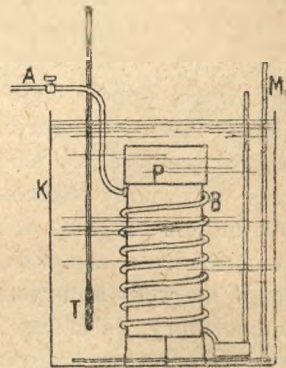


Fig. 22.

w koszyczkach platynowych, zapaliwszy je poprzednio. Ciecze paliły się w lampkach z asbestowym knotem. Obecnie używa się często do tych pomiarów t. zw. bomb kalorymetrycznych. Są to wytrzymałe, zamknięte naczynia metalowe, w których, oprócz ciała mającego się spalić, umieszcza się zapas potrzebnego tlenu, w stanie zgęszczonym. Zapala się prądem elektrycznym.

### Z a d a n i a .

29) Ile ciepła oddają 7 *kg* wody, ostygając od 95° do 20°?  
*Odp.* Średnie ciepło właściwe od 0° do 95° jest 1,00034; zatem ciepło oddane = 7 · (95,032 — 20,046) = 525 kalorii.

30) Jaką temperaturę otrzymamy po zmieszanii równych ilości (na wagę) wody o temperaturach 0° i 100°? *Odp.* 50,06°.

31) Przyjąwszy, że ciepło właściwe wody jest w każdej temperaturze w przybliżeniu = 1, obliczyć temperaturę mieszaniny 5 *kg* wody 15 stopniowej i 13 *kg*. wody 70-stopniowej. *Odp.* 54,7°.

32) Obliczyć, w powyższem założeniu, ile wody wrzącej ( $100^{\circ}$ ) należy dodać do 20 *kg* wody o temperaturze  $10^{\circ}$ , aby ją ogrzać do  $15^{\circ}$ ? *Odp.* 1,18 *kg*.

33) Do naczynia zawierającego 1 *kg* wody o temperaturze  $17^{\circ}$  włożono 100 *gr.* lodu  $0^{\circ}$ . O ile ( $x$ ) oziębi się woda po stopieniu się lodu? (ciepło właściwe wody = 1). *Odp.* Topnienie lodu zużywa  $79,2 \times 100 = 7920$  kaloryi gramowych; ogrzanie utworzonej wody do  $17 - x$  stopni zużywa dalszych 100 ( $17 - x$ ) kaloryi. Wskutek tych strat woda ostygnie o  $x = 8,9^{\circ}$ .

34) Do kalorymetru lodowego wprowadzono 150 *gr* wody o temperaturze  $70^{\circ}$ . Obliczyć ilość stopionego lodu. *Odp.* 132,5 *gr*.



## ROZDZIAŁ III.

### OGRZEWANIE I OZIĘBIANIE.

**22. ZASADY OGÓLNE.** Przystępując do opisanja objawów, jakie wywołuje ciepło udzielone ciałom, zajmować się będziemy naprzód zmianami temperatury. Ciała można ogrzewać przez udzielenie im ciepła, a więc przez zetknięcie ich z ciałami ogrzawanymi, albo ze źródłami ciepła — następnie przez działanie promieniowania, np. słonecznego — przez przeprowadzenie przez nie prądu elektrycznego (lampki elektryczne) — nakoniec przez działania mechaniczne, tarcie, uderzenie, kucie, zgęszczenie i t. p. Ciała oziębiają się przez odjęcie ciepła, np. wskutek zetknięcia z ciałami zimnemi, albo z ujemnemi źródłami ciepła (np. z lodem topniejącym) — przez promieniowanie (np. ziemia w nocy), nakoniec przez pewne działania mechaniczne, np. rozprężanie. W rozdziale niniejszym będzie mowa o zmianach temperatury wskutek udzielenia lub odjęcia ciepła, tudzież wskutek zgęszczania lub rozprężania.

Zjawiska ogrzewania się lub ostygnięcia ciał należy rozważać pod dwojakim względem: 1) co do ilości ciepła potrzebnego do ogrzania ciała, albo oddanego podczas ostygnięcia; 2) co do czasu, którego wymaga ogrzanie, albo oziębienie. O warunkach, od których zależy szybkość zmian temperatury, będzie mowa w rozdziale o ruchu ciepła, obecnie zajmować się będziemy jedynie ilościami ciepła.

Ogólnie mówiąc, udzielenie ciepła sprawia zawsze wzrost temperatury, ujęcie — spadek; przypuszcza się przytem, że prócz zmian temperatury, ciało ogrzewane nie doznaje żadnych zmian, któreby były powodem utajania się ciepła.

Ogrzewanie i ostyganie są to zjawiska odwrotne względem siebie. Doświadczenia kalorymetryczne prowadzą w tej mierze do następującej zasady ogólnej: Ciało ostygające od jakiegokolwiek temperatury wyższej do niższej, oddaje na zewnątrz tę samą ilość ciepła, którą przyjęło podczas ogrzewania w tym samym zakresie temperatur — byle podczas ostygnięcia wszystkie własności ciała były w każdej temperaturze pośredniej takie same, jakie ono posiadało w tejże temperaturze podczas ogrzewania się. Istotnie, zrozumiemy łatwo, że pewna ilość wody lub rtęci, ogrzewana np. od  $0^{\circ}$  do  $100^{\circ}$  bierze tyleż ciepła, ile oddaje, ostygając od  $100^{\circ}$  do  $0^{\circ}$ . Gdyby jednak ogrzewanie zmieniało trwale własności ciała, jak to bywa np. podczas wypalania przedmiotów glinianych, wówczas można oczekiwać, że obie ilości ciepła nie będą jednakowe.

Uwagi te przysposabiają nas do zrozumienia następującej zasady, którą wypadnie nam niebawem zastosować: ilość ciepła potrzebna do ogrzania ciała zależy od tego, w jakich stanach ciało znajduje się podczas ogrzewania, czyli, jak się w tej mierze wyrażamy, jaką drogą ciało ogrzewane przechodzi ze stanu początkowego do końcowego, odpowiadającego temperaturze wyższej. To samo dotyczy się oddawania ciepła podczas ostygnięcia.

**23. CIEPŁO WŁAŚCIWE.** Różne ciała wymagają do ogrzania o jednakową ilość stopni różnych ilości ciepła. Naprzód, ciepło jest proporcjonalne do ilości, t. j. do masy ciała. Można było spodziewać się tego, wiedząc, że wszystkie cząstki ciała ogrzewają się równomiernie. Porównywając jednak ciała różne pod względem chemicznym lub fizycznym, znajdujemy bardzo znaczne w tej mierze różnice, nawet gdy masy są jednakowe. Przekonywa o tem następujące doświadczenie. Ogrzejmy kilogram rtęci do 100 stopni i zmieszajmy ją szybko z kilogramem wody, oziębionej do  $0^{\circ}$ . Skoro temperatury się wyrównają, znajdziemy (uwzględnivszy nieuniknione straty ciepła w ciągu doświadczenia), że woda i rtęć będą miały spólną temperaturę: 3,22 stopni. Rtęć ostygła więc o 96,78 stopni, podczas gdy woda ogrzała się (kosztem ciepła oddanego przez rtęć) tylko o 3,22 stopni. Wnosimy stąd, że 3,22 kalorye ciepła, które ogrzewają kilogram wody o 3,22 stopnie, ogrzałyby kilogram rtęci o 96,78 stopni. Średnio biorąc przypada tedy na każdy stopień ogrzania



rtęci  $\frac{3,22}{98,78}$ , t. j. prawie  $\frac{1}{30}$  kaloryi. Ogrzanie rtęci można więc skutecznie wydatkiem ciepła 30 razy mniejszym, aniżeli także ogrzanie równej masy wody.

Stosunek  $\frac{3,22}{98,78} = \frac{1}{30}$ , który znaleźliśmy dopiero co dla rtęci nazywa się ciepłem właściwym tego ciała. Ciepło właściwe jest to stosunek ilości ciepła udzielonej jednostce masy jakiegokolwiek ciała, do przyrostu temperatury, który ciepło to sprawia; krócej można powiedzieć: jest to ciepło przypadające na ogrzanie jednostki masy ciała o stopień.

Ciepło właściwe niema nic wspólnego z szybkością albo łatwością ogrzewania się ciała; ono jest raczej miarą kosztów ogrzewania, gdyż ciało mające wielkie ciepło właściwe pochłania dużo ciepła podczas ogrzewania, zużywa przeto wiele materiału opałowego.

Wartość ciepła właściwego zależy nie tylko od chemicznego rodzaju materji, lecz nawet w tem samym ciele zmienia się, zależnie od fizycznego stanu (np. w stali hartowanej jest cokolwiek inne niż w miękiej). Zmienia się nakoniec z temperaturą ciała (jak to wskazuje np. tablica ciepła właściwego wody w różnych temperaturach, ust. 18); zwyczajnie wzrasta razem z temperaturą.

Gdyby ciepło właściwe było od temperatury niezależne, t. j. gdyby ogrzanie jednostki masy o stopień wymagało tej samej ilości ciepła  $c$ , w każdej temperaturze, wówczas ogrzanie masy  $m$  od  $t_1$  do  $t_2$ , t. j. o  $t_2 - t_1$  stopni zużywałoby ciepła:

$$(1) \quad Q = mc (t_2 - t_1).$$

Wzór ten, zasadniczy w nauce o ogrzewaniu, może służyć także w przypadku, gdy ciepło nie jest stałe. W tym razie jednak współczynnik  $c$  nie będzie liczbą stałą, lecz przyjmować będzie różne wartości, zależnie od obu granic temperatury  $t_1$  i  $t_2$ . Nazywa się on wówczas średnie ciepło właściwe w granicach  $t_1$  do  $t_2$ . Zmienność ciepła właściwego, w różnych temperaturach, nie bywa znaczna (nieliczne ciała stanowią w tej mierze wyjątek); określa się je też zwykle jedną liczbą, jak to okazuje tablica podana niżej.

Prawdziwe ciepło właściwe ( $\gamma$ ), w pewnej temperaturze  $t$ , jest to wartość współczynnika  $c$  w równaniu (1), gdy różnica

temperatur  $t_1$  i  $t_2$  jest bardzo mała, a obie temperatury leżą blisko  $t$ .

Im większa jest wartość ciepła właściwego, tem więcej ciepła zużywa ciało na ogrzanie się o pewną daną liczbę stopni; zarazem jednak tem mniejszym zmianom ulega jego temperatura, wskutek udzielenia albo odjęcia pewnej danej ilości ciepła.

**24. CIEPŁO WŁAŚCIWE CIAŁ STAŁYCH I CIECZY.** Mierzy się je przez ogrzanie odważonej ilości ( $m$ ) ciała do pewnej temperatury wyższej, a dokładnie określonej ( $t_2$ ), i następne oziębienie w kalorymtrze wodnym, lub lodowym, do niższej temperatury  $t_1$ . Przyrząd do ogrzewania był już opisany w ust. 21 (fig. 20). Z równania (1) wypada wówczas:

$$c = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)}$$

Ciepło właściwe wody w temperaturze 15° równe jest jednostce; w ogóle różni się niewiele od 1. Woda zajmuje w tym względzie stanowisko wybitne; z nielicznymi wyjątkami żadne ciało nie wymaga do ogrzania się tyle ciepła jak woda. Dzięki

TABLICA CIEPŁA WŁAŚCIWEGO

(w gramstopniach na gram i stopień C\*).

Ciała stałe:	Ciecze:
Lód (-20 do -1) . . . . .	Woda (15°) . . . . .
Rtęć (-78 do -40) . . . . .	Rtęć (0 do 100). . . . .
Platyna (0 do $t$ ) 0,0317 + 0,000006 . $t$	Alkohol (0°) . . . . .
Miedź (0 do 100) . . . . .	(16-30) . . . . .
Cynk (0 do 100) . . . . .	Nafta. . . . .
Mosiądz . . . . .	Kwas azotowy . . . . .
Żelazo . . . . .	" siarczany . . . . .
Drzewo . . . . .	Eter (0 do 30) . . . . .
Wosk (6-26) . . . . .	80 cz. wody + 20 cz. alkoholu 1,046
" (26-42) . . . . .	100 cz. wody + 30 cz. soli kuch. 0,79
" (42-58) . . . . .	
Kwarc . . . . .	
Wapień . . . . .	
Szkło. . . . .	

\*) Albo w kaloryach na kilogram.



tej właściwości woda ma ważne znaczenie jako zbiornik ciepła (wpływ morza na klimat; ogrzewanie mieszkań wodą gorącą); używamy jej również, gdy chodzi o utrwalenie temperatury, gdyż małe zyski lub straty ciepła wywołują bardzo nieznaczne wahanie się temperatury.

Ciepło właściwe cieczy jest pospolicie większe, niż ciał stałych, a zarazem bywa w wyższym stopniu zmienne z temperaturą. Liczne przykłady tego zawiera tablica zamieszczona na str. 57-ej.

**CIEPŁO ATOMOWE I CZĄSTECZKOWE.** Porównywając ciepło właściwe różnych pierwiastków chemicznych, w stanie stałym, z liczbami wyrażającymi względne ciężary ich atomów, uczeni francuscy Dulong i Petit dostrzegli (w r. 1819), że do ogrzania o stopień jednakowej liczby atomów rozmaitych pierwiastków stałych potrzebne są w przybliżeniu jednakowe ilości ciepła; niektóre pierwiastki jednak (węgiel, krzem, bor) uchylają się od tego prawa. Tak np. metal lit składa się z atomów, ważących 7 razy więcej niż atom wodoru; ciężar atomowy bismutu jest 208,5. Jeżeli przeto weźmiemy 7 gr litu i 208,5 gr bismutu, to masy te składać się będą z jednakowej liczby atomów. Otóż ciepło właściwe pierwszego z tych ciał wynosi: 0,9408, drugiego: 0,0305. Do ogrzania o stopień 7 gr litu potrzebne jest tedy ciepło:  $7 \times 0,9408 = 6,58$ ; do ogrzania 208,5 gr bismutu:  $208,5 \times 0,0305 = 6,35$ , a więc bardzo mało różne.

C I E P Ł O   A T O M O W E .

Pierwiastek	<i>a</i>	<i>c</i>	<i>ac</i>
Lit ( <i>Li</i> ) . . . . .	7,03	0,9408	6,6
Glin ( <i>Al</i> ) . . . . .	27,1	0,212	5,7
Siarka ( <i>S</i> ) . . . . .	32,06	0,178	5,7
Żelazo ( <i>Fe</i> ) . . . . .	55,9	0,111	6,2
Miedź ( <i>Cu</i> ) . . . . .	63,6	0,093	5,9
Cynk ( <i>Zn</i> ) . . . . .	65,4	0,094	6,1
Srebro ( <i>Ag</i> ) . . . . .	107,93	0,056	6,0
Platyna ( <i>Pt</i> ) . . . . .	194,8	0,032	6,2
Ołów ( <i>Pb</i> ) . . . . .	206,9	0,031	6,4
Węgiel (grafit) ( <i>C</i> ) . . . . .	12,00	0,200	2,4
Krzem ( <i>Si</i> ) . . . . .	28,4	0,165	4,6

Iloczyn  $a \cdot c$  ciężaru atomowego przez ciepło właściwe można uważać jako liczbę proporcjonalną do ciepła potrzebnego do ogrzania jednego atomu o stopień; iloczyn ten nazywa się ciepło atomowe.

Pominąwszy nawet wyraźne wyjątki (C, Si i parę innych) widzimy, że prawo Dulonga i Petita jest tylko w przybliżeniu prawdziwe. Wartości iloczynu  $ac$  wahają się około średniej 6,4. Zupełnej zgodności nie można zresztą spodziewać się, gdyż ciepło właściwe nie jest liczbą stałą, lecz zmienia się cokolwiek, zależnie od temperatury (w węglu zmienność ta jest nawet bardzo znaczna). Mimo to prawo Dulonga i Petita oddaje chemii ważne usługi, dozwala bowiem określać, bodaj w przybliżeniu, ciężary atomowe pierwiastków stałych, których ciepło właściwe zmierzono.

Według Neumana i Koppa atomy wszystkich pierwiastków, łącząc się w cząsteczki, zachowują właściwe sobie wartości ciepła atomowego, jeżeli związek utworzony jest ciałem stałym. Prawo to jest również tylko przybliżone. Dodając tedy ciepło atomowe atomów wchodzących w skład cząsteczki, otrzymamy tak zw. ciepło cząsteczkowe; jest to zarazem iloczyn ciężaru cząsteczki przez ciepło właściwe danego związku. Okazało się przytem, że jako ciepło atomowe wodoru w związkach stałych należy przyjmować liczbę 2,3, tlenu 4, azotu 5; dla innych pierwiastków liczby wzięte z powyższej tablicy. Tak np. cząsteczka wody (lodu) ma skład  $H_2O$ ; ciepło cząsteczkowe  $= 2 \times 2,3 + 4 = 8,6 = c \times (2 \times 1 + 16)$ , gdyż ciężary atomowe wodoru i tlenu są 1 i 16. Obliczamy stąd  $c = 0,488$ , co nie różni się wiele od ciepła właściwego lodu. Siarczan miedziowy krystaliczny ma cząsteczki składu:  $Cu SO_4 + 5 H_2O$ . Obliczamy stąd ciężar cząsteczki  $= 249$ ; ciepło cząsteczkowe  $= 70,6$ ; przeto  $c = \frac{70,6}{249} = 0,284$ , zgodnie z doświadczeniem.

**25. CIEPŁO WŁAŚCIWE GAZÓW.** Według zasady przytoczonej na końcu ust. 22 ilość ciepła potrzebna do ogrzania ciała zależy nie tylko od jego rodzaju, pod względem chemicznym, od masy i od temperatur, lecz nadto od warunków fizycznych, wśród których ogrzewanie się odbywa. W ciałach stałych, których ściślwość i rozszerzalność jest mała, wpływ ten jest nieznaczny. Gazy natomiast rozszerzają się znacznie, są łatwo ściśliwe; wskutek tego ciepło potrzebne do ogrzania gazów jest bardzo zależne od warunków, w jakich one znajdują się podczas ogrzewania.

Odróżnimy w tej mierze dwa przypadki główne: a) gaz zostaje podczas ogrzewania pod stałym ciśnieniem zewnętrznym

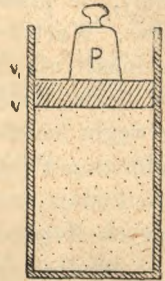


(fig. 23 A), zmienia swobodnie objętość, w myśl prawa rozszerzalności (ust. 12); b) gaz zamknięty jest podczas ogrzewania w naczyniu niezmiennej pojemności (fig. 23 B) rozszerzania się niema, lecz prężność gazu wzrasta (ust. 13).

Obaczmy, że w pierwszym przypadku ogrzanie gazu wymaga większej ilości ciepła: ciepło właściwe pod stałym ciśnieniem ( $c_p$ ) jest większe niż ciepło właściwe w stałej objętości ( $c_v$ ).

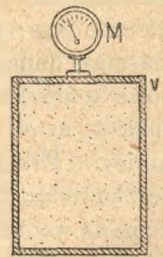
Przyrząd kalorymetryczny do mierzenia ciepła oddanego przez gaz ostygający, (opisany w ust. 21, fig. 21), daje widocznie ciepło właściwe  $c_p$ , pod stałym ciśnieniem. Jeżeli bowiem przewód, przez który gaz przepływa, jest dostatecznie przestronny, a prędkość prądu niewielka, wówczas prężność gazu w całym przewodzie jest prawie jednostajna i stała. W rurze ogrzewającej  $AB$  (fig. 21) gaz rozszerza się swobodnie; oziębiając się następnie w kalorymetrze (w rurkach  $S$ ) kurczy się napowrót, a prężność jego w całym przewodzie jest przytem ciągle jednakowa.

Słowem, ogrzewanie i ostygnięcie odbywa się w takich warunkach, jak gdyby gaz był zamknięty w naczyniu, pod tłokiem ruchomym, obciążonym stałym ciężarem  $P$  (fig. 23 A). Możnaby zapytać, o ile ciepło właściwe gazu byłoby zależne od wielkości tego ciężaru, t. j. od wartości stałego ciśnienia  $p$ , pod którym gaz zostaje podczas ogrzewania, lub — co na jedno wychodzi — od gęstości gazu. Celem zbadania tego wpływu Régnault<sup>1)</sup> zwięźał ujście zewnętrzne  $K$  przewodu gazowego do tego stopnia, żeby przepędzenie gazu wymagało większego ciśnienia (do 12 atmosfer). Okazało się, że w zwyczajnych temperaturach ciśnienie  $p$  wywiera wpływ bardzo nieznaczny na wartość ciepła właściwego<sup>2)</sup>. Ciepło, potrzebne do ogrzania pewnej masy gazu, nie zale-



A

Fig. 23 A.



B

Fig. 23 B.

<sup>1)</sup> Czytaj: Renjo.

<sup>2)</sup> W temperaturach niskich, gdy gaz jest blizki skroplenia, autor znalazł wpływ bardzo znaczny; ciepło właściwe powiększa się wskutek zgęszczenia kilkakrotnie. Wówczas bywa ono też w wysokim stopniu zależne od temperatury.

ży od tego, czy gaz jest zgęszczony, czy też zajmuje większą objętość. Régnault przekonał się również, że ciepło właściwe powietrza, wodoru, azotu, tlenku węgla, w ogóle gazów zbliżonych do stanu gazu doskonałego (ust. 14), jest niezależne od temperatury; inne gazy okazują wzrastanie ciepła właściwego, podobnie, jak wszystkie niemal ciała stałe i ciecze.

TABLICA

CIEPŁA WŁAŚCIWEGO GAZÓW POD STAŁYM CIŚNIENIEM.

	$c_p$	Gęstość względna $\rho$	$\delta c_p$
Powietrze . . . . .	0,2372	1,0000	0,2372
Tlen ( $O_2$ ) . . . . .	0,2175	1,1052	0,2404
Azot ( $N_2$ ) . . . . .	0,2438	0,9701	0,2364
Wodór ( $H_2$ ) . . . . .	3,409	0,0692	0,2358
Bezwodnik węglowy ( $CO_2$ )	0,202	1,5291	0,309
Para wodna ( $H_2O$ ) . . . .	0,481	0,622	0,299
Para alkoholu ( $C_2H_6O$ ) . .	0,453	1,589	0,721
Para rtęci ( $Hg$ ) . . . . .	0,0247	6,91	0,171

Ażeby porównać ilości ciepła, potrzebne do ogrzania, pod stałym ciśnieniem, równych objętości rozmaitych gazów (w jednakowych stanach, co do ciśnienia i temperatury), należy pomnożyć ciepło właściwe  $c_p$  przez masy równych objętości, a więc przez liczby proporcjonalne do gęstości  $\rho$ . Iloczyny te (podane w ostatniej kolumnie powyższej tablicy), wskazują, że ogrzanie równych objętości powietrza, wodoru, tlenu, azotu, wymaga prawie jednakowych ilości ciepła. Inne gazy i pary okazują znaczne różnice; iloczyn  $\rho c_p$  jest w ogóle tem większy, im większa jest liczba atomów, składających cząsteczkę gazu.

26. OGRZEWANIE I OZIEBIANIE SPOSOBAMI MECHANICZNYMI.

Udzielanie ciepła nie stanowi jedyne go sposobu ogrzewania ciał. Zmiany temperatury można wywołać sposobami czysto mechanicznymi, z których najważniejszy polega na zgęszczaniu albo rozszerzaniu. Wszelkie ciała okazują to zjawisko, najwydatniej zaś gazy, jako najbardziej ściśliwe. Fig. 24 przedstawia t. zw.



krzesiwo-pneumatyczne, cylinder szklany, u spodu zamknięty, opatrzony w szczelny tłok *T*. W małym wydrążeniu *h* dolnej powierzchni tłoka znajduje się kawałek lontu albo hubki. Jeżeli szybkim ruchem tłoka zgęścimy silnie zawarte w cylindrze powietrze, ogrzeje się ono tak znacznie, że zapali lont. Nagłe rozszerzenie gazu sprawia skutek wprost przeciwny, obniża temperaturę. Zjawisko, o którym mowa, należy zatem do rzędu tak zw. odwracalnych zjawisk, może odbywać się w jednym lub przeciwnym kierunku. Oziębianie się powietrza wskutek rozprężania się, można okazać za pomocą czułego termoskopu, umieszczonego pod dzwonem pompy pneumatycznej.

Ażeby wykazać zmiany temperatury towarzyszące zmianom gęstości, należy wykonywać doświadczenie tak szybko, iżby ciepło wywiązane nie zdążyło udzielić się ścianom naczynia, rozprzecz się. Gdybyśmy rozporządzali naczyniami niezdolnymi zupełnie przepuszczać ciepła przez swoje ściany, wówczas możnaby też wykazać stopniowe wzrastanie lub spadanie temperatury wśród powolnych zmian objętości. Wszelka zmiana stanu materji, odbywająca się bez wymiany ciepła z ciałami otaczającymi, nazywa się zjawiskiem, albo zmianą adiabatyczną (adiabatyczny = nieprzechodzący). Zmiany temperatury opisane wyżej są zatem zmianami adiabatycznymi.

Adiabatyczne zmiany temperatury, wskutek zgęszczenia lub rozszerzenia, okazują również ciała stałe i ciecze, jakkolwiek trudniej je tu zmierzyć, gdyż niepodobna wywołać tak znacznych, jak w gazach, zmian objętości. Joule, ściskając nagle wodę, w przyrządzie podobnym do prasy hydraulicznej, wykazał (za pomocą czułego termoskopu termoelektrycznego), że woda ogrzewa się przez zgęszczenie, jeśli temperatura jej jest wyższa od  $4^{\circ}$  C.; natomiast poniżej tej temperatury zgęszczenie sprawia lekkie oziębianie. Jest to reguła ogólna: Ciała, które rozszerzają się pod stałym ciśnieniem, wskutek podwyższenia temperatury, ogrzewają się, gdy je zgęszczamy adiabatycznie, a ostygają wskutek rozprężenia adiabatycznego. Ciała o rozszerzalności ujemnej (np. woda poniżej  $4^{\circ}$  C) zachowują się odwrotnie.

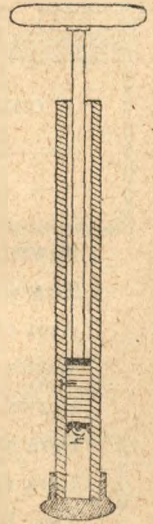


Fig. 24.

Druty metalowe, nagle wyciągane, oziębiają się cokolwiek, ale tasiemka kauczukowa, napięta, ogrzewa się, gdy ją jeszcze silniej wyciągniemy, co łatwo sprawdzić, przyłożywszy ją do wargi (kauczuk napięty posiada rozszerzalność ujemną, kurczy się przy ogrzaniu).

Okażemy teraz, że adyabatyczne zmiany temperatury są w związku z tem, że ciepło właściwe posiada różną wartość ( $c_p$  lub  $c_v$ ), zależnie od tego, czy ogrzewamy ciała pod stałym ciśnieniem, przyczem mogą swobodnie zmieniać objętość, czy też w naczyniu zamkniętem, które nie dopuszcza zmian objętości.

Weźmy pod uwagę masę  $m$  gramów jakiegokolwiek ciała, zostającą pod ciśnieniem  $p$ ; jego temperaturę i objętość oznaczmy przez  $t$  i  $v$ . Zgęśmy tę masę adyabatycznie w ten sposób, żeby objętość zmniejszyła się o małe ubytek  $= v'$ . Temperatura wykaże jednocześnie również małe (dodatni lub ujemny) przyrost  $= \tau$  stopni. Doprowadziliśmy masę do nowego stanu, w którym objętość jej jest  $v - v'$ , temperatura  $t + \tau$ , ciśnienie zwiększone  $p + p'$ ; ciepła nie udzieliliśmy wcale.

Do tegoż samego stanu końcowego mogliśmy jednak dojść inną drogą. Zmniejszenie objętości o  $v'$  można uzyskać przez stosowne oziębienie masy pod stałym ciśnieniem  $p$ . Jeśli następnie ogrzejemy ją do temperatury  $t + \tau$ , nie dopuszczając już zmiany objętości, stan końcowy będzie ten sam, jak po zgęszczeniu adyabatycznym. Obliczmy potrzebne do tych zmian ilości ciepła. Przypuszczamy, że ciało uważane, ogrzane o  $1^\circ$  pod ciśnieniem  $p$ , rozszerza się o ułamek  $\gamma$  swej objętości  $v$ , a więc o  $\gamma v$ ;  $\gamma$  oznacza zatem prawdziwy współczynnik rozszerzalności w temperaturze  $t$ , odniesiony do objętości  $v$ . Ażeby tedy objętość zmniejszyła się o  $v'$  należy masę oziębić o  $\frac{v'}{\gamma v}$  stopni, a w tym celu należy jej odjąć  $q_1 = mc_p \frac{v'}{\gamma v}$  jednostek ciepła. Następnie w celu podniesienia temperatury do  $t + \tau$ , t. j. o  $\frac{v'}{\gamma v} + \tau$  stopni, bez dalszej zmiany objętości, wypadnie udzielić ciału ciepła w ilości  $q_2 = mc_v \left( \frac{v'}{\gamma v} + \tau \right)$  jednostek, w czym  $c_v$  oznacza ciepło właściwe w objętości stałej.

Doprowadziliśmy masę  $m$  do tego samego stanu końcowego dwiema różnymi drogami. Na pierwszej ciepło udzielone było  $= 0$ , na drugiej udzieliliśmy ciepła  $q_2 - q_1$ . Nie można z góry twierdzić, jakoby różnica  $q_2 - q_1$  musiała być również  $= 0$ ,



albowiem ciepło potrzebne do zmiany stanu zależy nie tylko od początku i końca, lecz w ogóle także od warunków, w jakich ogrzewamy ciało, od drogi, czyli sposobu, w jaki zmiana została uskuteczniiona (ust. 22). Wszelako z zasad termodynamiki (rozdział VIII) wypada, że gdy chodzi o niezmiernie małe zmiany temperatury i o zjawiska odwracalne, wówczas ilości ciepła będą równe na różnych drogach\*). W naszym przypadku znaczy to, że będzie także  $q_2 - q_1 = 0$ . To daje:

$$\frac{c_p v'}{\gamma v} = c_v \left( \frac{v'}{\gamma v} + \tau \right), \text{ skąd}$$

$$(1) \dots \dots \dots \tau = \frac{v'}{\gamma v} \frac{(c_p - c_v)}{c_v}.$$

Nie potrzeba dowodzić osobno, że ten sam wzór stosuje się do rozprężania adiabatycznego;  $v'$  oznacza wtedy zwiększenie objętości,  $\tau$  odpowiednie oziębienie.

Wzór (1) okazuje, że ilekroć ciepło właściwe  $c_p$  pod stałym ciśnieniem, posiada wartość różną od ciepła właściwego  $c_v$  w objętości stałej, zgęszczenie adiabatyczne wywoła zmianę temperatury o  $\tau$  stopni. Ponieważ, jak wspomniano wyżej, zmiana ta jest zawsze tego samego znaku jak rozszerzalność  $\gamma$ , przeto iloczyn  $\tau\gamma$ , a więc i różnica  $c_p - c_v$  muszą być zawsze dodatnie: ciepło właściwe pod ciśnieniem stałym jest zawsze większe niż ciepło właściwe w stałej objętości.

**SPOSOBY NIEODWRACALNE.** Zmiany temperatury adiabatyczne są odwracalne; można tą drogą ogrzewać albo oziębiać ciało. Znamy jednakże sposoby ogrzewania mechaniczne, które w istocie swej są nieodwracalne. Ciała pocierane, wstrząsane, uderzane, kute i t. d. ogrzewają się, jak wiemy z nauki ogólnej o energii (tom I, ust. 114). Nie można jednak sposobów tych użyć do oziębienia, one są widocznie nieodwracalne.

Warto jednak wspomnieć już tutaj, że znane są zjawiska mechaniczne nieodwracalne, wywołujące oziębienie. W zastosowaniach

---

\*) Według drugiej zasady termodynamiki ilości ciepła, pobrane na różnych drogach, wiodących do tego samego stanu końcowego, są w ogólności różne, natomiast sumy ilorazów z ilości ciepła przez temperatury, w których były pobrane (temperatury t. zw. bezwzględne  $t + 273$ ), są na drogach odwracalnych jednakowe. Jeśli chodzi o niezmiernie małe zmiany wówczas  $t + 273$  w mianowniku ilorazów niema znaczenia.

technicznych ważne jest oziębianie się gazów, rozprężających się w próżnię, albo rozprężających się bez wykonywania pracy; ono bywa stosowane w nowoczesnych przyrządach do skraplania gazów (ust. 52, 78). W rozprężaniu się adiabatycznym odwracalnym, a więc powolnym, gaz pokonywa zewnętrzne ciśnienie, wywierane n. p. przez tłok, wykonywa zatem pracę. Gaz rozprężający się do naczynia pustego nie wykonywa pracy, ale też bez pomocy pracy zewnętrznej nie zdoła wrócić do pierwotnej gęstości; rozpręża się zatem nieodwracalnie.

**27. SPRĘŻYSTOŚĆ ADIABATYCZNA.** Jeżeli zgęścimy adiabatycznie jakie ciało o rozszerzalności dodatniej, wówczas, w myśl wzoru (1), ono ogrzeje się. Z tego wynika, że zwiększenie ciśnienia (prężności), które to zgęszczenie wywoła, będzie znaczniejsze, aniżeli w przypadku, gdyby zgęszczenie było izotermiczne, t. j. gdyby ciepło wywiązane rozproszyło się, a temperatura pozostała niezmienioną. Obok zwiększenia prężności, spowodowanego zmniejszeniem objętości, występuje bowiem dodatkowy przyrost, wskutek towarzyszącego zgęszczeniu ogrzania. Ztąd wynika, że sprężystość adiabatyczna jest zawsze większa od izotermicznej. Stosuje się to również do ciał o rozszerzalności ujemnej, n.p. do wody poniżej  $4^{\circ}$  C. Zgęszczenie adiabatyczne oziębia wprawdzie takie ciała, ale właśnie oziębienie stara się je rozszerzyć, utrudnia przeto zgęszczenie.

Drgania głosowe odbywają się tak szybko, iż towarzyszące im zgęszczenia i rozrzedzania należy uważać jako adiabatyczne. Prędkość rozchodzenia się fal głosowych zależy przeto od sprężystości adiabatycznej powietrza, a nie od izotermicznej (ust. 30).

**28. LINIE ADIABATYCZNE.** Ścisłość izotermiczną ciał, t. j. związek między ciśnieniem a objętością, w temperaturze nieziennej, przedstawiamy wykreślnie za pomocą linii izotermicznych. Jeśli chodzi o gazy podlegające prawu Boylego linie te są hiperbolami (ust. 13). Gdybyśmy, na wzór fig. 13, zgęszczali jaki płyn w cylindrze, którego ściany nie przepuszczają zupełnie ciepła, a więc adiabatycznie, wówczas krzywa, mająca objętości za odcięte, odpowiednie prężności płynu za rzędne, wyobrażałaby ścisłość płynu adiabatyczną. Krzywe takie nazywamy liniami adiabatycznymi. Ku początkowi spółrzędnych, to jest w stronę objętości malejących, one wznoszą się do góry, podobnie jak linie izotermiczne. Jednakże, z tego co powiedzieliśmy w ustępie poprzedzającym wynika, że każda linia adiabatyczna wznosi się do góry bardziej stromo, aniżeli linia izotermiczna, przeprowadzona przez ten sam punkt.



29. ROZPREŻANIE SIĘ ADIABATYCZNE GAZÓW. PRAWO POISSONA. Zastosujmy wzór (1) ust. 26-go do adiabatycznego ogrzewania się, albo oziębiania, gazów. Objętość  $v$  masy gazowej, pod ciśnieniem  $p$ , w temperaturze  $t$ , oblicza się zawsze według wzoru zasadniczego znanego z ust. 14

$$v = \frac{p_0 v_0}{273 p} (273 + t),$$

przyczem jest rzeczą obojętną, czy gaz uzyskał temperaturę  $t$  przez udzielenie mu ciepła, czy inaczej, n.p. przez ogrzanie mechaniczne. Jeśli podwyższymy temperaturę, pod stałym ciśnieniem  $p$ , o jeden stopień, objętość zwiększy się o:

$$\frac{p_0 v_0}{273 p}, \quad \text{t. j.} \quad \frac{v}{273 + t}.$$

Literą  $\gamma$  oznaczyliśmy w ust. 26-ym stosunek tego zwiększenia do objętości  $v$ ; jest więc teraz  $\gamma = \frac{1}{273 + t}$ . Dla krótkości oznaczymy jeszcze stosunek zmniejszenia objętości  $v'$  przy zgęszczeniu adiabatycznym, do objętości pierwotnej  $v$ , literą  $\theta$  (jest to ta sama wielkość, którą w nauce o odkształceniach, tom I ust. 129, nazwaliśmy zgęszczeniem, albo jeśli ujemna, rozszerzeniem przestrzennem materii). Wzór (1), zastosowany do gazów, przybierze wtedy postać:

$$\tau = (273 + t) \theta \cdot \frac{c_p - c_v}{c_v}.$$

Stosunek obu rodzajów ciepła właściwego oznacza się zwykle literą  $k$ ,  $k = \frac{c_p}{c_v}$ ; napiszemy więc ostatecznie:

$$(2) \quad \tau = (k - 1) \theta (273 + t)$$

Wzór ten daje podwyższenie (albo obniżenie) temperatury gazu, wskutek niezmiernie małego adiabatycznego zgęszczenia (albo rozszerzenia), którego miarą jest  $\theta$ .

PRZYKŁAD. Suche powietrze, zajmujące objętość  $100 \text{ cm}^3$ , w temperaturze  $20^\circ$ , ściskamy szybko do objętości  $95 \text{ cm}^3$ ; dostrzegamy ogrzanie się o  $5^\circ,93$ . Obliczyć wartość ciepła właściwego w stałej objętości. W przykładzie tym mamy  $t = 20^\circ$ ,  $\theta = 1/20$ ,  $\tau = 5,93$ , nadto znamy  $c_p = 0,2372$ . Wzór (4) daje  $\frac{c_p - c_v}{c_v} = 0,405$ , skąd  $c_v = 0,168$ .

UBYTEK TEMPERATURY Z WYSOKOŚCIĄ W ATMOSFERZE. Temperatura powietrza w pobliżu ziemi zależy w pierwszym rzędzie od temperatury ziemi, od tego czy ona jest więcej lub mniej nagrzana przez słońce. W miarę wznoszenia się w górne warstwy temperatura szybko się zniża; w wysokości kilku kilometrów wynosi, nawet latem, kilkanaście stopni niżej zera. Pochodzi to naprzód ztąd, że wpływ ogrzewający ziemi jest tam nieznaczny. Oprócz tego wiatry mieszają nieustannie powietrze, a każda jego cząstka porwana w górne warstwy, gdzie ciśnienie jest zmniejszone, rozprężając się adiabatycznie, oziębia się. Jeśli pod łącznym wpływem tego oziębienia i ciśnienia, jakie tam panuje, gęstość takiej cząstki będzie większa od gęstości warstwy, do której się dostała, wówczas cząstka mieć będzie dążność do spadania; zaburzenie równowagi atmosfery uspokoi się samo przez się. Jeśli zaś gęstość jej będzie mniejszą, aniżeli gęstość tej warstwy, wówczas cząstka taka, a za nią inne, pędzić dalej samodzielnie w górę, dopóki nie ułoży się nowy, stałszy stan równowagi atmosfery, przy którym spadek temperatury nie będzie tak szybki. Nakoniec równowaga atmosfery będzie obojętną, jeśli cząstka, uniesiona w górę, spotykając będzie wszędzie taką temperaturę, jaką przyjmuje sama, wskutek adiabatycznego rozprężania się.

Spadek temperatury w powietrzu suchem, w razie takiej równowagi obojętnej można obliczyć w następujący sposób. Przyjmijmy, że na powierzchni ziemi jest  $t = 0^\circ$ ,  $p = 760 \text{ mm}$ . Weźmy pod uwagę warstwę, w której gęstość powietrza jest zmniejszona dajmy na to o  $\frac{1}{100}$  w stosunku do gęstości na ziemi. Podstawiając we wzorze (2)  $\theta = \frac{1}{100}$ ,  $t = 0^\circ$ ,  $\frac{c_p - c_v}{c_v} = 0,405$ , znajdziemy  $\tau = 1,106^\circ$ . Otóż jeżeli zmniejszymy gęstość o  $\frac{1}{100}$ , a zarazem temperaturę o  $1,106$  stopni, natenczas, według praw Boylego i Charla, ciśnienie stanie się  $= 760 \times \frac{99}{100} \times (1 - \frac{1,106}{273}) = 749,4 \text{ mm}$ , t. j. o  $10,6 \text{ mm}$  mniejsze, niż na ziemi. Wiedząc, że w pobliżu ziemi spadek barometru o  $10,6 \text{ mm}$  odpowiada wzniesieniu około  $100 \text{ m}$ , wnosimy, że na tę wysokość wypadłaby zniżka temperatury o  $1,106^\circ$ , albo okrągło  $1^\circ$ . W rzeczywistości spadek temperatury bywa prawie dwa razy mniej-zy ( $1^\circ$  na  $200 \text{ m}$ ); różnica tłumaczy się tem, że rachunek nasz odnosił się do powietrza suchego, podczas gdy powietrze atmosferyczne zawiera zawsze parę wodną, która, skraplając się wskutek oziębienia, zwalnia znacznie opadanie temperatury.

Wzory (1) i (2) wyprowadziliśmy z założenia, że zgęszczenie  $\theta = v' : v$  jest niezmiernie małe. Jeśli chodzi o obliczenie



ogrzewania się (ozębienia) gazu pod wpływem silnego zgęszczenia (rozprężenia) adiabaticznego, wówczas można to zgęszczenie uważać jako wynik wielkiej liczby kolejnych, a bardzo małych zgęszczeń i zsumować odpowiednie przyrosty temperatury. Przyjmijmy, że te zgęszczenia kolejne są jednakowej wielkości, każde  $= \theta$ , a liczba ich  $= n$ . Początkowa objętość gazu  $= v$ , zamieni się po pierwszym zgęszczeniu na  $v_1 = v(1 - \theta)$ , po drugim na  $v_2 = v_1(1 - \theta) = v(1 - \theta)^2$  i t. d. Końcowa objętość będzie  $v_n = v(1 - \theta)^n$ . Jeśli ta końcowa objętość, tudzież  $\theta$  są z góry dane, wówczas liczbę  $n$  obliczymy z równania:  $\log v_n = \log v + n \log(1 - \theta)$ . Korzystając z tej własności logarytmów (naturalnych, tom I, ust. 182), że  $\log(1 \pm \theta) = \pm \theta$ , jeśli  $\theta$  jest liczbą niezmiernie małą, znajdziemy  $\log \frac{v_n}{v} = -n\theta$ .

Każde z tych zgęszczeń podnosi temperaturę gazu o pewien przyrost  $\tau$ , wyrażony przez wzór (2). Początkowa temperatura  $t$  podnosi się, wskutek pierwszego zgęszczenia, do  $t_1 = t + \tau$ ; będzie więc, według (2):

$$273 + t_1 = 273 + t + \tau = [1 + (k-1)\theta](273 + t).$$

Po drugim zgęszczeniu znajdziemy:

$$273 + t_2 = 273 + t_1 + \tau_1 = [1 + (k-1)\theta]^2(273 + t) \text{ i t. d.}$$

Jeśli końcową temperaturę, odpowiadającą objętości  $v_n$  oznaczymy przez  $t_n$ , wówczas

$$273 + t_n = [1 + (k-1)\theta]^n(273 + t).$$

Biorąc logarytmy obu stron, otrzymamy, korzystając znowu ze wspomnianej własności logarytmów:

$$\log \frac{273 + t_n}{273 + t} = n \log [1 + (k-1)\theta] = (k-1)n\theta,$$

a ponieważ  $n\theta = -\log \frac{v_n}{v}$ , przeto:

$$\log \frac{273 + t_n}{273 + t} = -(k-1) \log \frac{v_n}{v} = \log \frac{v^{k-1}}{v_n^{k-1}}.$$

Przechodząc z powrotem od logarytmów do liczb znajdziemy związek:

$$(3) \dots \dots \dots \frac{273 + t_n}{273 + t} = \frac{v^{k-1}}{v_n^{k-1}},$$

z pomocą którego można obliczyć końcową temperaturę  $t_n$  gazu zgęszczonego (albo rozszerzonego) adiabatycznie z objętości  $v$  na objętość  $v_n$ . Z tegoż związku wynika odrazu równanie linii adiabatycznej, wskazującej zmienność prężności gazu. Według zasadniczego wzoru gazowego temperatura, prężność i objętość są związane w każdym stanie gazu równaniem  $pv = \text{stała} \cdot (273 + t)$ ; na końcu zgęszczenia będzie więc  $p_nv_n = \text{stała} \cdot (273 + t_n)$ . Podstawiawszy wypadające ztąd wartości  $(273 + t)$  i  $(273 + t_n)$  we wzorze (3), otrzymamy:

$$(4) \dots \dots \dots p_nv_n^k = pv^k$$

wzór wyrażający tak zw. prawo Poissona. Prawo to rządzi przebiegiem zgęszczenia adiabatycznego, podobnie, jak prostsze prawo Boylego, wyrażone związkiem  $p_nv_n = pv$ , przebiegiem ~~ogrzewania~~ izotermicznego. Oba te związki stosują się, ściśle biorąc, tylko do idealnych, doskonałych gazów. Warunki ich prawdziwości są: gaz stosuje się do praw Boylego i Charla, ciepła właściwe  $c_p$  i  $c_v$ , tudzież ich stosunek  $k$ , są stałe.

**30. CIEPŁO WŁAŚCIWE GAZÓW W STAŁEJ OBJĘTOŚCI.** Bezpośrednio nie można zmierzyć wartości  $c_v$ . Należałoby zanurzyć w kalorymetrze naczynie zamknięte, napełnione gazem. Masa gazu byłaby wówczas znikomo małą, w stosunku do masy naczynia, tak iż nawet w najczulszych kalorymetrach trudno byłoby oddzielić ciepło oddane przez gaz, od ciepła oddanego przez naczynie. W teoryach materji i ciepła atoli wielkość  $c_v$  ma tak ważne znaczenie, iż postarano się o sposoby pośrednie prowadzące do jej wyznaczenia. Wszystkie te sposoby polegają ostatecznie, wprost lub pośrednio, na zmierzeniu adiabatycznego ogrzewania się ( $\tau$ ) gazów. Wzór (2) daje wówczas wartość stosunku  $k = \frac{c_p}{c_v}$ , poczem oblicza się  $c_v$ , gdyż  $c_p$  jest znane z pomiarów kalorymetrycznych (ust. 25).

1. Sposób Laplace'a. Prędkość głosu  $C$  (fal sprężystych podłużnych) w jakimkolwiek płynie oblicza się według wzoru (tom I, ust. 195):

$$C = \sqrt{\frac{\sigma}{d}},$$



$d$  oznacza tu gęstość,  $\sigma$  współczynnik sprężystości objętościowej, t. j. stosunek przyrostu ciśnienia do zgęszczenia  $\theta$ . Jeśli drgania są tak częste, iż zmiany temperatury, wywołane przez zgęszczenia i rozrzedzenia, nie zdążą wyrównać się, wówczas za  $\sigma$  należy wziąć współczynnik sprężystości adiabatycznej. Obliczmy wartość jego w gazach. Pewną objętość  $v$  gazu zmniejszamy nagle o  $v'$ ; temperatura =  $t$  początkowo, podnosi się nagle do  $t + \tau$ , w czym  $\tau$  oblicza się według (ust. 29, 2). Jednocześnie atoli prężność, =  $p$  początkowo, podnosi się do  $p + p'$ . Zakładamy, że wszystkie te zmiany są niezmiernie małe, jak to istotnie bywa w drganiach głosowych. Wielkości  $p, v$  i  $t$  związane są równaniem zasadniczem gazowego stanu:

$$pv = \text{stała} \cdot (273 + t).$$

Po zgęszczeniu będzie podobnież:

$$(p + p')(v - v') = \text{stała} \cdot (273 + t + \tau).$$

Wykonajmy zaznaczone tu mnożenie, odrzucając iloczyn  $p'v'$  wielkości niezmiernie małych, jako znikomo mały nawet wobec każdego ze swych czynników. Odejmiemy pierwsze równanie. Napiszmy  $v\theta$  zamiast  $v'$ . Zostanie wtedy:

$$\begin{aligned} p'v - pv\theta &= \text{stała} \cdot \tau = \text{stała} \cdot (k - 1)\theta(273 + t) = \\ &= (k - 1)\theta \cdot pv = k\theta pv - pv\theta, \end{aligned}$$

ząd wypada odrazu:

$$p' = kp \cdot \theta,$$

zatem sprężystość adiabatyczna:

$$\sigma = \frac{p'}{\theta} = kp.$$

Wzór (Laplace'a) na prędkość głosu w gazach opiewa tedy:

$$C = \sqrt{k \cdot \frac{p}{d}}.$$

Korzystaliśmy już z tego wzoru w nauce o falach, żeby obliczać naprzód prędkość głosu. Jeśli ta ostatnia znaną jest z doświadczenia, można oczywiście znaleźć stosunek  $k = \frac{c_p}{c_v}$ .

PRZYKŁAD. W powietrzu suchem, w temperaturze  $0^{\circ}$ , prędkość głosu wynosi  $33200 \text{ cm/sek}$ . Gęstość powietrza w tej temperaturze, pod ciśnieniem  $p$ , znaleziono  $d = 0,00129327 \cdot \frac{p}{p_0}$  gramów w  $\text{cm}^3$ ;  $p_0$  oznacza ciśnienie 1 atmosf. =  $1013220 \text{ dyn/cm}^2$ . Rachunek daje:

$$k = \frac{(33200)^2 \cdot 0,00129327}{1013220} = 1,41.$$

Według najlepszych pomiarów, wykonanych drugim sposobem, o którym będzie zaraz mowa, jest w powietrzu suchem  $k = 1,405$ . Ztąd, licząc wstecz, znajduje się na prędkość głosu ( $0^{\circ}$ ) wartość teoretyczną  $331,78$  metrów w sek., zupełnie zgodną z powyższą wartością uzyskaną drogą doświadczenia.

2) Sposób Clément i Desormes. Obszerną banię  $B$  (fig. 25), dającą się zamykać kurkiem  $K$ , o przestronnym przewodzie, napełniamy gazem badanym, pod małą zwyżką  $p'$  ciśnienia. Wysokość tej zwyżki (możnaby z tym samym skutkiem, zastosować zniżkę, jak na rysunku) wskazuje stosowny manometr  $M$ .

Po dokładnem wyrównaniu się temperatury  $t$ , której zresztą mierzyć nie potrzeba, otwieramy kurek  $K$  na tak krótką chwilę, żeby ciśnienie w bani wyrównało się z ciśnieniem  $p$  otaczającego powietrza, poczem natychmiast znowu go zamykamy. Przez tę chwilę gaz rozprężył się adiabatycznie, ciśnienie spadło z  $p + p'$  do  $p$ , a wskutek tego gaz oziębił się o  $\tau$  stopni. Wielkość rozszerzenia przestrzennego zależy od sprężystości adiabatycznej, mianowicie jest

$$\theta = \frac{p'}{\sigma} = \frac{p'}{k\rho}, \text{ zatem według (ust. 29, 2): } \tau = (k - 1) \frac{p'}{k\rho} (273 + t).$$

Gdyby oziębienie  $\tau$  było znane, otrzymalibyśmy  $k$  natychmiast z ostatniego równania. Owóż  $\tau$  można znaleźć drogą pośrednią. Po zamknięciu kurka  $K$ , gaz oziębiony wskutek rozprężenia, otrzymuje ciepło od otoczenia i powraca do pierwotnej temperatury  $t$ . Wskutek tego prężność jego, która była spadła do  $p$ , nabywa znowu pewnej zwyżki  $p''$ , którą, jak pierwiej  $p'$ , odczytamy na manometrze  $M$ . Prawo Charla daje:

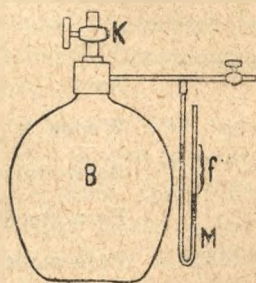


Fig. 24.



$$p'' = \frac{p}{1 + \frac{t}{273}} \cdot \frac{\tau}{273} = \frac{p\tau}{273 + t}$$

Podstawiawszy wypadającą ztąd wartość  $\tau$  w poprzednim wzorze, znajdziemy:

$$k = \frac{p'}{p' - p''}$$

Stosunek obu rodzajów ciepła właściwego można zatem obliczyć na podstawie zmierzonych na manometrze zwyżek ciśnienia  $p'$  i  $p''$ .

Następująca tablica zawiera wyniki pomiarów, wykonanych tymi sposobami.

CIEPŁO WŁAŚCIWE W STAŁEJ OBJĘTOŚCI.  
i stosunek  $k$ .

	$k$	$c_v$
Powietrze . . . . .	1,405	0,168
Tlen . . . . .	1,403	0,155
Azot . . . . .	1,41	0,172
Wodór . . . . .	1,41	2,42
Bezwodnik węglowy .	1,305	0,154
Para rtęciowa . . . .	1,666	0,016
Para wodna . . . . , .	1,28	0,377

### Zadania.

35) O ile stopni ciepło w ilości 3-ch kaloryi ogrzeje następującą masę: 1 *kg* wody, 1 *kg* żelaza, 0,5 *kg* żelaza, 2 *kg* rtęci. *Odp.* 3°, 27°, 54°, 45°.

36) O ile stopni ta sama ilość ciepła ogrzeje 1 litr każdego z tych ciał? *Odp.* 3°, 3,43°, 6,68°.

37) Jaką temperaturę otrzymamy po zmieszaniu 2-ch *kg* rtęci ( $c = \frac{1}{20}$ ) ogrzanej do 50° i 3-ch *kg* wody 20° ( $c = 1$ )? *Odp.*  $2 \times \frac{1}{20} (50 - t) = 3 (t - 20)$ ;  $t = 21,9$ .

38) Obliczyć stosunek ilości ciepła potrzebnych do ogrzania równych objętości rtęci i alkoholu? *Odp.*  $13,5 \times 0,0333 : 0,789 \times 0,602$ .

39) Naczynie blaszane, napełnione wrzącą wodą, ostygło w ciągu 35 minut do  $15^{\circ}$ . To samo naczynie napełnione olejem (ciężar wł. 0,88), ogrzany do  $100^{\circ}$ , ostygło do  $15^{\circ}$  w ciągu 14 minut. Obliczyć ciepło właściwe oleju. *Odp.*  $c = \frac{14}{35 \times 0,88} = 0,45$ .

40) 700 gr miedzi ogrzanej do  $100^{\circ}$  wrzucono do kalorymetru lodowego; miedź stopiła 81,5 gr lodu. Obliczyć jej ciepło właściwe. *Odp.*  $79,2 \times 81,5 = c \times 700 \times 100$ ;  $c = 0,094$ .

41) Ile ciepła potrzeba, aby zamienić 60 gr lodu, mającego temperaturę  $-12^{\circ}$ , na wodę o temperaturze  $0^{\circ}$ ? *Odp.*  $60 \times 0,502 \times 12 + 60 \times 79,2 = 5113$  kaloryi gramowych.

42) Naczynie miedziane ( $c = 0,094$ ) kalorymetru wodnego waży 45,2 gr, mieszkadło (miedziane) 11,5 gr, szkło termometru 3,7, rtęć 14,6 gr. Kalorymetr zawiera 139,4 gr wody. Wrzuciwszy do kalorymetru 33,764 gr żelaza, ogrzanego do  $99,94^{\circ}$ , dostrzegamy wzrost temperatury kalorymetru od  $13,794^{\circ}$  do  $16,217^{\circ}$ . Obliczyć ciepło wł. żelaza. *Odp.*  $33,764 \times c (99,94 - 16,217) = (16,217 - 13,794) (135,4 \times 1,000 + 56,7 \times 0,094 + 3,7 \times 0,192 + 14,6 \times 0,033)$ ;  $c = 0,12$ .

43) Średnie ciepło właściwe żelaza od  $0^{\circ}$  do  $t^{\circ}$  wyraża się wzorem:  $c_t = 0,11 + 0,00007 t$ . Wrzuciwszy 1 kg żelaza rozgrzanego do czerwoności do lodu, uzyskano 1 kg wody. Obliczyć temperaturę żelaza. *Odp.*  $0,11 t + 0,00007 t^2 = 79,2$ ;  $t = 540^{\circ}$ .

44) Celem zmierzenia temperatury pieca ogrzano w nim kulę platynową, ważącą 100 gr. Kula ta, wrzucona szybko do 500 gr wody, ogrzała ją od  $12,17^{\circ}$  do  $19,62^{\circ}$ . Obliczyć temperaturę pieca. *Odp.*  $995^{\circ}$ .

45) Jaką liczbą wyraża się ciepło właściwe rtęci, jeżeli za jednostkę ciepła przyjmiemy *erg* (kalorya gramowa  $15^{\circ} = 41870000$  ergów = 42680 *Gr cm*). *Odp.*  $0,0333 \times 41870000$  ergów na gram i stopień.

46) Rtęć spadająca z wysokości 2,225 metrów ogrzewa się wskutek uderzenia o ziemię o  $0,1573^{\circ}$ . Obliczyć ztąd dynamiczny równoważnik kaloryi. *Odp.* Niechaj  $m$  oznacza ciężar rtęci w kilogramach. Wówczas: praca zużyta przez uderzenie =  $2,225 \cdot m$  *Kgm*; ciepło wytworzone =  $0,1573 \times 0,0332 m$  kaloryi. Zatem:

$$J = \frac{2,225}{0,1573 \times 0,0333} = 425 \text{ Kgm na kaloryę.}$$

47) Znając ciepło właściwe rtęci skrzepłej, obliczyć w przybliżeniu jej ciężar atomowy. *Odp.*  $6,4 : 0,0319 = 200$ .



48) Ile ciepła potrzeba do ogrzania o  $10^{\circ}$  powietrza znajdującego się w pokoju wysokim 5 m, długim 10, a szerokim 6 m. *Odp.* Około 850 kaloryi.

49) Naczynie (fig. 23 A) zawierające powietrze pod tłokiem ruchomym, obciążonym stałym ciśnieniem 1 atmosfery, ogrzewamy od  $0^{\circ}$  do  $20^{\circ}$ . Jaką wartość ma stosunek pracy wykonanej przez powietrze rozszerzające się, do równoważnika dynamicznego ciepła, które ono pochłania? *Odp.*  $1033,27 \times 773,2 \times \frac{1}{273} \times 20 : 0,2372 \times 42680 \times \times 20 = 0,29$ .

50) Obliczyć prężność, jaką uzyskałoby powietrze (dane pod ciśnieniem atmosferycznym) wskutek zgęszczenia adiabatycznego do połowy objętości. *Odp.*  $2^{1,405} = 2,65 \text{ atm}$ .

51) Powietrze suche ( $k = 1,405$ ), dane pierwotnie w stanie normalnym, ściskamy adiabatycznie do  $\frac{1}{2}$  objętości początkowej. Jaką uzyska ono temperaturę? *Odp.* Według wzoru (3):  $273 + t_n = 273 \cdot 5^{0,405}$  skąd  $t_n = 251^{\circ}$ .

52) Obliczyć prędkość głosu w bezwodniku węglowym w temperaturze  $0^{\circ}$  (wysokość atmosfery jednolitej = 5258,3 m, t. I, ust. 180).

*Odp.*  $\sqrt{5258,3 \times 9,806 \times 1,305} = 260 \text{ m/sek}$ .

53) W bani szklanej, zamkniętej kurkiem, znajduje się powietrze suche. Temperatura jego jest  $17^{\circ}$ , prężność 758 mm rt. Stan barometru = 740. Otwieramy kurek na chwilę. Jaka będzie temperatura powietrza natychmiast po zamknięciu kurka? Jaka prężność będzie w bani, gdy temperatura wróci do  $17^{\circ}$ ? *Odp.*  $15^{\circ}$ ; 745 mm.

## ROZDZIAŁ IV.

### TOPNIENIE I ROZPUSZCZANIE SIĘ.

31. WPLYW CIEPŁA NA WŁASNOŚCI CIAŁ STAŁYCH. Energia w postaci ciepła należy do czynników działających najpotężniej na ustrój materii. Siła, energia dynamiczna, nadają się tylko do robót stosunkowo grubych, do poruszania mas większych, do ich odkształcania, do rozrywania na części. Działanie ciepła przenika nierównie głębiej w wewnętrzny ustrój ciał, wywołuje z łatwością skutki, jakich nie zdołalibyśmy uzyskać z pomocą najsubtelniej zbudowanej maszyny. Ogólnie mówiąc, ciepło działa na materię w sposób rozsadzający, zluźniający związek i spójność cząstek: topi ciała stałe, ciecze zamienia na gazy, rozrywa związki chemiczne. Działaniem mechanicznym, np. za pomocą najcięższego pilnika, moglibyśmy zamienić kawałek metalu za ledwie na gruboziarnisty pyłek, a już wcale nie byłibyśmy w stanie rozerwać kamienia wapiennego na bezwodnik węglowy i wapno palone. Ciepło działa na materię podobnie jak np. grad niezliczonych pocisków i uderzeń, rzucanych na oślep ze wszystkich stron na mury budowli: wstrząsa, burzy i rozsypuje w gruzy. W tej części wykładu nie mamy jednak zamiaru zagłębiać się w podobne porównania i teorie. Poprzednio wypada poznać zjawiska same i prawa ich doświadczeniem stwierdzone.

Ciepło, ogrzewając ciała stałe, osłabia i zmniejsza własności, które przedewszystkiem znamionują stan stały: sprężystość postaci i twardość. Jako przykład przytaczamy sztywność ( $\tau$ ) i sprężystość na wyciąganie ( $\epsilon$ ) miedzi miękiej (w  $Gr/cm^2 \times 10^6$ ) w różnych temperaturach:



Temperatura	$\tau$	$\varepsilon$
15°	450	1052
100°	426	983
200°	397	786

Niemniej znacznym zmianom ulegają granice sprężystości. Przez ogrzewanie granice te ścieśniają się, ciało staje się coraz więcej plastycznym i podobnym do cieczy o wielkiem tarciu wewnętrznem; nakoniec topi się zupełnie, t. j. staje się cieczą ruchliwą.

Przemiany te okazuje wyraźnie szkło; twarde i kruche w temperaturze zwyczajnej, pod wpływem ciepła przechodzi przez wszystkie stopnie wzrastającej plastyczności i miękkości, aż do stanu zupełnie ciekłego. Ciało plastyczne można uważać jako nader ścisłą mieszaninę cząsteczek stałych z cząsteczkami już stopionemi; tem objaśnia się możność spajania oddzielnych kawałków takiego ciała w bryłę jednolitą. Żelazo kowalne, w temperaturze czerwonego żaru, jest miękie, plastyczne, daje się łatwo spajać (spogrzewać, zwarzać, czyli szwejsować); podobnie zachowuje się platyna.

Odjęcie ciepła, obniżenie temperatury, sprowadza ciała napowrót do stanu pierwotnego, o ile przez samo ogrzewanie nie nastąpiło trwałe ich przeobrażenie (np. chemiczne). Ciecze nabywają w tych warunkach coraz wzrastającej lepkości, przechodzą następnie wstecz przez stany plastyczne, nakoniec krzepną na ciała stałe.

Zmiany własności fizycznych, pod wpływem ciepła, idą częstokroć w parze z głębszemi przeobrażeniami chemicznemi (rozkład, np. zwęglanie się drzewa). Nawet pierwiastki niektóre doznają wskutek ogrzewania przeobrażeń wewnętrznego ustroju, które odbywają się w pewnych określonych temperaturach, a są pospolicie połączone z wywiązywaniem się lub pochłonięciem ciepła; zjawiska te zalicza się również do zmian chemicznych. Tak np. selen bezpostaciowy, ogrzany do 97°, zamienia się na masę krystaliczną, przyczem wywiązuje znaczną ilość ciepła, temperatura podnosi się wyżej 200°. Podczas ogrzewania żelaza zachodzi w temperaturze 698° — 870° (zależnie od gatunku) nagła zmiana ustroju, połączona z pochłonięciem

ciepła. Naodwrot, żelazo ostygające rozżarza się na chwilę w pobliżu tej temperatury (rekalescencya), poczem ostygá dalej. Cynk w zwyczajnej temperaturze jest kruchy; ogrzany do 150° staje się plastyczny, daje się łatwo walcować. Własność tę zachowuje nawet po ostygnięciu; silniejsze ogrzanie, wyżej 200° znówu mu ją odejmuje.

**32. TOPNIENIE I KRZEPNIĘCIE.** Przemiana ciała stałego na ciecz działaniem ciepła, nazywa się topnieniem; krzepnięcie jest to przemiana odwrotna, cieczy na ciało stałe, wskutek odjęcia ciepła.

W wielkiej liczbie przypadków (szkło, wosk) przemiany te odbywają się tak, jak opisaliśmy w poprzedzającym ustępie: w pewnej temperaturze niższej  $t_1$  ciało jest stałe, w innej  $t_2$  wyższej, jest cieczą ruchliwą; podczas ogrzewania od  $t_1$  do  $t_2$  przechodzi nieznaczem stopniowaniem od stanu stałego do ciekłego. Są jednak ciała, w których owe temperatury  $t_1$  i  $t_2$  są niezmiernie bliskie siebie, albo zlewają się w jedną. Temperaturę taką, jeżeli istnieje, nazywamy temperaturą topnienia. Ciało ogrzane choćby najmniej powyżej tej temperatury jest zawsze cieczą; w niższej nie topi się wcale. W temperaturze topnienia ciało może istnieć zarówno w postaci stałej jak i ciekłej. Jest rzeczą prawdopodobną, że do tej drugiej klasy ciał, o określonym punkcie topnienia, należą tylko ciała krystalizujące się w chwili krzepnięcia (lód, metale).

Do topienia ciał może służyć jakiegokolwiek źródło ciepła (albo ciało ogrzane) byle temperatura jego była wyższa od temperatury topnienia danego ciała; w przeciwnym razie nie można by nawet ogrzać ciała do temperatury topnienia. Do stopienia platyny nie wystarcza piec zwykły, choćby najbardziej rozpalony (topi się w dmuchawce tlenowej, t. j. w płomieniu wodoru, albo gazu świetlnego, zasilanym tlenem czystym); rtęć natomiast topi się na powietrzu, nawet podczas kilkunastu stopni mrozu.

Przez odjęcie ciepła można ciało stopione sprowadzić na powrót do stanu stałego. W tym celu należy otoczyć je ciałami o temperaturze choćby cokolwiek niższej od temperatury topnienia. Stopione masło krzepnie w temperaturze zwyczajnej; woda krzepnie, skoro temperatura powietrza spadnie niżej zera. Jeżeli ciało stopione jest w zetknięciu choćby z drobną tylko okruszyną skrzepłego już ciała, wówczas: krzepnięcie odbywa się w tej samej temperaturze jak topnienie, w ten sposób, iż około wspomnianego zarodka stałego narastają stopniowo masy skrzepłe, zwykle w postaci krystalicznej.



## TABLICA

## TEMPERATUR TOPNIENIA I KRZEPNIĘCIA

Wodór . . . . .	-259	Ołów . . . . .	328
Azot . . . . .	-211	Cynk . . . . .	419
Dwusiarczyk węgla. . . . .	-113	Sól kuchenna. . . . .	790
Alkohol 95% . . . . .	-120,5	Srebro . . . . .	961
Bezwodnik węglowy . . . . .	-56,7*)	Złoto . . . . .	1064
Rtęć . . . . .	-38,8	Miedź . . . . .	1084
Lód . . . . .	0	Żelazo czyste . . . . .	1600
Oliwa . . . . .	2,5	„ lane . . . . .	1100
Masło . . . . .	30	Stal . . . . .	1100—1300
Wosk . . . . .	69	Platyna . . . . .	1775
Parafina . . . . .	44—56	Iryd . . . . .	1950
Cyna . . . . .	232		

W braku takiego zarodka krzepnięcie częstokroć się opóźnia, Czysta ciecz, oziębiana zwolna i ostrożnie (bez wstrząśnień), przechodzi łatwo w stan przechłodzony; krzepnięcie nie następuje, jakkolwiek temperatura cieczy spadła niżej temperatury topnienia. Jest to przykład t. zw. zjawisk przekroczenia; spotykać się będziemy z podobnymi zjawiskami w różnych dziedzinach fizyki materii. Kawalek stały tego samego ciała, wrzucony do cieczy przechłodzonej, usuwa przechłodzenie natychmiast; ciecz krzepnie szybko, a temperatura jej podnosi się (ust. 33). Ciało w postaci stałej nie może tedy istnieć powyżej temperatury topnienia; ciecz można jednak ochłodzić poniżej temperatury krzepnięcia.

Ciecze przechłodzone odznaczają się niekiedy tak wielkim tarcieniem wewnętrznym, iż posiadają pozór ciała stałego; przykładem szkło. Według tego poglądu ciałami istotnie stałymi byłyby tylko ciała krystaliczne. Przejście cieczy przechłodzonej z pozoru stałej (stan szklisty) w ciało stałe krystaliczne utrudnione jest przez tarcie wewnętrzne, które przeszkadza odpowiedniemu ułożeniu się cząsteczek.

\*) Pod ciśnieniem 5,1 atm.

**33. CIEPŁO UTAJONE TOPNIENIA.** Ogrzewając lód, mający temperaturę kilka stopni niższą od  $0^{\circ}$ , dostrzeżemy przedewszystkiem, że temperatura jego podnosi się, a objętość zwiększa się, jak w innych ciałach stałych. Skoro dojdziemy do temperatury  $0^{\circ}$  okażą się na jego powierzchni pierwsze ślady wody ciekłej. Samo jednak ogrzanie do temperatury topnienia nie wystarcza jeszcze do stopienia lodu. W lodowni mającej ściśle temperaturę  $0^{\circ}$  moglibyśmy, jak wiadomo, przechowywać lód w stanie stałym przez czas nieograniczony.

Aby skutecznie stopienie należy koniecznie dostarczać ciepła, otoczyć lód jakim ciałem mającym temperaturę wyższą od  $0^{\circ}$ . W miarę dopływu ciepła ilość lodu zmniejsza się, ilość wody przybywa; lód topi się na powierzchni. Termometr umieszczony w tej mieszaninie wody i lodu wskazuje, jak wiemy, stałą temperaturę  $0^{\circ}$  (pod warunkiem jednak, że przez usilne mieszanie staramy się o szybkie rozprowadzenie ciepła w całej masie). Ciepło dopływające z ogniska nie podnosi temperatury ciała topniejącego, lecz zostaje przez nie pochłoniętem i zużytem na przemianę stanu stałego na ciekły. W obec termometru ciepło to utaja się, zwiemy je przeto ciepłem utajonem topnienia.

Każdy gram lodu, zamieniając się na wodę, zużywa w ten sposób pewną określoną ilość ciepła. Całkowita ilość ciepła pochłonięta podczas topnienia pewnej masy lodu jest przeto proporcjonalna do masy stopionej. W podobny sposób jak lód zachowują się wszelkie ciała stałe, mające określoną temperaturę topnienia, bez względu na wysokość tej temperatury. Miarą ciepła utajonego jest ilość ciepła, potrzebna do przemiany jednostki masy (1 gr.) ciała stałego na ciecz bez zmiany temperatury.

Temperatura ogniska niema zgoła wpływu na temperaturę ciała topniejącego. Im gorętsze jest źródło ciepła, tem szybciej i obficie dopływa ciepło, tem szybciej ciało się topi, lecz termometr wskazuje zawsze tę samą temperaturę. Czas potrzebny do stopienia pewnej masy ciała (ogrzanego poprzednio do temperatury topnienia) jest tedy zależny: 1) od szybkości dopływu ciepła ze źródła ogrzewającego; 2) jest proporcjonalny do ilości (masy) ciała mającego się stopić; 3) przy jednakowej szybkości dopływu ciepła i równych masach, te ciała topią się prędzej, które mają mniejsze ciepło utajone (na jednostkę masy).



Wymierzenie ciepła utajonego topnienia lodu jest to samo, co porównanie jednostki lodowej ciepła z kaloryą (ust. 17); wartość jego jest więc 79,2 kaloryi gramowych na gram lodu (albo tyleż kaloryi kilogramowych na kilogram). Do porównania w tej mierze różnych ciał posłuży następująca

## TABLICA

## CIEPŁA UTAJONEGO TOPNIENIA

(w kaloryach na kilogram).

Lód . . . . .	79,2	Cynk . . . . .	28	Cyna . . . . .	14
Wosk . . . . .	42	Platyna . . . . .	17,2	Ołów . . . . .	5,6
Żelazo lane . . . . .	33	Srebro . . . . .	21,1	Rtęć . . . . .	2,82

Niepospolicie wysoka wartość ciepła utajonego wody jest powodem, że lód (śnieg) topi się stosunkowo powoli; ołów przeciwnie topi się tak nagle, iż wydaje się czasem, jakoby kawałek metalu odrazu w całej masie przemienił się na ciecz.

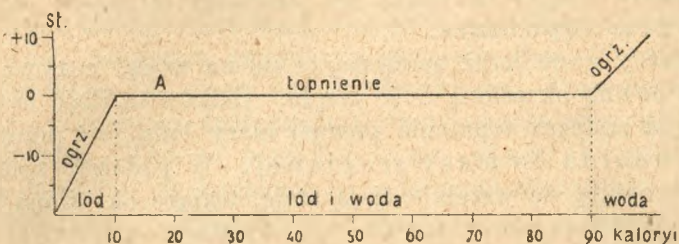


Fig. 26.

O ile zjawisko topnienia jest nierozdzielnie połączone z pochłonięciem ciepła, o tyle krzepnięcie idzie zawsze w parze z wywiązywaniem się ciepła. Ciecz krzepnąca jest źródłem ciepła. Wynika to stąd, że podczas krzepnięcia cieczy, podobnie jak podczas topnienia ciała stałego, temperatura zachowuje wysokość niezmienną, aż do całkowitego ukończenia przemiany. Aby np. zamrozić wodę, należy odebrać jej ciepło. W tym celu otaczamy ją ciałami zimniejszymi od 0°; zrazu termometr spada, doszedłszy jednak do 0° zostaje na tym stopniu (przy należytem mieszaniu), aż do zamrożenia całej masy, pomimo nieprzerwanego odpływu ciepła do ciał ziębiących.

Zmienność temperatury, w miarę dopływu ciepła, ciał takich jak lód, mających dobrze określoną temperaturę topnienia, okazuje fig. 26. W ciałach topniejących stopniowo, jak szkło, termometr nie wskazuje temperatury stałej, jakkolwiek wzrost zwalnia się wyraźnie w ciągu topnienia (fig. 27, krzywa B). W tym przypadku nie podobna oddzielić ściśle ciepła utajonego od ciepła zużytego na ogrzanie.

Ciecze przechłodzone uwalniają również ciepło w chwili skrzepnięcia. Dowodzi tego nagłe podnoszenie się temperatury (ust. 32) w chwili zestalania się. Wzrost temperatury może dojść aż do normalnej temperatury topnienia; nie może jej jednak przekroczyć, gdyż wtedy ciało skrzepłe nie mogłoby istnieć. Jeżeli przechłodzenie było nieznaczne, to na razie krzepnie tyle cieczy, ile potrzeba, żeby ciepło uwolnione ogrzało całą masę do normalnej temperatury topnienia.

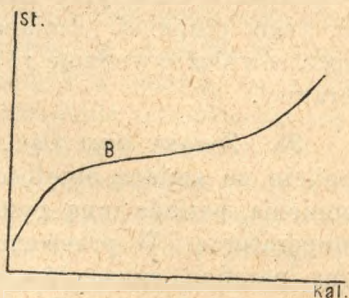


Fig. 27.

34. RÓWNOWAGA TERMODYNAMICZNA. Widzieliśmy, że lód i woda mogą istnieć trwale obok siebie w niezmienniej ilości, jeżeli temperatura obojga jest  $0^{\circ}$ , byle wszelka wymiana ciepła z ciałami otaczającymi była wstrzymana. Jest to najprostsz y a typowy przykład tak zw. równowagi termodynamicznej dwu ciał. Pojęcie równowagi, wzięte z mechaniki, rozszerzamy tym sposobem na zjawiska niemechaniczne, na zmiany stanu, na zmiany chemiczne i t. p. Ponieważ równowaga zależy w tych przypadkach i może być zwichniętą nie tylko działaniem dynamicznym ale i cieplnym, przeto nazywamy ją równowagą termodynamiczną. Powiadamy, że dwa ciała (albo więcej ciał) są w równowadze, jeżeli istnieją obok siebie (w zetknięciu albo zmieszaniu) a nie zmieniają ani mas swych, ani żadnej innej własności. Te same ciała, umieszczone w innych warunkach termicznych i dynamicznych, mogą ulegać zmianom różnym, wówczas równowaga będzie zwichniętą, rozpocznie się wzajemne oddziaływanie (reakcja).

Szkło i woda są zwykle w równowadze; jednak w temperaturach wysokich i pod ciśnieniem znacznym szkło rozpuszcza się zwolna w wodzie. Sól wsypana do wody nie będzie w rów-



nowadze z wodą, rozpuszcza się w niej; z chwilą jednak, gdy woda nasyci się solą roztwór i sól będą nadal w równowadze.

Podobnego rodzaju jest równowaga lodu i wody, w temperaturze  $0^{\circ}$ . Lód i woda gorąca nie tworzą układu zrównoważonego, lód topi się, woda ostyga; woda  $0^{\circ}$  i lód  $-10^{\circ}$  również oddziałują na siebie, lód ogrzewa się, woda krzepnie. Równowaga ciała stałego i cieczy jest możliwą tylko w temperaturze topnienia i krzepnięcia; z tego powodu temperaturę tę nazywamy temperaturą równowagi pod danem ciśnieniem zewnętrznym. Obaczymy zresztą zaraz, że ona zależy od wielkości tego ciśnienia. Zmiana czynnika dynamicznego, ciśnienia, może również zwichnąć równowagę, podobnie jak zmiana temperatury.

**35. ZMIANY OBJĘTOŚCI.** Topnienie ciał połączone jest pospolicie ze zmianą objętości, t. j. ciało ciekłe, w temperaturze topnienia, posiada inną gęstość, aniżeli ciało stałe w tej samej temperaturze. W przeważnej liczbie przypadków (siarka, stearyna, parafina, cyna, ołów, rtęć) ciało rozszerza się topniejąc — krzepnąc kurczy się. Znamy jednak ciała (lód, żelazo lane, bismut), które w stanie stałym mają większą objętość, a mniejszą gęstość niż w ciekłym.

Rozszerzanie się wody zachodzi nagle, w chwili krzepnięcia. Jeżeli woda zamarza w naczyniu szczelnie zamkniętem, napełnionem całkowicie wodą, wówczas lód tworzący się może rozerwać ściany naczynia. Woda i lód są bowiem tak trudno ściśliwe i mało podatne, że znaczne (9%) zwiększenie objętości podczas krzepnięcia (ust. 19) wytwarza olbrzymie ciśnienie. Grubościenne żelazne flaszki, skały i t. p. pękają wskutek zamarzania wody.

**36. TOPIENIE DZIAŁANIEM MECHANICZNYM. WPŁYW CIŚNIENIA.** Zamrożenie wody przez odjęcie ciepła połączone jest ze zwiększeniem objętości; wielkie ciśnienie zewnętrzne czynić będzie tę przemianę trudniejszą. Nasuwa się przeto przypuszczenie, że ciśnienie wywarte z zewnątrz, przeszkadzać będzie krzepnięciu, natomiast sprzyjać będzie topnieniu.

J. Thomson dowiódł istotnie, na zasadzie praw termodynamiki (ust. 184, d), że pod ciśnieniem większem od atmosferycznego lód topi się a woda krzepnie w temperaturze niższej od zera. Jest to przykład prawa ogólnego: temperatura topnienia i krzepnięcia (temperatura równowagi) każdego

ciała, które rozszerza się podczas przejścia w stan stały, zniża się tem więcej, im większemu ciśnieniu ciało jest poddane; natomiast, ciała zmniejszające objętość podczas krzepnięcia, topią się i krzepną pod ciśnieniem w temperaturze podwyższonej.

Kelvin sprawdził ten wniosek teoretyczny następującem doświadczeniem. Przyrząd Oersteda, służący do zgęszczania cieczy (tom I, ust. 155) napełniono mieszaniną wody i lodu drobno tłuczonego. Termometr wewnątrz umieszczony wskazuje  $0^{\circ}$ . Skoro jednak podniesiemy ciśnienie, termometr spada cokolwiek i zatrzymuje się na stopniu tem niższym, im większe wywarto ciśnienie. Doświadczenie okazało, zgodnie z teorią, że każda atmosfera dodana do zwyczajnego ciśnienia atmosferycznego zniża temperaturę topnienia lodu o  $0,0074^{\circ}$  (por. zadanie 166).

Wnosimy stąd, że równowaga termodynamiczna wody z lodem zależną jest od ciśnienia. Pod ciśnieniem atmosferycznem ciała te mogą być w równowadze tylko w temperaturze  $0^{\circ}$ . Zwiększenie ciśnienia zwicnie równowagę; wówczas bowiem ciała mają temperaturę topnienia niższą od zera, a ponieważ były ogrzane do  $0^{\circ}$ , przeto część lodu musi stopić się bez pomocy ciepła zewnętrznego. Istotnie, w tych warunkach stopi się tyle lodu, ile potrzeba, iżby, wskutek pochłonięcia ciepła utajonego, temperatura mieszaniny zniżyła się do nowej temperatury równowagi, odpowiadającej zwiększonemu ciśnieniu zewnętrznemu. Lód można tedy stopić przez samo ciśnienie, bez pomocy ciepła.

Do każdej wartości  $p$  ciśnienia zewnętrznego należy określona temperatura  $t$  topnienia lodu (temperatura równowagi lodu z wodą). Ogół tych wartości  $p$  i  $t$ , uważanych jako rzędne i odcięte punktów na płaszczyźnie, wyznacza krzywą zwaną linią przejścia (ust. 48). Równowaga lodu z wodą możliwa jest tylko w warunkach odpowiadających punktom leżącym na tej linii; po jednej jej stronie może istnieć trwale tylko stan stały, po drugiej ciekły. Tammann śledził przebieg tej linii aż do wysokiego ciśnienia 2200 atmosfer; lód topi się wówczas w temperaturze  $-22^{\circ}$ . Powyżej tego ciśnienia temperatura równowagi, zamiast jak dotąd opadać, zaczyna znowu podnosić się. To wskazuje, że pod tem ciśnieniem lód przeobraża się w nową odmianę, mającą różne od zwyczajnej własności cieplne. Oprócz tej odkrył on jeszcze trzecią odmianę lodu, istniejącą również tylko pod ogromnem ciśnieniem.



Kawałki lodu, mające temperaturę  $0^{\circ}$ , można przez ciśnienie spoić w jedną bryłę (przymarzanie lodu — regelacja). W punktach zetknięcia bryłki topią się wskutek ciśnienia, a woda utworzona w temperaturze niższej od zera, uwolniwszy się od ciśnienia, krzepnie natychmiast i skleja luźne kawałki.

Na tem polega robienie śnieżek przez ściskanie śniegu topniejącego w dłoni. Śnieg zimny i suchy nie daje się formować w śnieżki, gdyż dłonią nie można wywrzeć dostatecznego ciśnienia. Dzięki przymarzaniu lód, jakkolwiek kruchy, zachowuje się pod ciśnieniem jak ciało plastyczne; pęka wprawdzie, lecz natychmiast spaja się w nowej postaci. Topnienie lodu pod ciśnieniem można okazać w następujący

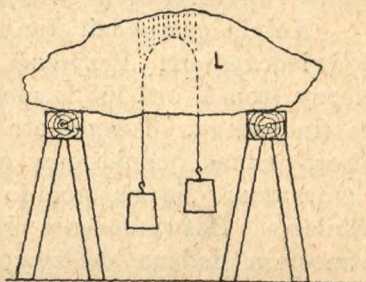


Fig. 28.

prosty sposób (fig. 28). Na kawałek lodu  $L$ , wsparty na dwu kozłach, kładziemy cienki drut, obciążony na końcach ciężarami, po kilka kilogramów. Pod ciśnieniem drutu lód topi się szybko; w ciągu kilkudziesięciu minut drut przecina całą bryłę, ale w taki sposób, że po przejściu drutu obie części pozostają przymarzone do siebie.

### Zadania.

54) Kilogram wody wrzącej ( $100^{\circ}$ ) mieszamy z kilogramem lodu  $0^{\circ}$ . Obliczyć temperaturę mieszaniny (ciepło właściwe wody = 1).  
*Odp.*  $10,4^{\circ}$ .

55) Ile potrzeba lodu, aby oziębić 3 kg miedzi od  $20^{\circ}$  do  $0^{\circ}$ .  
*Odp.* Najmniej 70 gr.

56) Fłaszka żelazna napełniona jest całkowicie wodą. Obliczyć w przybliżeniu wartość ciśnienia, które w niej powstanie w chwili zamarzania wody, przyjmawszy 39000 atmosfer jako przypuszczalny współczynnik ściśliwości lodu. *Odp.* Około 3500 atm..

57) W jakiej temperaturze topiłby się lód pod tem ciśnieniem gdybyśmy przyjęli, że niżenie temperatury topnienia jest proporcjonalne do ciśnienia. *Odp.*  $-26^{\circ}$ .

58) Do kalorymetru zawierającego 1200 gr wody  $10^{\circ}$  wiano 700 gr. ołowiu stopionego, ogrzanego  $30^{\circ}$  wyżej temperatury topnienia. O ile stopni( $x$ ) podniosła się temperatura wody (ciepło właściwe ołowiu ciekłego = 0,0402, stałego: 0,032). *Odp.*  $1200 \times x = 700 \times 0,0402 \times 30 + 700 \times 5,6 + 700 \times 0,032 \times (328 - 10 - x)$ ;  $x = 9,7^{\circ}$ .

59) Pół kilograma ołowiu stopionego, mającego temperaturę topnienia wlane do śniegu 0°. Obliczyć ilość stopionego śniegu. *Odp.* 101,6° gr.

60) W wodzie ciekłej, przechłodzonej do  $-12^{\circ}$ , wywołujemy krzepnięcie przez wrzucenie okruszyny lodu. Jaka część masy skrzepnie? *Odp.* Ciepło wywiązane przez krzepnącą masę  $m$ , jest 80,1  $m$ ; ono powinno wystarczyć do ogrzania całej masej od  $-12$  do  $0^{\circ}$ , przeto około  $\frac{3}{20}$ .

**37. TOPIENIE DZIAŁANIEM CHEMICZNYM. ROZTWORY.** Przemianę ciała stałego na ciecz, za sprawą ciepła, albo ciśnienia mechanicznego, nazwaliśmy topnieniem. Przemiana podobna może atoli odbywać się także wskutek zmieszania z drugim ciałem (rozpuszczalnikiem) bez dostarczania ciepła z zewnątrz; wówczas nazywamy ją roztwarzaniem, albo rozpuszczaniem jednego ciała w drugim. Ciecz utworzona nazywa się roztworem. Roztwory powstają nietylko przez zmieszanie ciała stałego z cieczą, n.p. soli z wodą; nazwa ta obejmuje wszelkie mieszaniny jednolite dwu albo więcej ciał, które pierwotnie były stałe ciekłe lub gazowe. Roztworem jest n.p. mieszanina wody i wysokoku; roztwór ciekły powstaje również, gdy zmieszamy sól kuchenną z lodem, sól metaliczny z potasem, powietrze z wodą i t. p. Ogólnie mówiąc roztwór powstaje wtenczas, gdy w danych warunkach (temperatury i ciśnienia) jakiegokolwiek ciała, wprowadzone w zetknięcie, nie mogą istnieć obok siebie w równowadze termodynamicznej, lecz przenikając się wzajemnie, tworzą ostatecznie jednolitą masę.

W wielkiej liczbie przypadków rozpuszczanie się ciał jest zjawiskiem ograniczonym; jeżeli n.p. do wody wsypiemy nadmiar soli kuchennej, wówczas tylko pewna ograniczona ilość soli rozpuści się; pozostała, nierozpuszczona sól znajdować się będzie nadal w równowadze z utworzonym roztworem. Roztwór taki, zawierający w sobie największą ilość ciała, jaką rozpuszczalnik zdolny jest przyjąć w danych warunkach, nazywa się roztworem nasyconym; stopień nasycenia zależy od rodzaju ciał i od temperatury.

Topnienie ciał zachodzi w jednej tylko określonej temperaturze; rozpuszczanie się, natomiast, może odbywać się w różnych temperaturach: sól n.p. rozpuszcza się w wodzie zimnej, letniej, w gorącej. W wyższych temperaturach jednak ciała są pospolicie w większej ilości rozpuszczalne. W następującej tablicy



podane są ilości gramów kilku ciał; potrzebne do nasycenia 100 gr wody w różnych temperaturach.

TABLICA  
ROZPUSZCZALNOŚCI W WODZIE.  
(gr ciała na 100 gr wody).

	0°	20°	40°	100°
Sól kuchenna ( $Na Cl$ ) . . . . .	35,22	36,01	36,64	39,61
Saletra ( $KNO_3$ ) . . . . .	13,32	31,20	63,97	247,00
Siarczan miedz. ( $Cu SO_4 + 5 H_2O$ )	31,61	42,31	56,90	203,32
Siarczan cynk. ( $Zn SO_4 + 7 H_2O$ )	43,02	53,13	63,52	95,03
Cukier trzcinowy ( $C_{12}H_{22}O_{11}$ ) . .	185,5	202,8	315,5	—

Roztwór nienasycony można zamienić na nasycony przez dodanie brakującej ilości ciała rozpuszczonego, albo przez odjęcie nadmiaru rozpuszczalnika (np. przez odparowanie), lub nakoniec przez oziębienie do tej temperatury, w której ilość ciała zawarta w roztworze wystarcza już do nasycenia rozpuszczalnika.

Skoro roztwór stał się już nasyconym, natenczas dalsze odparowywanie, albo też dalsze oziębienie sprawi, iż nadmiar ciała rozpuszczonego wydzieli się z roztworu. Ciała stałe wydzielają się przeważnie w postaci krystalicznej. Może tu również nastąpić przekroczenie, podobne do przechłodzenia cieczy (ust. 32); w braku zarodka, około któregoby pierwsze wydzielające się cząstki mogły się skupić, roztwór przechodzi w stan przesycony. Najdrobniejszy kryształek danej soli, wrzucony do takiego roztworu, usuwa przesyconie natychmiast, powodując obfite wydzielanie się kryształów.

Nie wszystkie ciała mają rozpuszczalność ograniczoną; niektóre mieszają się w każdym stosunku (np. woda z wyskokiem, wyskok z eterem). Inne znowu mają rozpuszczalność ograniczoną w temperaturach niższych, a mieszają się w każdym stosunku powyżej pewnej temperatury „krytycznej.” Mieszając eter etylowy z większą ilością wody (co najmniej 1 cz. eteru

na 10 cz. wody) otrzymamy roztwór wzajemny eteru w wodzie i wody w eterze. Płyn dzieli się na dwie warstwy, różnej gęstości, w dolnej jest wodny roztwór eteru (eteru 1 : wody 10) w górnej eteryczny roztwór wody (3 wody : 100 eteru). Podobnie zachowuje się n.p. mieszanina wody i kwasu karbolowego (fenolu) w temperaturach niższych od  $+68$ ; powyżej tej temperatury obydwie ciała mieszają się w każdym stosunku.

Różne są sposoby określania składu roztworów:

a) Skład roztworu, albo stężenie liczebne, jest to stosunek masy ciała rozpuszczonego do masy rozpuszczalnika. Np. nasycony roztwór wodny soli kuchennej w temperaturze  $20^{\circ}$  ma skład 36 : 100. Wyraziwszy całą masę roztworu liczbą 100, otrzymamy skład procentowy;  $36 \times \frac{100}{136} : 100 \times \frac{100}{136}$ , t. j. 26,5% soli i 73,5% wody.

b) Skład cząsteczkowy. Niechaj  $m$  i  $m'$  będą masy ciała rozpuszczonego i rozpuszczalnika,  $\mu$  i  $\mu'$  ich ciężary cząsteczkowe. Ilorazy  $\frac{m}{\mu} = n$  i  $\frac{m'}{\mu'} = n'$  są proporcjonalne do ilości cząsteczek tych ciał; przeto stosunek  $n : n'$  wskazuje skład cząsteczkowy roztworu, t. j.  $n'$  cząsteczek rozpuszczalnika zmieszane są z  $n$  cząsteczkami ciała rozpuszczonego.

c) Stężenie (koncentracja) roztworu jest to stosunek masy ciała rozpuszczonego do objętości roztworu. Jest to wielkość podobna do gęstości ciał jednorodnych: gdybyśmy usunęli w myśli rozpuszczalnik, wówczas koncentracja wyrażałaby gęstość ciała, rozprowadzonego po tej objętości, jaką zajmowało w roztworze. Jednostką stężenia jest przeto  $gr/cm^3$ .

Znając skład roztworu, nie możemy jeszcze obliczyć stężenia, chociażbyśmy znali gęstości obu składników, gdyż podczas roztwarzania zachodzi pospolicie małe zmniejszenie objętości — zageśzczenie — zależne od rodzaju ciał.

d) Stężenie cząsteczkowe jest to wielkość proporcjonalna do ilości cząsteczek (molekuł, drobin) rozpuszczonych w jednostce objętości roztworu. Wyraża się zwyczajnie przez ilość „cząsteczek gramowych” (ust. 15, e) rozpuszczonych w litrze roztworu. Tak n.p. roztwór soli kuchennej ( $NaCl$ , ciężar cząsteczkowy =  $23,05 + 35,45 = 58,50$ ), o koncentracji 5-ciu cząsteczek gramowych w litrze, zawiera  $5 \times 58,50$ , t. j. 292,5 *gr* soli w litrze.



38. CIEPŁO ROZPUSZCZANIA SIĘ. Rozpuszczanie się ciał stałych jest i w tem podobne do topnienia, że łączy się pospolicie z pochłanianiem ciepła. Są wprawdzie ciała, które rozpuszczając się wywiązują ciepło; w tych przypadkach przypuszcza się, że obok zjawiska fizycznego — zmiany stanu skupienia — zachodzą zmiany chemiczne, połączone z uwalnianiem ciepła.

Topnienie ciał (pod danem stałym ciśnieniem zewnętrznym) przywiązane jest do jednej stałej temperatury. Z tego powodu topnienie wymaga dostarczania ciepła z zewnątrz; ciała nie mogą topnieć kosztem własnego ciepła, gdyż wówczas oziębiłyby się niżej temperatury topnienia.

Natomiast rozpuszczanie się może się odbywać zarówno w niższych, jak w wyższych temperaturach; ciała mogą przeto czerpać ciepło, potrzebne do zmiany stanu, z własnej masy i z masy rozpuszczalnika; wówczas temperatura ich zniża się wskutek rozpuszczania. Istotnie, jeżeli rozpuścimy n.p. sól kuchenną w takiej ilości wody, żeby się utworzył roztwór nasycony, temperatura spadnie w ciągu rozpuszczania się o 2,5 stopni; azotan amonowy rozpuszczony w wodzie (60 : 100) obniża temperaturę prawie o 30° i t. p.

Ciepło utajone rozpuszczania się jest to ilość ciepła, którą pochłania jednostka masy (1 gr) ciała, rozpuszczając się w stałej temperaturze, w pewnej ilości rozpuszczalnika. Ciepło to zależy od temperatury, w której ciało się rozpuszcza, od rodzaju ciała i rozpuszczalnika, tudzież od ilości rozpuszczalnika. Pospolicie ono jest tem większe, w im większej ilości rozpuszczalnika ciało stałe rozpuszczamy; pochodzi to stąd, że rozcieńczenie roztworu również pochłania ciepło, podobnie jak samo rozpuszczanie się ciała stałego. Dopiero gdy roztwór jest już bardzo rozcieńczony dalsze dodawanie rozpuszczalnika nie chłonie już ciepła. Gram soli kuchennej, rozpuszczony w temperaturze 0° w takiej ilości wody, żeby powstał roztwór nasycony, pochłania około 9,6 gramstopni; rozcieńczając roztwór ten wielką ilością wody sprawimy pochłonięcie dalszych 22,4 gramstopni. Ogółem tedy, rozpuszczenie 1 gr soli w wielkiej ilości wody pochłonie około 32 gramstopni. W tychże samych warunkach gram saletry ( $KNO_3$ ) pochłania 96, azotanu amonowego ( $NH_4NO_3$ ) 92, salmiaku ( $NH_3Cl$ ) blisko 80 gramstopni; jednak gram kwasu siarczanego ( $H_2SO_4$ ) wywiązuje około 180 gramstopni.

Zniżenie temperatury, jakie otrzymamy rozpuszczając  $s$  gr soli w  $w$  gr wody, zależy nie tylko od ilości ciepła ( $\lambda$ ), pochłoniętego podczas rozpuszczania, lecz nadto od ciepła właściwego roztworu utworzonego. Oznaczając przez  $t$  temperaturę początkową wody i soli, przez  $c$  ciepło właściwe roztworu, a przez  $t'$  temperaturę, do której roztwór oziębiłby się (gdyby dopływ ciepła z zewnątrz był zupełnie wstrzymany) mamy:

$$\lambda = c (s + w) (t - t').$$

Wzór ten dozwala zarazem obliczyć ciepło utajone  $\lambda$ , skoro w doświadczeniu kalorymetrycznym zmierzylśmy  $t - t'$ ,  $c$ , tudzież  $s$  i  $w$ .

**39. KRZEPNIĘCIE ROZTWORÓW.** Roztwór należy uważać jako mieszaninę jednolitą, aż do najdrobniejszych części, dwu ciał, nie zmieniających wzajemnie chemicznej swej natury. Przez usunięcie jednego ciała (np. odparowanie) można otrzymać drugie w takim stanie, w jakim znajdowało się przed rozpuszczeniem. Rozdział taki daje się skutecznie także przez oziębienie albo zamrożenie. Wyobraźmy sobie n.p. roztwór soli kuchennej w wodzie, zawierający stosunkowo wiele soli. Oziębiając dojdziemy rychło do tej temperatury, w której ilość soli zawarta w roztworze wystarcza do nasycenia rozpuszczalnika. Dalsze odejmowanie ciepła sprawi wydzielanie się soli w stanie stałym (kryształizowanie się). Im mniejsze było pierwotne stężenie roztworu, tem większego potrzeba oziębienia, aby wydzielić sól (albowiem rozpuszczalność rośnie pospolicie z temperaturą).

Jeżeli przeciwnie rozpuszczalnik ma wielką przewagę w roztworze, wówczas pod wpływem oziębienia wydzielać się będzie tylko rozpuszczalnik w stanie skręplonym. Wodne roztwory soli, zamarzając, wydzielają lód czysty. Obecność ciała rozpuszczonego w łonie rozpuszczalnika ma jednak wpływ znaczny na przebieg zamarzania. Ono zniża temperaturę krzepnięcia rozpuszczalnika, tem więcej, im większe było stężenie roztworu. Tak np. roztwór wodny soli kuchennej składu 1 soli : 100 wody, nie krzepnie w temperaturze  $0^\circ$ , jak woda czysta, lecz dopiero w  $-0,6^\circ$ ; woda morska zamarza w  $-2,2^\circ$ . Rzędne linii  $AB$  na fig. 29-iej wskazują temperatury krzepnięcia roztworów wodnych soli kuchennej, zawierających na 100 cz. wody: 0, 10, 20, ... cz. soli. Roztwór niema zatem stałej



temperatury krzepnięcia, gdyż wydzielając lód staje się coraz więcej stężonym, przez co temperatura krzepnięcia zniża się. Przez temperaturę krzepnięcia roztworu, o pewnym danym stężeniu, należy więc rozumieć tę temperaturę, w której roztwór pozostawałby w równowadze termodynamicznej z lodem czystym.

Linia *BC* (fig. 29) wskazuje znowu temperatury wydzielania się soli kuchennej, to jest temperatury, w których roztwory różnego stężenia są nasycone (jest to linia rozpuszczalności; porówn. z tablicą w ust. 37-ym). Linia ta przecina się z poprzednią w punkcie *B*, odpowiadającym składowi 31,3 : 100

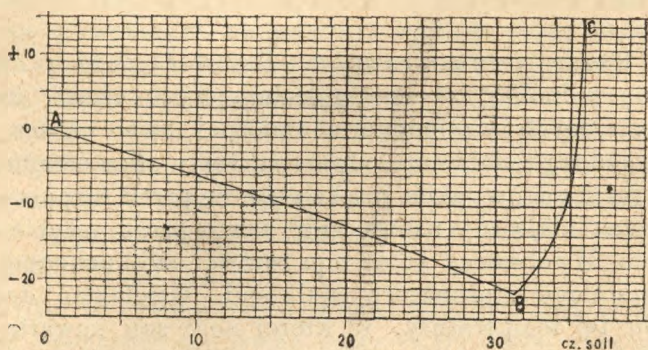


Fig. 29.

i temperaturze  $-21,5^{\circ}$ . Roztwór tego składu staje się nasyconym dopiero w temperaturze  $-21,5^{\circ}$ ; zarazem zaczyna wydzielać lód. Podczas oziębiania takiego roztworu wydziela się tedy jednocześnie sól i lód, mieszanina zwana kryohidratem, albo mieszaniną eutektyczną. Oziębiając tedy jakikolwiek roztwór solny otrzymamy wydzielanie się soli lub lodu, zależnie od tego, czy początkowa zawartość soli była większa czy mniejsza od tej, która odpowiada składowi eutektycznemu. Punkt eutektyczny *B*, leżący na przecięciu się obu linii równowagi roztworu z jednym i drugim składnikiem, w stanie zestalonym odpowiada jedynej temperaturze, w której roztwór ciekły pozostaje w równowadze z obu składnikami stałymi jednocześnie. Zamrażając roztwór bardziej rozcieńczony wywołujemy zrazu wydzielanie się lodu, wskutek czego roztwór pozostały stężeje, a temperatura krzepnięcia opada. Trwa to dopóty, dopóki roz-

twór nie osiągnie składu eutektycznego, poczem zaczyna krzepnąć jakby ciecz jednorodna, wydzielając jednocześnie lód i sól, w temperaturze niezmiennej, najniższej, do jakiej roztwór danych ciał w ogóle może być oziębiony bez skrzepnięcia. Punkt eutektyczny stopu miedzi i srebra odpowiada składowi 40%  $Cu$  i 60%  $Ag$ ; aliaż taki posiada stałą temperaturę krzepnięcia 777.

PRAWA RAOULTA I VAN'T HOFFA. Porównywając temperatury krzepnięcia mało stężonych roztworów różnych ciał, w tym samym rozpuszczalniku, Raoult dostrzegł, że zniżenie temperatury krzepnięcia, t. j. różnica temperatur krzepnięcia czystego rozpuszczalnika i roztworu, zależy tylko od ilości cząsteczek (molekuł) rozpuszczonych w pewnej stałej ilości rozpuszczalnika, bez względu na rodzaj ciała rozpuszczonego. Prawo to, mające ważne zastosowanie w chemii (do wyznaczania ciężarów cząsteczkowych ciał rozpuszczonych) można wypowiedzieć w sposób następujący: 1) zniżenie temperatury krzepnięcia rozpuszczalnika, w roztworach rozcieńczonych, jest w przybliżeniu proporcjonalne do ilości ciała rozpuszczonego; 2) roztwory rozcieńczone różnych ciał w pewnym rozpuszczalniku, mające ten sam skład cząsteczkowy, zamarzają w tej samej temperaturze (ust. 120). Tak np. roztwory w kwasie octowym, zawierające na 100 *gr* kwasu 1,8 *gr* wody (ciężar cząst.  $H_2O = 18$ ), albo 4,6 *gr* alkoholu ( $C_2H_6O = 46$ ), albo 7,4 *gr* eteru ( $C_2H_{10}O = 74$ ), albo 15,2 *gr* kamfory ( $C_{10}H_{16}O = 152$ ) i t. p. krzepną w tej samej temperaturze: 12,8°, podczas gdy czysty kwas octowy krzepnie w 16,7°; zniżenie wynosi tedy 3,9°. Wszystkie te roztwory mają bowiem jednakowy skład cząsteczkowy, mianowicie  $\frac{1}{10}$  cząsteczki gramowej na 100 *gr* rozpuszczalnika. Zniżeniem cząsteczkowem Raoult nazywa zniżenie temperatury krzepnięcia roztworu zawierającego 1 cząsteczkę gramową w 100 *gr* rozpuszczalnika. W kwasie octowym jako rozpuszczalniku ono ma wartość 39. 3) Według van't Hoffa zniżenia cząsteczkowe w różnych rozpuszczalnikach są w prostym stosunku do kwadratu temperatury topnienia bezwzględnej  $(t + 273)^2$ , w odwrotnym do ciepła utajonego topnienia rozpuszczalnika.

Zbierając powyższe trzy prawa otrzymamy następujący wzór na zniżenie  $= \Delta t$  temperatury krzepnięcia jakiegokolwiek rozpuszczalnika w roztworze rozcieńczonym, zawierającym *s gr* ciała na *M gr* rozpuszczalnika:

$$\Delta t = K \frac{s}{M} \frac{(t + 273)^2}{\mu R},$$



$\mu$  oznacza tu ciężar cząsteczkowy ciała rozpuszczonego,  $t$  temperaturę krzepnięcia rozpuszczalnika czystego,  $R$  ciepło utajone topnienia 1 gr rozpuszczalnika (w gramstopniach). Wartość współczynnika proporcjonalności  $K$  jest 1,99. Jeżeli w powyższym wzorze założymy

$M = 100 \text{ gr} \frac{s}{\mu} = 1 \text{ cz. gr.}$ , wówczas  $\Delta t$  przedstawiać będzie zniżenie cząsteczkowe  $z = \frac{1,99 (t + 273)^2}{100 R}$ . W kwasie octowym ( $t = 16,7^\circ$ ,  $R = 43,2$ ) wzór ten daje  $z = 38,9$ ; w wodzie ( $t = 0$ ,  $R = 79,2$ )

$z = 18,7$  i t. p. Znając zniżenie cząsteczkowe  $z$  w pewnym rozpuszczalniku obliczymy łatwo ciężar cząsteczkowy ciała rozpuszczonego, jeśli zniżenie  $\Delta t$  będzie wiadome z doświadczenia: mianowicie

$\mu = \frac{100 z s}{M \cdot \Delta t}$  (kryoskopia). Do praw Raoult'a i van't Hoffa nie sto-

sują się jednak roztwory wodne tych ciał, które w roztworze przewodzą dobrze prąd elektryczny, tak zw. elektrolity (sole, silne kwasy i zasady), zniżenie cząsteczkowe, wywołane przez nie, jest znacznie większe, aniżeli by wypadło z powyższego wzoru. Tłumaczy się to tem, że cząsteczki ich w roztworze wodnym rozpadają się (dyssocjacja elektrolityczna) na części zwane jonami. Cząsteczki rozpuszczone są tedy liczniejsze, aniżeli by wypadło z rachunku opartego na ciężarze cząsteczkowym ciał, przeto odpowiednio większe jest zniżenie.

Topnienie aliażów (stopów). Zniżenie temperatury krzepnięcia przez domieszkę obcych ciał rozpuszczalnych jest prawem powszechnem, stosuje się do wszystkich stanów skupienia. Aliaże, t. j. mieszaniny kilku metali, można uważać jako skrzepłe roztwory jednego metalu w drugim. Istotnie, aliaże mają w ogóle temperatury topnienia niższe niż metale czyste. Srebro (temper. topnienia  $961^\circ$ ) i miedź ( $1084^\circ$ ), stopione w stosunku 3 : 2, dają aliaż topiący się w  $777^\circ$ ; żelazo lane (roztwór węgla w żelazie) jest znacznie łatwiej topliwe od czystego. Zniżenie występuje nader dobitnie w tak zw. aliażach łatwo topliwych; niektóre topnieją w gorącej wodzie, np. 2 cz. bismutu ( $267^\circ$ ), 1 cz. ołowiu ( $328^\circ$ ), 1 cz. cyny ( $232^\circ$ ), dają aliaż topniejący w  $95^\circ$  (metal Rosego); 15 bismutu, 8 ołowiu, 4 cyny i 3 kadmu dają jeszcze niższą temperaturę topnienia, około  $60^\circ$ .

40. MIESZANINY MROŻĄCE. Zużycie ciepła, towarzyszące zamianie ciał stałych na ciecze, czy to przez stopienie, czy przez rozpuszczanie, bywa często używane do otrzymywania niskich temperatur, do oziębiania albo zamrażania ciał. Lód czysty, top-

niejąc, odejmuje ciałom otaczającym znaczną ilość ciepła (każdy kilogram lodu około 80 kal.); nie jest jednak przydatny do otrzymywania temperatur niższych od zera. Znaczniejsze oziębienie można otrzymać, sprawiając jakimkolwiek sposobem, żeby lód topił się w temperaturze niższej od zera. Można by to uzyskać n.p. przez wywarcie na lód wielkiego ciśnienia (ust. 36). Nierównie skuteczniej działają jednak tak zw. mieszaniny mrozące, lód drobno tłuczony, zmieszany z ciałami rozpuszczalnymi w wodzie, np. z solą kuchenną, chlorkiem wapniowym krystalicznym, z kwasem siarczanym lub solnym i t. p.

Woda zmieszana z kwasem siarczanym, albo z solą, krzepnie w temperaturze niższej od zera. Dodając przeto którego z tych ciał do lodu drobno tłuczonego, otrzymamy mieszaninę, która nie może zostawać w równowadze termodynamicznej w temperaturze 0°, gdyż jej temperatura topnienia leży niżej. Działaniem dodanej soli lód topi się więc (bez udziału zewnętrznego ciepła), a jednocześnie sól rozpuszcza się. Obydwie zmiany pochłaniają tyle ciepła, iż temperatura mieszaniny obniża się znacznie. Najniższa temperatura, jaką można otrzymać za pomocą podobnej mieszaniny nie może oczywiście być niższą od temperatury, w której utworzony roztwór krzepnie. Tak np. lód z solą kuchenną nie może dać temperatury niższej od  $-21,5^{\circ}$ . Czy to minimum będzie osiągnięte lub nie, to zależy zresztą jeszcze od ilości ciepła pochłoniętego i od ciepła właściwego roztworu.

Podobne naruszenie wzajemnej równowagi termodynamicznej, jaką okazuje lód z solą, spotykamy w wielu ciałach stałych. Np. metale sód i potas, kamfora i mentol, topią się wzajemnie przez zetknięcie w zwyczajnej temperaturze.

Drugi rodzaj mieszanin mrozących stanowią ciała stałe rozpuszczające się w cieczach. Granicą możliwego znizienia temperatury w tym razie jest ta temperatura, w której rozpuszczona ilość ciała nasycy ciecz, albo w której utworzony roztwór krzepnie. Obniżenie dające się uzyskać zależy nadto od ilości ciepła pochłoniętego podczas rozpuszczania się, tudzież od ciepła właściwego roztworu utworzonego (ust. 38).

### Z a d a n i a.

61) Ile cukru potrzeba, aby otrzymać w temperaturze  $40^{\circ}$  roztwór nasycony, zawierający 800 gr wody? Odp.  $2\frac{1}{2}$  kg.



62) Ile soli kuchennej potrzeba do utworzenia  $\frac{1}{2}$  litra roztworu nasyconego w temperaturze  $20^{\circ}$  (gęstość roztworu  $1,2 \text{ gr/cm}^3$ )?  *Odp. 158,9 gr.*

63) Obliczyć skład procentowy, stężenie i stężenie cząsteczkowe tego roztworu.  *Odp. 26,5%; 0,318 gr/cm<sup>3</sup>; 5,4 cząsteczek gramowych w litrze.*

64) W jakiej temperaturze krystalizuje się sól kuchenna z roztworu mającego skład 33 : 100?  *Odp. —17,5° (fig. 29).*

65) W 728 gr wody  $16^{\circ}$  rozpuszczono 100 gr soli kuchennej, wskutek czego temperatura zniżyła się o 1,9 stopni. Obliczyć ciepło pochłonięte podczas rozpuszczania się soli (ciepło właściwe roztworu 0,87).  *Odp. 1,37 kaloryi.*

66) Jakie oziębienie można otrzymać, tworząc roztwór nasycony wodny soli kuchennej w temperaturze  $0^{\circ}$  (ciepło właściwe roztworu 0,77).  *Odp. Do —3,3°.*

67) Gram azotanu amonowego, rozpuszczając się w równej ilości wody, pochłania 53 gramstopni ciepła, tworząc roztwór, którego temperatura nasycenia jest  $-6^{\circ}$ , a ciepło właściwe 0,678. Ile soli tej ( $m$  gramów) należy użyć, aby zamrozić kilogram wody mającej pierwotnie  $20^{\circ}$ ?  *Odp. Jeżeli temperatura składników ( $m$  gr soli i  $m$  gr wody) roztworu przed rozpuszczeniem była  $20^{\circ}$ , natenczas na oziębienie własne roztworu do  $0^{\circ}$  wyjdzie  $2m \cdot 0,678 \cdot 20$  kal., pozostałe  $53m - 2m \cdot 0,678 \cdot 20$  powinny wystarczyć na oziębienie do  $0^{\circ}$  i zamrożenie wody. Stąd  $m = 3860$  gr.*

68) Roztwór 10 gr cukru w litrze wody zamarza w temperaturze  $-0,054^{\circ}$ ; obliczyć ciężar cząsteczkowy cukru, przyjmując, że zniżenie cząsteczkowe w wodzie jest 18,7.  *Odp. 346 (rzeczywista wartość jest 342).*

69) Obliczyć zniżenie cząsteczkowe dla roztworów wodnych soli kuchennej, wiedząc, że roztwór 1 : 100 krzepnie w  $-0,6^{\circ}$ .  *Odp.  $0,6 \times 58,07 = 35$ .*

70) Obliczyć (na zasadzie wzoru van't Hoffa) ciepło utajone topnienia benzolu, wiedząc, że temperatura topnienia benzolu czystego jest  $+4,9^{\circ}$ , a zniżenie cząsteczkowe temperatury krzepnięcia roztworów benzolowych = 53.  *Odp. 29 gramstopni na gram.*

71) Rozpuszczenie, w temperaturze  $0^{\circ}$ , 1 gr chlorku wapniowego krystalicznego ( $\text{Ca Cl}_2 + 6 \text{H}_2\text{O}$ ) w 0,7 grama wody (jest to skład kryohidratu, topniejącego w temperaturze  $-55^{\circ}$ ) pochłania 23 gram-

stopnie; roztwór utworzony ma ciepło właściwe 0,661. O ile stopni oziębi się roztwór? *Odp.*  $23 : 1,7 \times 0,661 = 20,5^{\circ}$ .

72) O ile korzystniejszą będzie ta mieszanina, gdy wodę zastąpimy śniegiem? *Odp.* ciepło pochłonięte  $= 23 + 0,7 \times 79,2 = 78$  kal. wystarczy do oziębienia roztworu do  $-55^{\circ}$ , a nadto zostanie jeszcze nadwyżka 17 kal., której można użyć do oziębienia innych ciał do  $-55^{\circ}$ .



## ROZDZIAŁ V.

### PAROWANIE.

41. PAROWANIE. Przemiana cieczy na parę odbywa się również za sprawą ciepła, podobnie jak topnienie, albo rozpuszczanie się ciał stałych; podobnie jak tamte przemiany ono jest połączone z pochłonięciem i utajeniem pewnej ilości ciepła. Z tego powodu, jeżeli nie dostarczamy ciepła z zewnątrz, w dostatecznej ilości, ciecz parująca, zużywając własne swe ciepło, oziębia się.

Odjęcie ciepła parze, sprawia przemianę odwrotną, pary na ciecz, skraplanie się pary. Zjawisko to uwalnia ciepło utajone parowania.

Parowanie cieczy na powierzchni swobodnej odbywa się w każdej temperaturze; wystarczy przypomnieć wysychanie wody w naczyniach otwartych, wysychanie ziemi i ciał mokrych, parowanie morza, zasilające powietrze wodą atmosferyczną i t. p. Z tego powodu, ażeby zapobiedz parowaniu, zamykamy ciecz w naczyniach szczelnie zatkanych. Powietrze otaczające ciecz nie stanowiłoby zatyczki szczelnej, gdyż pary mieszają się łatwo z powietrzem i rozprzestrzeniają się w niem. Obecność powietrza wpływa tylko o tyle, że parowanie odbywa się powoli; im gęstsza jest atmosfera otaczającego gazu, tem wolniej ciecz parują. Przykrycie powierzchni wody warstwą oliwy zapobiega jednak parowaniu, gdyż para wodna nie miesza się z oliwą.

Parowanie okazują także ciała stałe, n.p. lód, kamfora. Jakkolwiek parowanie ciał stałych odbywa się zazwyczaj powol-

niej, niż parowanie cieczy, można jednak sądzić, że okazują je wszystkie ciała stałe. W próżni bardzo dokładnej zdołano okazać nawet parowanie metali; w powietrzu odbywa się ono niesłychanie powoli.

**42. WRZENIE.** Szybkość, czyli obfitość parowania różnych cieczy jest nader rozmaita (w zwyczajnej temperaturze eter paruje szybko, rtęć, albo olej bardzo wolno); podwyższenie temperatury zwiększa parowanie wszystkich cieczy.

Niemniej wybitny jest wpływ ciśnienia wywartego na ciecz przez otaczającą atmosferę; im mniejsze to ciśnienie, tem szybciej ciecz paruje, gdyż atmosfera jest rzadszą. Dzieje się to wszakże naprzód tylko na powierzchni. Z chwilą jednak, gdy ciśnienie zewnętrzne zniży się do pewnej wartości (zależnej od temperatury i od rodzaju cieczy), sposób parowania zmienia się odrazu. Ciecz paruje wtenczas nietylko na powierzchni swobodnej, lecz i wewnątrz; w wielu miejscach na ścianach naczynia, albo na powierzchni ciał stałych, znajdujących się w cieczy, pojawiają się bańki pary, zrazu drobne, wzrastając szybko przez parowanie na swej powierzchni, wzbijają się w górę, na ich miejsce tworzą się coraz nowe i wprowadzają całą masę cieczy w ruch burzliwy; zjawisko to nazywamy wrzeniem.

Uważaliśmy dotąd ciecze jako ciała mające samoistną objętość, niezależną od zewnętrznych warunków. Okazuje się teraz, że własność ta przysługuje cieczom tylko dopóty, dopóki są zniewolone do pozostawania w stanie ciekłym, przez dostatecznie wielkie ciśnienie zewnętrzne. Podobnie jak n.p. bezwodnik węglowy, w temperaturze  $20^{\circ}$ , wymaga co najmniej 56,4 atmosfer ciśnienia zewnętrznego, aby pozostawał w naczyniu w stanie ciekłym, tak też zachowują się inne ciecze. Przekonamy się niebawem, że w tejże temperaturze  $20^{\circ}$  woda wymaga conajmniej około  $\frac{1}{40}$  atmosfery, alkohol prawie  $\frac{1}{17}$ , eter etylowy przeszło  $\frac{1}{2}$  atmosfery, aby zachował trwale stan ciekły.

Ciecz ściśniona mocno przez otaczającą atmosferę powietrza, albo innego gazu, paruje zrazu tylko na powierzchni; prężność jej wewnętrzna równoważy się wtenczas z ciśnieniem zewnętrznym. Gdy to ciśnienie maleje, zmniejsza się również prężność cieczy; jeżeli ciśnienie zewnętrzne spadnie do tej wartości, przy której zaczyna się wrzenie, równowaga ustaje, prężność cieczy nie zmniejsza się nadal. Jest to najmniejsza wartość, jaką prężność statyczna cieczy może mieć trwale w danej tem-



peraturze. Umieszczona w atmosferze wywierającej ciśnienie mniejsze od owej wartości najmniejszej, ciecz wrze burzliwie i zamienia się w całości na parę. Zjawiska te można łatwo okazać na cieczach (eter) umieszczonych pod dzwonem pompy pneumatycznej. Zresztą mogą tu zachodzić zjawiska przekroczenia, podobne do przechłodzenia cieczy, albo przesylenia rozтворów stężonych (patrz niżej, tudzież ust. 51).

Wspomniano wyżej, że owo najmniejsze ciśnienie, wystarczające do zapobieżenia wrzeniu, zależy zarówno od rodzaju cieczy, jak od jej temperatury. Wszystkie ciecze stosują się w tej mierze do następującego prawa: im wyższa jest temperatura cieczy, tem większego potrzeba ciśnienia zewnętrznego, aby utrzymać ciecz w równowadze w stanie ciekłym, t. j. zapobiedz wrzeniu.

Woda w temperaturze zwyczajnej ( $20^{\circ}$ ) wymaga  $\frac{1}{40}$  atmosfery; w 100 stopniach 1 atmosferę; woda ogrzana do 200 stopni pozostawać będzie w stanie ciekłym dopiero pod ciśnieniem przeszło 15 atmosfer; w temperaturze  $364,3^{\circ}$  wymaga prawie 200 atmosfer ciśnienia. Powyżej  $364,3^{\circ}$  nie można utrzymać wody w stanie skroplonym żadnem ciśnieniem, choćby największem. Jest to t. zw. temperatura krytyczna (ust. 53); wysokość jej jest różna w różnych cieczach.

## TABLICA

## TEMPERATUR WRZENIA POD CIŚNIENIEM ATMOSFERY.

(stopni C.).

Wodór . . . . .	-252,8	Alkohol etylowy . . . . .	+78,26
Azot . . . . .	-195,7	Woda . . . . .	+100,00
Tlenek węgla . . . . .	-190	Benzyna . . . . .	90—110
Powietrze (około). . . . .	-191	Nafta. . . . .	150—270
Argon . . . . .	-187	Anilina . . . . .	183,7
Tlen . . . . .	-182,9	Olej lniany . . . . .	316
Etylen . . . . .	-103,5	Kwas siarczany 95% . . . . .	295
Amoniak . . . . .	-35	Rtęć . . . . .	357,25
Eter etylowy . . . . .	+34,87	Siarka . . . . .	444,53
Dwusiarczyk węgla . . . . .	+46,0	Cynk. . . . .	915

Ciecze, których równowaga termodynamiczna, w zwyczajnej temperaturze, wymaga ciśnienia większego od ciśnienia atmosfery (bezwodnik węglowy), nie mogą być trzymane w naczyniach otwartych. Ciecze znowuż, które w zwykłej temperaturze wrą dopiero pod ciśnieniem mniejszem od atmosferycznego, można doprowadzić do wrzenia pod ciśnieniem atmosferycznem przez podwyższenie temperatury. Wrzenie zaczyna się zwyczajnie z chwilą, gdy wskutek podwyższenia temperatury ta pręż-

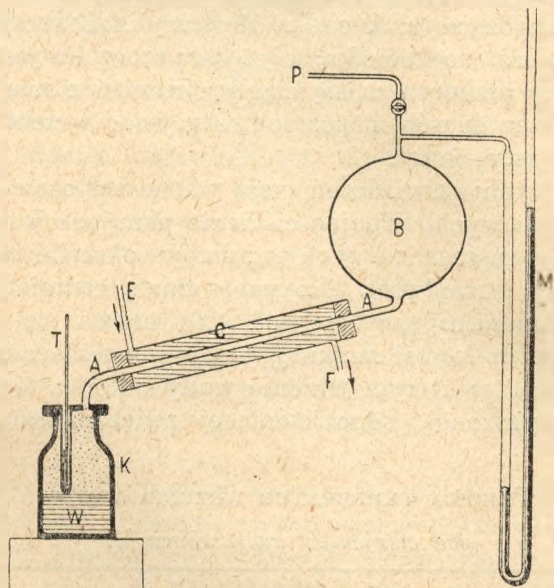


Fig. 30.

ność najmniejsza, pod którą ciecz może pozostawać jeszcze w stanie ciekłym, (która, jak powiedzieliśmy, wzrasta razem z temperaturą) zrówna się z ciśnieniem atmosferycznem. Z tego powodu temperatura wrzenia cieczy na powietrzu atmosferycznem zmienia się razem ze stanem barometru. Przez temperaturę wrzenia normalną rozumie się temperaturę, w której ciecz wrze pod ciśnieniem jednej atmosfery, t. j. 760 mm rtęci, w szerokości 45°, w poziomie morza.

Celem wymierzenia temperatur wrzenia wody pod rozmaitemi ciśnieniami, Régnault używał następującego przyrządu (fig. 30). Woda *W* wrze w kociołku miedzianym *K*, zamkniętym szczelnie nakrywą, mającą dwa otwory; przez jeden otwór wpro-



wadzony jest termometr  $T$ , osłonięty żelazną rurą, zamkniętą u spodu i zawierającą nieco rtęci, celem lepszego wyrównania temperatury. Przez drugi otwór uchodzi para rurą  $AA$ , wiodącą do obszernej bani  $B$ , połączonej z manometrem  $M$  i (przez rurkę  $P$ ) z pompą pneumatyczną zgęszczającą, albo rozrzedzającą powietrze we wnętrzu przyrządu. W ten sposób można wywołać wrzenie w atmosferze sztucznej, której ciśnienie, wskazane przez manometr, może być dowolnie zmieniane. Termometr  $T$  wskazuje temperaturę wrzenia pod danym ciśnieniem.

Para uchodząca z kociołka do rury  $AA$  skrapla się tu i ścieka napowrót do kociołka, gdyż rura otoczona jest rękawem  $C$ , przez który przepuszcza się ciągły strumień zimnej wody od  $E$  do  $F$ . W ten sposób można podtrzymywać wrzenie dowolnie długo, bez utraty cieczy.

Wyniki tych doświadczeń mają ważne zastosowanie w teorii machin parowych. Znając ciśnienie panujące w kotle parowym możemy na zasadzie tych pomiarów określić temperaturę wody wrzącej i naodwrot. Do gotowania przedmiotów, wymagających temperatury wyższej od  $100^{\circ}$  używa się kociołka Papina. Jest to kocioł zamknięty, opatrzony klapą bezpieczeństwa obciążoną, w którym wrzenie wody odbywa się w temperaturze podwyższonej, odpowiadającej zwiększonemu ciśnieniu pary.

TABLICA TEMPERATUR WRZENIA WODY.  
*pod ciśnieniem zwiększonym\*).*

Ciśnienie <i>atm.</i>	Temperatura <i>stopni C.</i>	Ciśnienie <i>atm.</i>	Temperatura <i>stopni C.</i>
1	100,00	9	175,77
2	120,60	10	180,31
3	133,91	11	184,50
4	144,00	12	188,41
5	152,22	13	192,08
6	159,22	14	195,53
7	165,34	194,6 (kryt)	364,3
8	170,81		

\*) Temperatury wrzenia wody pod ciśnieniami mniejszemi od atmosferycznego znajdują się w tablicy przy końcu ustępu 49.

Parowanie cieczy jest w swej istocie zjawiskiem powierzchniowym. Para tworzy się zawsze na swobodnej powierzchni cieczy, nawet gdy ciecz wrze. W tym ostatnim przypadku parowanie odbywa się na powierzchni baniek pary, które tworzą się zawsze na ścianach naczynia, wzrastają szybko, wskutek dopływu ciepła i ulatają w górę pod wpływem hydrostatycznego parcia cieczy. Znamiennem jest to, że strumienie baniek uchodzą stale z tych samych miejsc. Objaw ten tłumaczy się obecnością niedostrzegalnych resztek powietrza, przywartego do ścian naczynia, które służą jako zarodki baniek pary. Każda bańka zabiera z sobą ślad tego powietrza. Przez przydłuższe gotowanie wyczerpuje się zapas tych zarodków, a ciecz taka okazuje wówczas, nawet po uprzednim ochłodzeniu, zjawisko opóźnionego wrzenia, albo przegrzania. Można ją ogrzać znacznie powyżej temperatury wrzenia, odpowiadającej, w warunkach zwyczajnych, ciążącemu na niej ciśnieniu — bez wywołania wrzenia. Ciecz jest jak gdyby przyczajona; jeżeli przekroczenie temperatury jest wielkie, wówczas wybucha nagle, zamieniając się odrazu w wielkiej ilości na parę. Woda gotowana w czystych naczyniach szklanych ulega łatwo małemu przegrzaniu, rzuca się, zamiast wrzeć spokojnie. Przegrzewaniu się można zapobiedz skutecznie przez wrzucenie do naczynia ciał (piasek, opiłki i t. p.), które przez dłuższe leżenie na powietrzu zagęściły na sobie zapas tego gazu, potrzebny do tworzenia zarodków baniek pary.

Innego rodzaju (pozorne) opóźnienie wrzenia okazują ciecze będące w zetknięciu z ciałami rozpalonemi do wysokiej temperatury. Krople wody, rzucone na rozżarzoną blachę metalową, zachowują przez dłuższy czas stan ciekły i kształt zbliżony do kulistego (stan sferoidalny), biegając niespokojnie po gorącej powierzchni; temperatura ich nie dosięga nawet 100°. Zjawiska te tłumaczą się obfitą parowaniem na powierzchni; ciecz oddzielona od ciała rozżarzonego warstewką ciągle odnawiającej się pary, otrzymuje w swej masie stosunkowo mało ciepła. W chwili, gdy blacha ostygnie cokolwiek, a kropla dotknie się jej bezpośrednio, wrzenie następuje odrazu.

**43. PRAWA WRZENIA.** 1) Ciecz otoczona atmosferą, wywierającą stałe ciśnienie, zaczyna wrzeć w temperaturze zupełnie określonej, zależnej od rodzaju cieczy i od wartości zewnętrznego ciśnienia. Temperatura wrzenia jest tem wyższa, im większe to ciśnienie. Uzasadnienie tego prawa polega na własnościach pary (patrz ust. 46); ono stosuje się widocznie tylko do przy-



padku normalnego, spokojnego wrzenia. Temperatura wrzenia wybuchowego cieczy przegrzanej zależy nie tylko od ciśnienia zewnętrznego, ale nadto od ilości rozpuszczonego powietrza, od czystości naczynia, od szybkości dopływu ciepła, a więc od warunków przypadkowych, nieokreślonych. Ścisłe biorąc, temperaturę wrzenia odnosić należy nie do cieczy, lecz do pary uchodzącej z cieczy (ust. 7), chociażby z tego względu, że wewnątrz cieczy ciśnienie nie jest stałe i określone, lecz zwiększa się z głębokością.

Celem podtrzymania wrzenia przez czas dłuższy nie dość jest ogrzać ciecz do odpowiedniej temperatury wrzenia, potrzeba nadto dostarczać jej nieustannie ciepła z zewnątrz. Wiadomo, że woda przestaje natychmiast gotować się, skoro zdejmimy naczynie z ognia. Im obfitszy jest dopływ ciepła, tem szybciej odbywa się wrzenie, t. j. tem większa ilość cieczy zamienia się w pewnym czasie na parę.

Jednakże, 2) jeżeli ciśnienie zewnętrzne jest stałe, a ciecz sama nie ulega zmianie wskutek gotowania, wówczas przez cały przeciąg wrzenia temperatura jej zachowuje wartość stałą, niezależną od temperatury ogniska. Termometr zanurzony w cieczy ogrzewanej przestaje podnosić się z chwilą, gdy ciecz zaczyna wrzeć; wskazuje następnie temperaturę stałą, pomimo nieprzerwanego dopływu ciepła. Temperatura wrzenia nie zależy od tego, czy ognisko jest więcej lub mniej gorące; w każdym razie jednak temperatura źródła ciepła powinna być choć cokolwiek wyższą od temperatury wrzenia. Im jest wyższą, tem obfitszy jest dopływ ciepła, tem szybciej ciecz paruje. Dzięki tej niezależności temperatury wrzenia od rodzaju ogniska można było przyjąć temperaturę wrzenia wody jako punkt stały skali termometrycznej (ust. 7).

**44. CIEPŁO PAROWANIA.** Zjawiska wrzenia podlegają tedy, jak widzimy, podobnym prawom, jak zjawiska topnienia ciał stałych (ust. 33). Stałość temperatury wrzenia dowodzi, iż przemiana stanu ciekłego na gazowy, podobnie jak stałego na ciekły, połączona jest z pochłonięciem pewnej ilości ciepła. Ciecz wrząca pochłania ciepło dostarczone jej przez ognisko, a mimo to tworząca się para nie jest gorętszą od cieczy. Ciepło zostało tedy zużyte nie na podniesienie temperatury, lecz na rozerwanie związku cząstek cieczy — na zmianę stanu. Jest to nowy ro-

dzaj ciepła utajonego, zwany ciepłem parowania. Ilość ciepła zużywająca się podczas parowania jest widocznie proporcjonalna do ilości tworzącej się pary. Zwykle oblicza się je na jednostkę masy (1 *gr*) pary, albo cieczy wyparowanej. Ciepło utajone parowania jest to ilość ciepła, potrzebna do przemiany jednostki masy cieczy na parę tej samej temperatury, pod stałym ciśnieniem równowagi.

Przemiana odwrotna, pary na ciecz, t. j. skroplenie pary bez zmiany temperatury, jest połączona z oswobodzeniem ciepła utajonego w parze. Inaczej mówiąc, para (n. p. para stusopniowa, otrzymana z wrzącej wody) skraplać się będzie o tyle i w takiej ilości, o ile postaramy się o odebranie jej ciepła utajonego przez zetknięcie z ciałami od niej zimniejszymi.

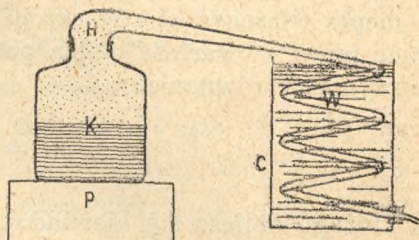


Fig. 31.

Zjawisko to objaśnia dobrze pospolity przyrząd destylacyjny (fig. 31). Para wytwarza się przez gotowanie cieczy w kociołku *K*, następnie przechodzi przez nakrywę (hełm) *H* do węzownicy *W*, zanurzonej w naczyniu *C* (chłodnicy) napełnionem zimną wodą. Tu para skrapla się i wycieka na zewnątrz jako płyn przekroplony (destylat). Gdyby temperatura chłodnicy była równa temperaturze wrzenia cieczy, a więc także temperaturze pary, wówczas para nie skraplałaby się wcale, pozostawałaby suchą. Istotnie, skroplenie odbywa się tem raźniej, im niższą jest temperatura chłodnicy. Przebieg skroplenia można wyobrazić sobie w ten sposób, że para gorąca oddaje chłodnicy na-przód ciepło utajone parowania, zamieniając się na ciecz równie gorącą jak para; następnie ciecz ta ostyga, dopóki temperatura jej nie wyrówna się z temperaturą chłodnicy. Wskutek tego woda w chłodnicy ogrzewa się znacznie; gdyby jej nie odnawiano, temperatura podnosiłaby się stopniowo niemal do temperatury wrzenia cieczy przekraplanej.

Wprowadzając do chłodnicy parę gorącą, o temperaturze wrzenia *t*, otrzymujemy o wiele większe podwyższenie temperatury wody, aniżeli gdybyśmy wprowadzili tam równą ilość cieczy o tejże temperaturze *t*. Nadwyżka tłumaczy się uwalnianiem ciepła utajonego podczas skroplenia. Zastosowaniem tego zjawiska jest ogrzewanie mieszkań parą gorącą.



Na tej samej zasadzie polega sposób mierzenia wartości ciepła utajonego parowania, albo równego mu ciepła skroplenia. Różne przyrządy używane w tym celu, są to przyrządy destylacyjne, w których miejsce chłodnicy zastępuje kalorymetr. Dajmy na to, iż w ciągu pewnego czasu przedestylowaliśmy do wężownicy umieszczonej w kalorymetrze  $m$  gramów cieczy, wskutek czego kalorymetr wykazał jednocześnie zysk  $Q$  jednostek ciepła. Oznaczywszy przez  $t$  temperaturę wrzenia, przez  $t_0$  temperaturę chłodnicy (końcową temperaturę kalorymetru), przez  $c$  ciepło właściwe cieczy skroplonej (w zakresie  $t$  do  $t_0$ ), nakoniec przez  $r$  wartość ciepła parowania jednostki masy cieczy, otrzymamy równanie:

$$Q = mr + mc(t - t_0),$$

z którego oblicza się niewiadomą wielkość  $r$ .

Z doświadczeń Régnaulta okazuje się, że wartość  $r$  nie jest bynajmniej stała, lecz zależy od tego, w jakiej temperaturze  $t$  parowanie, albo wrzenie cieczy się odbywa. Im wyższa temperatura, tem mniejsza jest wartość ciepła parowania; w temperaturze krytycznej równa się zeru.

### TABLICA

#### CIEPŁA PAROWANIA WODY.

Temperatura $t$	Ciepło parowania $r$ . <i>gramstopni na gram.</i>
0°	590
20°	582
50°	568
100°	536

W temperaturach wyższych, aż do  $t = 200^\circ$ , można obliczać ciepło parowania wody dość dokładnie według następującego wzoru wysnutego z doświadczeń Régnaulta:

$$r = 608 - 0,709 t.$$

Wartość ciepła parowania wody jest niezwykle wielka. Gdyby zagrzanie pewnej ilości wody od 0° do 100° trwało, dajmy na to, 10 minut, wówczas wygotowanie jej całkowite w 100 stopniach, przy równie szybkim udzielaniu ciepła, zajęłoby prawie godzinę (53 minut).

W następującej tablicy podane są wartości ciepła parowania kilku cieczy (w gramstopniach na gram cieczy, albo w kaloryach na kilogram) w odpowiednich temperaturach wrzenia normalnych.

TABLICA CIEPŁA PAROWANIA.

(gramstopni na gram).

Rtęć (357°) . . . . .	62	Eter etylowy (35°) . . . . .	90
Tlen (−182°) . . . . .	51	Alkohol etylowy (78°) . . . . .	205
Dwusiarczyk węgla (46°) . . . . .	85	Woda (100°) . . . . .	536

OZIĘBIENIE WSKUTEK PAROWANIA. Wszystko, co powiedzieliśmy wyżej o utajaniu się ciepła podczas wrzenia, stosuje się również do parowania cieczy na powierzchni, w temperaturach niższych. Wszakże wrzenie jest również parowaniem — na powierzchni baniek pary tworzących się w głębi cieczy. Zjawisko wrzenia jest przywiązane do jednej określonej temperatury, zależnej od ciśnienia zewnętrznego. Z tego powodu ciepło potrzebne do podtrzymania wrzenia powinno być dostarczane z zewnętrznego źródła; ciecz nie może wrzeć kosztem własnego ciepła, gdyż przez zużycie tego ciepła temperatura opadłaby, wrzenie ustałoby natychmiast.

Parowanie zwyczajne natomiast, powierzchniowe, może odbywać się zarówno w wyższej, jak niższej temperaturze, może tedy odbywać się kosztem własnego ciepła cieczy. Istotnie, doświadczenia codzienne uczą, że ciecze parujące na otwartym powietrzu oziębiają się poniżej temperatury otoczenia. Jest to objaw zużywania się i utajania ciepła, którego dostarcza ciecz sama i najbliższe jej otoczenie. Temperatura cieczy parującej na otwartym powietrzu przestaje opadać wtenczas, gdy dopływ ciepła z otoczenia zrównoważy się jednoczesnym zużyciem ciepła przez parowanie. Termometr zwilżony wskazuje zawsze temperaturę niższą aniżeli suchy. Dalsze przykłady oziębienia wskutek parowania: chłód jakiego doznajemy, wychodząc z kąpieeli (zwłaszcza jeżeli parowanie jest przyspieszone przez wiatr); chłodzenie wody przez owinięcie naczyńa mokrem płótnem; zimno powstające podczas parowania eteru i t. p.



Obniżenie temperatury wskutek parowania zależy w pierwszym rzędzie od szybkości parowania, t. j. od ilości tworzącej się pary. Przez umyślnie przyspieszenie parowania można uzyskać temperatury bardzo niskie. Tak n.p. przepędzając strumień powietrza przez eter, otrzymuje się oziębienie kilkunastu stopni niżej zera. Parowanie można również przyspieszyć przez zmniejszenie ciśnienia atmosfery za pomocą pompy: ciecze lotne, n.p. eter, zaczynają wówczas wrzeć w temperaturze niższej, odpowiedniej zmniejszonemu ciśnieniu. Oziębienie jest zresztą zależne także od wartości ciepła parowania danej cieczy.

Zużycie ciepła przez ciecze parujące stosuje się do otrzymywania niskich temperatur, tudzież do fabrykacji lodu. Woda parująca pod dzwonem pompy pneumatycznej oziębia się; aby ją tym sposobem zamrozić, trzeba jednak szybko usuwać tworzącą się parę (przez pochłonięcie zgęszczonym kwasem siarczanym). Na tej zasadzie polegają używane w przemyśle przyrządy Carrégo do fabrykacji lodu; inny system tegoż wynalazcy opiera się na pochłonięciu ciepła przez wyparowanie skroplonego amoniaku.

Do najdzielniejszych źródeł zimna należą gazy skroplone, parujące na otwartem powietrzu, albo pod ciśnieniem zmniejszonym za pomocą pompy pneumatycznej. Skroplony bezwodnik węglowy, wypuszczony na powietrze z żelaznego zbiornika, oziębia się, parując, tak znacznie, że krzepnie na ciało stałe. Etylen zgęszczany w zbiorniku żelaznym w temperaturze mieszaniny śniegu i soli skrapla się na ciecz. W naczyniu otwartem ciecz ta oziębia się wskutek parowania aż do temperatury wrzenia normalnej ( $-103,5$ ); zmniejszając ciśnienie, Wróblewski i Olszewski uzyskali temperaturę niższą jeszcze o czterdzieści kilka stopni. Ciż sami uczeni uzyskali temperaturę  $-182,4$  za pomocą tlenu wrzącego pod ciśnieniem atmosferycznym; pod działaniem pompy pneumatycznej temperatura tlenu ciekłego spada niżej dwustu stopni zimna.

### Z a d a n i a .

73) W Zakopanem (wysokość 827 *m* nad morzem) woda wrze średnio w temperaturze  $97,32^\circ$ . Jednocześnie na szczycie Łomnicy temperatura wrzenia wynosi  $91,45^\circ$ , przy średniej temperaturze powietrza  $+10^\circ$ . Obliczyć wysokość Łomnicy. (Ciśnienie *p*, odpowiadające temperaturze wrzenia *t*, można znaleźć w obszerniejszych tablicach fizycznych. Można je również obliczyć według następują-

cego wzoru empirycznego, który stosuje się do tych ciśnień, jakie zdarzają się w atmosferze:

$$\text{Log } p = 0,01555 + \frac{t + 20}{29,725 + 0,12156 \cdot t}.$$

*Odp.* (Patrz tom I, ust. 183):

$$827 + 18397 \cdot \frac{283}{273} \cdot 0,99988 \left[ \frac{97,32 + 20}{29,725 + 0,12156 \cdot 97,32} - \frac{91,45 + 20}{29,725 + 0,12156 \cdot 91,45} \right] = 2633 \text{ m.}$$

74) W jakiej temperaturze wrze woda, gdy barometr wskazuje ciśnienie 742,7 mm? *Odp.* 99,36°.

75) Obliczyć stan barometru w Krakowie (szerok. geogr 50°, wzniesienie 200 m nad morzem), przy którym woda wrze w temperaturze dokładnie 100°. *Odp.* 759,7 mm rt.

76) Woda mająca 30° umieszczona jest pod dzwonem pompy pneumatycznej. Jak dalece trzeba rozrzedzić powietrze, ażeby zaczęło się wrzenie? *Odp.* 31,5 mm rt.

77) Kociołek Papina zamknięty jest klapą bezpieczeństwa o przekroju kolistym 12 mm średnicy. Jakim ciężarem należy obciążyć klapę, aby w kociołku woda wrzała w 150°? *Odp.* 5,49 kg.

78) Do kalorymetru ważącego 120 gr (mosiądzu) zawierającego 450 gr wody 15-stopniowej, wprowadzono strumień pary wodnej 99,5 stopniowej. Ilość pary skroplonej była 17 gr, a kalorymetr ogrzał się do 37,3°. Obliczyć ciepło parowania wody w temperaturze 99,5°. *Odp.*  $17r + 17(99,5 - 37,3) = 120 \cdot 0,094 \cdot 22,3 + 450(37,3 - 15,0)$ .

79) Kalorymetr wodny, zawierający 800 gr wody, umieszczony jest w otoczeniu mającem 20°. Z kalorymetru paruje na minutę 0,04 gr wody. Obliczyć temperaturę stałą  $t$ , którą woda przyjmie w tych warunkach, wiedząc, że szybkość ostygnięcia  $\tau$  (ust. 20) jest proporcjonalna do różnicy temperatur kalorymetru i otoczenia, a wartość jej jest 0,027 stopni na minutę, gdy różnica wspomniana wynosi 1°. *Odp.*  $582 \cdot 0,04 = (20 - t) 0,027 \cdot 800 \cdot 0,9989$ ;  $t = 18,9^\circ$ .

80) Ogrzanie pewnej ilości wody od 0° do 100° ciepłem jednostajnie dopływającym trwa 10 minut. Ile czasu wymagać będzie wyparowanie tej wody w temperaturze 100°, jeżeli dopływ ciepła nie zmieni się? *Odp.* 53 min 34 sek.



81) Kilogram węgla, spalając się, daje około 8000 kaloryi; połowa tego ciepła rozprasza się nieużytecznie w piecu. Obliczyć ilość węgla potrzebną do wyparowania, w temperaturze  $100^{\circ}$ , metra sześciennego wody, mającej z początku  $20^{\circ}$ . *Odp.* 155 *kg*.

82) Ile pary wytwarza się w kotle parowym, kosztem 1 *kg* węgla? *Odp.* Około 7 *kg*.

83) Kilogram żelaza  $20^{\circ}$  umieszczono w strumieniu suchej  $100^{\circ}$  pary wodnej, aż do zupełnego przegrzania się. Ile wody skropliło się na żelazie? *Odp.* 16,48 *gr*.

84) Wodę oziębioną do  $0^{\circ}$  zamrażamy pod pompą pneumatyczną, z pomocą kwasu siarczanego, pochłaniającego parę. Ile wody wyparuje, zanim reszta skrzepnie? *Odp.* Prawie  $\frac{1}{8}$ .

85) Doświadczenie okazało, że w chłodnicy przyrządów destylacyjnych, otoczonej zimną wodą, skrapla się około 2 *kg* pary wodnej na godzinę, na metr kwadratowy powierzchni chłodnicy i na stopień różnicy temperatury pary i chłodnicy. Ile metrów kwadratowych (*S*) powinna mieć chłodnica przyrządu, który ma dostarczać 30 litrów wody na godzinę; ile wody zimnej (*M*) należy dolewać na godzinę, jeżeli woda ta ogrzewa się w ciągu godziny od  $10^{\circ}$  do  $40^{\circ}$ ? *Odp.*  $S = \frac{1}{5} m^2$ ;  $M = 590$  *kg*.

86) W rurach otoczonych powietrzem  $15^{\circ}$ , przewodzących parę wodną  $100^{\circ}$ , skrapla się około 1,8 *kg* pary na godzinę i  $m^2$  powierzchni rur. Ile  $m^2$  powierzchni skraplającej potrzeba do ogrzania parą pokoju, jeżeli mamy dostarczać 3000 kaloryi na godzinę, a woda skroplona odpływa z powrotem do kotła. *Odp.* Około 3  $m^2$ .

87) W kalorymtrze wodnym umieściliśmy szklaneczkę zawierającą skroplony tlen, wrzący w temperaturze  $-182,4^{\circ}$ . Tlen parujący, zebrany w wannie pneumatycznej, zajmował objętość 8 litrów, w temperaturze  $17^{\circ}$ , pod ciśnieniem 740 *mm rt*. Obliczyć ciepło parowania tlenu (*r*) mając następujące dane: szklaneczka waży 10 *gr*, kalorymetr miedziany 80 *gr*, woda 400 *gr*; początkowa temperatura kalorymetru była  $17^{\circ}$ ; po wyparowaniu tlenu i wyrównaniu się temperatur spadła do  $14^{\circ}$ . *Odp.* Tlen waży 10,479 *gr*, przeto:

$$10,479 r = 3 \cdot 400 - 3 \cdot 80 \cdot 0,094 - 10 \cdot 0,192 \cdot 196,4$$

45. PAROWANIE W NACZYNIACH ZAMKNIĘTYCH. Celem dokładnego wyjaśnienia zjawisk parowania i wrzenia należy przede wszystkim poznać własności par czystych, niez mieszaných z powietrzem. Opiszemy w tym celu przebieg parowania cieczy w naczyniu ograniczonym, zawierającym tylko ciecz i jej parę.

Wyobraźmy sobie naczynie walcowate (fig. 32), zaopatrzone w tłok ruchomy, pozwalający zmieniać pojemność, a przytem zamykający naczynie szczelnie. Wewnątrz znajduje się pewna ilość cieczy, n.p. wody, a dolna powierzchnia tłoka przylega z początku do jej powierzchni, nie zostawiając miejsca dla pary. Skoro podniesiemy tłok cokolwiek do góry, wówczas pomiędzy cieczą a tłokiem utworzy się próżnia, która wskutek parowania cieczy zapełni się natychmiast parą. Ażeby utrzymać tłok w tem położeniu w równowadze, należy wywierać nań z zewnątrz ciśnienie, równe prężności pary znajdującej się w naczyniu.

W ogólności część tylko cieczy ulegnie przemianie na parę, część tem większa, im więcej miejsca zrobimy wewnątrz naczynia przez przesunięcie tłoka. Reszta cieczy zostanie na dnie w stanie ciekłym. Dopóki temperatura i ciśnienie zewnętrzne, tudzież pojemność naczynia, nie zmieniają się, dopóty ciecz i para pozostawać będą trwale w równowadze termodynamicznej; ciecz nie paruje więcej, ani też para nie skrapla się. Powiadamy w tym razie, że wewnątrz naczynia, nad cieczą, jest nasycona parą, t. j. że zawiera największą ilość pary, jaką w danej temperaturze może w sobie pomieścić. Para zaś, będąca w tym stanie, pozostająca w równowadze z cieczą, nazywa się parą nasyconą; ona posiada największą gęstość i największą prężność jaką para uważanej cieczy może mieć w danej temperaturze.

Parowanie cieczy w naczyniu zamkniętem jest tedy zjawiskiem ograniczonym; ustaje z chwilą, gdy wytworzy się ilość pary wystarczająca do nasycenia danej pojemności naczynia.

Zwiększając pojemność przez wysunięcie tłoka wywołujemy dalsze parowanie cieczy. Znowu tworzy się tyle pary, ile potrzeba do nasycenia objętości dodanej — poczem na nowo ustala się równowaga termodynamiczna cieczy i pary. Pary jest teraz więcej, zajmuje objętość proporcjonalnie większą; zresztą własności jej są pod każdym względem takie same, jak pierwiej, o ile temperatura nie zmieniła się po zmianie objętości.

Tym sposobem można wszystką ciecz przemienić na parę przez stopniowe powiększanie naczynia. W chwili gdy ostatek cieczy wyparuje, naczynie zawierać będzie jeszcze parę nasyconą (para nasycona sucha). Wszelako, jeżeli zwiększymy pojem-

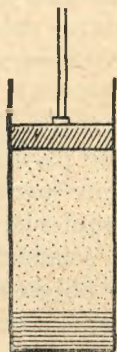


Fig. 32.



ność naczynia poza tę granicę, para stanie się nienasyconą, gdyż w objętości danej mogłaby pomieścić się większa ilość pary. Para taka, mająca mniejszą gęstość, aniżeli para nasycona w tej samej temperaturze, nazywa się parą przegrzaną (gdyż, jak dowiemy się niżej, para nasycona sucha zamienia się na przegrzaną także przez podwyższenie temperatury). Para przegrzana w własnościach swych podobna jest zupełnie do gazów: zwiększenie pojemności naczynia sprawia ubytek prężności i gęstości, w przybliżeniu według prawa Boylego.

Zmniejszenie pojemności naczynia, ściskanie pary przegrzanej, wywołuje wprost odwrotny szereg przemian. Zrazu prężność pary wzrasta, gęstość rośnie również, dopóki para nie stanie się nasyconą. Od tej chwili prężność i gęstość przestają wzrastać, a tylko ilość pary zmienia się, albowiem dalsze ściskanie pary nasyconej sprawia częściowe jej skroplenie; nadmiar wydziela się (przeważnie na ścianach naczynia) jako ciecz. Wróciwszy do objętości, od której zaczęliśmy doświadczenie, otrzymamy znowu naczynie pełne cieczy, nie zawierające wcale pary.

Opisane tu zjawiska parowania cieczy i skraplania się pary, wskutek zmian pojemności naczynia, łatwo jest okazać za pomocą przyrządu wyobrazonego na fig. 33. Rurka szklana  $AC$  zawiera parę (od  $A$  do  $B$ ) i warstwę cieczy (n.p. eteru, od  $B$  do  $C$ ). Miejsce tłoka zajmuje słup rtęci. Różnica wysokości poziomów rtęci w rurze tej i w rurze  $D$ , połączonej z pierwszą węzłem gumowym, pozwala zarazem zmierzyć prężność pary (prężność = wysokość barometru, mniej pionowy odstęp poziomów  $C$  i  $D$ ). Podnosząc rurkę zawierającą ciecz do góry, do  $A'C$ , zwiększamy ilość pary, lecz prężność jej nie zmienia się (jak okazano na rysunku), dopóki w rurze znajduje się choćby najmniejsza ilość cieczy.

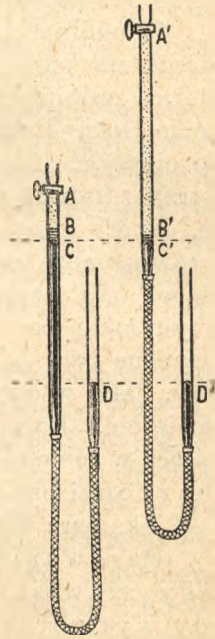


Fig. 33.

**46. WŁASNOŚCI PARY NASYCONEJ.** a) Prężność. Z doświadczeń opisanych w poprzedzającym ustępie okazuje się, że prężność pary nasyconej, znajdującej się w równowadze z cieczą, jest niezależna od pojemności naczynia i od ilości

cieczy obecnej; zmniejszenie pojemności, w stałej temperaturze, wywołuje częściowe skroplenie pary; zwiększenie sprawia, iż część cieczy paruje; prężność nie ulega przytem zmianie, dopóki w naczyniu znajduje się choćby odrobina cieczy.

Nadzwyczaj wydatny wpływ wywiera natomiast temperatura. Prężność pary nasyconej ciepłej jest zawsze większa niż chłodnej. Nie należy tu stosować prawa Charla, rządzącego zmianami prężności gazów. Wpływ temperatury na prężność pary jest bowiem podwójny; ogrzanie zwiększa prężność istniejącej już pary, a nadto wytwarza nową, przez odparowanie pewnej ilości cieczy. Z tego powodu prężność pary nasyconej zwiększa się nierównie więcej, aniżeli by zwiększała się, wskutek takiego samego ogrzania, prężność n.p. powietrza. Silne ogrzanie kotła zawierającego wodę byłoby bardzo niebezpieczne, podczas gdy w kotle napełnionym powietrzem prężność urosłaby do niewielu atmosfer. Zresztą różne ciecze wytwarzają w tej samej temperaturze pary o nader rozmaitej prężności; n.p. w 20 stopniach nasycona para eteru ma prężność 432,8, alkoholu 44,5, wody 17,36, rtęci 0,02 mm rtęci. Ciecze wytwarzające parę o większej prężności nazywamy bardziej lotnemi.

Prężność pary nasyconej zależy tylko od temperatury i od rodzaju cieczy parującej\*).

Celem zmierzenia prężności pary nasyconej w różnych temperaturach można użyć przyrządu opisanego w poprzedzającym ustępie (fig. 33). W istocie swej jest to barometr, zawierający (zamiast próżni Toricellego) ciecz i jej parę. W porównaniu z barometrem zwyczajnym stan jego jest niższy, właśnie o szukaną prężność pary. Podobnej metody używał Régnault w sławnych badaniach nad prężnością pary wodnej i innych cieczy. Celem wyznaczenia wpływu temperatury górna część rurki barometrycznej, zawierająca ciecz i parę, była umieszczona w kąpieli wodnej, której temperaturę można było zmieniać.

Jeżeli prężność pary przenosi jedną atmosferę wówczas trzeba się uciec do innych sposobów. Najważniejszym z nich jest sposób polegający na dostrzeganiu temperatur wrzenia pod

---

\*) Stosuje się to do przypadku, gdy powierzchnia cieczy parującej jest płaską. Na powierzchni wklęsłej prężność pary jest cokolwiek mniejsza, na wypukłej większa niż na płaskiej. Różnice są niezmiernie drobne. (patrz zadania 92—94).



rozmaitemi ciśnieniami. Pod danem ciśnieniem zewnętrznem ciecz wrze dopiero w pewnej dostatecznie wysokiej temperaturze. Zjawisko to tłumaczy się tem, że bańki pary wewnątrz cieczy mogą tworzyć się, wzrastać i uchodzić na zewnątrz dopiero w tej temperaturze, w której prężność pary staje się co najmniej równą ciśnieniu wywieranemu na ciecz z zewnątrz.

Ciecz wrze w tej temperaturze, w której prężność pary nasyconej równa się ciśnieniu ciężącemu na powierzchni cieczy. Przez temperaturę wrzenia rozumie się tu, jak zawsze, temperaturę pary uchodzącej z cieczy. Prężność pary wodnej w  $100^{\circ}$  równa się tedy 1 atmosferze; tyleż wynosi prężność pary eteru w  $35^{\circ}$ , tlenu ciekłego w  $-182,9$  i t. p.

Widoczna tedy, że wymierzenie temperatur wrzenia, pod różnemi ciśnieniami, daje zarazem prężność pary w tychże temperaturach. W ust. 42 opisaliśmy przyrząd (fig. 30) używany do tych badań (Régnault). Tablica temperatur wrzenia, podana na końcu tego ustępu, jest zarazem tablicą prężności pary. Znajdujemy tam n.p., że w temperaturze  $180,31^{\circ}$  prężność pary wodnej nasyconej wynosi 10 atmosfer i t. p. Obszerniejsza tablica prężności pary wodnej zamieszczona jest na końcu następującego ustępu; ma ona niepospolitą ważność zarówno w nauce czystej, jak i w zastosowaniach technicznych.

DESTYLACJA W NACZYNIACH ZAMKNIĘTYCH. Wyobraźmy sobie dwa naczynia *A* i *B* połączone rurą *C*, lecz zresztą zamknięte, zawierające ciecz i jej parę. Jeżeli będziemy ogrzewali *A*, a chłodzili zarazem naczynie *B*, wówczas ciecz będzie wrzała w *A* a jednocześnie para skraplać się będzie w *B*; słowem, ciecz będzie destylować się z *A* do *B*, dopóki jej nie zabraknie w *A*.

W naczyniu cieplejszem prężność pary jest większa niż w chłodzonym; różnica tych ciśnień wprowadza w ruch prąd pary zdążający z *A* do *B*. Ciśnienia w *A* i *B* będą nie wiele różne

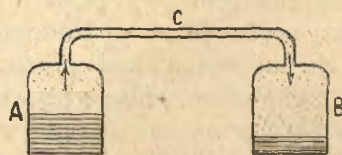


Fig. 34.

od prężności pary nasyconej, odpowiadających temperaturom tych naczyń. Własności par nasyconych, wyłożone w ostatnich dwu ustępach, stosują się, ściśle biorąc, tylko do stanów równowagi. Jednakże, jeżeli destylacja odbywa się powoli, wówczas w obrębie każdego z naczyń *A* i *B* ciśnienia będą niemal jednostajne i nie wiele różne od odpowiednich prężności pary nasyconej.

Skoro wszystka ciecz przejdzie do naczynia chłodniejszego, wówczas w obu naczyniach zapanuje jedno ciśnienie, nastąpi równowaga, pomimo, że naczynie *A* jest cieplejsze niż *B*; będzie to ciśnienie pary nasyconej, odpowiadające temperaturze naczynia *B*. W każdym przypadku równowagi prężność pary nasyconej odpowiada temperaturze najchłodniejszej części naczynia.

b) Gęstość. Z doświadczeń opisanych w ust. 45 wynika również, że gęstość pary nasyconej jest niezależna od pojemności naczynia, t. j. nie daje się ani przez ściskanie zwiększyć, ani przez rozszerzenie pomniejszyć. W ostatnim przypadku para powinna pozostawać w zetknięciu z zapasem cieczy, w przeciwnym razie gęstość zmniejszałaby się, lecz para przestałaby być nasyconą.

Gęstość pary nasyconej, podobnie jak prężność, zależy tylko od rodzaju pary i od temperatury.

Wyobraźmy sobie naczynie zamknięte, zawierające ciecz i parę (nasyconą). Ogrzanie takiego naczynia jest zawsze połączone z odparowaniem pewnej ilości cieczy; oziębienie natomiast sprawia częściowe skroplenie się pary. Tem wytłumaczyliśmy nader szybkie wzrastanie prężności pary nasyconej podczas ogrzewania. Stąd wnosimy też, że gęstość pary nasyconej jest tem większa, im wyższą jest temperatura; bowiem do nasycenia pewnej objętości potrzeba tem większej masy pary, im cieplejsze jest naczynie i para.

Jeżeli dwa naczynia (równej lub nierównej pojemności), zawierające parę i tę samą ciecz (w równej lub nierównej ilości) ogrzejemy do tej samej temperatury, wówczas prężności pary w obydwu naczyniach będą jednakowe, gdyż one zależą tylko od temperatury. Podczas stopniowego ogrzewania obu naczyń może się jednak zdarzyć, że w jednym lub drugim zabraknie cieczy. Od tej temperatury począwszy równość ciśnień ustanie; dalsze ogrzewanie wywoła silniejszy wzrost prężności w tem naczyniu, które zawiera jeszcze ciecz. W drugim naczyniu para stanie się przegrzaną,

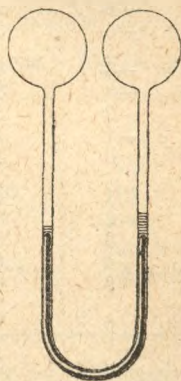


Fig. 35.



przeło prężność jej wzrastać będzie daleko wolniej, w takim mniej więcej stosunku, w jakim zwiększałyby się prężność gazu.

Na tej uwadze polega sposób mierzenia gęstości pary nasyconej, wynaleziony przez Fairbarna i Tatego. Jedno naczynie, odmierzonej pojemności, zawierało małą, dokładnie odważoną ilość cieczy; drugie tę samą ciecz w nadmiarze. Oba naczynia połączone były rurką podobną do *U*, zawierającą rtęć (fig. 35). Powietrze wydalone z obydwu naczyń i ogrzewano je w wspólnej kąpeli. W pewnej temperaturze (tem wyższej, im więcej cie-

## TABLICA

PRĘŻNOŚCI I OBJĘTOŚCI WŁAŚCIWEJ PARY WODNEJ NASYCONEJ.

Temperat. <i>Stopni C.</i>	Prężność <i>mm rt.</i>	Objęt. wł. <i>(cm<sup>3</sup>/gr)</i>	Temperat. <i>Stopni C.</i>	Prężność <i>mm rt.</i>	Objęt. wł. <i>(cm<sup>3</sup>/gr)</i>
-10	2,15		20	17,36	58720
-9	2,33				
-8	2,51		21	18,47	
-7	2,72		22	19,63	
-6	2,93		23	20,86	
-5	3,16		24	22,15	
			25	23,52	43963
-4	3,41				
-3	3,67		26	24,96	
-2	3,95		27	26,47	
-1	4,25		28	28,07	
0	4,57	204680	29	29,74	
1	4,91		30	31,51	33266
2	5,27		40	54,87	19644
3	5,66		50	91,98	12049
4	6,07		60	148,89	7653
5	6,51	150230	70	233,31	5014
			80	354,87	3379
6	6,97		90	525,47	2334
7	7,47		100	760,00	1650
8	7,99				
9	8,55		110	1075,37	1190
10	9,14	108510	120	1491,28	875
			130	2030,28	655
11	9,77		140	2717,63	498
12	10,43		150	3581,23	384
13	11,14				
14	11,88		160	4651,62	300,1
15	12,67	79346	170	5961,66	237,5
			180	7546,92	190,1
16	13,51		190	9442,70	153,8
17	14,40		200	11688,96	125,7
18	15,33				
19	16,32		(kr.) 364,3	147900	4,812

czy wprowadzono do naczynia wymierzonego), poziomy rtęci w ramionach rurki łączącej zaczynały się poruszać: jeden na dół, drugi do góry. Było to znakiem, że w tej temperaturze ciecz odważona zamieniła się w zupełności na parę i nasycała znaną pojemność naczynia. Z wiadomej masy i objętości pary można łatwo obliczyć jej gęstość (w tej temperaturze, w której równość ciśnień ustała). W wykładzie termodynamiki (rozdz. VII, ust. 174, d, tudzież zadanie 165) okażemy, że gęstość pary nasyconej, w jakiejkolwiek temperaturze, można obliczyć, jeśli się zna z pomiaru ciepło parowania w tej temperaturze, tudzież przężność pary w tej i w sąsiednich temperaturach.

Zamiast gęstości podaje się zwykle jej odwrotność: objętość właściwą pary nasyconej, t. j. ilość centymetrów sześciennych, które zajmuje gram uważanego ciała w stanie pary nasyconej (tab. na str. 114)

## TABLICA

## PRĘŻNOŚCI PARY NASYCONEJ.

R t ę ć		Alkohol etylowy		Eter etylowy	
<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. mm</i>	<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. mm</i>	<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. mm</i>
0	0,0002	0	12,7	0	184,4
20	0,0013	20	44,0	20	432,8
50	0,013	50	219,9	34,87	760,0
100	0,285	78,26	760,0	50	1264,8
200	18,25	100	1697,6	100	4953,3
300	242,2	235 (K)	65 atm.	197 (K)	35,8 atm.
357,25	760,0				
400	1588,0				
E t y l e n		T l e n		Bezwodnik węgl.	
<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. mm</i>	<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. mm</i>	<i>Temperat.</i>	<i>Prężn. atm.</i>
-150,4	9,8	-211	8	-78,5 (stały)	1,0
-132	56,0	-194	179	-65 (topn.)	3,5
-122	146,0	-189,4	334	-20	19,9
-111	346,0	-185	534	0	34,4
-103,5	760,0	-182,4	760,0	20	56,4
+10,1 (K)	51 atm.	-118,8 (K)	50,8 atm.	31,35 (K)	72,9



47. PAROWANIE CIAŁ STAŁYCH. SUBLIMACJA. Gdybyśmy, wzorem doświadczeń ust. 45, umieścili w naczyniu próżnym, oziębionem niżej zera, czysty, suchy lód, okazałoby się, że pozostała objętość naczynia wypełniłaby się parą, aż do nasycenia. Lód suchy paruje tedy i wytwarza parę wodną o własnościach zupełnie podobnych do pary wytworzonej z wody. Prężność pary nasyconej nad lodem jest mała. Celem wymierzenia jej Gay-Lussac, później Régnault, używali rurki Toricellego *A* (fig. 36) zagiętej na górnym końcu ku dołowi i wydętej w bańkę. Do próżni Toricellego wprowadzono odrobinę wody, poczem, oziębiwszy bańkę mieszaniną mrożącą, przepędzono do niej wodę przez destylację. Woda marzła tam na lód, a prężność jego pary nasyconej (w temperaturze mieszaniny mrożącej) wskazywała różnica wysokości słupów rtęci w rurze *A* i w barometrze *B*, ustawionym obok niej. Prężności pary wodnej, w temperaturach niższych od zera, podane w tablicy poprzedzającego ustępu, odnoszą się właśnie do pary nasyconej nad lodem.

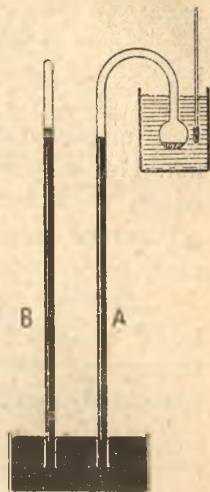


Fig. 36.

Parowanie lodu, aczkolwiek powolne, ma znaczny udział w znikaniu śniegu z powierzchni ziemi, zwłaszcza gdy wieją wiatry usuwające wciąż tworzącą się parę. Na podobieństwo lodu parują prawdopodobnie wszystkie ciała stałe; niektóre parują obficie już w temperaturze zwyczajnej (kamfora, naftalina, ciała wonne) inne dopiero w wysokiej (sublimat  $HgCl_2$ ). Para tworząca się w ogrzanej części naczynia ścina się napowrót w ciało stałe (kryształki) na chłodnych jego ścianach. Przemiana ta, odpowiadająca destylacji cieczy, nazywa się sublimacją. Zestalenie się pary wodnej atmosferycznej na przedmiotach oziębionych niżej zera stanowi szron.

48. PUNKT POTRÓJNY. REGUŁA FAZ. W temperaturach niższych od zera woda może istnieć w stanie stałym, jako lód, a także w stanie ciekłym, jako woda przechłodzona. Prężność pary nasyconej, odpowiadającej tym dwom stanom skupienia, w tej samej temperaturze, nie jest jednak ta sama. Lód jest odrobinę mniej lotny, wydaje parę nasyconą o prężności cokol-

wiek mniejszej, aniżeli woda ciekła. Różnica jest niezmiernie mała, można ją jednak okazać następującym sposobem. Pomyślmy dwa naczynia zamknięte *A* i *B* (fig. 34), połączone rurą *C*. obydwa oziębione jednako niżej zera i osłonięte złymi przewodnikami ciepła, celem ochrony od ogrzewania się. W jednym znajduje się suchy lód, w drugim woda przechłodzona. Z obu naczyń wypompowane jest powietrze, tak, iż zostaje się tylko para wodna, wywierająca na wodę i na lód to samo ciśnienie. Doświadczenie okazuje, że równowagi w układzie tym niema, przeciwnie, woda zaczyna parować, oziębia się przez parowanie, a równowaga ustala się dopiero, gdy temperatura wody opadnie cośkolwiek poniżej temperatury lodu. Lód nabywa tedy dopiero w nieco wyższej temperaturze tej samej prężności pary, jaką woda ma w niższej. Lód jest zatem trudniej lotny.

Na fig. 37 rzędne *p* krzywej *WP* wyobrażają prężności pary, nasyconej nad wodą, w temperaturze określonej przez odciętą *t*; jej przedłużenie (kreskowane), poniżej temperatury  $0^{\circ}$ , odnosi się do wody przechłodzonej. Jest to linia przejścia, czyli linia równowagi cieczy i pary. Podobnie rzędne krzywej *PL* wyobrażają prężności pary nasyconej nad lodem. Ona leży poniżej linii *WP* i jest od niej bardziej stromą; przecina się z nią w punkcie *T*.

Jeszcze w temperaturze  $0^{\circ}$  prężność pary nad wodą przewyższa odrobinę ( $0,00033 \text{ mm rt.}$ ) prężność nad lodem. Lód, woda i para, umieszczone we wspólnym zamkniętym naczyniu (jak fig. 89 do ustępu 120) nie mogłyby zatem pozostawać w zgodzie, gdyby wspólna ich temperatura była  $0^{\circ}$ . Dopiero w temperaturze cokolwiek wyższej, odpowiadającej odciętej punktu *T*, gdy obie prężności stają się równymi sobie, układ taki może być w równowadze. Ponieważ wówczas istnieć musi także równowaga między wodą a lodem, przeto linia przejścia dla wody i lodu, *LW* (ust. 36), spotykać się będzie z tamtymi również w punkcie *T*.

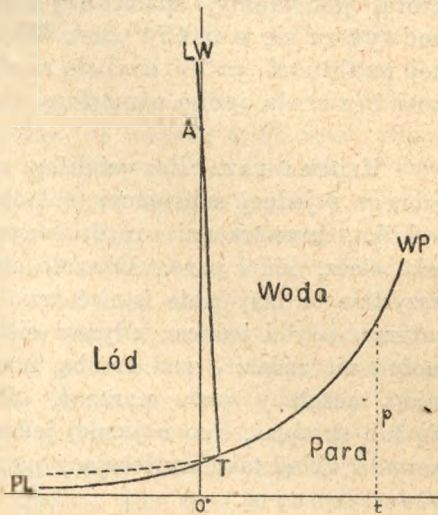


Fig. 37.



Punkt ten, którego odcięta i rzędna określają jedyną temperaturę i jedyne ciśnienie, przy których wszystkie trzy stany skupienia (fazy) mogą istnieć w równowadze, obok siebie, nazywa się punkt potrójny. Ciśnienie odpowiadające temu punktowi (jego rzędna) różni się niezmiernie mało od prężności pary wodnej w temperaturze  $0^{\circ}$ , wynosi więc mało co więcej jak  $4,57 \text{ mm rt.}$  Jego odcięta, t. j. temperatura stanu potrójnego, wynosi bardzo przybliżenie  $+0,0074^{\circ}$ . Leży on bowiem na linii przejścia  $LW$ , która, jak wiemy, spada o jedną atmosferę, gdy temperatura podwyższa się o  $0,0074^{\circ}$  (ust. 36). Otóż istotnie spadek od rzędnej punktu  $A$  ( $= 760 \text{ mm}$ ) do rzędnej punktu  $T$  ( $= 4,57 \text{ mm}$ ) wynosi bez mała jedną atmosferę.

**REGUŁA FAZ.** Rozważaliśmy powyżej równowagę układu utworzonego z jednej substancji (składnika), z wody, która występowała w kilku, przestrzennie rozdzielonych stanach, czyli t. zw. fazach: jako ciecz, lód i para. Okazało się, że układ zawierający w sobie wszystkie te fazy może istnieć trwale tylko w jednej jedynej temperaturze i pod jednym jedynym ciśnieniem. W warunkach tych nie można nic zmienić, pod groźbą zepsucia równowagi układu: natychmiast zaczęłaby woda marznąć, albo lód topnieć, albo para ścinać się lub skraplać, i co najmniej jedna faza znikłaby z układu. Z tego powodu układ taki, zawierający pełną liczbę faz, nazywamy układem niezmiennym.

Gdybyśmy jednak, zamiast trzech, umieścili obok siebie tylko dwie fazy (u. p. wodę-parę, albo lód-wodę, albo parę-lód) wówczas, jak wiemy, równowaga byłaby możliwą w różnych temperaturach. Temperaturę moglibyśmy zmieniać dowolnie, ale ciśnienia już nie, ono bowiem musiałoby (chodzi zawsze o równowagę) równać się prężności pary nasyconej, albo — jeśliby układ zawierał lód i wodę — prężności, przy której w temperaturze wybranej lód równoważy się wodą. Naodwrot, gdybyśmy ciśnienie zmieniali dowolnie, to znowuż temperatura równowagi nie byłaby już dowolna (woda i lód pod ciśnieniem atmosferycznym musiałyby mieć koniecznie  $0^{\circ}$ , woda z parą  $100^{\circ}$  i t. p.). Układ taki, w którym jeden tylko czynnik określający stan układu może być dowolnie wybierany, nazywa się jednozmiennym.

Gdybyśmy na koniec mieli jedną tylko fazę, n. p. samą tylko wodę, albo tylko lód, albo parę (nienasyconą), wówczas możnaby zmieniać jakkolwiek ciśnienie i temperaturę, byle nie przekroczyć której linii przejścia; układ byłby dwuzmienny.

Amerykanin Gibbs oddał wielką przysługę fizyce i chemii za-uważwszy, że powyższe spostrzeżenie może być rozszerzone na układy złożone z większej liczby składników i na przemiany nie tylko fizyczne ale i chemiczne — między którymi niema zresztą wyraźnej granicy. Jeśli mianowicie liczbę składników układu powiększymy o jeden, wówczas, przy danej liczbie faz, stopień swobody zmienności zwiększa się również o jedność. Weźmy n.p. układ zbudowany z dwu składników, z wody i soli. Są tu możliwe cztery różne fazy: lód, sól, roztwór wodny soli i para. Jeśli w układzie znajdują się tylko trzy z tych faz w równowadze, n.p. sól, roztwór (wówczas koniecznie nasycony, bo w równowadze z solą) i para, to układ nie będzie niezmiennym, jak było wyżej, lecz jednozmiennym: możemy n.p. dać mu jakąkolwiek temperaturę, ale wówczas już roztwór mieć będzie stężenie zupełnie określone, od tej temperatury zależne (ust. 37), a para (wówczas nasycona nad roztworem) mieć będzie prężność również określoną. Układ dwufazowy byłby nie jedno lecz dwuzmienny (n.p. roztwór nienasycony i para: dowolne  $t$  i stężenie; albo roztwór nienasycony i lód: dowolne stężenie i ciśnienie, temperatura zaś równa temperaturze krzepnięcia roztworu w tych warunkach). Układ jedno-fazowy będzie trójzmienny (roztwór sam: dowolne stężenie, dowolne  $p$  i  $t$ ). Gdyby jednakże wszystkie cztery fazy miały istnieć trwale obok siebie (para, lód, sól, roztwór stężony), wówczas byłoby to możliwe tylko w warunkach zupełnie określonych i niezmiennych; w istocie byłby to znany nam już stan eutektyczny, albo stan poczwórny (określone, nie dowolne: temperatura, skład roztworu ciekłego i ciśnienie, równe prężności pary tego roztworu).

Uogólniając to na jakąkolwiek liczbę składników reguła faz orzeka: Jeśli liczba  $f$  faz przewyższa o dwie liczbę  $s$  składników, wówczas układ jest niezmienny (punkt  $s + 2$ -krotny). Usunięcie z układu każdej fazy przysparza mu po jednym stopniu swobody zmienności. Stopień ten wyraża się zatem ogólnie liczbą:  $s + 2 - f$ .

49. WŁASNOŚCI PARY PRZEGRZANEJ. Wiemy już, że parę nasyconą suchą można przemienić w parę przegrzaną, bądź przez ogrzanie, bądź przez zwiększenie objętości. Para przegrzana wywiera mniejszą prężność (zmienną, zależną od objętości) i jest rzadsza od pary nasyconej, w tej samej temperaturze. W atmosferze pary przegrzanej ciecz może jeszcze parować, w nasyconej już nie.



a) Ściśliwość. Do badania własności par przegrzanych możnaby użyć przyrządu opisanego w ust. 46 (fig. 33), w podobny sposób, jak się używa tego przyrządu do sprawdzania w gazach prawa Boylego. Zwiększywszy dostatecznie pojemność  $AC$  zamkniętego ramienia przyrządu sprawimy, iż ciecz wyparuje, a para stanie się przegrzaną. Przekonamy się wówczas, że dalsze zwiększanie objętości (w stałej temperaturze) wywoła podobny ubytek prężności, jak gdyby w przyrządzie znajdował się gaz. Prężność pary przegrzanej możemy uczynić tak małą, jak się podoba, jeżeli zwiększymy pojemność naczynia bardzo znacznie, albo jeżeli wprowadzimy doń bardzo mało cieczy.

Słowem, pary przegrzane zachowują się pod każdym względem podobnie jak gazy: powietrze, wodór, tlen i t. p.; z tą jednak różnicą, że prężność gazów można zwiększać nieograniczenie, przez silne ścieśnienie, podczas gdy prężność pary przegrzanej przestaje wzrastać z chwilą, gdy wskutek zgęszczenia ona stanie się nasyconą.

Ściśliwość par przegrzanych podlega w przybliżeniu prawu Boylego; przekonano się jednak, że w pobliżu stanu nasycenia pojawiają się znaczniejsze zboczenia (zwłaszcza w temperaturach wysokich, gdy para jest gęsta); w tym stanie para jest cokolwiek łatwiej ściśliwą, aniżeli gaz doskonały, podlegający ściśle prawu Boylego.

b) Rozszerzalność. Ogrzewając parę przegrzaną, bądź to pod stałym ciśnieniem, bądź w stałej objętości, dostrzegamy zjawiska podobne, jak w gazach: w pierwszym przypadku rozszerzanie się, w drugim wzrost prężności. Pary przegrzane stosują się również w przybliżeniu do prawa Charla, a współczynnik rozszerzalności nie różni się wiele od liczby  $\frac{1}{273}$ . I w tym względzie zboczenia znaczniejsze pojawiają się w pobliżu stanu nasycenia, t. j. wówczas, gdy gęstość pary jest wielka.

Okazuje się tedy, że do par przegrzanych można stosować równania zasadnicze, podane w ust. 14 dla gazów — byle pary te były dostatecznie odległe od stanu nasycenia.

c) Gęstość. Sprawdzenie bezpośrednie własności dopiero opisanych, przyrządem Boylego albo dilatometrem, jakkolwiek możliwe i nieraz wykonywane, jest jednak połączone z mnogimi trudnościami. Pospolicie doświadcza się ściśliwości i rozszerzalności par drogą pośrednią, mierząc ich gęstość.

Ponieważ znajomość gęstości par jest i z innych względów (zwłaszcza w chemii) nader pożyteczną, przeto wskażemy krótko, jak się ją mierzy.

Wiadomo, że stosunek gęstości dwu gazów, mających równe temperatury, a zostających pod jednakowem ciśnieniem, jest liczbą stałą (gęstość względna), niezależną od szczególnych wartości tych temperatur i ciśnień (ust. 15, d), byle obydwa gazy stosowały się do praw Boylego i Charla. Jeżeli się tedy okaże, że gęstość względna jakiej pary, w porównaniu, dajmy na to, z gęstością powietrza albo wodoru, ma wartość stałą, niezależną od ciśnienia i temperatury, w której pomiar był wykonany, wów czas będzie to dowodem, że para stosuje się do praw wspomnianych, nie gorzej jak powietrze albo wodór.

Mierzenie gęstości względnej polega zaś na następującej zasadzie. Odważoną ilość,  $m$  gramów, cieczy przemienia się w parę przegrzaną, dostatecznie oddaloną od stanu nasycenia (można użyć do tego przyrządu jak fig. 33, albo szklanego balonika). Wyznacza się objętość  $v$   $cm^3$ , którą para zajmuje, a jednocześnie zapisuje się jej prężność  $p$  (milimetrów rtęci), tudzież temperaturę  $t$ . Gęstość pary w doświadczeniu tem jest  $d = \frac{m}{v}$ ; liczba ta, sama przez się, niema wartości, zależy bowiem od temperatury użytej w doświadczeniu i od ciśnienia. Porównajmy ją jednak z gęstością  $d'$  powietrza, mającego tę samą co para temperaturę  $t$  i tę samą prężność  $p$   $mm$   $rt$  (ust. 15):

$$d' = \frac{0,00129327}{1 + 0,00367 t} \cdot \frac{p}{760}$$

Gęstość względna będzie:

$$\rho = \frac{d}{d'} = \frac{m (1 + 0,00367 t) 760}{0,00129327 pv}, \text{ albo}$$

$$(1) \quad \rho = 587660 \frac{m}{pv} (1 + 0,00367 t).$$

Jeżeli w stanie  $(p, t)$ , do którego pomiar się odnosi, para była dostatecznie przegrzaną, wówczas liczba  $\rho$  nie będzie zależną od temperatury, ani od ciśnienia użytego; zmienność jej wskazywałaby, że para nie ulega prawom Boylego i Charla,



albo, że jej ustrój chemiczny zmienia się, zależnie od temperatury i ciśnienia. Gdybyśmy porównywali gęstość pary z gęstością wodoru, który jest 14,39 razy rzadszy od powietrza, wówczas należałoby powyższą wartość  $\rho$  pomnożyć jeszcze przez 14,39. Widzimy tedy, że wyznaczenie gęstości pary polega na zmierzeniu czterech wielkości:  $m$ ,  $v$ ,  $p$  i  $t$ . Pomijamy tu opis szczegółowy przyrządów i metod (Gay-Lussaca i Hofmanna, Dumas, Mayera i innych; patrz zadania: 95 i 96) używanych do uskutecznienia tego pomiaru, odsyłając czytelnika do podręczników chemii.

Weźmy jako przykład parę wodną. W stanie mocno przegrzanym, gęstość pary wodnej, w stosunku do gęstości powietrza, znaleziono równą liczbie 0,622 (blisko  $\frac{5}{8}$ ); t. j. objętość pewnej ilości pary wodnej jest większa, w stosunku 1 : 0,622 = 1,608 (prawie 8 : 5), od objętości zajmowanej przez taką samą masę powietrza — w założeniu równych temperatur i ciśnień.

Zastosujmy tę liczbę do pary wodnej, nasyconej w temperaturze 100° (mającej przeto prężność = 760 mm rt.), a to w tym celu, aby się dowiedzieć, o ile prawa zasadnicze gazów stosują się aż do tej granicy.

Gram powietrza zajmowałby w powyższych warunkach objętość:

$$773,2 (1 + 0,00367 \times 100) = 1057 \text{ cm}^3.$$

Przeto objętość właściwa pary, w założeniu stałej względem powietrza gęstości, byłaby:

$$1057 \times 1,608 = 1700 \text{ cm}^3.$$

Tymczasem wiemy, według pomiarów Fairbairna i Tatego (ust. 48, tablica), że objętość rzeczona wynosi tylko 1650  $\text{cm}^3$ . Potwierdza się tedy, co powiedzieliśmy pierwej, że w pobliżu stanu nasycenia ciśnienie rosnące zgęszcza parę w wyższym stopniu, aniżeli wypadało według prawa Boylego. W każdym razie zboczenie to nie jest zbyt wielkie, gdyż, jak to wynika z przytoczonego przykładu, wynosi tylko 3%, a w temperaturach niskich jest jeszcze mniejsze.

Ważność liczby  $\rho$  w chemii polega na tem, że gęstości par dwu ciał (związków albo pierwiastków) mają się jak ich ciężary cząsteczkowe (ust. 15, e) Przyjawszy ciężar cząsteczkowy tlenu = 32 obliczamy ciężar cząsteczkowy pary według wzoru  $\mu = 29 \rho$ , dowiedzionego w przytoczonym ustępie.

Nawzajem, znając ciężar cząsteczkowy z doświadczeń chemicznych, możemy obliczyć t. zw. teoretyczną gęstość pary. Naprzykład, ciężar cząsteczkowy wody  $H_2O$  jest 18; przeto gęstość pary wodnej przegrzanej, w stosunku do powietrza =  $18 : 29 = 0,621$ , co zgadza się dostatecznie z doświadczeniem.

Należy tu wspomnieć, że gęstość pary niektórych związków chemicznych zmienia się wskutek ogrzewania tak znacznie, iż anomalii tej nie można przypisywać zбочeniu od zasadniczych praw gazowych. Chemicy przypisują tę zmianę gęstości rozpadaniu się związku, wskutek ogrzewania, na związki prostsze, przez co zmienia się oczywiście ciężar cząsteczkowy, a wślad za nim gęstość pary (dysocjacja, ust. 87).

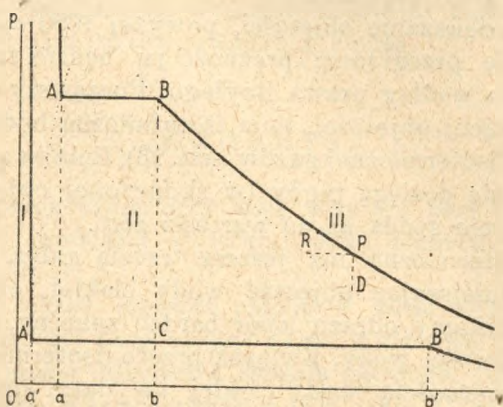


Fig. 38.

50. WYKREŚLNE PRZEDSTAWIENIE WŁASNOŚCI PAR. W ust. 13 opisaliśmy sposób kreślenia linii wyobrażających graficznie własności gazów, pod względem ściśliwości, rozszerzalności, gęstości i t. p. Podobne linie izotermiczne można wykreślać także dla par.

Weźmy pod uwagę 1 gr wody, w temperaturze  $100^{\circ}$ , pod ciśnieniem cokolwiek większem od 1 atmosfery (760 mm). W tych warunkach woda będzie ciekła, a objętość jej wynosi:  $1,04 \text{ cm}^3$ . Wykreślmy dwie proste  $Ov$  i  $Op$  (fig. 38) tworzące prostokątny układ osi i odmierzymy  $OA = 1,04$ ,  $aA = 760$ , biorąc jakiegokolwiek długości jako jednostki objętości i ciśnienia. Położenie punktu  $A$  na płaszczyźnie  $pOv$  wyobrażać będzie stan wody w tych warunkach. Odcięta  $Oa$  i rzędna  $aA$  przedstawiają (według umówionych podziałek) objętość i ciśnienie; obok punktu  $A$  dopisujemy temperaturę  $100^{\circ}$ .



Pomyślmy dalej, że woda znajduje się w naczyniu, którego pojemność można dowolnie zmieniać, n.p. w walcu o ruchomym tłoku (fig. 32). Wstawmy to naczynie w kąpiel wodną, lub parową, o stałej temperaturze  $100^{\circ}$  i zwiększajmy z wolna pojemność przez wysuwanie tłoka. Wiadomo z ust. 46, że prężność materii wypełniającej naczynie zostawać będzie stale na wysokości  $760 \text{ mm rt.}$ , dopóki wszystka ciecz nie zamieni się na suchą parę nasyconą; objętość  $1 \text{ gr.}$  pary będzie wówczas  $Ob = 1650 \text{ cm}^3$  (patrz tablica w ust. 48). Widoczna tedy, że punkt wyobrażający objętość i prężność posuwać się będzie podczas parowania po prostej  $AB$ , równoległej do osi  $Ov$ . Punkt  $B$  odpowiada stanowi suchej pary nasyconej.

Dalsze zwiększanie objętości, powyżej  $1650 \text{ cm}^3$ , sprawi, iż para stanie się przegrzaną; prężność jej będzie zmniejszać się, w przybliżeniu według prawa Boylego. Poczawszy od punktu  $B$ , w stronę rosnącej objętości, linia izotermiczna będzie zatem podobną do linii izotermicznej gazów (ust. 13); linia ta zniża się coraz więcej, lecz nie dosięga nigdy (w skończonej objętości) osi  $Ov$ , t. j. prężność nie spada aż do wartości zero.

Linia izotermiczna ma jeszcze trzecią gałąź, od punktu  $A$  na lewo. Zmniejszając objętość wody ciekłej, choćby bardzo niewiele, spotykamy odrazu opór bardzo znaczny, odpowiadający malej ściśliwości wody. Związek przeto (izotermiczny) między objętością a prężnością wody ciekłej uwydatni się na rysunku linią wznoszącą się stromo do góry, po lewej stronie punktu  $A$ .

W podobny sposób można wykreślić linie izotermiczne należące do innych temperatur. Postać ich ogólna będzie podobna do tej, którą właśnie poznaliśmy, lecz rozmiary będą inne, zależnie od wysokości temperatury. Np. w temperaturze  $50^{\circ}$  prężność pary nasyconej jest tylko  $92 \text{ mm rt.} = a'A'$  (fig. 38); objętość wody ciekłej  $Oa' = 1,01 \text{ cm}^3$  jest odrobinę mniejsza od objętości w temperaturze  $100^{\circ}$ , lecz objętość pary nasyconej, którą przedstawia odcięta punktu  $B'$ ,  $Ob' = 12049 \text{ cm}^3$ , jest o wiele większa niż w temperaturze  $100^{\circ}$ . Wykreśliwszy w ten sam sposób linie izotermiczne dla wielu temperatur otrzymamy na płaszczyźnie  $pOv$  szereg punktów takich jak  $A, A', \dots$  określających objętości graniczne materii w stanie ciekłym i szereg punktów  $B, B', \dots$  wskazujących objętości pary nasyconej, a zarazem objętości graniczne pary przegrzanej. Łącząc te dwa szeregi punktów liniami ciągłymi otrzymamy dwie krzywe:  $A, A', \dots$ , którą nazwiemy linią cieczy i  $B, B', \dots$ , stanowiącą linię pary (nasyconej).

Linie te dzielą płaszczyznę rysunku na trzy pola: I, II, III, odpowiadające różnym stanom materji. Każdemu punktowi na płaszczyźnie  $pOv$  odpowiada pewna objętość i prężność (spółrzędne punktu), tudzież pewna temperatura (wskazana przez numer linii izotermicznej, przechodzącej przez uważany punkt). Są to wielkości określające całkowicie stan materji; możemy tedy powiedzieć, że położenie każdego punktu wskazuje pewien określony stan materji. Z tego, co sięwyżej powiedziało wynika, że wszystkie punkty leżące w obszarze pola I-go należą do stanów ciekłych; pole III jest zakresem pary przegrzanej. Pole II obejmuje te ciśnienia, objętości i temperatury, w których dana materja znajduje się częścią w stanie ciekłym, częścią jako para nasycona, zostająca w równowadze z cieczą.

### Zadania.

88) Kociołek zawierający wodę wrzącą i parę wodną zamykamy szczelnie i oziębiamy w lodzie. Jaką prężność uzyska para?  
*Odp.* 4,57 mm rt.

89) Jak wielka prężność panuje w kotle ogrzonym do  $140^{\circ}$ , zawierającym wodę i parę wodną? *Odp.* 3,576 atm.

90) Do próżni barometru dostała się woda. O ile barometr wskazuje za nisko w temperaturze  $+17^{\circ}$ ? *Odp.* O 14,4 mm.

91) Ile wody potrzeba do nasycenia parą objętości metra sześciennego w temperaturze  $0^{\circ}$ ,  $+20^{\circ}$ ,  $+100^{\circ}$ ? *Odp.* 4,886; 17,03; 606,1 gr.

92) Okazać, że para będąca w równowadze termodynamicznej z cieczą, której powierzchnia jest wklęsła, posiada mniejszą prężność, aniżeli para utworzona nad powierzchnią płaską. Obliczyć tę różnicę w przypadku pary wodnej, mającej  $15^{\circ}$ , przyjmując, że powierzchnia wody jest wklęsłą półkulą o promieniu 0,01 mm.

*Odp.* W rurce włoskowatej szklanej, o promieniu  $R$  milimetrów, zanurzonej dolnym końcem w obszernem naczyniu, woda wznosi się nad poziom w naczyniu, do wysokości  $\frac{15}{R}$  milimetrów (ust. 127); powierzchnia wody w rurce jest wklęsłą półkulą o promieniu  $R$ . Umieścimy przyrząd ten w atmosferze pary. Skoro ustalą się równowaga termodynamiczna, ciśnienie pary ( $p'$ ) na powierzchni wklęsłej będzie mniejsze niż na płaskiej w dolnym naczyniu ( $p$ ), o tyle, ile wynosi ciśnienie wywarne na dolną powierzchnię wody przez ciężar warstwy



pary o wysokości  $\frac{15}{R}$ . Przyjąwszy  $t = 15^\circ$ ,  $R = 0,01 \text{ mm}$ , znajdzie-  
 $p - p' = 0,019 \text{ mm}$  wody. Na powierzchni wypukłej prężność pary  
 byłaby w tym samym stosunku większa.

93) W atmosferze pary wodnej, mającej  $15^\circ$ , umieszczamy ciało  
 dziurkowane, w którym są szczeliny  $\frac{1}{50000} \text{ mm}$  średnicy. Pod jakim  
 ciśnieniem para zacznie skraplać się w szczelinach? *Odp.* Około  
 $11,3 \text{ mm rt} = \left(12,67 - \frac{19}{13,6}\right)$ .

94) W jakiej temperaturze istnieć będzie równowaga termody-  
 namiczna między parą wodną, mającą prężność  $12,67 \text{ mm rt}$ , a krop-  
 lkami mgły, zawieszonymi w niej, mającymi  $\frac{1}{50000} \text{ mm}$  średnicy.  
*Odp.*  $13,18^\circ$ .

95) Do rurki Toricellego, podzielonej z góry na dół na cen-  
 tymetry sześciennie, wpuszczamy banieczkę szklaną zamkniętą, zawie-  
 rającą  $0,2066 \text{ gr}$  eteru. Następnie ogrzewamy rurkę z zewnątrz pa-  
 rą wodną do  $100^\circ$ . Eter rozsadza banieczkę, a próżnia Toricellego  
 napelnia się parą przegrzaną eteru, zajmującą objętość  $150,12 \text{ cm}^3$ .  
 Wskutek ciśnienia tej pary rtęć w rurze opadła do tego stopnia, że  
 zostaje w niej słup rtęci mierzący (po redukcji do  $0^\circ$ ) tylko  $321,7 \text{ mm}$ .  
 Stan barometru =  $749,3 \text{ mm}$ . Obliczyć gęstość pary eteru względem  
 powietrza (sposób Gay-Lussaca i Hofmanna).

$$\text{Odp. } \frac{587660 \cdot 0,2066 \cdot 1,367}{150,12 (749,3 - 321,7)} = 2,6.$$

96) Szklana bańka, pojemności  $241,67 \text{ cm}^3$  (w temp.  $0^\circ$ ), zao-  
 patrzona w ciekłą szyjkę, waży (w powietrzu  $20^\circ$ )  $75,3745 \text{ gr}$ . Gęstość  
 powietrza w czasie ważenia =  $0,001207 \text{ gr/cm}^3$ . Następnie wprowa-  
 dzono do tej bańki kilkanaście gramów wody i ogrzewano ją w oleju  
 do  $150^\circ$ , przez co woda parująca wyparła z niej powietrze i zamie-  
 niła się w parę przegrzaną; gdy to nastąpiło zalutowano ujście szyjki.  
 Stan barometru  $752,6$ . Bańka waży teraz (w powietrzu)  $75,2066 \text{ gr}$ .  
 Obliczyć gęstość pary względem powietrza (sposób Dumas).

*Odp.*  $t = 150$ ;  $p = 752,6$ ;  $v = 241,61 \cdot 1,00375 = 242,57$ ; balon  
 próżny waży:  $75,3745 - 241,67 \cdot 1,0005 \cdot 0,001207$ ;  $m = 75,2066 -$   
 $- 75,3745 + 241,67 \cdot 1,0005 \cdot 0,001207 = 0,1239$ ; przeto:  $\rho = 0,62$ .

97) Do próżni barometru, mającego  $1 \text{ cm}$  średnicy, w którym  
 powierzchnia rtęci znajduje się  $10 \text{ cm}$  pod górnym końcem rurki,  
 wprowadzamy  $0,15 \text{ gr}$  wody, w temperaturze  $20^\circ$ . Czy próżnia nasyci  
 się parą? O ile spadnie słup rtęci? *Odp.* Para będzie nasycona;  
 zníženie  $17,36 \text{ mm}$ .

98) O ile spadnie słup rtęci, jeżeli masa wody  $m$  nie wystarcza do nasycenia próżni. Przekrój rurki =  $s$ , długość próżni =  $l$ , zniżenie =  $\delta$ .

$$\text{Odp. } \delta = -\frac{l}{2} + \sqrt{\frac{l^2}{4} + m \frac{587660 (1 + \alpha t)}{0,622 \cdot s}} \text{ cm.}$$

$$\text{albo w przybliżeniu} = \frac{587660 (1 + \alpha t) m}{0,622 \cdot l s}$$

99) Obliczyć gęstość pary alkoholu etylowego, względem powietrza, na podstawie wzoru chemicznego cząsteczki:  $C_2H_6O$  ( $C = 12$ ,  $H = 1$ ,  $O = 16$ ). *Odp.* 1,59.

51. SKROPLENIE PAR. Na podstawie powyższych objaśnień, a zwłaszcza z pomocą linii isotermicznych (fig. 38), nie trudno będzie zdać sobie sprawę, w jakich warunkach para może się skroplić. Jeżeli chodzi o parę nasyconą suchą, to wiemy już, że skroplenie (częściowe) można wywołać przez proste zmniejszenie objętości, nie zmieniając wcale temperatury. Na rysunku linii isotermicznych odpowiada to przejściu od linii pary n.p. od punktu  $B$  (fig. 38), po odpowiedniej linii isotermicznej, w stronę objętości mniejszych; przez to wkraczamy w zakres pola II, to jest otrzymujemy mieszaninę cieczy, z resztą pary nasyconej. Oczywiście jest rzeczą, że przemiana ta wymaga odjęcia ciepła utajonego, które uwalnia się w ciągu skroplenia.

Zważywszy, że linia pary pochyla się zawsze w stronę objętości malejących, gdy przechodzimy od temperatur niższych do wyższych (gdyż para nasycona w wyższej temperaturze jest zawsze gęstsza), wnosimy, że skroplenie można również wywołać przez oziębienie pary nasyconej w stałej objętości. N.p. sucha nasycona para wodna mająca  $100^\circ$ , oziębiona do  $50^\circ$ , w naczyniu o stałej pojemności, zamieni się na mieszaninę cieczy i pary, w stosunku wskazanym przez punkt  $C$  (fig. 38), leżący na isotermie  $50^\circ$ , pionowo pod punktem  $B$ .

Parę przegrzaną można skroplić różnymi sposobami; zawsze jednak należy przemienić ją uprzednio w parę nasyconą. Wskazemy ważniejsze drogi, wiodące do celu.

a) Zgęszczenie isotermiczne: punkt  $F$  (fig. 38), wskazujący stan danej pary przegrzanej, posuwa się po odpowiedniej isotermie w górę i na lewo. Skroplenie zaczyna się z chwilą, gdy punkt ten przekroczy linię pary w  $B$ .



b) Oziębienie w stałej objętości: punkt  $P$  spada pionowo do  $D$ . Skroplenie zaczyna się w tej temperaturze, w której gęstość pary nasyconej równa się gęstości pary danej. Temperaturę poczynającego się skroplenia można łatwo znaleźć z pomocą tablicy gęstości, albo objętości właściwej par nasyconych.

c) Oziębienie pod stałym ciśnieniem. W tym razie objętość pary zmniejsza się, podobnie jak objętość gazu oziębianego pod ciśnieniem stałym. Punkt  $P$  posuwa się poziomo do  $K$ , w stronę objętości malejącej. Skroplenie zaczyna się w temperaturze izotermy przechodzącej przez punkt  $R$ . Jest to widocznie temperatura, w której prężność pary nasyconej jest tak wielka, jak prężność danej pary przegrzanej. Temperaturę tę można znaleźć w tablicy prężności pary nasyconej, obok danego ciśnienia pary; ona nosi nazwę punktu rosy. Jeżeli bowiem do powietrza w atmosferze domieszana jest para przegrzana, mająca pewną prężność, a temperatura ziemi (liści i t. p.) spadnie w ciągu nocy tak nisko, że prężność owa wystarczy do nasycenia pary, wówczas na powierzchni przedmiotów oziębianych zaczyna pojawiać się skroplenie pod postacią kropelek rosy.

d) Rozprężenie, albo zgęszczenie adiabatyczne. Opisane tu sposoby skroplenia pary były połączone z odjęciem ciepła. Zachodzi jednak pytanie, jak się zachowuje para nasycona sucha, gdy się ją zgęszcza, albo rozszerza w sposób adiabatyczny, t. j. bez odjęcia lub udzielenia ciepła. Na rysunku linii izotermicznych (fig. 39) weźmy pod uwagę punkt  $B$ , leżący na linii pary  $MN$ , odpowiadający tedy parze nasyconej suchej. Zwiększamy szybko objętość pary  $Ob$  do wartości cokolwiek większej  $Ob'$ . Wówczas

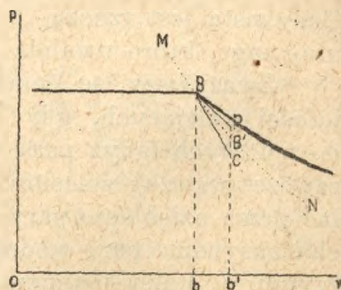


Fig. 39.

zdarzy się jeden z trzech przypadków: albo prężność, a zarazem temperatura zmniejszy się tak, iż  $B$  przejdzie do punktu  $B'$ , leżącego również na linii pary, wtenczas para pozostanie suchą i nasyconą; albo też spadek prężności będzie mniejszy,  $B$  wkroczy w obszar III par przegrzanych do  $P$ , para pozostanie suchą, lecz zamieni się na przegrzaną; albo nakoniec spadek prężności będzie większy niż w przypadku pierwszym,  $B$  przejdzie do  $C$ ,

w obszar II, para pozostanie nasyconą, lecz zarazem skropli się częściowo. Podczas zgęszczenia adiabatycznego zachodziłyby oczywiście w każdym z tych przypadków zjawiska odwrotne: w pierwszym para zostałaby nasyconą i suchą, w trzecim stawałaby się suchą i przegrzaną, w drugim mielibyśmy częściowe skroplenie (na rysunku zaznaczylibyśmy te zmiany, przedłużając każdą z trzech linii  $BB'$ ,  $BP$ ,  $BC$ , wstecz poza punkt  $B$ ).

Który z tych przypadków zdarzy się w rzeczywistości? Pierwotnie sądzono, że zawsze zachodzi przypadek pierwszy, t. j. że punkt  $B$  posuwa się po linii pary. Należy jednak zważyć, że wskutek rozszerzenia para oziębia się, podobnie jak inne gazy, a oziębienie dąży do wywołania skroplenia; z drugiej strony znowu, zwiększenie objętości wywiera wpływ przeciwny, zbliża parę raczej do stanu przegrzania. Rankine i Clausius dowiedli teoretycznie, na podstawie praw termodynamiki, że w ogóle te dwa wpływy przeciwne nie równoważą się, lecz, zależnie od rodzaju cieczy i od wysokości temperatury, jeden z nich zazwyczaj przeważa. I tak: para wodna nasycona skrapla się częściowo wskutek adiabatycznego rozprężenia; para eteru natomiast skrapla się wskutek zgęszczenia, a rozprężenie zamienia ją na parę przegrzaną.

Skroplenie pary wskutek oziębienia, albo odjęcia ciepła, pojawia się zwykle w postaci rosy, na powierzchni ścian naczynia, to jest bowiem miejsce, od którego wychodzi działanie skraplające. Jeżeli natomiast powodem skroplenia jest rozprężanie adiabatyczne, wówczas cała masa pary podlega jednostajnie wpływowi skraplającemu. W tym razie skroplenie okazuje się pod postacią mgły, złożonej z drobnych, ciekłych kropelek.

Skroplenie par, zwłaszcza opisane wyżej skroplenie wskutek rozprężania się, może okazywać objawy opóźnienia, czyli przekroczenia, podobne do tych, jakie poznaliśmy już jako przechłodzenie cieczy, przesylenie roztworów, przegrzanie cieczy: jest to przesylenie pary. Jeśli dane są warunki skroplenia, faza ciekła może, ale nie musi pojawić się. Pojawia się na pewne tylko wtenczas, gdy istnieją zarodki zawierające w sobie choćby ślady gotowej już cieczy. Zarodkami takimi bywają pyłki, unoszące się zazwyczaj w każdym gazie. Dowodzą tego następujące doświadczenia. Balon szklany, zwilżony wewnątrz wodą, zawierający zatem powietrze nasycone parą wodną, łączymy z drugim, z którego wypompowano powietrze. W chwili otworzenia kurka w łączącej je rurze następuje nagle, adiabatyczne,



rozprężenie mieszaniny pary i powietrza. Para skrapla się w postaci gęstej mgły. Jeżeli natomiast wypompujemy naprzód powietrze z balonu i wpuścimy tam następnie powietrze przesączone przez rurę zawierającą zbitą warstwę waty — a więc oczyszczone od pyłu — wówczas mgła nie pojawi się wcale, przy ponownem (miernem) rozprężeniu; para staje się przesyconą. Naodwrot, odrobina dymu spalonej zapalki, wprowadzona pod dzwon pompy pneumatycznej, zwilżony wewnątrz wodą, powoduje bardzo gęstą mgłę, gdy poruszymy tłoki pompy.

Działanie pyłków tłumaczy się prawdopodobnie tem, że one są nasiąknięte, albo okryte wodą, co jest możliwe, zwłaszcza gdy to są okruszyny ciał higroskopijnych, jak sól i t. p. We wnętrzu każdej kropelki mgły pływa zatem pyłek, około którego ona się skropliła. Kilkakrotne wytworzenie mgły w powietrzu zapyłkiem oczyszcza je równie skutecznie, jak przesączenie przez watę, o ile za każdym razem pozwolimy mgłę opaść.

Bardzo silne rozprężenie wytwarza jednak mgłę nawet w powietrzu zupełnie wolnem od pyłu. Można by ztąd wnosić — zgodnie z teorią molekularną materji — że para nie jest bezwzględnie jednolitą, że niektóre jej cząsteczki, spotykając się, łączą się chwilowo w agregaty, działające na podobieństwo niezmiernie małych kropelek wody.

O powstawaniu mgły w powietrzu zjonizowanem, za pomocą promieni Röntgena, ciał promieniotwórczych i t. p., będzie mowa w nauce o elektryczności.

Skroplenie par zmieszanych z powietrzem w atmosferze ziemi jest przyczyną opadów ciekłych: deszczu, mgły, chmur i rosy. W niskiej temperaturze para może przejść w stan stały, wówczas tworzy się śnieg albo szron.

Najpospolitszą przyczyną deszczu jest mieszanie się cieplejszych, nasyconych parą mas powietrza, z powietrzem chłodniejszym. Opady powoduje także wznoszenie się powietrza dolnego i wilgotnego w wyższe warstwy atmosfery, gdzie wskutek rozprężenia i oziębienia wydziela z siebie chmury i deszcz. Wznoszenie się takie (prąd wstępujący) towarzyszy zawsze cyklonom; z tego powodu zbliżanie się ich wróży niepogodę. W gorącej porze roku prąd wstępujący powstaje także wskutek silnego ogrzania się ziemi i przylegających do niej warstw powietrza; następstwem jego są popołudniowe burze i deszcze miejscowe.

Możliwość wytworzenia pary przesyconej wskazuje, że w wyjątkowych warunkach przebieg izotermy par może być odmienny od tego, który poznaliśmy wyżej. Jeśli, zgęszczając parę przegrzaną, przekroczymy ciśnienie i gęstość odpowiadające stanowi nasycenia, a skroplenie mimo to nie nastąpi, wówczas isoterma, zamiast złamać się w kierunku  $BA$  (fig. 40), pójdzie nieprzerwanie dalej, od  $B$  ku  $D$ . Podobnie, jeśli mamy ciecz ogrzaną do swej temperatury wrzenia pod danym ciśnieniem, a zmniejszając to ciśnienie nie otrzymamy wrzenia (ciecz przegrzana), wówczas znowu, isoterma, zamiast złamać się od  $A$  ku  $B$ , pójdzie nieprzerwanie dalej od  $A$  ku  $C$ . Niektórzy fizycy przypuszczają istotnie, że isotermy jednolitej masy, ciekłej, czy gazowej, tworzą nieprzerwaną linię, taką, jak  $ACDB$  na fig. 40; gałąź od  $B$  do  $D$  odpowiadałaby stanowi pary przesyconej; gałąź  $AC$  odnosiłaby się do cieczy przegrzanej. Środkowa część isotermy  $CD$  miałaby tylko teoretyczne znaczenie, nie mogłaby przedstawiać fizycznie możliwych stanów równowagi materii, gdyż w tej części prężność rośnie razem ze wzrostem objętości (patrz ust. 54).

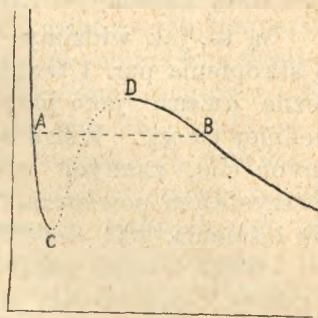


Fig. 40.

**52. SKROPLENIE GAZÓW.** Przystąpimy obecnie do wyjaśnienia pytania, jaki jest stosunek par do gazów i stanu gazowego materii do ciekłego. Stan gazowy przedstawiał się pierwotnie jako wyłączna i charakterystyczna własność szeregu ciał takich jak wodór, powietrze, tlen, azot, bezwodnik węglowy, chlor, amoniak i t. p. Jednakże już w XVIII wieku przekonano się, że niektóre z tych gazów (n.p. bezwodnik siarkawy), oziębione kilkanaście stopni niżej zera, skraplają się już pod ciśnieniem atmosferycznym, albo nie wiele większym, a więc zachowują się podobnie jak pary, t. j. jak te ciała gazowe, które umiano otrzymywać przez odparowanie znanych wówczas cieczy. Były to pierwsze próby skraplania gazów; one wykazały, że niektóre przynajmniej gazy są istotnie parami cieczy, dawniej nieznanych, bo niezdolnych do istnienia w zwykłych temperaturach i pod zwykłym ciśnieniem, w postaci ciekłej.



Nowe potwierdzenie tego poglądu wynikło niebawem z badań Faradaya (w r. 1823), któremu udało się skroplić wiele gazów już w zwyczajnej temperaturze, przez zgęszczenie zewnętrznem ciśnieniem: kilka atmosfer ciśnienia wystarczały do skroplenia chloru; bezwodnik węglowy wymagał kilkudziesięciu. Wreszcie można było łączyć zgęszczenie z oziębieniem: im niższą była temperatura, tem mniejsze ciśnienie wystarczało do skroplenia (Thilorier, Faraday w r. 1845).

Są to, jak widzimy, te same czynniki, które stosowaliśmy do skroplenia par. Utrwaliło się tedy przekonanie, że każdy gaz można uważać jako parę, mniej lub więcej przegrzaną, odpowiedniej cieczy. Wślad za tem nie brakło usiłowań skroplenia innych ciał, znanych wówczas tylko w stanie gazowym, przede wszystkim powietrza. Natterer stosował w tym celu olbrzymie ciśnienia, 2000. do 3000 atmosfer, jednak bez skutku. Powietrze i kilka innych gazów (wodór, tlen, azot, tlenek węgla, gaz bagienny  $CH_4$ ) opierały się skropleniu; zdawało się, jakoby one stanowiły wyjątek z ogólnego prawa; nazywano je z tego powodu gazami trwałymi.

Wyjaśnienie tego zachowania się wyjątkowego gazów trwałych wynikło jednak niebawem (1869) z badań Andrewsa\*) nad bezwodnikiem węglowym. Badania te określiły nietylko warunki skraplania się gazów, lecz nadto rzuciły jasne światło na wzajemny stosunek gazów, par i cieczy. O pracach Andrewsa powiemy obszerniej w następującym ustępie, tu ograniczymy się do wskazania najważniejszego ich wyniku, który, jak się później okazało, stosuje się nietylko do bezwodnika węglowego, lecz do gazów w ogóle: równowaga termodynamiczna cieczy z parą, a więc i skroplenie, możliwą jest tylko wtedy, gdy temperatura jest niższa od t. zw. temperatury krytycznej, zależnej od rodzaju ciała. Inaczej mówiąc, gaz zachowuje się jak para, dopóki temperatura jego jest niższa od krytycznej; w temperaturach wyższych od krytycznej nie można wywołać rozdziału na dwie warstwy, ciekłą i gazową, nawet najwięksem ciśnieniem.

Istnienia temperatury krytycznej domyślano się już dawniej, na zasadzie doświadczeń Cagniard-Latoura (1822). Naczynie szkla-

---

\*) Czytaj Endrus.

ne, zamknięte, zawierało ciecż i jej parę; Cagniard-Latour dostrzegł, że w pewnej temperaturze (wyższej lub niższej, zależnie od rodzaju ciecży, n.p. 197° w eterze, 364° w wodzie i t. p.) granica między ciecżą a parą zacierała się, materya w naczyniu stawała się jednolitą.

Odkrycie temperatury krytycznej wyjaśniło natychmiast różnice w zachowaniu się różnych gazów. Stało się bowiem jasnym, że próby skroplenia gazów trwałych zawodziły z tej przyczyny, iż nie umiano oziębic ich poniżej właściwych temperatur krytycznych, które są nierównie niższe od temperatur krytycznych gazów łatwo się skraplających (bezwoduk węgłowy i siarkawy, etylen, chlor i t. p.) Istotnie, już w r. 1877 Cailletet dowiódł, że skroplenie niektórych gazów, uważanych wówczas za trwałe, jest możliwe. Poddawał on gaz silnie zgęszczony i oziębiony nagle mu adiabatycznemu rozprężeniu; wskutek tego temperatura opadała bardzo znacznie (ust. 28), a w gazie pojawiało się na chwilę zamglenie, świadczące o przemijającym skropleniu. Wszelako dopiero w r. 1883 Wróblewski i Olszewski rozwiązali ostatecznie zadanie skroplenia gazów trwałych na t. zw. cieczy statyczne, t. j. na cieczy będące w równowadze termodynamicznej z parą, i zbadali wszechstronnie ich własności.

Uczeni ci zdołali po raz pierwszy uzyskać temperaturę leżącą poniżej temperatury krytycznej powietrza, a uzyskali ją właśnie z pomocą skroplonego gazu, ale takiego, który skrapla się już przy oziębieniu stosunkowo nieznacznie. Etylen ( $C_2H_4$ ) — zastosowany w podobnym celu już przez Cailleteta — zgęszczony w żelaznym zbiorniku, ciśnieniem kilkudziesięciu atmosfer, skrapla się łatwo w temperaturze mieszaniny lodu z solą. Ciecż ta, wypuszczona do otwartej szklanki, paruje obficie i oziębia się przez to do swej temperatury wrzenia normalnej ( $-103,5^\circ$ ) — podobnie jak woda, wypuszczona z kotła parowego do otwartego naczynia, umieszczonego w gorącym piecu, ostygłaby od razu do  $+100^\circ$ . Temperatura etylenu wrzącego nie wystarcza jednak jeszcze do skroplenia powietrza, którego temperatura krytyczna leży około  $-141^\circ$ . Zmniejszywszy jednak ciśnienie atmosferyczne za pomocą szybko działającej pompy pneumatycznej, Olszewski i Wróblewski zdołali zniżyć temperaturę wrzenia etylenu poniżej tej granicy. W cieczy tej, zostającej wciąż pod działaniem pompy, zanurzali naczynie zamknięte, wytrzymałe, połączone rurą metalową ze zbiornikiem żelaznym, zawierającym zapas powietrza (albo tlenu, azotu) zgęszczonego, pod ciśnieniem



50 do 60 atmosfer. Pod wpływem tego ciśnienia i niskiej temperatury naczynie napełniało się szybko powietrzem skroplonem. Początkowo temperatura tej cieczy była równa temperaturze otaczającego naczynie etylenu, a ciśnienie równało się ciśnieniu panującemu w zbiorniku. Gdy jednakże po oddzieleniu naczynia od zbiornika, zniżono ciśnienie do jednej atmosfery, gaz skroplony oziębiał się jeszcze więcej, kosztem odparowania pewnej ilości; temperatura opadała znowu do temperatury wrzenia normalnej badanego gazu (powietrze do  $-191^{\circ}$ , tlen do  $-182,9^{\circ}$ , azot do  $-195,7^{\circ}$ ).

Poddając z kolei tę znowu ciecz działaniu pompy pneumatycznej Wróblewski i Olszewski otrzymywali temperatury dochodzące do  $-220^{\circ}$ . Wynikiem zasadniczym tych wspaniałych doświadczeń było stwierdzenie faktu, że prawa parowania i skraplania się, jakim podlega woda, alkohol i t. p. stosują się również do tych nowo odkrytych cieczy. Różnią się one od tamtych tylko bardzo niskimi temperaturami krytycznymi, a jeszcze niższymi temperaturami wrzenia.

Obecnie otrzymuje się gazy skroplone, w ilościach dowolnie wielkich, za pomocą nowej metody, wynalezionej około r. 1900 przez Hampsona i Lindego. Nie używa się żadnych mieszanin ziębiących, gaz oziębia się i skrapla wyłącznie przez własne rozprężanie się. Fig. 41 objaśnia schematycznie urządzenie i działanie przyrządu Hampsona. Za pomocą potężnej pompy zgęszczającej (kompresora) przepędza się strumień powietrza zgęszczonego, pod ciśnieniem 150 do 200 atmosfer (manometr  $M$ ), od  $A$  ku  $B$ , przez wąską miedzianą rurkę zwinętą w gęsty zwój, wypełniający całkowicie górną część blaszanej puszkii  $PP$  (figura okazuje ten zwój w przecięciu przez oś). Ujście  $B$  tej rurki można więcej lub mniej przysmykać, przykręcając długą śrubę  $DB$ , zakończoną u dołu stożkiem, wchodzącym w otwór ujścia. Jeśli ta śruba jest tylko odrobinę otworzona, wówczas w zwoju panuje niemal pełne ciśnienie, n.p. 200 atmosfer, a powietrze uchodzące z ujścia  $B$  rozpręża się tu nagle do jednej atmosfery. Ochłodzone przez to rozprężenie przemyka się do góry, między splotami zwoju i uchodzi z puszkii na zewnątrz, rurką  $C$ , ogrzane już do zwyczajnej temperatury. Po drodze atoli ono odbiera ciepło, przez ściany rurki, dalszym masom powietrza zgęszczonego, płynącym wciąż przez rurkę od  $A$  do  $B$ . Doszedłszy do ujścia  $B$  już ochłodzone, one oziębiają się przez rozprężenie do temperatury jeszcze niższej niż tamte i t. d. Wskutek takiego nagromadzania się zimna (system zwany regenera-

cyjnym) temperatura rozprężającego się gazu opada bardzo szybko, zwłaszcza, że skutek oziębiający rozprężenia wzmagają się jeszcze w miarę opadania temperatury. W końcu, gdy temperatura opadnie do punktu wrzenia danego gazu, pod ciśnieniem atmosferycznym, gaz uchodzi z rurki skroplony częściowo. Ciecz *S* zbiera się na dnie puszeki, skąd spuszcza się ją od czasu do czasu kurkiem *K*.

Należy zaznaczyć, że rozprężenie, na którym polega działanie tego przyrządu, nie jest to rozprężenie adiabatyczne, o którym była mowa w ust. 26. Tam uważaliśmy gaz rozprężający się z własnej mocy; odpierając ciśnienie zewnętrzne wykonywał on pracę na koszt własnej energii. Tutaj natomiast gaz jest ciągle popychany naprzód przez tłoki pompy; pracę powyższą pokrywa tedy niemal całkowicie motor pędzący pompę. Pozostaje tylko mały niedobór (zależny od rodzaju gazu, od temperatury i od spadku ciśnienia), który jest główną przyczyną oziębiania się gazu.

Teorię tego rozprężenia (zwanego nieodwracalnym) poznamy dokładniej w ust. 78, tutaj zaznaczmy tylko, że podczas gdy rozprężenie adiabatyczne oziębia wszystkie gazy, nieodwracalne sprawia niekiedy ogrzanie — w idealnym doskonałym gazie nie dałoby w ogóle żadnej zmiany temperatury. Tak n. p. wodór

ogrzewa się, rozprężany w ten sposób, w temperaturze zwyczajnej, Olszewski okazał, że dopiero poniżej  $-80^{\circ}$  zaczyna oziębiać się, na podobieństwo innych gazów. Dewar skroplił tą metodą wodór, około r. 1898, oziębiwszy go uprzednio powietrzem ciekłym.

Tenże sam uczoney ułatwił wielce doświadczenia z gazami skroplonemi, wrzucami w temperaturach bardzo niskich, przez wynalezienie

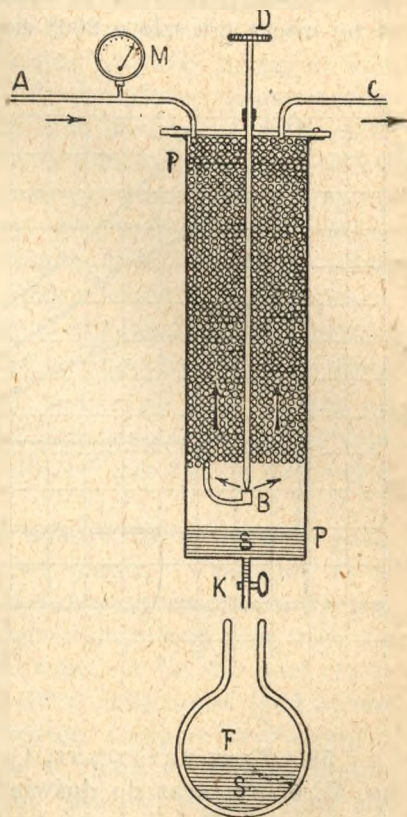


Fig. 41.



naczyń wstrzymujących niemal całkowicie dostęp zewnętrznego ciepła. Są to zbiorniki szklane (*F*, fig. 41) o podwójnych ścianach, których strony zwrócone ku sobie są posrebrzone; z przestrzeni zamkniętej między ścianami powietrze jest jak najdokładniej wypompowane. Obaczmy w rozdz. VI, ust. 59, że to są właśnie warunki utrudniające wymianę ciepła. Powietrze skroplone paruje w takim zbiorniku bardzo powoli, pomimo, że otaczające powietrze atmosferyczne jest od tej cieczy przeszło o 200° cieplejsze.

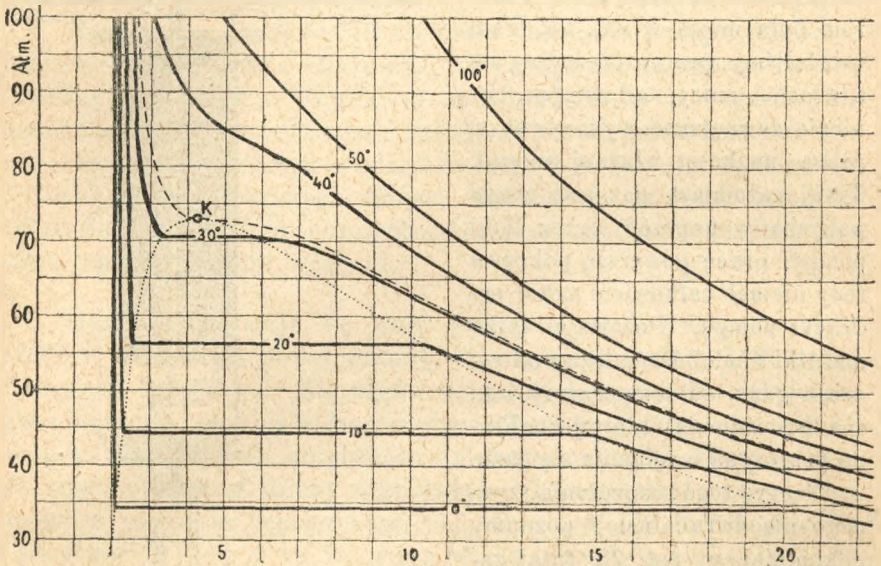


Fig. 42.

**53. STAN KRYTYCZNY. CIĄGŁOŚĆ STANU CIEKŁEGO I GAZOWEGO.** Wróćmy teraz do doświadczeń Andrews nad bezwodnikiem węglowym. Doświadczeń tych celem było zbadanie ściśliwości tego gazu, a wynikiem wykreślenie linii izotermicznych dla różnych temperatur, wyższych i niższych od temperatury krytycznej. Wiadomo jakich sposobów używa się do wymierzenia ściśliwości gazów; opisywaliśmy je w tomie I-ym, ust. 180, a w ustępie 49 była mowa o ściśliwości par.

Wyniki doświadczeń Andrews nad bezwodnikiem węglowym przedstawione są pod postacią linii izotermicznych na fig. 42, według nowszych pomiarów Amagata (na osi pionowej odmierzone są ciśnienia w atmosferach, na poziomej objętości —

w tysięcznych częściach tej objętości, którą uważana masa gazu zajmuje w temperaturze  $0^{\circ}$ , pod ciśnieniem 1 atm.). Celem zmniejszenia rozmiarów rysunku wykreśliliśmy tylko wyższe części isoterm, począwszy od ciśnienia 30 atmosfer. Na pierwszy rzut oka dostrzegamy, że isotermy odpowiadające temperaturom wysokim (naprzykład  $+100^{\circ}$ ) mają postać zupełnie podobną do isoterm gazów doskonałych (ust. 13): zmniejszenie objętości sprawia nieograniczony wzrost prężności, nie wiele różny od tego, któryby wynikał z prawa Boylego. W niższych temperaturach natomiast ( $0^{\circ}$ ,  $10^{\circ}$ ,  $20^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$ ) spotykamy znany kształt linii izotermicznych par. Zwróćmy n.p. uwagę na isotermę  $0^{\circ}$ . Weźmy litr  $\equiv 1000 \text{ cm}^3$  bezwodnika w temperaturze  $0^{\circ}$ , pod ciśnieniem atmosferycznym (stan normalny); zmniejszając stopniowo objętość tego gazu dostrzeżemy, że prężność rośnie niemal tak, jak tego wymaga prawo Boylego. Wkrótce jednak ściślność staje się cokolwiek większą, niżby wynikało z tego prawa. Doszedłszy do objętości  $20,3 \text{ cm}^3$  znajdujemy na linii izotermicznej prężność  $34,3 \text{ atm.}$  (z prawa Boylego wynikałoby  $\frac{1000}{20,3} = 49,3 \text{ atm.}$ ). Odtąd prężność przestaje wzrastać, natomiast gaz skrapla się, otrzymujemy ciecz i parę nasyconą; linia izotermiczna przebiega poziomo. Wreszcie w objętości  $2,16 \text{ cm}^3$  gaz będzie całkowicie skroplony.

Przypatrzmy się teraz w jaki sposób isotermy typu gazowego przechodzą w kształt właściwy parom. Wiadomo, że ze wzrostem temperatury objętość właściwa pary nasyconej zmniejsza się; linia pary, zaznaczająca objętość graniczną pary w chwili zaczynającego się skroplenia (kropkowana na fig. 42) pochyla się ku osi ciśnień. Objętość właściwa cieczy natomiast (pod ciśnieniem pary nasyconej) rośnie ze wzrostem temperatury, wskutek rozszerzania się. Z tego wypada, że w miarę wzrastania temperatury, odcinki prostolinijne isoterm, zawarte między linią cieczy a linią pary, stają się coraz krótszemi, a nakoniec znikają zupełnie. Temperatura, w której to ma miejsce, jest to właśnie temperatura krytyczna (w bezwodniku węglowym  $31,35^{\circ}$ ). Punkt *K*, w którym linia cieczy spotyka się z linią pary, nazywa się punktem krytycznym. Isoterma (kreskowana na rysunku) odpowiadająca temperaturze krytycznej, ma w punkcie *K* przebieg poziomy; jest to ostatni ślad owych odcinków prostolinijnych, które w niższych temperaturach oznaczały skroplenie.

Stan materii odpowiadający krytycznemu punktowi nazywa się stanem krytycznym. Ciśnieniem krytycznym



i objętością krytyczną nazywamy ciśnienie i objętość materii będącej w stanie krytycznym (na rysunku wyobrażają je rzędna i odcięta punktu  $K$ ).

W temperaturze krytycznej ciecz jest do tego stopnia rozszerzona, a para tak zgęszczona, że gęstości ich zrównały się. Od temperatury tej poczynając ustaje rozróżnienie stanu ciekłego i gazowego. W temperaturach wyższych od krytycznej mamy materię jednolitą, którą wolno nazwać cieczą, jeżeli jest bardzo zgęszczona, albo gazem, jeśli jest rzadka; nie może jednak być mowy o równowadze dwu stanów różniących się gęstością i innymi własnościami fizycznymi, t. j. zjawisko skroplenia nie może już zachodzić.

Linia cieczy  $AK$  i linia pary  $BK$  (fig. 43), spotykając się w punkcie krytycznym  $K$ , tworzą jedną krzywą ciągłą  $AKB$ , której dano nazwę linii skroplenia. Linia ta dzieli

cały obszar rysunku na dwie części: po jednej stronie mamy obszar oznaczony II, po drugiej leżą I, IV i III. Jeżeli ciśnienie  $p$  i objętość  $v$  mają takie wartości, iż odpowiadający im punkt znajduje się w obszarze II, (poziomo kreskowanym), wtenczas materia przedstawia się w dwu stanach, ciekłym i gazowym, które pozostają w obec siebie w równowadze (pominąwszy zjawiska wyjątkowe przesyconej pary, albo cieczy przegrzanej ust. 51, 42).

Po przeciwnej zaś stronie linii skroplenia możliwe są tylko stany jednolite: w obszarze I ciecz, gaz w IV, para przegrzana w III. Między tymi trzema stanami niema jednak żadnej granicy wyraźnej; przechodząc od jednego miejsca na uważanym obszarze do drugiego (omijając obszar II) spotykamy nieprzerwane następstwo stanów ciekłych, gazowych i stanów pary. Dwa punkty w tym obszarze, leżące blisko siebie, wskazują zawsze dwa stany o bardzo mało różnych własnościach fizycznych. Między stanem zimnej i gęstej cieczy, a stanem gazu ogrzanego i rozrzedzonego, istnieje nieprzerwana ciągłość niezliczonych stanów przejściowych.

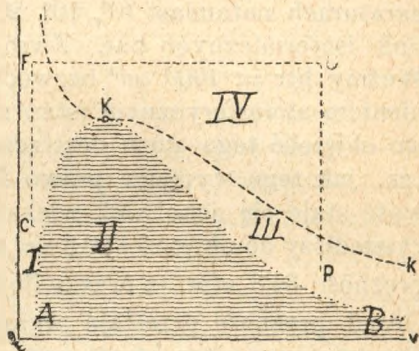


Fig. 43.

Istotnie, weźmy pod uwagę gaz ciepły i rzadki (punkt  $G$ , fig. 43). Oziębiwszy go, pod stałym ciśnieniem, poniżej temperatury krytycznej, otrzymamy ciało (punkt  $F'$ ), które można wciąż jeszcze nazywać gazem, gdyż podczas oziębiania nie zaszła żadna nagła zmiana własności. Oziębiając to ciało dalej, w stałej objętości, dojdziemy znowu bez wszelkiego przeskoku do punktu  $C$ , który odpowiada zwyczajnej, gęstej i zimnej cieczy.

Ze względu na zachowanie się materji jednolitej podczas zgęszczania możemy obszar ten podzielić jeszcze na trzy części, odgraniczone od siebie isotermą krytyczną  $kKk'$  i obu gałęziami linii skroplenia  $AK$  i  $BK$ . Otrzymamy tym sposobem obszar par (III), t. j. ciał dających się skroplić przez samo zgęszczenie; obszar cieczy (I), które dają się odparować przez izotermiczne rozszerzenie; nakoniec obszar gazów (IV), t. j. ciał, które nie dają się rozdzielić na dwa stany ani przez zgęszczenie, ani przez rozszerzenie.

## TABLICA

## TEMPERATUR I CIŚNIEŃ KRYTYCZNYCH.

	Temperat. (stopni C)	Ciśnienie (atmosf.)
Wodór $H_2$ . . . . .	-241	15
Azot $N_2$ . . . . .	-146	35
Powietrze . . . . .	-141	39,6
Tlenek węgla $CO$ . . . . .	-139,5	35,7
Argon $A$ . . . . .	-117,4	40,2
Tlen $O_2$ . . . . .	-118,8	50,8
Metan $CH_4$ . . . . .	-81,8	54,9
Etylen $C_2H_4$ . . . . .	+9,3	58,0
Bezwodnik węglowy $CO_2$ . . . . .	+31,35	72,9
Bezwodnik podazotawy $N_2O$ . . . . .	+36,4	73
Siarkowodór $H_2S$ . . . . .	+100,2	88,7
Amoniak $NH_3$ . . . . .	+131	113
Bezwodnik siarkawy $SO_2$ . . . . .	+156	79
Eter etylowy $C_4H_{10}O$ . . . . .	+197	35,8
Alkohol etylowy $C_2H_6O$ . . . . .	+243,6	62,8
Dwusiarczyk węgla $CS_2$ . . . . .	+273	72,9
Woda $H_2O$ . . . . .	+364,3	194,6



Obraz, który przedstawiliśmy tu dla bezwodnika węglowego, stosuje się również do innych gazów i par. Dowiodły tego obszerne badania Wróblewskiego i Olszewskiego nad gazami trwałymi, tudzież prace wielu badaczy nad własnościami par różnych cieczy. Obraz ogólny linii izotermicznych jest zawsze ten sam, jakkolwiek wartości temperatur, ciśnień i objętości krytycznych różnych ciał bywają nader rozmaite.

54. RÓWNIANIE VAN DER WAALSA. PODOBIENSTWO TERMODYNAMICZNE. Okazaliśmy w tomie I-ym, że prawo Boylego określa ściśliwość gazów rzeczywistych z pewnem tylko przybliżeniem, tem większem, im mniej gaz jest zgęszczony. Również przybliżone jest także prawo Charla. Okazują to wyraźnie linie izotermiczne ściśliwości bezwodnika węglowego (powyżej temperatury krytycznej) uwidocznione na fig. 42. Różnica kształtu i położenia tych linii, w porównaniu z liniami izotermicznymi gazu doskonałego, wyobrażonemi na fig. 14, rzuca się w oczy, zwłaszcza w temperaturach zbliżonych do krytycznej.

Starano się oddawna ująć te właściwości gazów rzeczywistych (niedoskonałych) w ogólny wzór matematyczny, t. j. poprawić równanie przybliżone (ust. 14):

$$(1) \dots \dots \dots pv = p_0 v_0 \left( 1 + \frac{t}{273} \right),$$

stosujące się do gazów doskonałych, idealnych, w taki sposób, żeby były uwzględnione zboczenia od praw Boylego i Charla. Dotychczas nie udało się rozwiązać tego zadania w sposób ogólny i dokładny; ważny jednak krok naprzód uczynił w tej mierze uczony holenderski van der Waals. Uważając gazy jako zbiorowiska oddzielnych cząsteczek materyalnych (patrz: teoria kinetyczna w części IV tej książki), zwrócił on przedewszystkiem uwagę na to, że pod ciśnieniem nieskończenie wielkiem objętość  $v$  gazu nie może stawać się równą zeru, jakby to wypadło z równania (1) lecz, co najwięcej, zbliża się do łącznej objętości samychże cząsteczek. Z objętości  $v$  gazu mała część  $= B$  zajęta jest przez cząsteczki, reszta  $v - B$  jest pustą. Pod wpływem zmian ciśnienia nie zmienia się  $B$ , lecz tylko  $v - B$ . Nie należy przeto stosować prawa Boylego do całej objętości gazu  $v$ , lecz do pewnej objętości mniejszej  $v - b$  (uwzględniając ruch cząsteczek van der Waals okazał, że  $b = 4B$ ). Przypuszcza on nadto, że cząsteczki, jakkolwiek stosunkowo bardzo od siebie oddalone, zwłaszcza w gazie rozrzedzonym, wywierają jednak wzajemnie pewne siły przyciągające (spójność gazu), co ma mieć skutek taki, jak żeby ciś-

nienie rzeczywiste w łonie gazu było większe od ciśnienia  $p$ , wywieranego z zewnątrz (por. ust. 124). To ciśnienie dodatkowe, wzrastające w miarę zgęszczania gazu, zdaniem van der Waalsa, można wyrazić przez  $\frac{a}{v^2}$  \*). Stałe  $a$  i  $b$  mają zazwyczaj wartości małe, zależne od rodzaju gazu. Wprowadziwszy obie poprawki w równanie (1) otrzymamy wzór kształtu:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = \left(1 + \frac{t}{273}\right) \cdot \text{stała.}$$

Zamiast zwyczajnej temperatury  $t$  dogodniej jest wprowadzić tu tak zw. bezwzględną temperaturę  $T$ , liczoną od  $-273^\circ$ , t. j.  $T = t + 273$ ; wtenczas będzie:

$$(2) \quad \left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = RT.$$

$R$  oznacza tu pewną stałą, nie wiele różną od  $\frac{p_0 v_0}{273}$ .

Jakkolwiek wywód tego równania nie jest bez zarzutu, nie da się zaprzeczyć, że wyraża ono własności gazów nierównie lepiej niż równanie (1). Doniosłe znaczenie, jakiego równanie van der Waalsa nabyło w nauce polega jednak na czemś innem. Dowiedzieliśmy się w poprzedzającym ustępie, że stan gazowy i ciekły nie są istotnie różne, że między jednym a drugim istnieje nieprzerwany szereg stanów pośrednich. Równanie wyrażające własności gazów powinno tedy (przy właściwych wartościach ciśnień i objętości) oddawać także własności gazu skroplonego, t. j. cieczy — słowem, powinno odbijać w sobie system linii izotermicznych w całości: poniżej temperatury krytycznej, jak i nad nią; powinno stosować się do stanów ciekłych i gazowych, zarówno jak do par.

Równanie van der Waalsa spełnia istotnie to żądanie. Jeżeli temperatura gazu jest wysoka (w stosunku do krytycznej), ciśnienie niewielkie, przeto objętość  $v$  duża, wówczas wyraz  $\frac{a}{v^2}$  jest mały;  $b$  moż-

\*) Zależność tę można uzasadnić w następujący sposób. Pomyślmy wewnątrz gazu płaszczyznę, której pole niechaj będzie = 1. Ciśnienie, o którym tu mowa, jest to suma sił przyciągających, które cząsteczki leżące po jednej stronie płaszczyzny, wywierają na cząsteczki, leżące po stronie przeciwnej. Jeżeli objętość gazu zmniejszymy do połowy, wówczas liczba cząsteczek przyciągających podwoi się — to samo liczba cząsteczek przyciąganych; ogółem więc wzajemne ich działanie stanie się cztery razy większe.



na opuścić wobec  $v$ : równanie wraca do kształtu (1), gaz rzeczywisty nie różni się w tych warunkach wiele od doskonałego. Przypuśćmy jednak, że temperatura jest niska, niższa od krytycznej. Podstawiajmy wówczas w równaniu (2) za  $v$  różne wartości; obliczmy odpowiednie ciśnienia  $p$  i wykreślmy linię izotermiczną, biorąc należące do siebie pary wartości  $v$  i  $p$  za odcięte i rzędne jej punktów. Nie otrzymamy co prawda kształtów takich, jak na fig. 42 lub 38, lecz otrzymamy kształt fig. 40, który uznaliśmy za właściwą postać linii izotermicznej, w razie, gdy żadne wpływy uboczne, jak pył, bańki gazowe i t. p. nie mącą własności czystej pary lub czystej cieczy. Istotnie, rozwinięszy (2) według potęg  $v$  otrzymamy równanie stopnia trzeciego:

$$pv^3 - (pb + RT)v^2 + av = ab,$$

z którego, jak wiadomo z teorii równań, przy danych wartościach  $p$  i  $T$ , wypadają trzy wartości rzeczywiste na  $v$ , albo tylko jedna. Przyjawszy n.p. za  $p$  prężność pary nasyconej (rzędna punktu  $A$  albo  $B$ , fig. 40), odpowiadającą temperaturze  $T$ , uzyskamy z powyższego równania trzy objętości, wskazane przez punkty  $A$  i  $B$ , tudzież przez punkt przecięcia się  $F$  kropkowanej części isotermy z prostą  $AB$ . Pierwsze dwie odpowiadają objętościom cieczy i pary nasyconej; ostatnia niema znaczenia fizycznego.

W temperaturze krytycznej objętości cieczy i pary nasyconej stają się równymi sobie. Punkty  $A$ ,  $B$  i  $F$  zchodzą się, wszystkie trzy, w punkcie krytycznym: w tym szczególnym przypadku wszystkie trzy pierwiastki równania poprzedniego są równe sobie.

Można okazać, że przypadek ten zachodzi wtenczas, gdy temperatura i ciśnienie mają wartości następujące:

$$T' = \frac{8}{27} \cdot \frac{a}{bR}, \quad p' = \frac{a}{27b^2};$$

wtenczas bowiem trzy pierwiastki równania mają wspólną wartość:

$$v' = 3b.$$

Ostatnie trzy wzory dają nam temperaturę, ciśnienie i objętość gazu w stanie krytycznym; można tedy obliczyć te trzy elementy krytyczne, jeżeli się zna wartości stałych  $a$ ,  $b$  i  $R$  (n.p. z doświadczeń nad ściśliwością).

Kształty linii izotermicznych różnych ciał, jakkolwiek w ogólnych zarysach podobne, nie są jednak identyczne; wiemy przecież, że jedne mają wysokie temperatury krytyczne, inne niskie; różnią się nadto objętościami par i cieczy, objętościami i ciśnieniami krytycznymi i t. d. Otóż van der Waals zwrócił pierwszy uwagę na to, że różnice te nie są istotne: są to raczej różnice skali. One znikają zupełnie, jeżeli do każdego ciała zastosujemy jednostki miary, właściwe jego naturze, zamiast miar ogólnych, obcych ustrojowi ciała, jakimi są:  $cm^3$ , stopnie termometru wodorowego, atmosfery i t. p. Wprowadźmy do mierzenia objętości pewnego ciała, zamiast centymetrów sześciennych, jego własną objętość krytyczną  $v'$ ; powiedzmy tedy, że objętość ciała mającego  $v$  centymetrów sześciennych wyraża się liczbą  $\bar{\omega} = \frac{v}{v'}$ . W podobny sposób wyrażmy temperatury i ciśnienia liczbami:

$$\pi = \frac{p}{p'} \quad \text{i} \quad \tau = \frac{T}{T'}$$

Podstawmy w równaniu van der Waalsa za  $p$ ,  $v$  i  $T$  wartości wyrażone w owych miarach właściwych ciała; a więc:

$$T = \frac{8}{27} \frac{a}{bR} \cdot \tau; \quad p = \frac{a}{27b^2} \cdot \pi; \quad v = 3b \cdot \bar{\omega}.$$

Równanie przyjmie wtenczas kształt (zwany równaniem zredukowanym van der Waalsa):

$$\left( \pi + \frac{3}{\bar{\omega}^2} \right) (3\bar{\omega} - 1) = 8\tau;$$

w równaniu tem niema już żadnej wielkości, zależnej od rodzaju ciała. Znaczy to, że przy użyciu wspomnianych jednostek, zastosowanych do natury każdego ciała, rysunek linii izotermicznych na płaszczyźnie  $\bar{\omega}\pi$  będzie ten sam dla wszystkich ciał.

Jakkolwiek równanie van der Waalsa nie jest zupełnie wiernym wyrazem rzeczywistych własności gazów, zdaje się jednak, że takie podobieństwo termodynamiczne własności różnych ciał istnieje rzeczywiście, a co najmniej, że różne ciała można podzielić na takie grupy, iż w obrębie każdej stosuje się jedno wspólne równanie zredukowane.



Szczególnym przypadkiem prawa o termodynamicznym podobieństwie jest twierdzenie następujące: prężności pary nasyconej różnych cieczy, w temperaturach (bezwzględnych), które są jednakowymi ułankami temperatur krytycznych (odniesionych również do skali bezwzględnej), równają się równym ułamkom ciśnień krytycznych. Porównajmy n.p. bezwodnik węglowy z innymi cieczami. Prężność pary bezwodnika węglowego w temperaturze  $0^\circ$  ( $273^\circ$  na skali bezwzględnej) jest  $34,3$  atm.; temperatura ta i prężność wyrażają się, w jednostkach zredukowanych, liczbami:

$$\tau = \frac{273}{273 + 31,3} = 0,897; \quad \pi = \frac{34,3}{72,9} = 0,47.$$

Temperaturze  $0^\circ$  w bezwodniku węglowym odpowiada  $+298,5^\circ$  w wodzie (gdyż  $\frac{298,5 + 273}{364,3 + 273} = 0,897$ );  $182,6^\circ$  w alkoholu;  $-134,7^\circ$  w tlenie i t. p. Prężności par tych cieczy, w wymienionych temperaturach, powinny tedy równać się ułamkowi  $0,47$  odpowiednich ciśnień krytycznych, a więc  $0,47 \times 194,6 = 91$  atm. w wodzie;  $23,8$  atm. w tlenie i t. d., co w istocie nie różni się wiele od wartości rzeczywistych.

### Zadania.

100) Naczynie o pojemności metra sześciennego, zawierające parę wodną, nasyconą w temperaturze  $50^\circ$ , zmniejszamy do połowy pojemności pierwotnej, w stałej temperaturze  $50^\circ$ . Ile kilogramów cieczy ( $m_1$ ), ile pary ( $m_2$ ) będzie wówczas zawierało? (porów. tablice w ust. 11 i 46). *Odp.*  $m_1 \cdot 0,001012 + m_2 \cdot 12,049 = 0,05$ ;  $m_1 + m_2 = \frac{1}{12,049}$ ;  $m_1 = 0,04150$ ,  $m_2 = 0,04149$  kg.

101) Kilogram suchej, nasyconej pary wodnej, o temperaturze  $100^\circ$ , oziębamy do  $0^\circ$ , w naczyniu stałej pojemności. Ile pary się skropi? *Odp.*  $991,9$  gr.

102) W naczyniu o pojemności metra sześciennego, ogrzanem do  $100^\circ$ , znajduje się para wodna, pod ciśnieniem  $\frac{1}{2}$  atmosfery. Ile jest tej pary? W jakiej temperaturze byłaby nasyconą? *Odp.* Około  $294$  gr;  $80^\circ$ .

103) Naczynie to oziębamy, zmniejszając jednocześnie jego pojemność, w taki sposób, żeby ciśnienie zostawało stale przy wartości  $\frac{1}{2}$  atmosfery. W jakiej temperaturze para zacznie się skraplać? *Odp.* Około  $82^\circ$ .

104) Zbiornik żelazny, pojemności 1 l, oziębiony jest lodem topniejącym. Obliczyć, z pomocą fig. 42, ile gramów bezwodnika węglowego ( $m$ ) potrzeba wleć, zanim gaz zacznie skraplać się. Jaka będzie wówczas prężność gazu? *Odp.* Objętość właściwa bezwodnika węglowego w stanie normalnym =  $505,8 \text{ cm}^3/\text{gr}$ ; objętość grama pary nasyconej (według figury) =  $505,8 \cdot 0,0203 = 10,27 \text{ cm}^3/\text{gr}$ ; zatem  $m = \frac{1000}{10,27} = 97 \text{ gr}$ ;  $p = 34,3 \text{ atm}$ .

105) Ile gazu skroplonego ( $M$ ) pomieści się w tych warunkach w zbiorniku? Jaką objętość ( $v$ ) zajmowałby gaz ten w stanie normalnym? *Odp.* Objętość właściwa ciekłego bezwodnika w temperaturze  $0^\circ = 505,8 \cdot 0,00216 = 1,09 \text{ cm}^3/\text{gr}$ ;  $m = 917 \text{ gr}$ ;  $v = 0,46 \text{ m}^3$ .

106) Obliczyć, na podstawie fig. 42, współczynnik rozszerzalności ciekłego bezwodnika węglowego, pod ciśnieniem  $50 \text{ atm}$ . *Odp.* W temperaturach  $0^\circ$  i  $10^\circ$  objętości są:  $0,0021$  i  $0,0023$ ; stąd  $\alpha = 0,0095$ .

107) Rurka szklana, zatopiona na obu końcach, napełniona jest w temperaturze  $30^\circ$  całkowicie bezwodnikiem węglowym ciekłym. Jaka będzie jej zawartość po oziębieniu do  $20^\circ$ ? (Odmierzyć objętości właściwe na fig. 42, uwzględnić, że łączna objętość i łączna masa nie zmieniają się). *Odp.* Wskutek zmniejszenia się prężności i kurczenia się cieczy część bezwodnika skroplonego zamieni się na parę. Stosunek masy pary i cieczy będzie =  $(3,3 - 2,6) : (10,4 - 3,3) = 1 : 10$ ; stosunek objętości  $1 \cdot 10,4 : 10 \cdot 2,6 = 4 : 10$ .

108) Rurka szklana, pojemności  $2 \text{ cm}^3$ , zawiera bezwodnik węglowy, częścią płynny, częścią jako parę. Ile powinna ona zawierać tego ciała, aby przez ogrzanie do temperatury krytycznej można było okazać znikanie granicy między cieczą a parą w stanie krytycznym? *Odp.*  $2 : 0,00427 = 469 \text{ cm}^3$  normalnych.

109) Jaki stan bezwodnika węglowego odpowiada normalnemu stanowi powietrza ( $t = 0^\circ$ ,  $p = 1 \text{ atm}$ )? *Odp.*  $t = 356^\circ$ ;  $p = 1,87 \text{ atm}$ .

**55. PAROWANIE ROZTWORÓW.** Z roztworu wodnego soli, albo innego ciała nietłotnego, paruje woda czysta, ciało zostaje w płynie parującym. Na tem polega oczyszczanie wody z wyciecznej, mającej w sobie rozpuszczone różne sole, przez przekraplanie (destylację). Obecność ciała rozpuszczonego ma jednakże znaczny wpływ na parowanie rozpuszczalnika, czyni go mniej lotnym; prężność pary nasyconej nad roztworem jest mniejsza, niż nad rozpuszczalnikiem czystym; zmniejszenie to jest tem znaczniejsze, im większe stężenie roztworu. Można to okazać i zmierzyć sposobem barometrycznym (fig. 33), jak się



zwykle wyznacza prężność par. Zmniejszenie prężności pary objawia się również w tem, że temperatura wrzenia rozpuszczalnika podwyższa się, gdy rozpuścimy w nim jakiegokolwiek ciało. Tak n.p. prężność pary nasyconego roztworu wodnego soli kuchennej, w temperaturze  $100^{\circ}$ , nie dosięga jeszcze atmosfery, przeto roztwór nie wrze w tej temperaturze. Wrzenie następuje dopiero w temperaturze  $108,4^{\circ}$  (w tej temperaturze prężność pary nad wodą czystą wynosiłaby więcej niż  $1000\text{ mm}$ ); podobnie roztwór nasycony saletry wrze w  $115,9^{\circ}$ , chlorku wapniowego w  $179,5^{\circ}$  i t. p.

Warto zaznaczyć, że para nasycona nad roztworem, n.p. para wodna, mająca prężność  $760\text{ mm}$ , temperaturę  $108,4^{\circ}$ , nasycona wobec roztworu soli kuchennej, byłaby przegrzaną wobec wody czystej mającej  $108,4^{\circ}$ , t. j. nie tamowałaby parowania wody. Nawzajem, para stustopniowa, uchodząca z wrzącej wody czystej, byłaby przesyconą wobec roztworu soli, ogrzanego do  $100^{\circ}$ ; istotnie, w tych warunkach para wodna skrapla się, a roztwór ogrzewa się wyżej  $100^{\circ}$ , przez uwalniające się ciepło utajone.

PRAWA RAOULTA I VAN'T HOFFA. Badania doświadczalne Raoult'a i teoretyczne van't Hoffa okazały, że podwyższenie temperatury wrzenia rozpuszczalnika, wskutek rozpuszczenia małej ilości ciała nieparującego, podlega prawom podobnym do tych, które określają zniżenie temperatury krzepnięcia roztworów (ust. 39):

1) Podwyższenie temperatury wrzenia rozpuszczalnika, w roztworach rozcieńczonych, jest w przybliżeniu proporcjonalne do ilości ciała rozpuszczonego; 2) nie zależy od rodzaju, lecz od liczby cząsteczek rozpuszczonych.

Oznaczywszy temperaturę wrzenia rozpuszczalnika czystego przez  $t$ , przez  $\Delta t$  podwyższenie tej temperatury, wskutek rozpuszczenia  $s\text{ gr}$  ciała w  $M\text{ gr}$  rozpuszczalnika, mamy, podobnie jak w ust. 39:

$$\Delta t = 1,99 \frac{s}{M} \frac{(t + 273)^2}{\mu r},$$

w czem  $\mu$  oznacza ciężar cząsteczkowy ciała (przeto  $\frac{s}{\mu} = n$  liczbę cząsteczek gramowych znajdujących się w roztworze),  $r$  ciepło utajone parowania rozpuszczalnika, obliczone na  $1\text{ gr}$ . Wzór ten wyprowadzimy w ust. 119 z zasad termodynamiki. Założywszy w powyższym wzorze  $M = 100\text{ gr}$ ,  $s = \mu$ , otrzymamy t. zw. cząsteczkowe podwyższenie temperatury, odpowiadające roztworowi zawierającemu jedną

cząsteczkę gramową w 100 gr rozpuszczalnika. Jeżeli n.p. rozpuszczalnikiem jest eter etylowy znajdziemy w ten sposób cząsteczkowe podwyższenie =  $21,06^{\circ}$ , t. j. cząsteczka gramowa jakiegokolwiek ciała, rozpuszczona w 100 gr eteru, podwyższa temperaturę wrzenia o  $21,06^{\circ}$ — albo raczej podwyższałaby o tyleż, gdyby prawo proporcjonalności  $\Delta t$  względem  $m$  stosowało się do tak stężonych roztworów. Roztwory elektrolitów nie stosują się do tego prawa, z tych samych powodów, które zaznaczyliśmy w ust 39. Pomiar podwyższenia temperatury wrzenia bywają stosowane w chemii, w celu wyznaczenia ciężaru cząsteczkowego  $\mu$  ciał rozpuszczonych (ebulioskopia).

Inaczej zachowują się roztwory, których obydwa składniki parują, n.p. roztwór alkoholu w wodzie; para roztworu jest mieszaniną par obu składników. Alkohol jest bardziej lotny, paruje obficie niż woda, wskutek tego ciecz pozostała staje się coraz więcej wodnistą, a jej temperatura wrzenia podnosi się. Para skroplona w ciągu początkowego okresu wrzenia zawiera stosunkowo wiele alkoholu, mniej wody. Przez kilkakrotne powtórzenie destylacji można przeto otrzymać alkohol bardzo stężony.

Prężność pary mieszanin alkoholu i wody jest pośrednia między prężnością pary wody czystej a pary alkoholu. Niekiedy zdarza się jednak, że prężność pary roztworu jest mniejsza od prężności par obydwu składników, temperatura wrzenia takiego roztworu przewyższa więc tamte. Podczas gotowania roztworu składnik będący w nadmiarze uchodzi stopniowo, a w końcu zostaje roztwór w tym składzie, w którym prężność pary jest najmniejsza, a przeto najmniejsza także lotność. Od tej chwili skład już się nie zmienia; gdyby się bowiem zmieniał, w którymkolwiek kierunku, miałyby to za skutek samodzielne zwiększenie lotności, a więc eksplozyjne parowanie. Roztwór taki destyluje się, jakby ciecz jednorodna. W ten sposób tłumaczy się stała temperatura wrzenia kwasu azotowego wodnego ( $120^{\circ},8$ ) w stężeniu 68%; kwasu solnego 20% w temperaturze  $110^{\circ}$  i t. p.

**56. PAROWANIE W POWIETRZU.** Do obszernej flaszki *F* (fig. 44), zatkanej szczelnym korkiem, zawierającej powietrze wysuszone, wprowadzamy cokolwiek wody, albo innej cieczy lotnej; ażeby to uczynić bez wyjmowania korka, używamy lejka napełnionego cieczą, wetkniętego w korek a opatrzonego kurkiem *K*. Obok lejka założony jest w korku otwarty manometr rtęciowy *M*, wskazujący prężność gazu w flasce. Po wprowadzeniu cieczy do flaszki dostrzeżemy, że manometr zaczyna z wolna podnosić się



przyczyną wzrostu ciśnienia jest tworzenie się pary, której prężność dodaje się do prężności powietrza znajdującego się w flasce. Skoro nastąpi równowaga przekonamy się, że para utworzona w atmosferze powietrza, uzyskała tę samą prężność, zależną od temperatury (jeżeli chodzi o parę nasyconą), jakaby miała w tych samych warunkach w próżni. Wnosimy stąd, że prawo Daltona (tom I, ust. 184), odnoszące się do mieszanin gazowych, stosuje się również do mieszanin gazów i par. Własności pary (prężność, gęstość) utworzonej w atmosferze gazowej są te same, jak pary czystej. Ciśnienie całkowite jest sumą ciśnień gazu i pary. Podobnie jak prawa zasadnicze odnoszące się do gazów, tak i prawo właśnie wypowiedziane, jest tylko przybliżone; do gazów i par bardzo gęstych nie stosuje się wcale.

Obecność powietrza ma jednak wpływ znaczny na sam przebieg parowania. W próżni ciecz zawrzała by i wyparowała nagle; w powietrzu parowanie odbywa się powoli, gdyż cząsteczki tworzącej się pary muszą torować sobie zwolna drogę (patrz część IV, o dyfuzji) wśród cząsteczek powietrza. Szybkość parowania, t. j. masa  $m$  pary tworzącej się w jednostce czasu, w próżni jest niezmiernie wielka; w powietrzu; tem mniejsza, im większa jest gęstość atmosfery gazowej. Przyjmuje się, że szybkość parowania jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do gęstości powietrza, albo, co na jedno wychodzi, do ciśnienia panującego w atmosferze.

Szybkość parowania (wysechania) na powietrzu otwartem zależy nadto w wysokim stopniu od postaci naczynia i od ruchu atmosfery. Wszystko co ułatwia rozpraszanie się pary w atmosferze, jak n.p. przewiew wiatru, otwarte szerokie naczynie, przyspiesza zarazem wysechanie cieczy.

Nakoniec szybkość parowania zależy też od ilości pary znajdującej się już w otaczającym powietrzu. W powietrzu suchem, woda, przedmioty mokre, wysechają szybko, podczas gdy w atmosferze nasyconej już całkowicie parą, dalsze parowanie nie odbywa się wcale.

Z niejakim przybliżeniem można szybkość parowania na powietrzu otwartem wyrazić następującym wzorem, streszczającym w sobie poprzednie prawa:

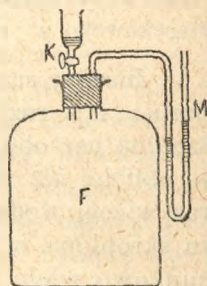


Fig. 44.

$$m = C \cdot \frac{(P - p) S}{b}$$

$S$  jest powierzchnią ciała parującego,  $b$  oznacza stan barometru,  $p$  prężność pary znajdującej się w atmosferze,  $P$  prężność pary nasyconej, t. j. największą prężność możliwą w danej temperaturze;  $C$  jest stały współczynnik proporcjonalności, zależny od szybkości wiatru, od postaci naczynia, od rodzaju cieczy parującej i t. p.

**57. HIGROMETRYA.** Powiedzieliśmy w poprzedzającym ustępie, że ciśnienie powietrza wilgotnego można uważać jako sumę ciśnień powietrza suchego i rozpuszczonej w niem pary. Przedstawmy sobie dużą flaszkę, szczelnie zamkniętą, napełnioną powietrzem atmosferycznym. Ciśnienie powietrza zamkniętego niechaj będzie  $b$ . Wprowadźmy to powietrze w zetknięcie z ciałem pochłaniającem wilgoć (kwas siarczany, bezwodnik fosforowy). Wskutek usunięcia pary ciśnienie powietrza w flasce zmniejszy się, będzie n.p.  $b - p$ . Otóż  $p$  jest to prężność pary,  $b - p$  prężność powietrza suchego; suma ich stanowi ciśnienie całkowite  $b$ .

Zadaniem higrometrii jest mierzenie wilgoci zawartej w powietrzu, n.p. wyznaczanie wspomnianej właśnie prężności  $p$ .

Jeżeli chodzi o wilgoć zawartą w powietrzu otwartem (w atmosferze), znajdziemy prężność pary  $p$  najprostszą drogą przez wyznaczenie punktu rosy. Powietrze nie bywa pospolicie nasycone parą, t. j. prężność  $p$  jest mniejsza od prężności pary nasyconej, odpowiadającej temperaturze powietrza  $t$ . Oziębiając jednak powietrze stopniowo dojdziemy rychło do punktu rosy  $t'$  (ust. 51, c), t. j. do temperatury, w której dana prężność  $p$  staje się prężnością pary nasyconej. Poznamy tę temperaturę po tem, że para zacznie wówczas skroplać się pod postacią rosy. Szuka-

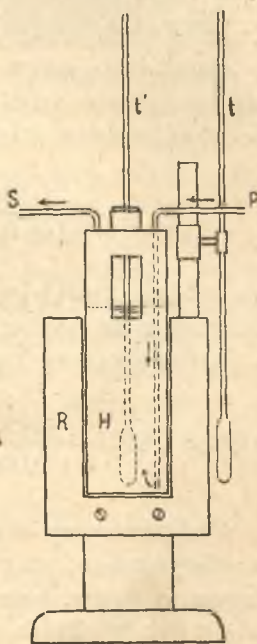


Fig. 45.



ną prężność pary  $p$  znajdziemy następnie w tablicy prężności pary nasyconej (ust. 48) obok temperatury  $t'$ .

Do wykonania tego pomiaru służy higrometr (fig. 45), wskazujący temperaturę rosy następującym sposobem:  $H$  jest naczynko czworograniaste, z cienkiej, srebrzonej i polerowanej blachy, napełnione do połowy eterem. Przez korek w szyjce naczynia wetknięty jest termometr  $t'$ , wskazujący temperaturę eteru, naczynka i przylegającego z zewnątrz powietrza. Przyspieszając parowanie eteru strumieniem powietrza, przez ssanie (aspiratorem) u rurki  $S$ , zniżamy stopniowo temperaturę naczynia. W chwili gdy przednia, polerowana ściana naczynia straci połysk, wskutek utworzenia się rosy, odczytujemy punkt rosy na termometrze  $t'$ . Ramka  $R$ , również polerowana, ułatwia, przez porównanie, dokładne ujęcie chwili powstania pierwszego nalotu rosy. Drugi termometr  $t$ , umieszczony obok ramki, wskazuje pierwotną temperaturę powietrza.

Gęstość pary wodnej. Wilgoć bezwzględna. Metr sześcienny suchego powietrza, mającego  $t$  stopni i prężność  $p$  milimetrów rtęci waży, jak wiadomo, (ust. 15):

$$\frac{1293}{1 + 0,00367 \cdot t} \cdot \frac{p}{760} \text{ gramów.}$$

Para wodna, której gęstość (ust. 49, c) jest tylko 0,62 (prawie  $\frac{1}{2}$ ) w stosunku do powietrza, ważyłaby w tych samych warunkach (co do temperatury i prężności):

$$(1) \quad w = 0,62 \cdot \frac{1293}{1 + 0,00367 \cdot t} \cdot \frac{p}{760} = \frac{804}{1 + 0,00367 \cdot t} \cdot \frac{p}{760} \text{ gr/m}^3$$

Podstawiawszy we wzorze (1) za  $t$  temperaturę powietrza atmosferycznego, za  $p$  prężność pary, zmierzoną na higrometrze, otrzymamy t. zw. bezwzględną wilgoć powietrza, t. j. ilość gramów wody, która znajduje się w każdym metrze sześciennym powietrza, rozpuszczona jako niewidzialna para.

Gęstość powietrza wilgotnego. Obok pary wodnej znajduje się w atmosferze powietrze suche. Temperatura jego  $t$  jest ta sama, co pary; prężność częściowa wynosi  $b - p$ , w czym  $b$  oznacza ciśnienie całkowite, wskazane przez barometr. Metr sześcienny tego powietrza (bez pary) ważyłby:

$$(2) \dots \dots q = \frac{1293}{1 + 0,00367 \cdot t} \cdot \frac{b - p}{760} \text{ gr/m}^3.$$

Dodając de tego obliczoną poprzednio masę pary  $w$ , otrzymamy:

$$(3) \dots \dots q + w = \frac{1293}{1 + 0,00367 \cdot t} \cdot \frac{b - 0,38 p}{760} \text{ gr/m}^3,$$

jako wyrażenie gęstości powietrza atmosferycznego, wilgotnego, w gramach na metr sześcienny.

Wilgoć względna. Bezwzględna ilość wilgoci zawartej w powietrzu nie daje jeszcze dostatecznej miary jego zdolności zwilżania przedmiotów przyciągających wodę (higroskopijnych), skłonności do tworzenia rosy lub opadów i t. p. W temperaturze niskiej (n.p. w zimie) mała ilość pary zdoła już nasycić powietrze, t. j. wprowadzić je w stan możliwie najwięcej wilgotny, podczas gdy w wysokiej temperaturze nierównie większa ilość wody może rozpuścić się w powietrzu, a zostanie jeszcze dość miejsca na dalsze parowanie. Powietrze takie, mimo znacznej wilgoci bezwzględnej, nazywamy względnie suchem, gdyż woda paruje w niem obficie, ciała mokre wysychają szybko i t. d. Ażeby określić stan powietrza w tym względzie, oblicza się tak zw. wilgoć względną; jest to stosunek ilości pary  $w$ , znajdującej się w pewnej objętości powietrza, do największej ilości  $W$ , którą ta objętość mogłaby pomieścić w sobie, w danej temperaturze, gdyby powietrze było nasycone parą. W zwyczajnej temperaturze para wodna ulega dość dokładnie prawom Boylego i Charla, aż do stanu nasycenia; oznaczając tedy przez  $P$  prężność pary nasyconej w temperaturze  $t$ , obliczymy  $W$  według wzoru (1):

$$(4) \dots \dots W = \frac{804}{1 + 0,00367 t} \cdot \frac{P}{760} \text{ gr/m}^3.$$

Stosunek wyrażający wilgoć względną będzie więc:

$$\frac{w}{W} = \frac{p}{P}.$$

Celem unikniemia ułamków wielkość tę wyraża się zwykle w procentach, mianowicie:

$$(5) \dots \dots \text{wilg. wzgl.} = 100 \cdot \frac{p}{P}, \text{ albo } = 100 \cdot \frac{w}{W}.$$



W powietrzu suchem wartość jej jest zero; w nasycionem parą (w jakiej bądź temperaturze) wynosi 100%.

W powietrzu wilgotnem niektóre ciała higroskopijne, pochłaniając parę, zmieniają postać albo rozmiary (włosy odłuszczone wydłużają się, sznury konopne stają się krótsze). Objawy te, zależne przede wszystkim od wilgoci względnej powietrza, zużytkowano w tak zw. higroskopach, służących do przybliżonego oceniania zmian procentu wilgoci.

Prostszy, lubo od higrometru mniej dokładny przyrząd do mierzenia wilgoci powietrza bywa używany na stacjach meteorologicznych pod nazwą psychrometru (fig. 46). Składa się z dwu termometrów  $t$  i  $t'$ , zupełnie zgodnych i dostatecznie czułych ( $\frac{1}{10}$  stop.). Naczynko termometru  $t'$ , owinięte szmatką muślinową, której koniec zanurza się w słoiku  $W$  napełnionym wodą, jest stale zwilżone. Termometr  $t$ , suchy, wskazuje rzeczywistą temperaturę powietrza. Woda na muślinie paruje tem szybciej, im suchsze jest powietrze otaczające. Parując, zużywa ciepło; wskutek tego termometr  $t'$  oziębia się poniżej temperatury powietrza. Każde ciało zimniejsze od swego otoczenia, odbiera od niego ciepło; szybkość tego dopływu zwiększa się, w miarę wzrastania różnicy temperatur ciała i otoczenia. Podobnie też termometr  $t'$

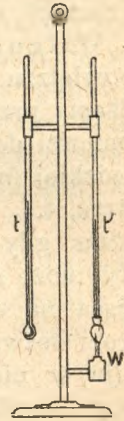


Fig. 46.

podlega dwojakiemu wpływowi cieplnemu: parowanie odbiera mu ciepło, otoczenie cieplejsze stara się ten ubytek wynagrodzić. Z chwilą gdy temperatura termometru wilgotnego, którą oznaczymy przez  $t'$ , zniży się do tego stopnia, iż zysk ciepła zrównoważy się jednoczesną stratą, temperatura ta ustali się. Jeżeli  $t$  oznacza temperaturę powietrza, wskazaną przez suchy termometr, wówczas dopływ ciepła z powietrza otaczającego do termometru wilgotnego będzie można wyrazić dostatecznie dokładnie przez  $A(t - t')$ , w czem  $A$  oznacza pewien stały współczynnik. Z drugiej strony, równoczesna strata ciepła jest proporcjonalna do szybkości parowania (ust. 56); będzie ona tedy  $= B \frac{P - p}{b}$ .  $B$  jest inny współczynnik stały,  $p$  prężność pary w powietrzu,  $P$  prężność pary nasycionej w temperaturze  $t$ . Porównanie zysku i straty ciepła prowadzi do równania:

$$A(t - t') = B \cdot \frac{P - p}{b}, \quad \text{stąd: } p = P - K(t - t')b.$$

Zamiast  $A : B$  napisaliśmy dla krótkości  $K$ . Wartość tego współczynnika oznaczono empirycznie, przez porównanie psychrometru z higrometrem. Wyrażając ciśnienia  $p$ ,  $P$  i  $b$  w millimetrach rtęci, znaleziono w powietrzu otwartem, miernie przewiewnem:  $K = 0,000807$  (por. zadanie 115).

Prężność pary atmosferycznej w Polsce, w środku zimy, w temperaturze powietrza około  $-4^{\circ}$ , wynosi prawie 3 mm rt; w lecie, gdy średnia temperatura dochodzi do  $+18^{\circ}$ , prężność pary wzrasta do 12 mm. Liczbom tym odpowiada wilgoć bezwzględna (wzór 1) w zimie około 3 gr/m<sup>3</sup>, w lecie znacznie większa: prawie 12 gr/m<sup>3</sup>. Uwzględnwszy jednak, że prężność pary nasyconej wynosi 3,41 mm w temperaturze  $-4^{\circ}$ , zaś w temperaturze  $18^{\circ}$  wzrasta do 15,33 mm, znajdziemy wilgoć względną: w zimie około 80%, w lecie tylko 70%. W lecie tedy, mimo większej ilości pary, powietrze jest względnie suchsze niż w zimie.

### Zadania.

110) Zniżenie prężności pary wodnej (proporcjonalne do stężenia). nad roztworem soli kuchennej, zawierającym gram soli na 100 gr wody, wynosi 0,006 prężności pary wody czystej w tej samej temperaturze; obliczyć temperaturę wrzenia (pod ciśnieniem atmosfery) roztworu zawierającego gram soli w litrze.

*Odp.* Jeżeli przez  $p$  oznaczymy prężność pary nad wodą czystą w tej samej temperaturze  $t$ , w której dany roztwór wrze, wówczas  $p - 760 = 0,006 p$ , stąd:  $p = 760,456$ . Ponieważ w pobliżu  $100^{\circ}$  zmiana ciśnienia o 1 mm rt zmienia temperaturę wrzenia wody o 0,037<sup>o</sup> (ust. 7) przeto  $t = 100,017^{\circ}$ .

111) Roztwór 5 gr pewnego związku chemicznego w 100 gr eteru etylowego wrze w temperaturze  $36,293^{\circ}$ ; eter czysty w  $34,870^{\circ}$ . Obliczyć ciężar cząsteczkowy tego ciała. *Odp.* 74.

112) W powietrzu mającem  $17^{\circ}$  rosa tworzy się w temperaturze  $8^{\circ}$ . Obliczyć prężność pary, tudzież wilgoć bezwzględną i względną. *Odp.*  $p = 7,99$  mm rt;  $w = 8$  gr/m<sup>3</sup>; 55%.

113) Ile waży metr sześcienny tego powietrza, jeżeli barometr wskazuje 752 mm rt? *Odp.* 1199 gr.

114) Termometr suchy w psychrometrze wskazuje  $12^{\circ}$ , wilgotny  $9,0^{\circ}$ , barometr 755 mm rt. Obliczyć wilgoć względną powietrza. *Odp.* 66%.

115) Obliczyć teoretycznie wartość współczynnika  $K$  we wzorze psychrometrycznym.



*Odp.* Przypuszcza się, że powietrze otaczające termometr wilgotny ciągle się odnawia, oddając część ciepła swojego termometrowi. W zetknięciu z termometrem temperatura powietrza zniża się o  $t - t'$  stopni; jednocześnie nasycy się ono parą, mianowicie, prężność pary zawartej w niem powiększa się z  $p$  na  $P$ . Pewna objętość  $v$  tego powietrza, wchodząca tu w rachubę, zawiera  $qv$  gramów powietrza suchego i  $wv$  gramów pary. Ostygając o  $t - t'$  oddaje ona ciepło:  $Q = (0,2372 qv + 0,481 wv) \cdot (t - t')$  kaloryi gramowych; obie ostatnie liczby wyrażają bowiem ciepło właściwe powietrza i pary. Jednocześnie, celem nasycenia tej objętości  $v$ , z termometru wilgotnego paruje woda w ilości  $v(W - w)$  gramów, wskutek czego zostaje pochłoniętem ciepło  $590 v(W - w)$  kaloryi gramowych, co powinno znowu wynosić  $Q$ , skoro temperatura  $t'$  nie zmienia się. Jeżeli porównamy obie wartości  $Q$ , a za  $q, w, W$  podstawimy wartości z wzorów 1, 2, 4 (ust. 57) otrzymamy równanie:

$$p = P - \frac{0,2372 \cdot 1293}{590 \cdot 804} b(t - t') + \frac{0,2372 \cdot 1293 - 0,481 \cdot 804}{590 \cdot 804} p(t - t').$$

Ostatni wyraz jest bardzo mały, z drugiego wypadu  $K = 0,00065$ , wartość cokolwiek mniejsza od prawdziwej, z powodu niezupełnie ścisłych założeń rachunku.

116) Naczynie o pojemności 20 litrów zawiera tlen nasycony parą wodną; prężność gazu = 720,4 mm rt, temperatura 17°. Ile wazy tlen (suchy)?

$$\text{Odp. } 1,429 \frac{20(720,4 - 14,4)}{(1 + 17 \cdot 0,00367) 760} = 25 \text{ gr.}$$

117) O ile ( $x$ ) zwiększy się objętość metra sześciennego suchego powietrza, wskutek nasycenia parą wodną, jeżeli przytem ani temperatura (20°) ani prężność ( $b = 750$ ) się nie zmieni?

$$\text{Odp. } \frac{750 \cdot 1000}{1000 + x} + 17,36 = 750; x = 24 \text{ litry.}$$

## ROZDZIAŁ VI.

### RUCH CIEPŁA.

58. SPOSOBY OGRZEWANIA I OZIĘBIANIA CIAŁ. Wiadomo ze spostrzeżeń pospolitych, że ciała gorące wywierają wpływ ogrzewający na otoczenie swoje; zimne zaś ogrzewają się w sąsiedztwie ciepłych. Nadto, pomiary kalorymetryczne pouczyły nas, że ciepło utracone przez ciało gorące pojawia się w niezmienionej ilości w otaczających ciałach zimniejszych. Zjawiska tego rodzaju tłumaczymy sobie przez „ruch ciepła”. Wyrażenie to powstało w czasie, gdy ciepło było uważane za materię subtelną, o której sądzono, że może poruszać się, „przepływać” z jednego ciała do drugiego. Jakkolwiek wiemy dziś, że ciepło nie jest materią, lecz energią; jakkolwiek mamy ważne powody do przypuszczenia, że energia ta polega na wewnętrznym bezładnym ruchu najdrobniejszych cząstek ciała, to jednak możemy używać tego wyrażenia bez szkody, zwłaszcza jeżeli chodzi o zjawiska, w których ciepło nie znika jako takie, ani nie wytwarza się na nowo kosztem innych form energii. Takimi zjawiskami będziemy się zajmowali w rozdziale niniejszym.

Ilość ciepła potrzebna do ogrzania pewnego ciała zależy jedynie od jego masy i ciepła właściwego, tudzież od zmiany temperatury (roz. III). Szybkość (czas) natomiast ogrzewania się, zależy nadto od większej lub mniejszej łatwości, z jaką ruch ciepła może się odbywać. Ażeby poznać warunki, od których ta łatwość zależy, potrzeba naprzód zdać sobie sprawę, jakimi drogami ciepło dochodzi do ciał, albo je opuszcza, czyli jakie są sposoby ogrzewania i oziębiania się materji.



Dwie są drogi główne, albo sposoby, któremi ciepło może dostawać się do ciała, lub też uchodzić z nich: przewodzenie ciepła i promieniowanie. Zasadnicza między nimi różnica jest ta, że przewodzenie ciepła z ciała gorącego (albo ze źródła ciepła) do ciała zimniejszego może odbywać się tylko wtenczas, gdy między ciałami temi znajduje się pomost materialny, t. j. ciało pośrednie, przewodnik, który odbiera ciepło od ciała gorącego, przewodzi je w sobie od cząstki do cząstki, w stronę, gdzie temperatura jest niższa i oddaje w końcu ciałom zimniejszym.

Promieniowanie natomiast może przenosić ciepło przez próżnię, t. j. przez miejsca, w których niema ani powietrza, ani innej zwyczajnej materji; przykładem tego jest przenoszenie się ciepła słonecznego na ziemię. I w tym razie ciało gorące traci ciepło, zimne je nabywa, jednakże w czasie przelotu przez próżnię ciepło przestaje być ciepłem, przeobraża się w odmienną zgoła formę energii, zwaną właśnie energią promienistą. Przemiana ciepła na energię promienistą, wydawanie promieniowania przez ciało ciepłe, nazywa się *emissją*; natomiast o ciele, które ogrzewa się pod wpływem promieniowania, t. j. zamienia je znowu na ciepło, powiadamy, że *pochłania* (absorbuje) energię promienistą. Zresztą promieniowanie może przechodzić także przez wnętrze wielu ciał, t. zw. „przezroczystych”, n. p. przez lód, powietrze, wodę, atrament i t. p. W tym razie (przeciwnie jak w przewodzeniu) przenoszenie się ciepła przez promieniowanie nie jest w bezpośrednim związku z temperaturą tych ciał; promieniowanie rozpalonego żelaza, przechodzące przez szybę lodu, może ogrzać ciało znajdujące się po przeciwnej stronie do temperatury o wiele wyższej od temperatury lodu.

Przewodzenie ciepła, nawet w najlepszych przewodnikach, jest to zjawisko stosunkowo powolne, leniwe. Promieniowanie, przeciwnie, przebiega przez próżnię, albo przez ciała przezroczyste z szybkością niesłychanie wielką. Trzymając w rękę pręt metalowy, którego drugi koniec włożyliśmy do ognia, dostrzeżemy stopniowy, powolny wzrost temperatury; natomiast promieniowanie, n. p. gorącego pieca, od którego odsunięto zasłonę nieprzezroczystą, poczujemy w czasie krótszym, aniżeli sobie można wyobrazić.

W metalowym pręcie ciepło przenosi się przez przewodzenie od końca gorącego ku zimniejszemu w taki sposób, iż nie pomija żadnej cząstki pośredniej. Jeśli pręt jest w jakibądź spo

sób zakrzywiony, wówczas ciepło bywa przewodzone wzdłuż tej drogi krzywej, jaką określa kształt pręta. Energia promienista przebiega natomiast po „promieniach”, t. j. po liniach prostych, wychodzących z cząstki promieniejącej. Zasłona nieprzeźroczysta rzuca cień, określony temi promieniami.

Własności promieniowania są te same, co światła, które nie jest czem innym, jak jednym z wielu rodzajów promieniowania. Zjawiska promieniowania i światła są tak ważne i rozmaite, że opisem ich szczegółowym zajmować się będziemy w osobnym dziale tej książki. W tem miejscu wystarczy wzmianka o głównych ich cechach, o ile to jest potrzebne do zrozumienia zjawisk ogrzewania się i ostygnięcia ciał.

Przewodzenie ciepła może odbywać się w ciałach nieruchomych, albo też ciepło może poruszać się razem z materią, w której się znajduje. W tym razie mówimy o unoszeniu (konwekcji) ciepła. Ciepły wiatr, wiejący z okolic ogrzanych, jest przykładem ciała, które poruszając się unosi w sobie ciepło.

**59. SZYBKOŚĆ OGRZEWANIA SIĘ I OSTYGIANIA.** W rozdziale wstępnym nauki o ciepłe poznaliśmy prawo zasadnicze równowagi temperatur, które opiewa tak: wszelkie ciało, otoczone zewsząd ciałami nieprzeźroczystymi, o jednostajnej, a niezmiennej temperaturze, ogrzewa się albo oziębia w końcu do temperatury tego otoczenia. Przed ustaleniem się równowagi temperatur ciało odbiera ciepło z otoczenia, jeżeli jest zimniejsze, albo też traci, jeżeli było cieplejsze od otoczenia: jest to zjawisko ruchu ciepła. Zrazu wymiana ciepła odbywa się żywo; w miarę zmniejszania się różnic temperatury, staje się coraz więcej i więcej powolną — ostatnie drobne resztki różnicy temperatur ustępuje dopiero po upływie bardzo długiego czasu.

Miarą tej wymiany ciepła jest szybkość ogrzewania się lub ostygnięcia, określona termometrycznie lub kalorymetrycznie, t. j. zmiana temperatury ( $\tau$ ), albo ilość ciepła ( $q$ ) utracona lub zyskana, przypadająca na jednostkę czasu. Wielkości te określiliśmy dostatecznie w ust. 10. Obecnie wypada rozebrać szczegółowo warunki, od których szybkość ostygnięcia zależy.

W przeważnej liczbie przypadków powierzchnia ciała jest tem miejscem, w którym odbywa się oddawanie albo pobieranie ciepła. Wyjątkowo, jeżeli ciało przepuszcza częściowo promieniowanie (atmosfera ziemi), wewnątrz ciała może w pewnej mierze brać udział w oddawaniu ciepła.



W pierwszym rzędzie należy zwrócić uwagę na przewodzenie ciepła w ciele. W danych warunkach ciała ostygają tem szybciej, im lepiej przewodzą ciepło; wówczas bowiem ciepło dopływa w większej ilości z wnętrza ku powierzchni. Chcąc ciała źle przewodzące ogrzać albo oziębic szybko, należy ich części wewnętrzne zbliżyć ile możności ku powierzchni, t. j. przy danej objętości uczynić powierzchnię możliwie wielką. Cienka blacha ogrzewa się i ostygą prędzej, aniżeli n.p. kula tej samej objętości. Z tego samego powodu ciała małe ostygają szybciej niż duże, w małych bowiem powierzchnia jest stosunkowo większa w porównaniu z objętością (n.p. w sześciacie o krawędzi 1 *cm*, powierzchnia wyraża się liczbą sześć razy większą niż objętość; jeżeli zaś krawędź sześciangu będzie 100 *cm*, wartość tego stosunku spadnie do 0,06. Z miliona sześcianków centymetrowych, jakie zawierają się w dużym, tylko 58808 znajdują się na powierzchni, pozostałe są ukryte we wnętrzu masy.

Wyobraźmy sobie jakiegokolwiek ciało ciepłe *A* (fig. 47), ostygające we wnętrzu osłony *B*, mającej jednostajną i stałą temperaturę, niższą od temperatury ciała. Ciało *A* traci ciepło częścią przez przewodzenie i unoszenie ciepła w otaczającym płynie (n.p. w powietrzu), częścią przez promieniowanie ku ścianom osłony; rozbierzmy te zjawiska kolejno:

a) Powietrze przylegające do ciała *A* ogrzewa się, wskutek tego staje się rzadszem i ulata w górę (pod wpływem ciężkości, stosownie do prawa Archimedesesa), ustępując miejsca powietrzu chłodniejszemu; w zetknięciu ze ścianami osłony *B* prąd ogrzany oddaje ciepło, oziębiamy się i opada znowu na dół. W ten sposób utrzymuje się nieustanne krążenie powietrza, przenoszące ciepło z ciała cieplejszego do chłodniejszego; ono trwa dopóty, dopóki między ciałami *A* i *B* istnieje choćby najmniejsza różnica temperatur. Strata ciepła, jaką ciało *A* ponosi tą drogą, nie zależy od rodzaju tego ciała; natomiast znaczny wpływ ma jego postać i położenie względem ścian osłaniających. Wszystko, co może ułatwić krążenie powietrza, przyspiesza zarazem ostygnięcie. Przez

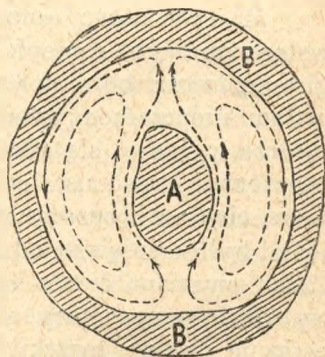


Fig. 47.

rozrzedzenie powietrza we wnętrzu osłony można tę stratę znacząco zmniejszyć, gdyż do ogrzania mniejszej masy powietrza potrzeba mniej ciepła; nadto, przez rozrzedzenie gazu tarcie wewnętrzne bynajmniej się nie zmniejsza (tom I, ust. 186), przeto ruchliwość rozrzedzonego powietrza staje się nader małą. Wiatry w atmosferze ziemi należą do tego rodzaju prądów, wywołanych przez różnice temperatur, a dążących nawzajem do ich wyrównania.

b) Niezależnie od prądów, powietrze otaczające ciało ostygające działa jak zwyczajny przewodnik, przewodzący ciepło z *A* do *B*. Ilość ciepła, która uchodzi tą drogą z ciała *A* nie jest wielka, gdyż powietrze jest złym przewodnikiem ciepła. Warto jednak wspomnieć, że straty tej nie można zmniejszyć przez rozrzedzenie powietrza w tym stopniu, jaki dają zwyczajne pompy pneumatyczne, albowiem przewodzenie ciepła w gazach nie zależy od ich gęstości (ust. 67); ono ubywa dopiero w najdoskonalszej próżni, jaką można uzyskać tylko z pomocą pomp rtęciowych.

c) Znaczną wreszcie ilość ciepła (mniej więcej połowę) ciało *A* traci przez promieniowanie ku ścianom *B*. W tym względzie jest to rzeczą niemal obojętną, czy wnętrze osłony *B*, dookoła ciała *A*, zawiera powietrze czy jest próżne, powietrze bowiem jest prawie tak przezroczyste jak próżnia. Promieniowanie przenosi ciepło ku ścianom otoczenia, dopóki one są chłodniejsze od ciała *A*. Po wyrównaniu się temperatur wszelka strata ciepła ustaje. Jednakże nie mamy powodu przypuszczać, jakoby w tych warunkach ciało *A* utraciło zdolność promieniowania. Aby zrozumieć zjawisko równowagi temperatur, należy uwzględnić, że nie tylko ciało promieniuje ku ścianom, lecz i one nawzajem wysyłają promieniowanie trafiające ciało *A*. W przypadku tedy równowagi strata ciepła w ciele *A*, przez promieniowanie, równoważy się zyskiem ciepła otrzymanego wskutek promieniowania od osłony. Jako zysk liczy się tu ilość energii promienistej, którą ciało rzeczywiście zatrzymuje, czyli pochłania; wiadomo bowiem, że niektóre ciała (np. zwierciadła) odrzucają znaczną część promieniowania trafiającego ich powierzchnię, inne znowu (przezroczyste) przepuszczają je nawskroś, nie ogrzewając się.

Ostygnięcie ciała przez promieniowanie jest to więc zjawisko złożone z dwu części: strata ciepła tą drogą równa się różnicy między ciepłem wysłanem ku otoczeniu, a ciepłem ztamtąd jednocześnie pobranem. Pierwsza część przewyższa drugą, ilekroć



ciało jest cieplejsze od otoczenia; w przeciwnym razie różnica jest ujemna — ciało ogrzewa się. Wnosimy stąd, że ilość ciepła oddanego w pewnym czasie za pośrednictwem promieniowania powiększa się razem z temperaturą ciała.

W przypadku równowagi temperatur ciało promieniuje tyle ciepła, ile jednocześnie pochłania. Stąd wynika, iż ciała obficie pochłaniające promieniowanie, muszą mieć zarazem zdolność obfitego wydawania promieni. Ciało szybko ostygające będzie tedy również szybko ogrzewać się, gdy je umieścimy w cieplejszym otoczeniu.

**DOŚWIADCZENIA. DANE IŁOŚCIOWE.** Pomiarzy szybkości ostygania można wykonywać w dwojaki sposób: termometrycznie albo kalorymetrycznie. Według pierwszego sposobu spostrzegamy przebieg temperatury ciała ostygającego, w równych odstępach czasu (porówn. ust. 20, fig. 17). Celem oddzielenia promieniowania od wpływu powietrza umieszcza się ciało ostygające w osłonie zamkniętej, z której można wypompować powietrze (fig. 48). Doświadczenie polega na tem, iż w równych, dostatecznie krótkich odstępach czasu zapisuje się temperaturę termometru  $T$ . Jeżeli w pewnej chwili temperatura jest  $t$ , a w pobliżu tej temperatury na jedną sekundę przypada spadek temperatury o  $\tau$  stopni, wówczas  $\tau$  jest termometryczną, a  $m\gamma\tau$  kalorymetryczną szybkością ostygania w owej temperaturze  $t$ , wobec danej temperatury otoczenia  $t'$  (ust. 20).

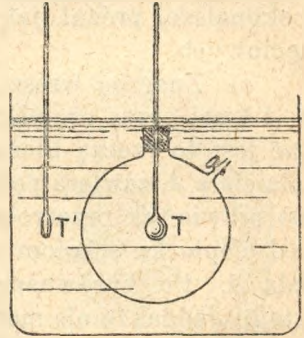


Fig. 48.

Dajmy nato, że chodzi jedynie o stratę ciepła przez promieniowanie. Wtenczas można przyjąć, że szybkość ostygania  $m\gamma\tau$  jest proporcjonalna do powierzchni ciała  $s$ , gdyż każdy  $cm^2$  promieniuje tę samą ilość ciepła. Doświadczenia okazały, że  $\tau$ , zatem także  $m\gamma\tau$ , zależy nie tylko od  $t$ , lecz i od  $t'$  tudzież, że rodzaj powierzchni promieniającej i powierzchni otoczenia mają znaczny wpływ na wartość szybkości ostygania: gładkie powierzchnie metalowe ostygają najwolniej, najszybciej zaś powierzchnie okopcone, okryte sadzą.

Dokładne pomiary szybkości ostygania wykonywali naprzód Dulong i Petit. Rozbierając liczby uzyskane przez nich Stefan znalazł prostą zależność między temperaturą ciała a ilością ciepła, które ono

wydaje w jednostce czasu przez promieniowanie. Okazało się mianowicie, że ciepło wypromieniowane przez ciało (nie licząc ciepła, które ono odbiera jednocześnie od otoczenia) jest w przybliżeniu proporcjonalne do czwartej potęgi t. zw. bezwzględnej temperatury ciała, t. j. do temperatury liczonej od  $-273^{\circ}$ . Nadto ono jest proporcjonalne do jego powierzchni  $s$ . Oznaczając jeszcze przez  $\epsilon$  współczynnik zależny od rodzaju powierzchni promieniającej, możemy ciepło wypromieniowane w jednostce czasu przedstawić wzorem:  $\epsilon s (t+273)^4$ . Liczbę  $\epsilon$  nazwiemy współczynnikiem emisyi. W nauce o promieniowaniu okażemy, że  $\epsilon$  jest proporcjonalne do t. zw. zdolności absorbcyjnej ciała promieniającego, t. j. do ułamka, który okazuje, jaką część promieniowania padającego na powierzchnię ciało uważane pochłania. Stosunek współczynnika emisyi  $\epsilon$  do zdolności absorbcyjnej  $a$  posiada tedy tę samą dla wszystkich ciał wartość:

$$\frac{\epsilon}{a} = E.$$

$E$  jest to widocznie współczynnik emisyi takiego ciała, którego zdolność absorbcyjna  $a$  równa się jedności, t. j. które pochłania całkowicie promieniowanie padające na nie. Ciało takie nazywa się „doskonale czarne”; takim jest w przybliżeniu sadza, jak to okazuje następująca tablica:

ZDOLNOŚĆ ABSORBCYJNA W ZWYCZAJNEJ TEMPERATURZE  
WOBEC PROMIENI CIEMNYCH.

Ciało dosk. czarne . . . . .	1,00
Sadza . . . . .	0,98
Szkło. . . . .	0,89
Wapno . . . . .	0,76
Platyna. . . . .	0,03
Srebro polerowane . . . . .	0,02

Ciepło wypromieniowane w jednostce czasu można tedy wyrazić przez:

$$a s E (t + 273)^4.$$

Aby ocenić ostyganie ciała trzeba jednak uwzględnić, że ono promieniując samo, pochłania jednocześnie promieniowanie przesłane mu przez otoczenie. Dajmy nato, że ciałem ostygającym jest kula



umieszczona w obszernej bani (jak na fig. 48), niezawierającej powietrza i oziębianej stale do temperatury  $t'$ . Przypuśćmy na chwilę, że temperatura kuli jest również  $t'$ . W tym razie istnieje równowaga temperatury. Jednakże kula promieniuje w sekundzie  $asE(t' + 273)^2$  jednostek ciepła, według powyższego prawa Stefana. Wnosimy przeto, że tyleż ciepła musi jednocześnie pochłaniać z promieni przesłanych jej przez otoczenie. Jeżeli natomiast ogrzejemy (albo oziębimy) kulę do temperatury  $t$ , różnej od temperatury otoczenia, wtenczas równowaga zysków i strat ciepła przestanie istnieć. Kula wydaje teraz  $asE(t + 273)^2$ , odbiera zaś tyleż jak pierwej, gdyż promieniowanie otoczenia nie zmieniło się. Przypuszczamy tu, że przez ogrzanie zdolność absorbcyjna kuli nie zmieniła się, co wolno uczynić, jeżeli ogrzanie nie jest zbyt wielkie. Ostatecznie więc strata ciepła, którą kula ponosi w jednostce czasu, t. j. szybkość ostygania będzie:

$$q = asE [(t + 273)^2 - (t' + 273)^2].$$

Wartość stałej  $E$  wyznaczył Lehnebach za pomocą drugiego sposobu badania szybkości ostygania, który nazwaliśmy kalorymetrycznym. We wnętrzu próżnej bani, ogrzewanej do  $+100^\circ$ , znajdowała się okopcona kula szklana, napełniona lodem. Kula, mająca stale temperaturę  $0^\circ$ , odbiera ustawicznie ciepło od osłony, a ilość lodu topniejącego w sekundzie daje bezpośrednio szybkość ogrzewania się, t. j.  $q$ . Doświadczenie okazało, że każdy  $cm^2$  powierzchni kuli pochłaniał w sekundzie 0,0153 gramstopni. Zważywszy, że zdolność absorbcyjna sady wynosi 0,98, mamy:

$$\frac{q}{s} = 0,0153 = 0,98 \cdot E [(373)^2 - (273)^2],$$

skąd wypada 
$$E = 1,12 \times 10^{-12}$$

Nowsze i dokładniejsze pomiary tej stałej, wykonane przez Kurlbauma dały wartość współczynnika emisyi ciała czarnego w gramstopni:

$$E = 1,28 \times 10^{-12}.$$

**60. PRZEWODNICTWO ZEWNĘTRZNE.** Ciało ostygające na otwartem powietrzu traci ciepło zarówno przez promieniowanie, jak przez wpływ powietrza otaczającego. Pierwszą z tych strat możemy obliczyć, jak okazano w poprzedzającym ustępie, według przybliżonego wzoru:

$$q' = 1,28 \times 10^{-12} \cdot as [(t + 273)^2 - (t' + 273)^2], \text{ gramst. na sek.}$$

Przypuścimy, że ciało ostygające jest nieznacznie cieplejsze od otoczenia; oznaczymy nadwyżkę temperatury przez  $\vartheta$ , więc:  $t = t' + \vartheta$ ; jeżeli rozwinjemy czwarte potęgi dwumianów, a opuścimy w rozwinięciu drugą i wyższe potęgi ułamka  $\vartheta : t + 273$ , jako wielkości bardzo małe, znajdziemy:

$$q' = 1,28 \times 10^{-12} \cdot a s \cdot 4 \vartheta (t' + 273)^3.$$

Podstawivszy naprzykład za  $t'$  zwyczajną temperaturę powietrza (około 20°) otrzymamy:

$$q' = \frac{s a \vartheta}{7766} \text{ gramstopni w sekundzie.}$$

Trudniej jest napisać wzór ogólny na ciepło  $q''$ , utracone przez unoszenie i przewodzenie w powietrzu, ono jest bowiem zależne od postaci i położenia ciała ostygającego. Jeżeli chodzi tylko o uzyskanie przybliżonego wyobrażenia o ilości ciepła utraconego tą drogą, przez ciało ostygające na otwartem powietrzu, wówczas można użyć wzoru empirycznego:

$$q'' = 0,00015 \cdot s \vartheta,$$

wyprowadzonego z doświadczeń nad ostyganiem w powietrzu. Całkowita tedy strata ciepła w sekundzie będzie:

$$q = q' + q'' = s \left( \frac{a}{7760} + 0,00015 \right) \vartheta.$$

Napiszemy to krótko

$$q = h \cdot s \cdot \vartheta.$$

Spółczynnik  $h$  nosi nazwę przewodnictwo zewnętrzne. Jest to strata (albo zysk) ciepła na centymetr kwadratowy powierzchni i sekundę, gdy różnica temperatur ciała ostygającego i otoczenia jest jeden stopień. Liczba ta, ściśle biorąc, nie jest stałą fizyczną, właściwą danemu rodzajowi materji; wartość jej zależy od wielorakich okoliczności, od postaci i temperatury ciała i otoczenia, od gęstości i rodzaju otaczającego gazu i t. p. To też wzór powyższy służy tylko do przybliżonego ocenienia szybkości ostygania. Wyraża on prawo, dostrzeżone już przez Newtona: jeżeli różnice temperatur są małe, szybkość ostygania (albo ogrzewania się) jest proporcjonalna do nadwyżki temperatury ciała nad temperaturą otoczenia.



61. WPŁYW CIEPŁA WŁAŚCIWEGO. Szybkość ostygnięcia kalorymetryczna ( $q$ ), t. j. ilość ciepła oddawanego ciałom otaczającym w jednostce czasu, zależy od temperatur  $t$  i  $t'$  i od rodzaju powierzchni, na której wymiana ciepła się odbywa. Jeżeli powierzchnia ta nie jest przezroczystą, wówczas rodzaj materii znajdującej się wewnątrz niema wpływu na szybkość ostygnięcia. Inaczej zachowuje się szybkość ostygnięcia termometryczna ( $\tau$ ) (ust. 20). Ciało mające masę  $m$ , a ciepło właściwe  $\gamma$ , utraciwszy  $q$  jednostek ciepła ostyga o

$$\tau = \frac{q}{m\gamma}$$

stopni. Różne ciała ostygają tedy tem szybciej, im mniejsze mają ciepło właściwe i mniejszą gęstość. Litr wody n.p. utraciwszy w minucie 2000 gramstopni ostygnie o  $2000 : 1000 = 2^\circ$ ; alkohol zaś, ostygając w tem samym naczyniu, oziębi się w tychże warunkach o  $2000 : 1000 \cdot 0,79 \cdot 0,6$ , t. j. przeszło  $4^\circ$ . Blaszane flaszki napełnione gorącą wodą bywają niekiedy używane do ogrzewania, jako zbiorniki ciepła, utrzymujące przez długi czas wysoką temperaturę, z powodu znacznej wartości ciepła właściwego wody. Znaczenie wody (morza, jezior) w przyrodzie jest z tego powodu nader doniosłe. W klimacie morskim zmiany temperatury są mniejsze, mniej krańcowe, a powolniejsze niż w lądowym; woda jest leniwą w zmianach temperatury, pochłaniając dużo ciepła ogrzewa się prawie 5 razy mniej, aniżeli ląd suchy. Woda ogrzana jest zarazem bogatym zbiornikiem ciepła; korzystając z tego ogrzewa się niekiedy budynki wodą gorącą, krążącą w rurach.

### Z a d a n i a .

118) Naczynie szklane pojemności 1 l, mające powierzchnię  $500 \text{ cm}^2$ , napełnione wodą, ostyga w otoczeniu o temperaturze  $20^\circ$ . Obliczyć według wzoru Newtona przybliżoną stratę ciepła w sekundzie, wskutek promieniowania, gdy temperatura wody wynosi  $100^\circ$ ,  $50^\circ$ , albo  $0^\circ$ .  *Odp. 4,6; 1,7; -1,1 gramstopni na sek.*

119) Obliczyć w przybliżeniu całkowitą stratę ciepła w sekundzie (wskutek promieniowania i wpływu powietrza) w powyższych trzech przypadkach, tudzież wartość przewodnictwa zewnętrznego.

*Odp. 10,6; 4,0; -2,6;  $h = 0,000265$  gramst. na  $\text{cm}^2$  i sek.*

120) Obliczyć szybkość ostygnięcia (termometryczną) tegoż naczynia w stopniach na minutę.  *Odp. 0,63; 0,24; —0,16.*

121) Ile ciepła powinno dostarczać ognisko, na którym możnaby zagotować wodę w powyższym naczyniu?  *Odp. Conajmniej 10,6 kaloryi gramowych w sekundzie.*

122) Jaką temperaturę uzyska woda (w tem samym naczyniu) jeżeli ognisko dostarczać będzie połowę tej ilości ciepła?

$$\text{Odp. } 0,000265 \times 500 \times (t - 20) = 5,3; t = 60^\circ.$$

123) Toż samo naczynie napełniliśmy lodem. Ile lodu stopi się w godzinie?  *Odp.  $\frac{2,6 \times 3600}{79,2} = 118$  gramów.*

124) Termometr mający okopconą bańkę kulistą, 4 cm średnicy, umieszczono w próżnej przezroczystej bani i wystawiono na promienie słoneczne. Termometr wskazywał 60°, podczas gdy temperatura powietrza (w cieniu) i ciał otaczających była 20°. Obliczyć ilość ciepła, którego dostarczały wówczas promienie słoneczne w sekundzie, na centymetr kwadratowy powierzchni prostopadłej do promieni.

*Odp. Na termometr pada snop promieni o przecięciu  $4\pi \text{ cm}^2$ , termometr pochłania 98% dostarczanego przez nie ciepła i rozgrzewa się dopóty, dopóki jego własne promieniowanie nie zrównoważy się z ciepłem odbieranem od słońca. Promieniowanie własne termometru jest:  $1,28 \times 10^{-12} \cdot 0,98 \cdot 16\pi [(333)^2 - (293)^2] = 0,31$  kaloryi gramowych w sekundzie. Szukana wartość wynosi więc:  $\frac{0,31}{0,98 \cdot 4\pi} = 0,025$  kaloryi gramowych na  $\text{cm}^2$  w sekundzie.*

125) Obliczyć przybliżoną temperaturę, którąby w tym dniu wskazywał termometr okopcony o bańce kulistej, wystawionej na promienie słoneczne, gdyby był otoczony powietrzem (przewodnictwo zewnętrzne  $h = 0,000328$ ).

$$\text{Odp. } \frac{1}{2}s \times 0,025 \times 0,98 = s \times 0,000328 (t - 20); t = 39^\circ.$$

126) Drucik węglowy w lampce elektrycznej żarowej, umieszczony w próżnej bańce szklanej (temp. bańki = 60°), żarzy się pod wpływem prądu elektrycznego, który dostarcza mu stale po 60 Joule'ów (tom I, ust. 103) energii w sekundzie. Obliczyć przybliżoną temperaturę węgla, wiedząc, że powierzchnia jego wynosi 0,7  $\text{cm}^2$ .

$$\text{Odp. } \frac{60}{9,81 \cdot 0,427} = 1,28 \cdot 10^{-12} \cdot 0,98 \cdot 0,7 [(t + 273)^2 - 333^2]; t = 1740^\circ.$$

127) Ciało ogrzane, którego powierzchnia mierzy  $s \text{ cm}^2$ , masa i ciepło właściwe są  $m$  i  $c$ , zaś  $h$  oznacza przewodnictwo zewnętrzne,



ostyga w otoczeniu chłodniejszym. Z początku ciało jest o  $\vartheta$  stopni cieplejsze od otoczenia. Obliczyć ile wynosić będzie zwyżka temperatury ciała ( $=\vartheta'$ ) po upływie  $t$  sekund, w przypuszczeniu, że ostyganie postępuje według prawa Newtona.

*Odp.* Podzielmy czas  $t$  na  $n$  okresów  $\tau$ , tak krótkich, żeby w ciągu każdego z nich zmienność temperatury ciała była nieznaczna. Będzie tedy  $t = n\tau$ . W ciągu pierwszego okresu ciało traci  $hs\vartheta\tau$  jednostek ciepła, wskutek czego temperatura jego spada o małą ilość  $\frac{hs\vartheta\tau}{mc}$ . Z końcem pierwszego okresu zwyżka temperatury wy-

nosi tedy  $\vartheta_1 = \vartheta - \frac{hs\vartheta\tau}{mc} = \vartheta \left(1 - \frac{hs\tau}{mc}\right)$ . W ciągu drugiego okresu ubytek temperatury wynosi podobnie:  $\frac{hs\vartheta_1\tau}{mc}$ ; z końcem tego okresu

drugiego znajdziemy więc zwyżkę temperatury:  $\vartheta_2 = \vartheta_1 \left(1 - \frac{hs\tau}{mc}\right)$ , albo, podstawivszy za  $\vartheta_1$  obliczoną pierwiej wartość:  $\vartheta_2 = \vartheta \left(1 - \frac{hs\tau}{mc}\right)^2$ .

Licząc w ten sposób dalej otrzymamy z końcem czasu  $t$ , t. j. z końcem  $n$ -go okresu zwyżkę temperatury:  $\vartheta' = \vartheta \left(1 + \frac{hs\tau}{mc}\right)^n$ . Biorąc logarytmy naturalne obu stron tego równania znajdziemy:  $\log \vartheta' =$

$= \log \vartheta + n \log \left(1 - \frac{hs\tau}{mc}\right)$ . Wiadomo, że logarytm naturalny jedności, pomniejszonej o jakąkolwiek, byle niezmiernie małą, liczbę, jest ujemny, a jego wartość liczebna równa się tej właśnie liczbie. Zważywszy, że  $\tau$  jest z założenia niezmiernie małe, możemy napisać:

$\log \left(1 - \frac{hs\tau}{mc}\right) = -\frac{hs\tau}{mc}$ . Nadto należy w równaniu poprzedniem

podstawić  $n = \frac{t}{\tau}$ ; to daje:  $\log \vartheta' = \log \vartheta - \frac{hs}{mc} \cdot t$ . Wprowadzivszy tu, zamiast naturalnych, dogodniejsze do rachunku logarytmy dziesiętne (tom I, ust. 182, w przypisku) otrzymamy następujące równanie wyrażające bieg temperatury ciała ostygającego:

$$\text{Log } \vartheta' = \text{Log } \vartheta - 0,4342945 \frac{hs}{mc} \cdot t.$$

**62. PRZEWODZENIE CIEPŁA.** Ażeby określić warunki, od których zależy przewodzenie ciepła, rozważmy następujący przykład. Pręt metalowy  $AB$  (fig. 49), zanurzony jednym końcem w tuczonym lodzie, ogrzewamy na drugim końcu w płomieniu,

albo w jakikolwiek inny sposób. Dajmy nato, że z początku temperatura całego pręta była  $0^{\circ}$ . Pod wpływem płomienia nastąpi natychmiast zmiana temperatury: naprzód podnosi się temperatura końca ogrzewanego; stopniowo ogrzewają się, przez przewodzenie ciepła, części odległe od płomienia, a jednocześnie temperatura końca ogrzewanego wzrasta w dalszym ciągu; koniec przeciwny zachowuje jednak stale temperaturę  $0^{\circ}$ . Jest to okres temperatur zmiennych, okres rozgrzewania się przewodnika. W okresie tym temperatura każdej części pręta podnosi się: najwcześniej i najwięcej na końcu ogrzewanym, w innych częściach tem później i tem mniej, im bardziej są oddalone od płomienia.

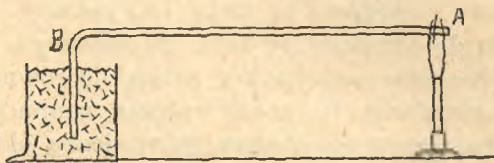


Fig. 49.

Z pobieżnej obserwacji możnaby wnosić, że wzrost temperatury rozchodzi się wzdłuż pręta z pewną określoną szybkością, t. j. że w częściach oddalonych od płomienia wpływ ciepła przez pewien czas wcale się nie objawia, a dopiero po upływie tego czasu temperatura zaczyna się podnosić. Tak istotnie przedstawi się nam to zjawisko, gdy będziemy próbowali temperatury ręką, albo jakim nie dość czułym termoskopem. Wystarczy jednak użyć termoskopu bardziej czułego aby się przekonać, że w tem zjawisku niema wcale stałej prędkości przewodzenia. Im czulszy będzie przyrząd, tem wcześniej wykaże zmianę temperatury w częściach oddalonych od źródła ciepła. Pierwsze ślady ogrzania rozbiegają się tedy po całym pręcie w niezmiernie krótkim czasie; stopniowo zmiany stają się coraz znaczniejsze, zawsze jednak będą one najwydatniejsze i objawią się najwcześniej w pobliżu tego miejsca, gdzie wprowadzamy ciepło.

W zjawisku przewodzenia ciepła niema tedy stałej i określonej szybkości, jaką n.p. okazują fale (głos, promieniowanie). Jeżeli mówi się niekiedy o szybkości przewodzenia zmian temperatury, to może się to odnosić tylko do zmian pewnej określonej wielkości, n.p. do takich, jakie można odczuć dotknięciem. Zjawiska tego rodzaju jak przewodzenie ciepła,



nie mającej określonej szybkości rozchodzenia się w materii, zmiany, których pierwsze oznaki rozbiegają się niezmiernie szybko na znaczne odległości, a następnie potrzebują dłuższego czasu, aby się wzmocniły przez dalszy napływ od miejsca, w którym działa pobudka — określamy ogólną nazwą dyfuzji, albo przenikania. Podobnie jak ciepło w przewodnikach, przenika n.p. wyskok albo sól w wodzie, prąd elektryczny w telegraficznym kablu podmorskim i t. p.

**63. PRĄD CIEPŁA.** Zmiany temperatury w przewodniku, o którym była wyżej mowa, dążą jednak do pewnego kresu. Po upływie dłuższego albo krótszego czasu — zależnie od rodzaju pręta — ogrzewany koniec *A* (fig. 49) dojdzie do pewnej wysokości temperatury i zachowa ją nadal bez zmiany. Drugi koniec będzie miał ciągle temperaturę lodu topniejącego, a w przekrojach pośrednich pręta temperatury ustalą się również, tem wyższe, im bliżej płomienia. Ile czasu upłynie, zanim stan ten trwały nastąpi, tego znowu nie można jedną liczbą określić: im dokładniej badać będziemy zmiany, im czulszych termoskopów użyjemy, tem dłużej wypadnie czekać na to ustalenie się.

Po ustaleniu się temperatur ciepło przechodzić będzie wciąż od gorącego do zimnego końca, jako stały prąd ciepła. Przekonamy się istotnie, iż od chwili ustalenia się temperatur, lód u końca chłodnego topić się będzie z jednostajną szybkością. Płomień, źródło ciepła, udziela ciepła na jednym końcu, lód odbiera je na drugim, a pręt sam jest to przewodnik, który ciepło przewodzi. Pewną zawilóść wprowadza tu fakt, że nie wszystko ciepło wprowadzone w pewnym czasie w koniec gorący, dostaje się do lodu; każda bowiem część powierzchni pręta, o ile stała się cieplejszą od otoczenia, rozprasza część ciepła przez promieniowanie, przez przewodzenie w powietrzu i przez unoszenie ciepła. Obok przewodzenia wewnątrz pręta należy tedy mieć na względzie przewodnictwo zewnętrzne (ust. 60).

Za miarę prądu ciepła, w którymkolwiek przekroju poprzecznym pręta, przyjmuje się tę ilość ciepła, która przechodzi przez ten przekrój w jednostce czasu. Jeżeli prąd jest stały, wówczas w każdej jednostce czasu przechodzi ta sama ilość; ilość ciepła przewodzonego prądem stałym jest zatem proporcjonalna do czasu trwania prądu.

**64. SPAD TEMPERATURY.** Przyczyną prądu ciepła w omawianem doświadczeniu jest różnica temperatur obu końców pręta.

Ciepło dąży od miejsca cieplejszego ku chłodniejszemu; prąd ustaje, gdy niema różnicy temperatur, prąd rośnie gdy różnica ta się wzmacza. Jednakże, aby określić warunki, od których zależy wartość prądu ciepła, nie dość jest uważać samą różnicę temperatur; nadto należy uwzględnić długość pręta, t. j. odległość tych miejsc, w których ta różnica działa. Przy danej różnicy temperatur obu końców krótki pręt przewodzi więcej ciepła niż długi. W tej mierze zachodzi pewne podobieństwo prądu ciepła do prądu cieczy w wąskiej rurze: im dłuższa jest rura, tem słabszy prąd powstanie pod wpływem danej zwyżki ciśnienia.

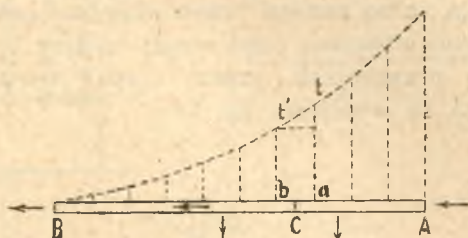


Fig. 50.

Stosunek różnicy temperatur w dwu miejscach, do ich odległości, nazywamy spadem temperatury. Weźmy pod uwagę dwa punkty  $a$  i  $b$  (fig. 50) leżące po obu stronach dowolnego przekroju  $C$ , w bardzo małej od siebie i od przekroju odległości. Stosunek różnicy temperatur  $t - t'$  w tych punktach do długości linii  $ab$  wyraża spadek temperatury panujący w przekroju  $C$ .

Doświadczenie okazało, że wszystkie zjawiska z zakresu przewodzenia ciepła dają się wytłumaczyć, co do jakości i ilości, na podstawie następującego zasadniczego prawa: prąd ciepła jest (z wielkiem przybliżeniem) proporcjonalny do spadku temperatury w każdym przekroju przewodnika. Na podstawie tego prawa fizyk francuski Fourier\*) podał teorię ogólną przewodzenia ciepła i zastosował ją do rozlicznych przykładów w pomnikowym dziele: „Théorie de la chaleur” (w r. 1822).

Rozważmy raz jeszcze w świetle tego prawa zjawiska przewodzenia ciepła w pręcie (fig. 49). Jeżeli po ustaleniu się prądu wymierzmy temperatury w kilkunastu przekrojach pręta,

\*) Czytaj Furje.



a wyniki pomiarów przedstawimy na rysunku jako rzędne (według jakiegokolwiek skali, n.p.  $1^\circ = 1 \text{ cm}$ ) otrzymamy krzywą tej postaci, jak na fig. 50. Stromość tej linii w którymkolwiek miejscu wyobraża widocznie spadek temperatury w odpowiednim przekroju. Pomiarzy tego rodzaju robiono wielokrotnie (Despretz 1822); przekonano się, że od końca gorącego  $A$  ku zimnemu  $B$  stromość tej linii zmniejsza się stopniowo. Tak być powinno, gdyż i prąd ciepła, proporcjonalny do spadku temperatury, staje się tem słabszy, im bliżej ku zimnemu końcowi — po drodze bowiem prąd gubi się częściowo, wskutek utraty ciepła na powierzchni. Gdyby można było ująć pręt w powłokę nieprzenikliwą dla ciepła, albo usunąć przewodnictwo zewnętrzne jakim innym sposobem, wtenczas prąd ciepła miałby tę samą wartość we wszystkich przekrojach, przeto i spadek temperatury byłby jednostajny, jak to wyobraża fig. 51.

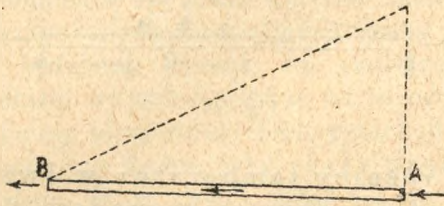


Fig. 51.

W tym przypadku idealnym prąd ciepła byłby wprost proporcjonalny do pola przekroju poprzecznego pręta. Widoczną jest bowiem rzeczą, że pręt o przekroju 2, 3, ...,  $n$  razy większym przewodziłby tyleż ciepła, co wiązka złożona z 2, 3, ...,  $n$  jednakowych prętów. Proporcjonalność prądu do przekroju stosuje się w ogóle zawsze, gdy niema bocznej utraty ciepła.

**65. WPLYW RODZAJU PRZEWODNIKA.** Wykonajmy doświadczenie opisane w ust. 62 (fig. 49) ponownie, zmienimy jednak rodzaj pręta. Zbadajmy n.p. pręty srebrne, miedziane, żelazne i t. p. dokładnie jednakowych rozmiarów, jednakowo ogrzewane. Po ustaleniu się temperatur okazały się znaczne różnice w ilości lodu topniejącego, pomimo jednakowego spadku temperatury i jednakowego przekroju prętów. (Ściśle biorąc pręty powinnyby mieć jednakowe powierzchnie, n.p. srebrzone, aby i straty ciepła

z bocznej powierzchni były jednakowe). Wartość prądu ciepła, wywołanego przez ten sam spadek temperatury, zależy od rodzaju przewodnika; ciała, w których powstaje obfity prąd ciepła pod wpływem małego spadku, są to dobre przewodniki ciepła; w złych przewodnikach natomiast, znacznie większe prądy powstają dopiero pod działaniem bardzo znacznych spadków.

Wszystkie ciała są przewodnikami; różnią się tylko ilościowo dobrocią przewodnictwa.

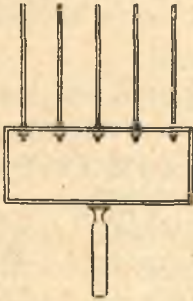


Fig. 52.

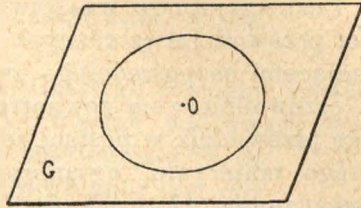


Fig. 53.

Przybliżone porównanie różnych materiałów pod względem zdolności przewodzenia ciepła można wykonać w prostszy sposób, przyrządem opisanym przez Ingenhousza. W bocznej ścianie blaszanej skrzynki (fig. 52) osadzone są końce kilku prętów jednakowej grubości, wetknięte przez korki: miedziany, cynkowy, żelazny, ołowiany szklany i drewniany. Wszystkie pręty są pokryte warstewką wosku. Napełniwszy skrzynkę wrzącą wodą, obaczmy, że wosk zacznie się topić na końcach ciepłych. Gdy temperatury prętów się ustalą, temperatura  $64^{\circ}$  (topnienia wosku) na pręcie drewnianym ustali się w punkcie leżącym niemal tuż obok ściany gorącej; to oznacza spadek temperatury (od  $100^{\circ}$  do  $64^{\circ}$ ) nadzwyczaj stromy. Na innych prętach granica, do której wosk się stopił, będzie posunięta znacznie dalej; na miedzianym pospolicie nie znajdziemy jej wcale — wosk będzie stopiony na całej długości. Oddalenie tej granicy od ściany ogrzanej pozwala ocenić dobroć przewodnictwa. Jeżeli na jednym z tych prętów granica jest wysunięta, dajmy nato, 3 razy dalej niż na drugim, to pierwszy wyprowadza ze skrzynki i rozprasza w powietrzu 3 razy obfity prąd ciepła niż drugi (bo rozprasza na powierzchni 3 razy większej); jednakże on przewodzi ten prąd pod wpływem trzy razy



mniejszego spadku temperatury — przeto jest  $3 \times 3 = 9$  razy lepszym przewodnikiem.

Kryształy (z wyjątkiem należących do układu równoosiowego) przewodzą ciepło w ogóle nie jednakowo w różnych kierunkach. Fig. 53 wyobraża płytkę gipsu krystalicznego, pokrytą cienką warstwą wosku i ogrzewaną w punkcie  $O$  za pomocą gorącego drutu. Granica stopionego wosku ma postać elipsy; dłuższa jej oś wskazuje kierunek, w którym płytkę przewodzi najlepiej. Podobne różnice w przewodnictwie okazują, obok kryształów, inne też ciała (różnokierunkowe) mające rozmaitą w różnych kierunkach budowę; drzewo n.p. przewodzi ciepło w kierunku włókien 3 razy lepiej, niż w kierunkach prostopadłych do pnia.

**66. PRZEWODNICTWO WŁAŚCIWE.** Aby uzyskać liczebną miarę dobroci przewodnictwa różnych ciał, nie zamącając zjawiskami nie mającymi bezpośredniego związku z przewodzeniem ciepła (n.p. przewodnictwem zewnętrznym), weźmy pod uwagę przewodnik w postaci rozległej ściany, z jednolitego materiału, ograniczonej równoległymi płaszczyznami  $AB$  i  $CD$  (fig. 54). Strona  $AB$  niechaj będzie ogrzewana stale do temperatury  $t$ ; temperaturę niższą, również stałą, drugiej powierzchni  $CD$ , oznaczmy przez  $t'$ . Po upływie czasu wystarczającego do ustalenia się temperatur we wszystkich warstwach między  $AB$  i  $CD$  otrzymamy stały prąd ciepła, dążący od strony cieplejszej ku chłodniejszej, jak wskazują strzałki na rysunku. We wszystkich przekrojach ściany, równoległych do  $AB$  i  $CD$ , prąd ma tę samą wartość (albowiem nie gubi się on przez stratę na zewnątrz) przeto i spadek temperatury jest stały (ust. 64), jak to widać na dolnej części rysunku; wartość

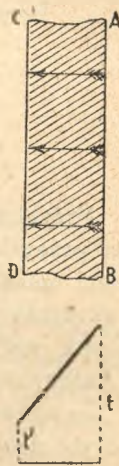


Fig. 54.

tego spadku jest  $\frac{t - t'}{l}$ , gdzie  $l$  oznacza grubość ściany.

Oznaczmy przez  $Q$  ilość gramstopni ciepła, które uważany prąd przewodzi przez ścianę, od strony cieplejszej ku chłodniejszej, w przeciągu czasu  $\vartheta$  sekund. Pamiętając, że prąd jest proporcjonalny do spadku temperatury i do pola przekroju, dalej, że  $Q$ , dzięki stałości prądu, jest proporcjonalne do czasu  $\vartheta$ , możemy wszystkie te zależności ująć w następujące równanie:

$$(1) \dots \dots \dots Q = k \cdot \frac{t - t'}{l} \cdot s \cdot \vartheta;$$

$s$  (centym. kwadratowych) oznacza tu pole ściany, t. j. powierzchnię  $AB$  lub  $CD$ ;  $k$  jest stałą, zależną od rodzaju materii przewodzącej. Tę stałą nazywamy przewodnictwem cieplnym. Równanie powyższe okazuje, że miarą tego przewodnictwa jest ilość ciepła przechodząca w sekundzie przez pole  $1 \text{ cm}^2$  pod działaniem spadku temperatury jednego stopnia na centymetr, w kierunku prostopadłym do pola.

Jeżeli ilość ciepła liczymy zwyczajnym sposobem na gram-stopnie, wówczas przewodnictwo wyraża się w „gramach na centymetr i sekundę” mamy bowiem:  $Q = \text{masa wody} \times \text{ilość stopni}$ , przeto:

$$k = \frac{Q \cdot l}{(t-t') \cdot s \cdot \vartheta} = \frac{\text{gramy} \times \text{stopnie} \times \text{centym.}}{\text{stopnie} \times \text{cent. kwadr.} \times \text{sek.}} = \frac{\text{gr.}}{\text{cm. sek.}}$$

Ażebymy okazać jak należy stosować równanie zasadnicze (1) obliczymy następujące zadanie. Weźmy pod uwagę ścianę rozległą, złożoną z trzech płyt przylegających do siebie: miedzianej, żelaznej i drewnianej (fig. 55); grubość każdej płyty =  $5 \text{ mm} = 0,5 \text{ cm}$ . Powierzchnia zewnętrzna miedzi,  $AB$ , ogrzewana jest stale, do  $100^\circ$ , powierzchnia drzewa  $CD$  do  $60^\circ$ . Pytamy, jak są rozmieszczone temperatury we wnętrzu tej ściany, tudzież ile ciepła przechodzi przez nią w sekundzie, w przypadku stałego prądu.

Wartości przewodnictwa właściwego miedzi, żelaza i drzewa, jak wykazuje tablica pomieszczone na końcu ustępu są: 1,04; 0,16; 0,0001. Oznaczmy przez  $t$  spólną temperaturę miedzi i żelaza, w płaszczyźnie zetknięcia  $EF$ ;  $t'$  niech oznacza temperaturę na granicy  $GH$  żelaza i drzewa. Zważywszy, że prąd ciepła ma jednakową wartość we wszystkich trzech płytach, możemy go wyrazić na trzy sposoby (według wzoru 1):

$$\text{w miedzi } Q = 1,04 \frac{100 - t}{0,5}, \quad \text{w żelazie } Q = 0,16 \frac{t - t'}{0,5},$$

$$\text{w drzewie } Q = 0,0001 \frac{t' - 60}{0,5}$$

na centymetr kwadratowy płyty i na sekundę.



Fig. 55.



Z tych równań okazuje się bezpośrednio, że spadki temperatury w trzech płytach mają się odwrotnie jak ich przewodnictwa; a więc jak  $\frac{1}{1,04} : \frac{1}{0,16} : \frac{1}{0,0001}$ , t. j. 0,96 : 6,25 : 10000.

Podzieliwszy w tym stosunku różnicę temperatur po obu stronach płyty ( $100^\circ - 60 = 40^\circ$ ) znajdziemy:  $t = 99,996^\circ$ ,  $t' = 99,97^\circ$ ; okazuje się więc, że obie strony płyty miedzianej różnią się zaledwie o  $0,004^\circ$ , płyty żelaznej o  $0,025^\circ$ , drewnianej zaś o  $39,97^\circ$ . Liczby te uwydatniają jasno różnicę zdolności przewodzenia ciepła w złych i dobrych przewodnikach: do przepędzenia tego samego prądu ciepła przez drzewo potrzeba 10000 razy większego spadku temperatury, niż w miedzi. W dobrych przewodnikach trudno jest utrzymać znaczniejsze spadki temperatury, gdyż obfity prąd ciepła wyrównywa je bardzo szybko.

## TABLICA

## PRZEWODNICTWA WŁAŚCIWEGO CIEPLNEGO

(w gramach na centymetr i sekundę).

Srebro . . . . .	1,15	Parafina . . . . .	0,0006
Miedź . . . . .	1,04	Opiłki żelazne . . . . .	0,0004
Złoto . . . . .	0,8	Kauczuk . . . . .	0,0004
Cynk . . . . .	0,80	Drzewo jodł. równ. do wł.	0,0003
Mosiądz . . . . .	0,27	Piasek mialki . . . . .	0,0001
Żelazo $0^\circ$ . . . . .	0,21	Trociny . . . . .	0,0001
„ $100^\circ$ . . . . .	0,16	Drzewo jodł. prost. do wł.	0,0001
Stal mięka . . . . .	0,11	Piłsń, róg, воск . . . . .	0,00009
„ twarda . . . . .	0,06	Bawełna, wata, pierze . .	0,00004
Platyna . . . . .	0,12	Rtęć . . . . .	0,015
Ołów . . . . .	0,08	Woda $0^\circ$ . . . . .	0,0012
Nowe srebro . . . . .	0,08	„ $24^\circ$ . . . . .	0,0014
Kwarc (równol. do osi) . .	0,03	Alkohol . . . . .	0,0005
„ (prostop. do osi) . .	0,02	Eter . . . . .	0,0004
Piaskowiec . . . . .	0,006	Nafta . . . . .	0,0044
Wapień . . . . .	0,005	Wodór $0^\circ$ . . . . .	0,00032
Lód . . . . .	0,005	„ $100^\circ$ . . . . .	0,00001
Szkło . . . . .	0,002	Powietrze $0^\circ$ . . . . .	0,000056
Cegła . . . . .	0,0017	„ $100^\circ$ . . . . .	0,000071
Korek . . . . .	0,0007	Bezwodnik węglowy $0^\circ$	0,00003
Śnieg . . . . .	0,0005		

Okoliczność ta tłumaczy wiele znanych zjawisk. Wzdłuż prętów lub drutów miedzianych można prowadzić ciepło na znaczniejsze odległości. — Podczas mrozu przedmioty metalowe wydają się za dotknięciem bardzo zimne; drzewo, wełna i t. p. nie sprawiają tego wrażenia. W metalu, odprowadzającym ciepło z dłoni, wytwarza się bardzo mały spadek temperatury; metal sam mało co się rozgrzewa, dłoń oziębia się tedy niemal do pierwotnej temperatury metalu. Drzewo albo wełna, równie zimne jak metal, muszą natomiast wytworzyć spadek bardzo znaczny; w miejscu dotknięciem ogrzewają się niemal do temperatury dłoni. Przeciwnie ma się rzecz w temperaturze wysokiej: dobre przewodniki parzą, złe wydają się chłodniejszymi. Papier owinięty ściśle na metalu nie zapala się w płomieniu, na drzewie zwęgla się. Siatka metalowa włożona poziomo w płomień gazowy przecina go; nad siatką gaz nie płonie, gdyż siatka odwodzi szybko i rozprasza ciepło. Można również zapalić gaz nad siatką a płomień nie przejdzie na drugą stronę (lampa górnicza Davy'ego).

Wyżej mówiliśmy o niektórych zastosowaniach dobrych przewodników. Ważniejsze, a bardziej różnorodne są zastosowania przewodników złych; używamy ich wszędzie, gdzie chodzi o zabezpieczenie się od zimna albo gorąca. Najgorszymi przewodnikami są gazy, zwłaszcza jeżeli zalegają w ciasnych szczelinach, w których krążenie jest utrudnione, a wskutek tego unoszenie ciepła nie może swobodnie działać. Do najgorszych należą tedy ciała przewodzące same przez się źle, a złożone z licznych drobnych części, między którymi zalega powietrze, jak futro, wata, słoma, puch, popiół, trociny i t. p. Podobnie działają podwójne okna i drzwi. Stogi siana, mierzwy i t. p. rozgrzewają się silnie wskutek działań chemicznych, bo nie dają ujścia ciepłu. Niektóre materiały palne, n.p. kłaki nasiąknięte olejem, mogą tym sposobem zapalić się same przez się. Drzewo jest również złym przewodnikiem, używa się go często na rączki, trzonki, do chwytania gorących przedmiotów. Posadzki drewniane, albo pokryte słomiankami, kobiercami, w miejscach nieopalonych, mniej ziębią stopy od kamiennych. Domy drewniane bywają cieplejsze od kamiennych, mających cienkie ściany, ceglane chronią od zimna skuteczniej niż kamienne.

Ilość ciepła uchodząca z mieszkania na zewnątrz przez mur, zależy od różnicy temperatur wewnątrz mieszkania i na dworze. Jeżeli  $l$  oznacza grubość muru,  $k$  przewodnictwo właściwe (w cegle  $= 0,0017$ ),  $t$  i  $t'$  temperatury powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej muru, wówczas przez każdy centymetr kwadratowy muru uchodzi



w sekundzie  $q = k \frac{t - t'}{l}$  gramstopni ciepła. Temperatury  $t$  i  $t'$  nie są jednak wprost równe temperaturom powietrza wewnętrznego i zewnętrznego, które oznaczymy przez  $\theta$  i  $\theta'$ , one zależą od przewodnictwa zewnętrznego ściany. W istocie, oznaczmy przez  $h'$  ilość ciepła, którą każdy  $cm^2$  zewnętrznej strony muru traci w sekundzie przez promieniowanie i t. d., gdy temperatura  $t'$  jest o stopień wyższa od temperatury zewnętrznego powietrza; podobnie oznaczmy przez  $h$  zewnętrzne przewodnictwo muru od strony mieszkania. Wtenczas, jeżeli prąd ciepła ( $q$ ) jest stały, możemy napisać:  $q = h(\theta - t)$ , tudzież:  $q = h'(t' - \theta')$ , nakoniec także:  $q = k \frac{t - t'}{l}$ ; albo inaczej:

$$\frac{q}{h} = \theta - t, \quad \frac{q}{h'} = t' - \theta', \quad \frac{ql}{k} = t - t'.$$

Dodawszy te równania otrzymamy:

$$q \left( \frac{1}{h} + \frac{1}{h'} + \frac{l}{k} \right) = \theta - \theta', \quad \text{albo} \quad q = \frac{\theta - \theta'}{r},$$

gdzie

$$r = \frac{1}{h} + \frac{1}{h'} + \frac{l}{k}.$$

Wielkość  $r$  nazywa się „oporem” muru dla ciepła; im większe  $r$ , tem mniej ciepła uchodzi przez mur.

Na powierzchni wyprawionej wapnem można przyjąć według ust. 60,  $h = h' = 0,00019$  gramstopni na  $cm^2$ , sek, i stopień różnicy temperatur. Stąd wypada opór w murze ceglany:

$$r = 10500 + 588 l.$$

Jeżeli n.p. mur ma 60  $cm$  grubości, wówczas  $r = 45780$ ; temperatura pokojowa niech będzie  $15^\circ$ , na dworze  $-15^\circ$ . Obliczamy stąd stratę ciepła:

$$q = \frac{1}{1526} \frac{\text{gramst.}}{cm^2 \text{ sek}} = 23,6 \frac{\text{kiloryi}}{m^2 \text{ godz.}}$$

Opór cieplny okien podwójnych jest znacznie mniejszy, wynosi około 24000.

67. PRZEWODNICTWO CIECZY I GAZÓW jest tak małe, że ruch ciepła w tych ciałach odbywa się niemal wyłącznie sposobem unoszenia, przez konwekcję ciepła, jak to było opisane w ust. 59. Udzielanie się ciepła od cząstki do cząstki odbywa się wprawdzie i tutaj ostatecznie przez przewodzenie, ale konwekcya i połączone z nią zamieszanie płynu ma ten skutek, że wprowadza w bezpośrednie zetknięcie cząstki różniące się znacznie w temperaturze; stwarza tedy potężne spadki temperatur, rozrzucone w całej masie, zdolne wywołać obfitszy ruch ciepła.

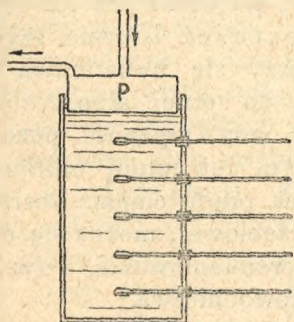


Fig. 56.

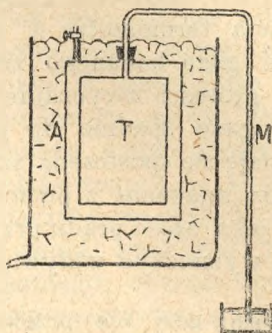


Fig. 57.

Wszelako i ciecze mogą przewodzić ciepło na podobieństwo ciał stałych, bez konwekcji, jeżeli się je ogrzewa z góry, jak to objaśnia fig. 56, nie z dołu, jak czynimy zwyczajnie, chcąc zagrzzać, albo zagotować wodę. *P* na fig. 56 jest to metalowa puszka, przez którą przeprowadza się strumień gorącej pary. W tych warunkach ruch ciepła na dół odbywa się nadzwyczaj powoli, gdyż przewodnictwo jest małe, a konwekcji w tym przypadku niema wcale.

Inny sposób okazania i mierzenia przewodnictwa, dający się zastosować także do gazów, polega na tej uwadze, że w naczyniach ciasnych krążenie płynu jest utrudnione. Przyrząd mierzniczy Stefana, zbudowany na tej zasadzie (fig. 57) składa się z metalowego walcowatego naczynia *T*, umieszczonego wewnątrz drugiego walca *A*. Między ścianami obu walców wprowadza się gaz badany; walec wewnętrzny *T*, połączony z manometrem rtęciowym *M*, napełniony powietrzem, stanowi rodzaj termometru



gazowego. Skoro umieścimy walec  $A$  w lodzie topniejącym, temperatura termometru  $T$  znacznie spadać, wskutek odpływu prądu ciepła (którego wartość można obliczyć z masy i ciepła właściwego naczynia  $T$ , tudzież ze zmian temperatury) z  $T$  do  $A$  przez warstwę gazu. Jeżeli gaz jest cokolwiek rozrzedzony (utrudnione krążenie), prąd ten będzie wynikiem li tylko przewodzenia ciepła i promieniowania ścian; wpływ konwekcji będzie bardzo mały (ust. 59, a).

Przyrządem tym sprawdzono ważne prawo, przepowiedziane przez Maxwella na podstawie teorii kinetycznej (ust. 106), że przewodnictwo cieplne gazów, podobnie jak ich lepkość (tom I, ust. 186), nie zależy od gęstości. Istotnie, szybkość ostygnięcia termometru  $T$  nie zmniejszy się bynajmniej, jeżeli gęstość gazu badanego zmniejszymy do setnej albo tysięcznej części gęstości zwyczajnej. Dopiero gdy prężność pozostałej reszty gazu spadnie do jednego, dwu, lub mniej millimetrów rtęci, daje się spostrzedz szybki ubytek prądu ciepła. Rozrzedzając tedy znacznie, z pomocą pompy rtęciowej, można się dowiedzieć, jaka część prądu przypada na promieniowanie, a tym sposobem wyznaczyć wpływ samego przewodnictwa.

Różne gazy nie przewodzą jednakowo dobrze; gęstsze w ogóle gorzej od rzadkich. Wodór przewyższa powietrze niemal 7 razy w zdolności przewodzenia. Druć platynowy ogrzewany prądem elektrycznym, wystarczającym do silnego rozżarzenia go w powietrzu, w wodrze żarzy się słabo, albo nie żarzy się wcale, gdyż wodór odbiera mu ciepło bardzo szybko. Właściwości przewodnictwa cieplnego gazów okazuje dobrze następujący przyrząd (Kundta). Szklane probierki  $P$ ,  $W$ ,  $w$  (fig. 58) zawierające trochę eteru, wlutowane w szklane bańki, zanurza się w ciepłej wodzie i zapala pary eteru, wywięzujące się w miarę dopływu ciepła przez gazy znajdujące się w bańkach.

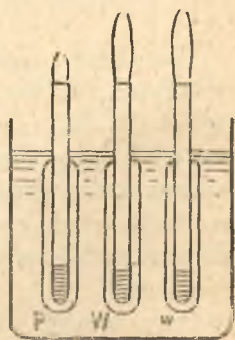


Fig. 58.

Płomień dobywający się z probierki otoczonej wodorem  $W$  jest znacznie wyższy od płomienia zasilanego ciepłem przechodzącym przez powietrze  $P$ ; trzecia probierka  $w$ , otoczona wodorem pod ciśnieniem tylko kilku  $mm$ , płonie równie silnie jak  $W$ .

68. PRZEWODNICTWO TERMOMETRYCZNE. Ruch ciepła stałym prądem, gdy temperatury się ustalą, zależy od jednej tylko własności istotnej ciała przewodzącego, od jego przewodnictwa właściwego  $k$ . Wszelkie zadania dotyczące się prądu stałego można rozwiązać, jeżeli obok kształtu ciała znane jest jego przewodnictwo właściwe, tudzież to, ile ciepła ono na powierzchni swej otrzymuje, ile go oddaje na zewnątrz.

W ust. 62 była już wzmianka o innym dziale zjawisk przewodzenia ciepła, o tych zjawiskach, które poprzedzają prąd stały, albo go kończą — w ogóle, o ruchu ciepła, połączonym ze zmianami temperatury, z rozgrzewaniem się lub ostygnięciem wszystkich części przewodnika.

Wprowadzając ciepło w jakiegokolwiek ciało, mające z początku jednostajną niską temperaturę, dostrzeżemy odrazu wpływ tego ciepła we wszystkich częściach ciała. W sąsiedztwie miejsca ogrzewanego (lub oziębianego) temperatura zmieni się najrychlej i najwydatniej. Zwolna jednakże ciepło przenika — w ilości zależnej od przewodnictwa właściwego  $k$  — do innych części przewodnika i sprawia tamże znaczniejsze zmiany temperatury. Gdy chodziło o stały prąd ciepła, pytaliśmy przede wszystkim o ilość ciepła przewodzonego; obecnie obchodzi nas najwięcej szybkość, z jaką ciało się rozgrzewa, a więc niejako przewodzenie temperatury.

Owóż wiadomo, że zmiana temperatury zależy nie tylko od ilości ciepła wprowadzonego w ciało, lecz nadto od ciepła właściwego  $c$  i od masy ciała. Gdy porównujemy ciała, albo części ciał, mające jednakowe objętości, wówczas zamiast masy możemy wziąć pod uwagę gęstość ciał  $d$  (masę jednostki objętości). Jeżeli  $\tau$  oznacza zmianę temperatury jednostki objętości, pod wpływem ciepła  $q$ , wówczas, jak wiadomo:

$$\tau = \frac{q}{c \cdot d}$$

Przewodnictwo właściwe  $k$  jest miarą ilości ciepła  $q$ , przewodzonego w różnych materiałach, gdy temperatury są w nich w podobny sposób rozmieszczone. Aby się dowiedzieć, jakie stąd wynikną zmiany temperatury ( $\tau$ ) w tychże materiałach, należy dla każdego z nich obliczyć wyrażenie:

$$\alpha = \frac{k}{c \cdot d}$$



Wielkość ta nazywa się „przewodnictwo termometryczne”. Dwa ciała jednakowej postaci i wielkości, ogrzane w ten sam sposób (t. j. do równych temperatur) zmieniać będą z biegiem czasu temperatury swe zupełnie jednakowo, jeżeli w obydwóch materiałach  $\alpha$  posiada tę samą wartość — choćby nawet różniły się znacznie pod względem przewodnictwa właściwego  $k$ . Jeżeli w ciele jakim przewodnictwo termometryczne  $\alpha$  jest wielkie, to ruch ciepła wywoływać będzie wydatne zmiany temperatury. Ciało takie szybko się ogrzewa, łatwo wyrównywa różnice temperatur w różnych częściach, słowem jest dobrym przewodnikiem temperatury. Nawet gdy przewodnictwo  $k$  jest małe,  $\alpha$  może mieć wartość znaczną, jeżeli mianowicie iloczyn  $cd$  jest mały. Przykładem tego są gazy, zwłaszcza rozrzedzone; w ciałach tych wyrównanie temperatury odbywa się bardzo szybko. W gazach bowiem  $c$  i  $k$  są prawie niezależne od gęstości (ust. 26, 67), zmniejszając tedy  $d$  można  $\alpha$  nadzwyczajnie powiększyć.

Jeżeli ilości ciepła mierzymy tą samą miarą, zarówno w spółczynniku przewodnictwa  $k$ , jak w ciepłe właściwem  $c$ , wówczas  $\alpha$  będzie niezależne od tej jednostki ciepła, bo zależy od stosunku  $k : c$ . Jednostką przewodnictwa  $k$  jest, jak wiemy,  $gr./cm\ sek.$ ; miarą iloczynu  $cd$  jest:

$$\frac{\text{gram} \times \text{stopień}}{\text{gram} \times \text{stopień}} \times \frac{\text{gram}}{\text{centym. sześcienn.}} = gr/cm^3.$$

Stąd wypada, iż miarą przewodnictwa termometrycznego  $\alpha$  jest „centymetr kwadratowy w sekundzie” ( $gr/cm\ sek : gr/cm^3 = cm^2/sek$ ).

Gdybyśmy mierzyli długości n.p. na kilometry (100000  $cm$ ), zamiast na centymetry, to liczba wyrażająca  $\alpha$  nie zmieniłaby się, pod warunkiem, żebyśmy jednocześnie zwiększyli jednostkę czasu w stosunku kwadratowym, t. j. na (100000)<sup>2</sup> sekund = 316,888 lat. Np. w miedzi mamy:

$$\alpha = 1,2\ cm^2/sek = \frac{1,2}{(100000)^2}\ km^2/sek \quad \text{albo: } 1,2 \frac{km^2}{(316)\ \text{lat}}.$$

Uwaga ta prowadzi do wielu ważnych zastosowań. Wyobraźmy sobie dwa ciała, z jednakowego materiału, podobnej postaci. Rozmiary jednego niechaj wynoszą tyle kilometrów, ile drugie mierzy centymetrów. Jeżeli temperatury w tych ciałach

są z początku w podobny sposób rozmieszczone, a następnie zmieniają się w obydwu tylko wskutek dyfuzji ciepła, natenczas po upływie sekundy znajdziemy w cieple małym takie rozmieszczenie temperatur, jakie nastąpi w dużym dopiero po upływie 316,888 lat. Ogólnie mówiąc, czasy, w ciągu których odbywają się wskutek dyfuzji ciepła podobne zmiany temperatury, mają się jak kwadraty rozmiarów liniowych.

Weźmy n.p. pod uwagę grubą ścianę, mającą z początku jednostajną niską temperaturę. Jeżeli jedną stronę ściany nagle oziębimy i utrzymywać ją będziemy stale w temperaturze niższej, wówczas niżenie temperatury zacznie odrazu przenikać do warstw głębszych. Po upływie 5 sekund warstwa w głębokości 1 *cm* oziębi się, dajmy nato, o stopień, warstwy w głębokościach 2, 3, ... *cm* oziębią się o tyleż dopiero po upływie  $2^2 \times 5 = 20$   $3^2 \times 5 = 45$  *sek* i t. d.

## TABLICA

## PRZEWODNICTWA TERMOMETRYCZNEGO

(w  $cm^2/sek$ ).

Wodór (0°, 1 <i>cm rt</i> ) . . . . .	80,0	Żelazo . . . . .	0,23
Powietrze (0°, 1 <i>cm rt</i> ) . . . . .	13,9	Powietrze (0°, 76 <i>cm</i> ) . . . . .	0,18
Srebro . . . . .	1,95	Rtęć . . . . .	0,033
Miedź . . . . .	1,25	Piaskowiec . . . . .	0,02
Wodór (0, 76 <i>cm</i> ) . . . . .	1,05	Woda . . . . .	0,0014
Mosiądz . . . . .	0,37	Szkło . . . . .	0,0004

Godne uwagi zastosowanie teorii ruchu ciepła uczynił Lord Kelvin (W. Thomson) celem przybliżonego obliczenia wieku kuli ziemskiej. Temperatura powierzchni ziemi ulega zmianom okresowym, zależnie od pory roku i doby. Zmiany te przenikają wskutek dyfuzji ciepła do warstw głębszych; jednakże już w głębokości około 10 *m* zanikają one prawie zupełnie. W istocie, dowiedzieliśmy się przed chwilą, jak szybko wzrastają czasy potrzebne do przejścia znaczniejszych zmian temperatury w coraz głębsze warstwy przewodnika; zanim tedy ciepło letnie przeniknie do głębokości kilku metrów, następuje zimowe niżenie temperatury i ostatecznie brakuje czasu do ogrzania warstw głębokich.



Poniżej 10 *m* niema więc znaczniejszych zmian okresowych; natomiast, im głębiej wnikamy pod powierzchnię ziemi, tem wyższą spotykamy temperaturę trwała. Zjawisko to, dobrze znane w geologii, sprawdzono we wszystkich kopalniach głębszych, w studniach, wierceniach i t. p. Wzrastanie temperatury, od powierzchni ziemi ku wnętrzu, bywa różne w rozmaitych miejscach; średnio można przyjąć, że na każde 30 *m* zagłębienia temperatura wzrasta o 1°. Mamy więc w zewnętrznej skorupie ziemi spad temperatury około  $\frac{1}{30}$  *st/m* =  $\frac{1}{3000}$  *st/cm*. Powstanie tego spadu tłumaczą prawdopodobne dzieje kuli ziemskiej, które Kelvin przedstawia w sposób następujący.

Pierwotnie ziemia była bryłą ognisto-płynną. Wskutek promieniowania temperatura jej opadała stopniowo, aż wreszcie doszła do punktu krzepnięcia roztopionych skał. Zestalenie się masy płynnej, które się teraz rozpoczęło, zwolniło dalsze ostygnięcie, wskutek uwalniania się ciepła topnienia. Temperatura całej kuli ziemskiej była, zdaniem Kelvina, równa średniej temperaturze topnienia, dopóki cała, albo prawie cała masa nie zamieniła się w stałą bryłę. Przebieg krzepnięcia był mniej więcej taki, iż naprzód krzepły warstwy zewnętrzne, następnie, wskutek kurczenia się, pękały, a odłamy ich tonęły w głębi, ustępując miejsca nowym masom płynnym, które z kolei podlegały temuż samemu losowi. W końcu utworzyła się trwała skorupa, obejmująca wewnątrz w większej części skrzepłe. Do tej epoki temperatura ziemi była ciągle równa temperaturze topnienia. Z chwilą jednakże utworzenia się stałej skorupy, gdy konwekcyjne ruchy ciepła zostały zatamowane, rozpoczęło się szybkie ostygnięcie. Temperatura powierzchni, dzięki silnemu promieniowaniu, spadła prawie nagle (n.p. w ciągu niewielu tygodni, albo lat) do tej niemal wartości, jaką posiada dziś, t. j. do wartości zależnej od działania promieniowania słonecznego, i jednoczesnego promieniowania ziemi samej, a niezależnej prawie wcale od wewnętrznego żaru. Od tej pory ziemia ostygła, jakby ostygła każde ciało gorące, którego powierzchnia została nagle oziębiona do pewnej niskiej temperatury. Z wnętrza, które długi czas przechowuje gorąco, ciepło przenika ku powierzchni i promieniuje stąd na okół. Temperatura ziemi tuż pod powierzchnią była z początku bardzo wysoka; spad temperatury był olbrzymi. Z upływem wieków oziębienie przenikało coraz głębiej, tak iż obecnie spad ten jest nie większy, jak  $\frac{1}{3000}$  *st/cm*.

Na podstawie przytoczonych dziejów ziemi można wyznaczyć w przybliżeniu epokę, w której nastąpiło ostateczne skrzepnięcie ziemi, kiedy ciepło topnienia przestało wywięzywać się w wielkich rozmiarach, a ziemia poczęła ostygąć jako stała bryła. Ówczesna tem-

peratura ziemi, równa średniej temperaturze topnienia skał, wynosiła około 4000°. Przewodnictwo termometryczne zewnętrznej skorupy ziemi znamy również w przybliżeniu, można przyjąć n.p.  $\kappa = 0,01 \text{ cm}^2/\text{sek}$ . Średnia temperatura powierzchni wynosi obecnie około 15°, przeto w głębokości 1 km panuje temperatura  $15 + \frac{1000}{30} = 48^\circ$ . Ażeby ocenić długość czasu potrzebnego do wytworzenia się tego spadku możnaby wykonać doświadczenie w małej skali, tak n.p. izby 1 cm odpowiadał kilometrowi. Bryła skalista, mająca własności ile możności zbliżone do skał ziemskich, ogrzana do 4000° a następnie oziębiona na powierzchni nagle do 15°, ostygłaby w ten sposób, że w głębokości 1 cm pod powierzchnią temperatura spadłaby do 48°, mniej więcej po upływie 3 dni = 259 200 sekund. Pamiętając, że do kilometra, jako jednostki długości, należy czas 316,888 lat, jako jednostka czasu, obliczymy wiek ziemi =

$$259\,200 \times 316,888,$$

t. j. okrągłe 100 milionów lat. Nie należy uważać liczby tej jako ściśle określenie wieku ziemi, gdyż dane, na których rachunek się opiera, są tylko z pewnem przybliżeniem znane. O ile założenia teorii tej są prawdziwe, możnaby co najwięcej wnosić, że wiek kuli ziemskiej dosięga kilkudziesięciu lub kilkuset milionów lat. Zdaje się jednak, że założenia te zachwiało silnie niespodziewane odkrycie nowego źródła ciepła w ziemi. Jest niem promieniotwórczy pierwiastek rad, wszędzie, aczkolwiek w małej ilości, rozproszony, który ustawicznie wydaje ciepło, mogące tu zaważyć.

**69. PRZEWODZENIE OKRESOWYCH ZMIAN TEMPERATURY.** Wspomnieliśmy pierwej, że w zjawiskach przewodzenia, albo jaśniej mówiąc, dyfuzji ciepła, nie daje się zaznaczyć jedna, określona szybkość przewodzenia zmian temperatury w ciałach. Małe zmiany rozchodzą się szybko, większe ogarniają przedewszystkiem sąsiedztwo miejsca ogrzewanego, albo oziębianego. Mając to na względzie zdołamy zdać sobie sprawę ze zjawisk ruchu ciepła w ciałach, które na powierzchni są naprzemian ogrzewane i oziębiane, w równych odstępach czasu.

W ten sposób właśnie temperatura powierzchni ziemi waha się około odpowiedniej wartości średniej, w okresie dwojakim: dziennym, z dnia na noc, i rocznym, z lata na zimę. Widoczną jest rzeczą, że podobne wahanie się (weźmy na razie jeden z tych okresów pod uwagę) temperatury objawia się także w warstwach głębszych, wskutek ruchu ciepła od powierzchni ku wnętrzu i naodwrot. Ponieważ atoli przenikanie ciepła w głąb odbywa



się stopniowo i wymaga pewnego czasu, przeto zmiany te będą zarówno co do wartości swej mniej wybitne, jak i co do czasu spóźnione względem zmian na powierzchni.

Aby to lepiej zrozumieć weźmy pod uwagę jeden okres. Temperatura powierzchni podnosi się naprzód do swego maximum, następnie opada, poczem, w drugiej połowie okresu, następuje oziębienie, dosięgające znowu największej wartości, która w końcu ustępuje miejsca temperaturze pierwotnej, średniej.

Mamy więc dwie fazy, z których każda trwa połowę okresu. W pierwszej ciepło przenika do wnętrza, w głębi temperatura wszędzie się podnosi. Małe zmiany wnikają szybko do warstw głębokich, większe ogarniają przedewszystkiem sąsiedztwo powierzchni ziemi. Zanim jednak to ogrzanie znaczniejsze zdoła udzielić się warstwom głębszym, następuje druga faza, powierzchnia zaczyna tracić ciepło. Możemy sobie przedstawić, że w tej fazie „oziębienie” przenika do wnętrza i goni za poprzedzającym ogrzaniem. Najwcześniej zaczyna opadać temperatura warstw leżących blisko powierzchni, następnie przychodzi kolej na głębsze.

Z tego opisu okazuje się, że ogrzanie powierzchni, trwające czas jakiś, a następnie ustępujące miejsca oziębieniu, wywołuje rodzaj fali ciepła, która od powierzchni przebiega w głąb przewodnika. Każda cząstka wewnętrzna naśladuje powierzchnię w tem, iż naprzód się ogrzewa, a następnie wraca do pierwotnej temperatury. Najwyższa temperatura przypadnie jednak w czasie tem późniejszym, im większa jest odległość uważanej cząstki od powierzchni. Wielkość tej zmiany jest proporcjonalna do podniesienia się temperatury na powierzchni; nie jest jednakże jednakowa w różnych głębokościach. Do warstw głębokich przenikają w ogóle tylko mniejsze zmiany temperatury, z tego powodu amplituda fali ciepła zmniejsza się szybko, w miarę tego, jak fala postępuje w głąb.

Zarówno zmniejszanie się amplitudy tej fali, jak szybkość, z jaką postępuje w przewodniku, zależą od tego, czy ogrzewanie powierzchni trwało dłuższy lub krótszy czas, t. j. od okresu zmian temperatury powierzchniowej. Im dłużej trwa ogrzewanie się powierzchni, im dłuższy jest okres wahań temperatury, tem głębsze warstwy zdoła ogarnąć temperatura stosunkowo wysoka. W tym razie amplituda maleje wolniej, rozgrzanie znaczniejsze przenika głębiej, aniżeli w przypadku wahań o krótkim okresie. Zależność stosunku zanikania amplitudy fali od okresu wahań

daje się ocenić na podstawie uwagi, którą uczyniliśmy w ustępie poprzedzającym: zmiany temperatury, pojawiające się w głębokości 1 *cm*, w następstwie wahań temperatury powierzchniowej, mających okres jednej sekundy, są takie same, jakie pojawiłyby się w głębokości 1 *km*, gdyby okres wahań wynosił 316,888 lat. Ogólnie mówiąc, jeżeli trwanie okresu powiększy się *n* razy, wówczas pojawią się w głębokości  $\sqrt[n]{n}$  takie wahania temperatury, jakie były pierwiej w głębokości 1.

Szybkość natomiast, z jaką fala biegnie w głąb przewodnika, jest tem większa, im krótszy jest okres wahań temperatury. w tym razie bowiem do warstw głębokich dostają się w ogóle tylko małe zmiany temperatury, a takie przenikają najszybciej. Miarę szybkości fali stanowi głębokość, w której najwyższa temperatura pojawia się o jednostkę czasu później, aniżeli na powierzchni. Jeżeli jednostkę czasu wybierzemy *n* razy zwiększoną, a odpowiednio do tego jednostkę długości  $\sqrt[n]{n}$  razy większą, wówczas jednostka prędkości, jako stosunek tamtych, będzie  $\frac{\sqrt[n]{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt[n]{n}}$ , t. j.  $\sqrt[n]{n}$  razy mniejszą.

Wszystko to sprawdza się w zjawisku dziennych i rocznych zmian temperatury w ziemi. Termometry zakopane w różnych głębokościach wykazują peryodyczne zmiany temperatury, zależne od okresu rocznego i dziennego zmian na powierzchni; odchylenie temperatury, w pewnej chwili, od wartości średniej równa się sumie zmian wywołanych odpowiednio przez falę roczną i falę dzienną. Im głębiej termometr zakopany, tem później pojawia się na nim najwyższa temperatura letnia i najniższa zimowa. Średnio biorąc, jak okazały odnośne pomiary, w głębokości 8,67 *m* najwyższa temperatura przypada pół roku później niż na powierzchni. Szybkość fali rocznego okresu jest tedy:

$$2 \times \frac{8,67}{365} = 0,0475 \text{ metrów na dobę.}$$

Spostrzeżenia okazały nadto, że w głębokości około 6,36 *m* amplituda zmian rocznych wynosi już tylko  $\frac{1}{10}$  część odpowiednich zmian na powierzchni.

Co się tyczy zmian dziennych, trzeba zważyć, że okres ich jest  $365 = 19^2$  razy krótszy. Ztąd wnosimy, że szybkość fali dziennej będzie  $0,0475 \times 19 = 0,9$ , t. j. blisko metr na dobę. W głębokości metra pojawia się tedy najwyższa temperatura około południa następnego dnia. Stosunek zanikania fali jest



zaś taki, iż w głębokości  $\frac{6,36}{\sqrt{365}} = 0,33 \text{ m}$  amplituda dzienna wynosi tylko  $\frac{1}{10}$  część odpowiedniej amplitudy na powierzchni. Widać stąd, że dzienne zmiany temperatury są zupełnie powierzchniowe; mają one ważne znaczenie n.p. w uprawnej warstwie gleby, w głębszych jednak dołach, piwnicach i t. p. są wcale nieznaczne.

### Z a d a n i a.

128) Przez ścianę o powierzchni metra kwadratowego, grubości 40 *cm* przechodzi w godzinie 350 kaloryi ciepła. Obliczyć przewodnictwo cieplne właściwe materyału ściany, wiedząc, że po jednej stronie temperatura jej jest 85°, po drugiej 20°.

$$\text{Odp. } k = \frac{350\,000 \times 40}{65 \times 10\,000 \times 3600} = 0,006 \text{ gr/cm sek.}$$

129) Do ogrzania decymetra sześciennego tego samego materyału o stopień potrzeba 184 gramstopni. Jaka jest wartość przewodnictwa termometrycznego?

$$\text{Odp. } \alpha = 0,006 : 0,184 = 0,033 \text{ cm}^2/\text{sek.}$$

130) Na pręcie srebrnym, w przyrządzie Ingenhousza, воск stopił się na długości 10 *cm*, na żelaznym 4 *cm*. Ile razy srebro przewodzi lepiej od żelaza? *Odp.* 100 : 16 = 6 razy.

131) Mieszkanie w domu ceglanym oddzielone jest od zewnętrznego powietrza murem o grubości 60 *cm*, mającym 180 *m*<sup>2</sup> powierzchni, w którym okna podwójne zajmują 18 *m*<sup>2</sup>. Ile ciepła traci mieszkanie na dobę przez mur, gdy temperatura powietrza wewnętrznego jest +17°, zewnętrznego —8°?

*Odp.* 86 400  $\cdot$  25  $\left( \frac{1620000}{45780} + \frac{180000}{24000} \right)$ , t. j. około 90000 kaloryi kilogramowych.

132) Obliczyć temperaturę tego muru od strony mieszkania. *Odp.* 14,1°

133) Naczynie blaszane zamknięte, kształtu kostki o krawędzi 10 *cm*, napelnione jest wodą o temperaturze 100°. Przewodnictwo zewnętrzne naczyń = 0,000192 gramstopni na *cm*<sup>2</sup> i *sek*. O ile stopni ostygnie woda w ciągu godziny, jeżeli temperatura otaczającego powietrza jest +15°.

*Odp.* Według wzoru w zadaniu 127 znajdziemy:

$$\text{Log } \vartheta' = \text{Log } 85 - \frac{0,43429 \cdot 0,000192 \cdot 600 \cdot 3600}{1000},$$

stąd  $\vartheta' = 56^\circ$ , temperatura wody będzie 71°, t. j. woda ostygnie o 29°.

134) To samo naczynie umieszczono we wnętrzu drugiego naczynia blaszanego, również kształtu kostki, w ten sposób, że naczynie wewnętrzne oddzielone jest od zewnętrznego warstwą powietrza grubości 4 mm. Obliczyć o ile stopni ostygnie woda w tej osłonie w ciągu godziny, przyjmując zdolność absorbcyjną blachy  $a = 0,23$ , przewodnictwo zewnętrzne osłony, jak wyżej,  $h = 0,000192$ .

*Odp.* Ostygnięcie odbywa się tak powoli, że prąd ciepła z wody na zewnątrz można obliczać według praw prądu stałego: Oznaczywszy przez  $s$  powierzchnię wewnętrznego, przez  $s'$  zewnętrznego naczynia, możemy szybkość ostygnięcia wody, w chwili, gdy jej temperatura jest  $t$ , wyrazić przez (ust. 60, 66):

$$q = \frac{as(t - t_1)}{7760} + \frac{k(t - t_1)}{l} \cdot \frac{s + s'}{2} = p(t - t_1),$$

$t_1$  oznacza tu temperaturę osłony. Tę samą ilość ciepła osłona rozprasza jednocześnie w otoczeniu o temperaturze  $t_0 = 15^\circ$ , przeto jest także  $q = hs'(t_1 - t_0)$ . Stąd znajdziemy:

$$q = \frac{hs'p}{hs' + p} (t_1 - t_0).$$

Bez osłony byłoby  $q = hs(t - t_0)$ . Woda ostyga tedy tak, jak gdyby powierzchnia naczynia była  $\frac{s'p}{hs' + p}$ . W danym przykładzie po upływie godziny woda mieć będzie temperaturę  $82^\circ$ , ostygnięcie więc tylko o 18 stopni.

135) Rozwiązać poprzedzające zadanie w założeniu: a) że między obu naczyniami znajduje się próżnia; b) że przestrzeń między nimi wypełniono watą.

*Odp.* W przypadku a) woda ostygnie o  $4^\circ$ ; w b) o  $13^\circ$ .

136) Ile ciepła traci rocznie kula ziemiska wskutek przewodzenia z wnętrza ku powierzchni?

*Odp.* Aby ocenić tę wielkość z niejakim przybliżeniem Kelvin przyjmuje przeciętne przewodnictwo zewnętrznej skorupy ziemi  $= 0,005$  (w gr., cm. i sek.), spadek temperatury w tejże  $=$  stopień na 30 m. Liczby te dają  $Q = 0,005 \cdot \frac{1}{3000} \cdot 4\pi (637 \cdot 10^6)^2 \cdot 365 \frac{1}{2} \cdot 86400 = 268 \cdot 10^{18}$  gramstopni, (gdyby temperatura ziemi była jednostajna, a jej ciepło właściwe  $= 0,5$ , kula ziemiska ostygłaby rocznie wskutek tej straty o mniej niż dziesięciomilionową stopnia).

137) W głębokości jednego metra pod powierzchnią skały piaskowcowej najwyższa temperatura letnia pojawia się dopiero w początku



ku stycznia, t. j. spóźniona o 167 dni. W gruncie gliniastym, w tejże głębokości, spóźnienie letniego maximum temperatury dosięga 310 dni. Do ogrzania metra sześciennego piaskowca o stopień potrzeba 460 kaloryi (kilogramowych); ta sama wielkość w gruncie gliniastym jest 890 kaloryi. Obliczyć przewodnictwo ciepłe gliny  $= k$ , wiedząc, że wartość jego w piaskowcu jest  $k' = 0,0055$  (w gramstopniach, sekundach i centymetrach).

*Odp.* Zjawisko przewodzenia temperatur w glinie da się wyrazić temi samymi liczbami co w piaskowcu, jeżeli do tych dwu ciał dobierzemy różne miary długości  $l$  i  $l'$ , proporcjonalne do prędkości fal,  $l : l' = 167 : 310$ . Przewodnictwa termometryczne  $\alpha$  będą przy tym doborze jednostek również liczebnie jednakowe; w piaskowcu będzie to pewna liczba jednostek: ( $l'^2$  na sekundę), w glinie tyleż innych jednostek: ( $l^2$  na sekundę). Mamy więc, wracając do centymetrów  $\alpha : \alpha' = l^2 : l'^2 = 27889 : 96100$ ; a ponieważ  $\alpha' = \frac{k'}{c' d'} = \frac{0,0055}{0,460}$   $cm^2/sek$ , przeto  $\alpha = 0,00347$   $cm^2/sek$ , nakoniec  $k = 0,00347 \cdot 0,890 = 0,0031$  (w *grst, cm i sek*).

## ROZDZIAŁ VII.

### TERMODYNAMIKA.

70. DAWNIEJSZA TEORYA CIEPŁA. Z rozważań wyłożonych w poprzedzających rozdziałach wyłączyliśmy z umysłu te zjawiska, w których biorą udział źródła ciepła, dodatnie lub ujemne, t. j. w których ciepło tworzy się kosztem innych rodzajów energii, albo znika, przekształcając się na pracę, energię chemiczną, elektryczną i t. p. Wyjątek w tej mierze stanowiły przemiany ciepła na promieniowanie i na ciepło utajone topnienia tudzież parowania. Są to dwa rodzaje energii, które uważano od dawna niemal jako identyczne z ciepłem, jak wskazują nazwy: „ciepło promieniste”, „ciepło utajone”. Przyczyna istotna tego pomieszania pojęć i nazw leży w tem, że obydwie wspomniane rodzaje energii powstają pospolicie z ciepła i nawzajem mogą być w zupełności zamienione na ciepło, pierwszy przez absorbcyę w jakimkolwiek ciele pochłaniającem, drugi przez skroplenie pary lub zamrożenie cieczy.

Jeżeli jakiegokolwiek ciała ogrzejemy do temperatury wyższej, a następnie oziębimy napowrót do temperatury początkowej, prowadząc je dokładnie przez ten szereg stanów, które przeszło podczas ogrzewania, wówczas odzyskamy w całości ciepło wydane na ogrzanie. Fakt ten, jak wiemy, stanowi podstawę praktycznej kalorymetryi. Przypuśćmy jednak, że ciało doznało trwałej zmiany swych własności, czy to wskutek samego ogrzewania, czy z jakiejbądź innej przyczyny (porówn. przykład o wypalaniu gliny w ust. 22). Odwrócenie zjawiska będzie wówczas niewykonalne, a ciepło odzyskane przez oziębienie ciała będzie się



pospolicie różniło od ciepła wydanego na ogrzanie. Wypada w takim razie zapytać, co stało się z ciepłem utraconem, albo z kąd się wzięło zyskane.

W początkach każdej nauki zwracają na siebie uwagę najprzód objawy proste i jasne, których prawidłowość sama się podaje i dostarcza materiału do utworzenia pojęć zasadniczych. Tem się tłumaczy, że przedmiotem nauki o ciepłe w jej początkach były zjawiska, w których nie zachodzi strata ani zysk ciepła. Objasnienie ich teoretyczne nastęrczało się samo przez się: wystarczyło przyjąć, że ciepło jest pewnego rodzaju materyą, niewidzialną, niedotykalną i nieważką, a działającą tylko na zmysł ciepła; przelanie tej materyi na jakiegokolwiek ciało sprawia wzrost temperatury, zmiany objętości i t. p. Ciała palące się wydzielaly ją. Udzielona ciału stałemu w znacznej ilości stawała się powodem topnienia; wodę uważano jako połączenie lodu z materyą ciepłą w stosunku 80 jednostek na gram lodu. Nadto należało uważać ciepło za materyę „nieważką”, wiedzano bowiem, że ciała nie zmieniają ciężaru wskutek ogrzewania; w polskiej literaturze naukowej zwano ją „cieplikiem”. W zjawiskach tego rodzaju ilość cieplika nie zmienia się, podobnie jak nie tracimy tlenu, skoro połączymy go z węglem na bezwodnik węglowy.

Teorya materyalna ciepła stanowiła więc jednolitą, logiczną naukę, która objaśniała większą część znanych podówczas zjawisk, w sposób jasny a prosty. Dzięki tym zaletom utrzymywano się niemal do połowy XIX-go wieku. W końcu jednak musiała ustąpić miejsca zapatrywaniom nowszym; stało się to, skoro poznano dokładniej nowe szeregi zjawisk, których nie było można pogodzić z zasadniczym poglądem teoryi materyalnej: z niezmiennością ilości ciepła.

**71. CIEPŁO JAKO SKUTEK PRACY.** Oddawna wiedzano, że ciała ogrzewają się przez tarcie, jednakże zjawiska tego nie umiano wytłumaczyć w sposób przekonujący, na podstawie materyalnej teoryi ciepła. Najczęściej uciekano się do przypuszczenia, że tarcie, zluźniając cząstki ciał pocieranych, zmniejsza ich ciepło właściwe, t. j. zdolność pochłaniania cieplika. Wskutek tego materya ciepła, zawarta w ciele potartem, znajduje się w nadmiarze, w stosunku do danej temperatury, powinna zatem sprawiać wzrost tejże; w podobny sposób poziom cieczy w naczyniu podnosi się, gdy zmniejszymy jego pojemność. Tłu-

maczenie tego rodzaju byłoby słuszne, gdyby nie było w sprzeczności z doświadczeniem, mianowicie co do zmiany ciepła właściwego.

Zjawiska powstawania ciepła przez tarcie dały pierwszy powód do obalenia materyjalnej teorii ciepła i do odkrycia prawdziwej jego natury, określonej w twierdzeniu: ciepło nie jest materią, lecz energią. W roku 1799 Davy ogłosił opisanie doświadczeń nad powstawaniem ciepła wskutek tarcia lodu. Przez pocieranie kawałka lodu o drugi, w próżni, w otoczeniu ciał zimniejszych od lodu, można otrzymać wodę o temperaturze cokolwiek wyższej od zera. Doświadczenie to sprzeciwia się stanowczo teorii materyjalnej. Wiadomo bowiem, że do stopienia lodu potrzebna jest znaczna ilość ciepła; otoczenie zimniejsze od lodu nie mogło jej dostarczyć, wykluczone też jest przypuszczenie, jakoby ciepło to było dobyte przez tarcie z powietrza otaczającego. Pozostaje tedy wniosek nieunikniony, że zapas ciepła w ciałach biorących udział w doświadczeniu powiększył się bez udziału otoczenia, t. j. że ciepło zostało stworzone.

Doświadczenie Davy'ego dowodzi tedy w sposób niezaprzeczony, że ciepło nie jest materią, gdyż można je wytwarzać w ilości dowolnie wielkiej, niezależnie od zasobu ciepła w ciałach poddawanych doświadczeniu.

Jednocześnie niemal, w roku 1798, Rumford wskazał, w czym należy upatrywać źródła ciepła pojawiającego się wskutek tarcia. Przy sposobności wiercenia armat zwrócił uwagę, że ilość ciepła, którą dobywa świder ścierający cząstki metalu, jest zdumiewająco wielka, w porównaniu z małą stosunkowo ilością startych otoczn. Źródło to ciepła wydaje się prawie niewyczerpanem. Niepodobna przypuścić, jakoby ciepło było w tym razie wydobyte z metalu, jak przyjmowano w owym czasie, raczej stoi ono w ścisłym związku z pracą użytą na poruszanie świdra, t. j. stwarza się kosztem tej pracy.

W nauce ogólnej o energii, w tomie pierwszym tej książki, (ust. 114—118) opisaliśmy szczegółowo doświadczenia Joule'a, które podniosły te przypuszczenia i domysły, dotyczące się związku między pracą a ciepłem, do rzędu pewnika naukowego. Wynikiem pierwszorzędnym tych badań było odkrycie, że w zjawiskach tego rodzaju jak powstawanie ciepła przez tarcie, zachodzi istotnie przeobrażenie energii dynamicznej na równą ilość energii w postaci ciepła. Materia ma tu znaczenie podrzędne, pośredniczące tylko w tej przemianie; obojętną jest rzeczą jakie ciała



poddawać będziemy tarcia. Co więcej, nie chodzi tu nawet o samo tarcie, lecz o fakt, że w tarcia zużywa się praca. Wszelkie inne działania podobne do tarcia w tem, że zużywają pracę, albo jej równoważniki (uderzanie się ciał niesprężystych, rozpraszanie się energii elektrycznej w prądach elektrycznych, wskutek oporu przewodników i t. p.), podlegają temu samemu prawu: ilekroć praca zostaje zużyta, a jako jedyny jej skutek powstaje ciepło, ilość ciepła jest proporcjonalna do pracy straconej, bez względu na to, jakim sposobem przemiana ta się dokonywa.

Skoro ciepło jest równoważne pracy, można przyjąć za jednostkę tę ilość ciepła, która powstaje z jednostki pracy, innymi słowy: ciepło można mierzyć jednostkami pracy (erg, kilogrammetr, Joule, tom I, ust. 103). Przy takim wyborze jednostek prawo powyższe orzeka, że ilości ciepła i pracy są wprost równe sobie; dynamiczny równoważnik jednostki ciepła równy jest jedności.

Pospolicie mierzymy jednak ciepło na gramstopnie, albo na kalorye; są to jednostki oparte na własnościach wody i na wybranej skali termometrycznej — one nie mają nic wspólnego z miarami pracy. Wypada zatem zapytać, ile jednostek pracy odpowiada jednej kaloryi, t. j. wyznaczyć t. zw. dynamiczny równoważnik jednostki ciepła  $= J$  (t. I, ust. 115). Doświadczenia Joule'a zmierzały właśnie do wyznaczenia tej liczby, a sprawdzenie przytoczonego wyżej prawa równoważności ciepła polegało na okazaniu, że we wszystkich przypadkach wzajemnej zamiany pracy i ciepła wartość równoważnika jest ta sama.

Z najnowszych pomiarów tej liczby zasadniczej wypada, że ciepło potrzebne do ogrzania kilograma wody o stopień w pobliżu  $15^{\circ}$ , jest równoważne pracy blisko 426,8 kilogrammetrów (pod działaniem ciężkości  $g = 981$ ). W dalszym ciągu przyjmiemy jako wartość dynamicznego równoważnika:

$J = 42680 \text{ Gr cm}$  na gramstop., czyli okragło 427  $Kgm$  na kaloryę,

albo  $J = 41\,870\,000$  ergów, na gramstopień.

**72. PRACA JAKO SKUTEK CIEPŁA. MACHINA PAROWA.** Do utrwalenia prawdziwego poglądu na istotę ciepła przyczyniła się niemało ta okoliczność, że niemal spólcześnie z powstaniem nowej teoryi ulepszo maszynę parową i zaczęto używać jej po-

wszechnie jako motoru do celów przemysłowych. Motory parowe, w ogóle motory ciepłne, są przykładem przemiany odwrotnej: ciepła na pracę. Machinie parowej dostarcza się ciepła przez spalanie węgla, drzewa i t. p.; wzamian machina wytwarza pracę. W motorach parowych dzieje się to za pośrednictwem działania rozprężającego, jakie ciepło wywiera na cząstki wody, przemieniając ją na parę. Przekonamy się jednak, że woda, para, w ogóle ciało pośredniczące w wytwarzaniu pracy, ma znaczenie

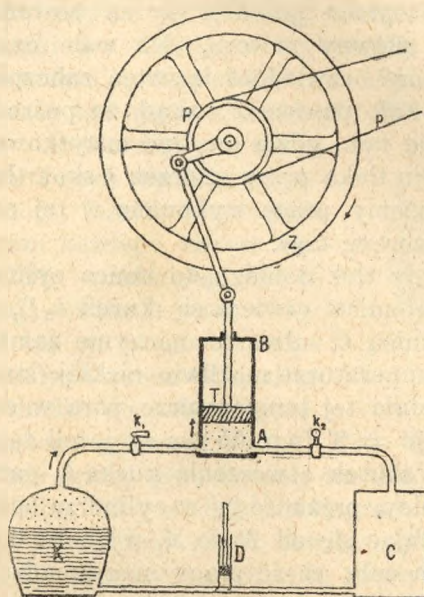


Fig. 59.

podrzedne; obojętną jest konstrukcja maszyny parowej; obojętnem nawet to, czy motor jest parowy, czy jakiś inny, n.p. gazowy, benzynowy i t. p. W istocie rzeczy chodzi tylko o fakt przeobrażania się energii, mianowicie energii cieplnej na dynamiczną.

Ograniczymy się tu do wytłumaczenia sposobu działania motoru parowego w sposób schematyczny, nie troszcząc się o urządzenie mechaniczne jego części składowych.

Na fig. 59 *K* wyobraża kocioł parowy, zamknięty, w którym wytwarza się para przez gotowanie wody. Ognisko dostarcza potrzebnego ciepła. Przemiana wody na parę połączona jest



ze znacznem zwiększeniem objętości (1650-krotnie w temperaturze  $100^{\circ}$ ; 875-krotnie w  $120^{\circ}$  i t. p., ust. 46). Jeżeli tedy para wytwarza się tak obficie, żeby prężność jej była wielka (kilka, albo kilkanaście atmosfer)  $= p$ , wówczas rozprężanie się jej będzie mogło wydać znaczną pracę. Do odebrania tej pracy i przeniesienia jej na zewnątrz służy tłok  $T$ , poruszający się szczelnie w naczyniu walcowatym, w tak zw. cylindrze  $AB$ . Po otworzeniu kurka  $k_1$ , łączącego kocioł parowy z cylindrem, para napływa pod tłok, posuwa go naprzód całą swoją prężnością, a wykonana przez nią praca przenosi się za pośrednictwem drążka i korby na wał główny motoru. Na wale osadzone jest koło rozpedowe  $Z$ , które bezwładnością swoją zabezpiecza jednostajny bieg maszyny, i koło pasowe  $P$ , z kąd za pośrednictwem pasa  $p$  praca przenosi się tam, gdzie ma być zużytkowaną. Oznaczywszy pole przekroju tłoka przez  $a$ , przez  $l$  skok tłoka, t. j. długość cylindra  $AB$ , możemy pracę wykonaną w tej części obiegu maszyny wyrazić wzorem:  $l \cdot p \cdot a$ .

W chwili gdy tłok dobiega do końca cylindra, zamyka się dopływ pary; natomiast otwiera się kurek  $k_2$  <sup>1)</sup>, łączący wnętrze cylindra z chłodnicą  $C$ . Jest to naczynie zamknięte, utrzymywane stale w temperaturze możliwie niskiej (strumieniem zimnej wody); odpowiednio tej temperaturze para w chłodnicy posiada też małą prężność  $= p'$  (n.p. 55 mm rt, jeżeli temperatura chłodnicy jest  $40^{\circ}$ ). Wskutek otworzenia kurka  $k_2$  para odpływa z cylindra do chłodnicy, prężność jej w cylindrze spada szybko do  $p'$ , poczem tłok, cofając się od  $B$  do  $A$ , wypiera do chłodnicy resztę pary. W tym celu część pracy nagromadzonej na kole rozpedowem zużywa się na przewyciężenie prężności  $p'$ ; praca ta wynosi widocznie  $l \cdot p' \cdot a$ . Różnica:  $al(p - p')$  wyraża pracę oddaną przez parę podczas jednego obiegu maszyny. W chłodnicy para zużyta skrapla się, uwalniając ciepło utajone, które rozprasza się w otoczeniu.

W celu dopełnienia jednego obiegu maszyny należy jeszcze uzupełnić ubytek wody w kotle, spowodowany przez parowanie. Spełnia to pompa  $D$ , ssąca wodę skroploną z chłodnicy i wciągająca ją napowrót do kotła <sup>2)</sup>. Ściśle biorąc możnaby motor

<sup>1)</sup> Przystawiania kurków maszyna dokonywa automatycznie; opisanie szczegółów czytelnik znajdzie w podręcznikach mechaniki technicznej.

<sup>2)</sup> W motorach pracujących pod wysokim ciśnieniem pary (n.p. lokomotywy) niema osobnej chłodnicy. Parę zużytą wypuszcza się w powietrze, które zastępuje miejsce chłodnicy; w tym razie  $p' = 1 \text{ atm}$ .

pędzić dowolnie długi czas, nie odnawiając zapasu wody. Ciało pracujące nie wyczerpuje się tedy, ani się nie zmienia; odbywa tylko ciągle obiegi ze stanu ciekłego w gazowy i napowrót; od wysokiej temperatury w kotle do niskiej w chłodnicy i naodwrot. Jest to okoliczność niemałego znaczenia, ona świadczy, że ani woda, ani para nie dostarcza pracy, którą motor wytwarza, lecz ciepło; ciało pracujące ma tylko znaczenie pośrednika w tej przemianie.

Dokładne poznanie i ocenienie działania machin parowych (i innych motorów cieplnych) ułatwiają wielce tak zw. diagramy. Są to rysunki wyobrażające wykreslnie pracę dokonaną przez parę w każdym obiegu maszyny. Sposób wykreślnego przedstawiania pracy był opisany w ustępie 105 tomu I-go; tamże było objaśnione urządzenie przyrządu zwanego indikatorem (fig. 92), za pomocą którego motor kreśli sam swoje diagramy. Diagram każdego obiegu maszyny stanowi linię zamkniętą, której rzędne wyobrażają ciśnienia pary w cylindrze, odcięte zaś są proporcjonalne do dróg przebieżonych przez tłok, albo, co na jedno wychodzi, do zmian objętości ciała pracującego (pary i wody). Pole objęte diagramem wyobraża wówczas pracę przeniesioną na tłok motoru w ciągu jednego obiegu. Fig. 60 przedstawia diagram maszyny parowej tego typu, który poznaliśmy przed chwilą. Długość  $ab$  wyobraża skok tłoka  $l$ , albo proporcjonalną do niego pojemność cylindra  $al$ , rzędna  $aA = bB$  wskazuje ciśnienie pary w kotle,  $aA' = bC$  ciśnienie w chłodnicy. Indikator kreśli linię  $AB$  podczas ruchu tłoka naprzód; pole prostokąta  $aABb$  wyobraża tedy pracę pary dokonaną w tej części obiegu,  $= al \times p$ . Linia  $BC$  odpowiada nagłemu spadkowi ciśnienia w chwili połączenia cylindra z chłodnicą, gdy tłok zaczyna się zwracać wstecz; w chwili tego spadku para nie oddaje żadnej pracy. Prosta  $CA'$  indikator kreśli podczas wstecznego ruchu tłoka; pole prostokąta  $aA'Cb$  przedstawia pracę ujemną, użytą na skroplenie pary w chłodnicy. W końcu diagram zamyka się linią  $A'A$ , wskazującą nagły wzrost ciśnienia w chwili, gdy po zamknięciu kurka  $k_2$ , cylinder zostaje ponownie połączony z kotłem. Wynikiem obiegu maszyny jest praca skuteczniona, równa różnicy pól wspomnianych prostokątów, przeto wyobrażona przez kreskowane pole diagramu  $ABCA'$ .

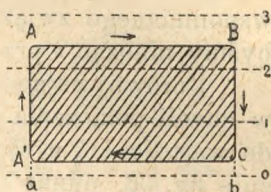


Fig. 60.



Porównajmy diagram maszyny parowej z systemem linii izotermicznych par nasyconych (ust. 50, fig. 38). Obydwa rysunki wyobrazają widocznie to samo; w obu rzędne wyrażają ciśnienia, odcięte — objętości pary. Ażeby zrozumieć jaśniej związek obydwu figur 38 i 60, wyobraźmy sobie (co zupełnie nie zmienia istoty rzeczy), że kocioł maszyny parowej jest tak mały, iż mieści w sobie tyle tylko wody, ile jej paruje w każdym obiegu maszyny (albo jeszcze prościej, że cylinder motoru jest zarazem kotłem i chłodnicą). Odcięta  $Oa$  (fig. 38) wyobraża wówczas pojemność kotła, t. j. objętość wody gorącej; podobnie  $Oa'$  jest objętością tejże wody w chłodnicy. Linia  $AB$  na fig. 38 przedstawia zwiększenie objętości, gdy woda zamieniona na parę wypełnia cylinder motoru; linia oznaczona temi samymi literami na fig. 60 oznacza skok tłoka  $l$ , t. j. wielkość proporcjonalną do wspomnianego zwiększenia objętości, którego wartość otrzymalibyśmy mnożąc  $l$  przez pole tłoka.

Porównyując linie  $BC$  na obu figurach przekonamy się, że w chwili połączenia cylindra z chłodnicą ciśnienie spada nagle do wartości  $bC$ , a zarazem część pary skrapla się, gdyż, jak okazuje fig. 38, punkt  $C$  leży wśród obszaru II, odpowiadającego mieszaninie cieczy i pary.

Linia  $CA'$  (na obu figurach) przedstawia izotermiczne skroplenie pozostałej pary w temperaturze chłodnicy; nakoniec linia  $A'A$ , odpowiada przeniesieniu wody z chłodnicy do kotła, t. j. ogrzaniu jej do pierwotnej temperatury, wskutek czego i prędkość jej wraca do wartości pierwotnej.

Maszyna parowa, działająca według powyższego opisu, ma tę wadę, że nagły spadek ciśnienia, w chwili połączenia cylindra z chłodnicą, wzdłuż linii  $BC$  na diagramach fig. 38 i 60, nie zostaje wcale wyzyskany w celu otrzymania pracy. Niedostatek ten usunięty jest bodaj częściowo w maszynach działających przez rozprężanie się pary (ekspansyę). Wyobraźmy sobie, że kurek  $k_1$  zasilający cylinder parą, zostaje zamknięty w chwili, gdy tłok uskutecznił dopiero część skoku, poczem para rozpręża się i posuwa tłok ku końcowi cylindra ciśnieniem stopniowo malejącem. Widoczną jest rzeczą, że dzięki temu urządzeniu można uzyskać tyleż pracy, ile jej daje maszyna zwyczajna, lecz nierównie korzystniej, bo z mniejszym zużyciem pary. Najkorzystniej byłoby z tego względu rozprężać parę do tego stopnia, żeby ciśnienie jej zrównało się z ciśnieniem panującym w chłodnicy, następnie dopiero połączyć cylinder z chłodnicą i skroplić

tamże resztę pary. Diagram maszyny, działającej przez rozprężanie się pary, wykreślony na wzór fig. 38, wyobraża fig. 61-sza. Odcięta punktu  $B$  nie daje tu miary pełnego skoku tłoka, lecz wskazuje drogę przebieżoną przez tłok (albo objętość pary) w chwili, gdy kurek  $k_1$  został zamknięty. Od tego punktu począwszy para rozpręża się według linii adiabatycznej  $BC$ . Jak wiadomo, para wodna rozprężająca się w tych warunkach, ulega częściowemu skropleniu (ust. 51, d); z tego powodu krzywa  $BC$

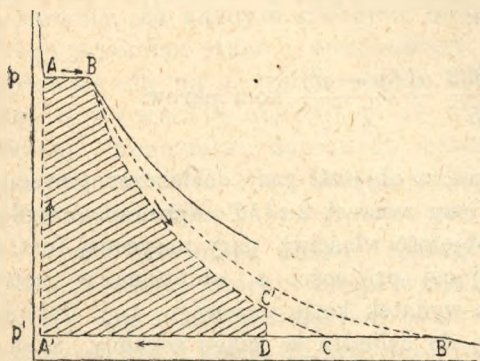


Fig. 61.

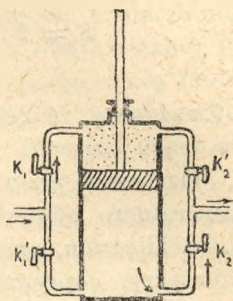


Fig. 62.

leży po lewej stronie linii pary  $BB'$ , t. j. w zakresie pary nasyconej, zmieszanej z cieczą. W rzeczywistych maszynach rozprężanie się pary nie bywa zupełne, kończy się n.p. w punkcie  $C'$ , przed osiągnięciem zupełnego zrównania się ciśnień w cylindrze i w chłodnicy; dokładne wyrównanie tych ciśnień wymagałoby użycia nadzwyczaj długiego cylindra.

W celu uproszczenia teoretycznego opisu maszyny parowej wzięliśmy za podstawę rozważania maszynę o pojedynczym działaniu. W rzeczywistości motory parowe mają zawsze działanie podwójne, t. j. para ciśnię naprzemian na jedną i na drugą stronę tłoka. Tłok idzie naprzód, zarówno jak wstecz, pod pełnym ciśnieniem pary  $p$ , podczas gdy przeciwna jego strona pracuje przeciw ciśnieniu  $p'$  panującemu w chłodnicy. Fig. 62 nakreśliła w sposób schematyczny, objaśnia dostatecznie podwójne połączenie cylindra z kotłem i chłodnicą.



Działanie motorów ocenia się, jak wiadomo, nie według całkowitej dostarczonej przez nie pracy, lecz według szybkości pracowania. Dzielnością motoru (tom I, ust. 112)  $K$  nazwalibyśmy stosunek pracy dostarczonej do czasu pracowania. Właściwą jej miarą jest erg na sekundę, albo kgm. na sek., albo, najczęściej do mierzenia dzielności motorów używany, koń parowy = 75 kilogrammetrów na sekundę. Odmierzmy skok tłoka  $l$  w metrach, jego pole  $a$  w metrach kwadratowych, prężności pary  $p$  i  $p'$  w atmosferach ( $atm = 10333 \text{ kg}$  na  $m^2$ ), na koniec oznaczmy przez  $T$  czas jednego obiegu maszyny w sekundach. Dzielność maszyny zwyczajnej, o działaniu podwójnem, wyrazi się wówczas wzorem:

$$K = 2 \cdot \frac{10333}{75} \frac{al(p-p')}{T} \text{ koni parow.}$$

Zważywszy, że  $2al$  oznacza objętość pary dostarczonej przez kościół w ciągu czasu  $T$ , możemy zamiast  $2al/T$  wprowadzić wydatek pary. Oznaczmy przez  $s$  objętość właściwą pary nasyconej (ust. 46), w temperaturze odpowiadającej prężności  $p$ , obliczoną w metrach sześć. na kilogram, przez  $\kappa$  wydatek kotła parowego, t. j. ilość kilogramów pary, odpływającej do cylindra w ciągu sekundy, wtenczas wzór powyższy przyjmie następującą postać:

$$K = \kappa \frac{10333}{75} s(p-p').$$

Dzielność motoru parowego wszelkiej budowy wyznacza się najpewniej i najłatwiej za pomocą indikatora. Jakkolwiek kształt posiada krzywa diagramu, zawsze można zamienić ją na prostokąt, mający tę samą długość, wyobrażającą skok tłoka i to samo pole (z pomocą planimetru, albo rachunkiem, stosując regułę Simpsona, tom I, ust. 95). Otóż wysokość tego prostokąta, odmierzona na skali właściwej, daje nam średnie ciśnienie pary na tłok, (odpowiadające różnicy  $p - p'$  w maszynach działających bez rozprężania). Pomnożywszy to ciśnienie średnie przez pole tłoka  $a$ , otrzymamy siłę działającą na tłok, a pomnożywszy jeszcze przez średnią prędkość tłoka  $\frac{2l}{T}$  (albo  $\frac{nl}{30}$ , jeżeli  $n$  oznacza liczbę obrotów na minutę) znajdziemy szukaną dzielność.

Należy jednak dodać, że dzielność obliczona tym sposobem z ciśnienia pary (dzielność indikowana) różni się od rzeczywistej,

czyli użytecznej, którą można zmierzyć na wale głównym maszyny, za pomocą jakiegokolwiek woltmetru (tom I, ust. 113). Praca bowiem udzielona tłokowi zużywa się w części w samym motorze, wskutek tarcia tłoka o cylinder i t. p. Dzielność użyteczna wynosi od 70 do 90% indykowanej; większe motory są w tym względzie korzystniejsze od małych.

**73. DOŚWIADCZENIA HIRNA.** Zaznaczyliśmy już, że w maszynie parowej (i w innych motorach cieplnych) ciało pracujące — woda, para — ma znaczenie podrzędne. Ciało to ani się zużywa, ani zmienia; za każdym obiegiem maszyny woda, po przebyciu szeregu przemian stanu i temperatury, wraca do stanu, w jakim znajdowała się na początku obiegu. Natomiast w maszynie parowej zużywa się ciepło, i to w ilości równoważnej pracy uzyskanej. Tego faktu doniosłego, oświetlającego istotę motorów cieplnych, dowiódł Hirn szeregiem pomiarów dokonanych na 100-konnej maszynie parowej, używanej do celów przemysłowych.

Ażeby zrozumieć zasadę takiego pomiaru, przypomnijmy sobie przemiany, którym ulega woda w czasie jednego obiegu maszyny. Za każdym obiegiem pewna znana ilość wody  $m$  kilogramów paruje w kotle. W tym celu należy jej udzielić  $mr$  kaloryi ciepła;  $r$  jest ciepło parowania w temperaturze kotła  $t$ . Następnie para się rozpręża, nie odbierając z zewnątrz ciepła; ulega przytem częściowemu skropleniu. Po złączeniu cylindra z chłodnicą mieszanina pary i wody cieplej przechodzi do chłodnicy i oddaje tu pewną ilość ciepła  $Q'$ , które rozprasza się w strumieniu zimnej wody, używanym do chłodzenia chłodnicy. Jeżeli w każdym obiegu maszyny zużywa się w tym celu  $M$  kilogramów zimnej wody, a ogrzanie jej przez ciepło oddane wynosi  $\theta$  stopni, wówczas  $Q' = M\theta$ . Celem zamknięcia obiegu należy wodę, skroploną w chłodnicy w temperaturze  $t'$ , ogrzać do temperatury pierwotnej  $t$  i zwrócić ją do kotła. To wymaga znowu wydatku ciepła, w ilości  $m(t - t')$  kaloryi (ciepło właściwe wody przyjmujemy tu  $= 1$ ). Ogółem wydaliśmy tedy:

$$Q = mr + m(t - t'),$$

a odzyskaliśmy (aczkolwiek w postaci nieużytecznej, bo w niższej temperaturze chłodnicy):

$$Q' = M\theta$$



jednostek ciepła. Otóż Hirn przekonał się, że wydatek jest zawsze większy od zysku, t. j. że  $Q - Q'$  jednostek ciepła tracimy istotnie w każdym obiegu.

Jednocześnie z opisanymi pomiarami ciepła Hirn wyznaczał całkowitą pracę wykonaną przez parę w czasie jednego obiegu. Pomiar ten daje się skutecznie łatwo i dokładnie z pomocą indykatora. Z porównania ilości ciepła straconego  $Q - Q'$  z pracą zyskaną  $L$  okazało się, że te wielkości są wzajemnie równoważne, mianowicie, że w zamian za każdą zużytą kaloryę ciepła, motor wytwarza 427 kilogrammetrów pracy. Działanie motorów cieplnych można tedy ogólnie przedstawić wzorem:

$$L = J(Q - Q'),$$

w czem  $J$  oznacza tę samą liczbę, która, w myśl doświadczeń Joule'a, określa przemianę pracy na ciepło.

Doświadczenia Joule'a i Hirna dopełniają się wzajemnie; na zasadzie tych doświadczeń możemy twierdzić, że ciepło jest równoważne pracy, krótko mówiąc, że ciepło jest energią.

**74. PIERWSZA ZASADA TERMODYNAMIKI.** Wszelkie zjawiska fizyczne polegają na przenoszeniu się energii z jednego ciała do drugiego, albo na wzajemnem przeobrażaniu się różnych rodzajów energii. Zależnie od rodzaju energii dzielimy też zjawiska na dynamiczne, cieplne, czyli termiczne, elektryczne i t. p. Dynamicznem nazywa się zjawisko, w którym zachodzą wyłącznie przemiany energii dynamicznej, t. j. kinetycznej i potencjalnej n.p. spadanie ciężaru w próżni. Wagi w zegarze, koła wodne, możemy uważać jako motory czysto dynamiczne, one wytwarzają pracę kosztem energii dynamicznej.

Zjawiska czysto cieplne są takie, w których bierze udział tylko energia w postaci ciepła i ciepła utajonego. Tu należy przejście ciepła z ciała ciepłego do zimnego (o ile wolno nie zważać na zmiany objętości i wynikającą ztąd pracę przeciw ciśnieniom zewnętrznym), topnienie lodu w próżni i t. p.

W ostatnich ustępach poznaliśmy zjawiska, w których bierze udział zarówno energia cieplna, jak dynamiczna. Zjawiska tego rodzaju nazywamy termodynamicznymi. Machina parowa jest motorem termodynamicznym.

Termodynamika jest to część ogólnej nauki o energii, zajmująca się w szczególności ciepłem, jako formą energii i jego przemianami na energię dynamiczną.

W dzisiejszym stanie nauki termodynamika opiera się na dwu głównych prawach, czyli zasadach. Pierwszą jest ogólne prawo zachowania energii, zastosowane do ciepła i energii dynamicznej. W tem ograniczeniu możemy je wypowiedzieć w następujący sposób: Ilekroć ciepło wytwarza się kosztem energii dynamicznej, albo energia dynamiczna (praca) kosztem ciepła, podczas gdy ciała, które w tej przemianie pośredniczą, nie ulegają trwałej zmianie, stosunek energii dynamicznej do ciepła jest stały i równy dynamicznemu równoważnikowi jednostki ciepła.

### Z a d a n i a.

138) Obliczyć wartość dynamicznego równoważnika ciepła w kilogrammetrach na kaloryę, na równiku, w Warszawie ( $g = 981,2$ ) i na biegunach ziemi. *Odp.* 428,1; 426,7; 425,9.

139) Ile kilogrammetrów energii potrzeba do ogrzania kilograma wody w pobliżu temperatur  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  i  $100^\circ$ ?

*Odp.* 430,4; 426,8; 429,5.

140) Ile pracy należy użyć celem stopienia przez tarcie kilograma lodu w temperaturze  $0^\circ$ ? *Odp.* 338000 *Kgm.*

141) Jaką prędkość powinna mieć kula ołowiana (temp.  $15^\circ$ ), aby stopiła się wskutek uderzenia o tarczę?

*Odp.*  $\frac{1}{2}mv^2 = 41,87 \cdot 10^6 [m \cdot 0,031 (328 - 15) + 5,6 m]$ ; zatem co najmniej  $v = 358$  *m/sek.*

142) Krążek miedziany, obracany szybko między biegunami magnesu, spotyka opór w ruchu, wskutek prądów elektrycznych, które magnes wzbudza w jego masie. O ile stopni ogrzeje się krążek ważący 600 *gr*, jeżeli na pokonanie wspomnianego oporu użyto 150 *Kgm* pracy (praca była wykonana tak szybko, iż stratę ciepła można opuścić)? *Odp.*  $6,3^\circ$ .

143) Za pomocą tłoka wyciskamy wodę z cylindra mającego dno dziurkowane, nakształt bardzo cienkiego sita. Ciśnienie panujące w wodzie przewyższa o 3 atmosfery ciśnienie zewnętrzne. O ile stopni woda wypływająca będzie cieplejsza od wody w cylindrze (wodę uważa się tu jako płyn nieściśliwy)?

*Odp.* Praca zużyta na wyparcie objętości  $v$  *cm*<sup>3</sup> wody wynosi  $3 \cdot 1033 \cdot v$  *Gr cm*; ogrzanie =  $3099 : 42680 = 0,07^\circ$ .



144) Ile pracy trzeba użyć celem skroplenia 1 *gr* nasyconej pary wodnej w temperaturze 0°. *Odp.* 0,457 . 13,5956 . 204679 *Gr cm*.

145) Jaka jest wartość stosunku tej pracy do dynamicznego równoważnika ciepła, które uwalnia się podczas skraplania?

*Odp.* 0,050.

146) Jaka jest wartość tego samego stosunku w temperaturze 100°? *Odp.* 0,074.

147) Średnica tłoka maszyny parowej, pracującej bez chłodnicy i bez rozprężania się pary, wynosi 40 *cm*, jego skok 60 *cm*; ilość obrotów = 30 na minutę; temperatura pary 140°. Obliczyć dzielność indikowaną tego motoru. *Odp.* 0,2<sup>2</sup> . 3,14 (2717/760 — 1) . 1,20 . 2 × × 10333 : 75 = 107 koni.

148) Ile pary i węgla zużywa powyższa maszyna w godzinie?

*Odp.* Ilość pary = 0,2<sup>2</sup> . 3,14 . 0,6 . 3600/0,498 = 548 *kg*. Ciepło potrzebne do ogrzania = 548 . 120, do odparowania 548.509, razem 344692 kaloryi. Licząc 4000 kaloryi użytecznych na 1 *kg* węgla. znajdziemy 86 *kg* węgla.

149) Obliczyć dzielność tej samej maszyny, w przypuszczeniu, że cylinder połączony jest z chłodnicą, oziębioną do 40°.

*Odp.* 107 (2717 — 54,87)/(2717 — 760) = 146 koni.

150) Średnia wysokość diagramu maszyny parowej, działającej z rozprężaniem pary, wynosi 55 *mm*, przyczem wiadomo, że ciśnieniu 1 *Kg/cm*<sup>2</sup> odpowiada 12 *mm* na indykatorze. Powierzchnia tłoka = 0,2 *m*<sup>2</sup>, jego prędkość średnia 1,2 *m/sek*; ilość obrotów = 25 na minutę. Obliczyć dzielność indikowaną.

*Odp.* 55 . 10000 . 0,2 . 1,2/12 . 75 = 146 koni.

75. PRZEMIANY ZAMKNIĘTE. Znamy różne sposoby wytwarzania ciepła przez zużycie pracy, lub odwrotnie, wytwarzania pracy na koszt ciepła. Wszelako prawo równoważności pracy i ciepła wolno stosować tylko wtedy, gdy się przekonamy, że ciało, w którym ta przemiana się odbywa, nie zmieniło własnego zapasu energii, przez zatrzymanie w sobie pewnej części pracy lub ciepła. Zgęszczamy n.p. parę nasyconą w stałej temperaturze, zużywamy w tym celu pracę na przezwyciężenie prężności pary, a w zamian otrzymujemy ciepło, gdyż para, skraplając się, uwalnia ciepło parowania. W tym razie ciepło zyskane nie będzie równoważne pracy zużytej; para przemieniła się bowiem w ciecz, w ciało nierównie uboższe w energię od pary (porów zad. 144—146)

Aby się zapewnić, że praca zyskana w jakimkolwiek zjawisku termodynamicznem jest istotnie przeobrażeniem zużytego ciepła, lub odwrotnie, niema lepszego sposobu, jak doprowadzić ciało pośredniczące — ciało czynne — dokładnie do tego stanu, w jakim znajdowało się przed rozpoczęciem zjawiska. Wszelką przemianę, w której materya powraca ostatecznie do początkowego stanu (pod względem temperatury, objętości, ciśnienia, stanu skupienia i t. d.) nazywamy zjawiskiem zamkniętem albo kołowym. Zastosowanie zjawisk tego rodzaju jest potężnym środkiem w badaniach termodynamicznych, uwalnia nas bowiem od zajmowania się materyą, a natomiast prowadzi do poznania praw przeobrażania się energii samej, Sposobu tego używaliśmy już w rozbiorze działania maszyny parowej i doświadczeń Hirna. Zamkniętość zjawisk w tych przykładach uwydatnia się jasno na diagramie maszyny parowej (fig. 60, albo 61). Diagram jest linią zamkniętą, ilekroć zjawisko, które on wyobraża, jest zamknięte.

W zastosowaniu do zjawisk termodynamicznych zamkniętych pierwsza zasada termodynamiki orzeka krótko, iż praca zyskana w zjawisku takim jest równoważna ilości ciepła zużytego lub odwrotnie. Jeżeli zjawisko daje się przedstawić rysunkiem, wówczas pole objęte diagramem, wyrażające, jak wiadomo, pracę zyskaną, przedstawia zarazem ciepło zużyte, obliczone w jednostkach dynamicznych.

**76. ENERGIA WEWNĘTRZNA.** Zasada zachowania energii orzeka (tom I, ust. 118), że całkowity zapas energii, zawarty w jakim bądź ciele, lub układzie ciał, nie może się zmienić wskutek wzajemnych działań między częściami samego układu. Należy to tak rozumieć, że ilekroć w układzie pojawia się energia pewnego rodzaju, to jednocześnie znika równoważna ilość energii w jakiejkolwiek innej postaci. Aby fakt ten zwięźle opisać, mówi się, że całkowity zapas energii nie zmienia się — jakkolwiek nie umiemy określić, ani zmierzyć tego całkowitego zapasu.

Zwiększenie zapasu energii może nastąpić tylko na koszt energii wprowadzonej do układu z zewnątrz, i to w jakiej bądź postaci. Wykazaliśmy w dynamice, że zwiększenie takie nastąpi, jeżeli jakkolwiek czynnik zewnętrzny wykonywa pracę na korzyść ciała lub układu, t. j. jeżeli porusza jego części, przezwyciężając opór stawiany przez układ. Przykładem takiego nagromadzenia się energii, przez pracę, jest nakręcanie zegara, napina-



nie łuku i t. p. Naodwrot, jeżeli układ wykonywa pracę, przewyciężając zewnętrzne opory, wtenczas traci on energię, w ilości równoważnej wykonanej pracy.

Wiemy obecnie, że ciepło jest również energią, że jest równoważne pracy; należy przeto uznać, że udzielenie ciepła jakiemubądź ciału, lub układowi ciał, zwiększa zapas energii zarówno, jak udzielenie pracy. Każda kalorya ciepła liczy się przytem za 427 kilogrammetrów pracy. W strzelbach pneumatycznych, zwanych wiatrówkami, pocisk bywa wyrzucany siłą powietrza zebranego w stosownym zbiorniku, pod znacznem ciśnieniem. W chwili wystrzału strzelba wydaje wielką ilość energii, która w większej części objawia się jako energia kinetyczna pocisku. Nabijanie wiatrówki, t. j. zaopatrywanie jej w potrzebny zapas energii, wykonywa się pospolicie za pomocą pompy, przez użycie pracy; możnaby jednak osiągnąć ten sam skutek przez udzielenie ciepła, które, jak wiadomo, podnosi również prężność zamkniętego gazu.

Energia udzielona układowi materyalnemu, bądź to w postaci ciepła, bądź pracy, jest częstokroć dla oka niedostrzegalna, chyba, że objawia się jako energia kinetyczna. W każdym innym przypadku nazywamy ją energią wewnętrzną. W jakiej postaci energia ta mieści się w ciałach, jest to pytanie, którem termodynamika nie zajmuje się; ono należy do nauki o wewnętrznej budowie materyi, do fizyki molekularnej.

W żadnym przypadku nie umiemy obliczyć całkowitego zapasu energii zawartej w ciełe. Wielkość ta równa się bowiem pracy (albo ilości ciepła), którą możnaby uzyskać z ciała, gdyby wydawało energię, aż do zupełnego jej wyczerpania. Natomiast możemy łatwo obliczyć, o ile energia wewnętrzna powiększa się, albo pomniejsza, gdy stan ciała zmienia się w jakibądź sposób; zmiana energii równa się sumie pracy i ciepła, które ciało pobiera, albo oddaje, wśród uważanej przemiany. Wielkości te należy liczyć z odpowiednim znakiem. W dalszym wykładzie uważać będziemy ciepło pochłonięte przez ciało jako wielkość dodatnią; pracę zaś pochłoniętą jako ujemną.

Oznaczmy przez  $U_0$  całkowity zapas energii wewnętrznej, zawartej w ciełe, albo w układzie jakimkolwiek ciał, w pewnym stanie początkowym. Pomyślmy, że stan układu został zmieniony w jakikolwiek sposób (n.p. przez zgęszczenie, stopienie albo odparowanie, przez rozkład chemiczny i t. p.). Oznaczmy przez  $Q$  ilość ciepła pochłoniętą przez układ w ciągu uważanej

przemiany (ciepło to jest równoważne  $JQ$  jednostkom pracy); oznaczmy dalej przez  $L$  pracę wykonaną jednocześnie przeciw zewnętrznym oporom, a więc wydaną przez układ. Energia wewnętrzna  $U$  układu po dokonanej przemianie będzie:

$$U = U_0 + JQ - L.$$

Równanie to wyraża pierwszą zasadę termodynamiki w zjawiskach jakichkolwiek, choćby nie zamkniętych. W przypadku zjawisk zamkniętych będzie  $U = U_0$ , przeto:  $JQ = L$ ; praca wykonana przez układ jest wtedy równoważna ilości ciepła pochłoniętego, albo naodwrot, ciepło wywiązane jest równoważne pracy wykonanej przez zewnętrzne czynniki, a pobranej przez układ.

Zapas energii wewnętrznej w pewnym ciele zależy widocznie tylko od tego, w jakim stanie (pod względem fizycznym i chemicznym) ono znajduje się w uważanej chwili. Jakimkolwiek tedy sposobem przeprowadzimy ciało (czy układ ciał) z pewnego stanu początkowego, do innego stanu, suma udzielonej pracy i ciepła, wyrażająca zmianę zapasu energii, mieć będzie zawsze tę samą wartość, niezależną od sposobu, jakiego użyliśmy do skutecznienia przemiany, a zależną tylko od stanu ciała początkowego i końcowego. Każdy ze składników tej sumy (ciepło, albo praca) natomiast, mieć będzie w ogólności na różnych drogach przemiany wartości różne.

Objasnimy to przykładem. Weźmy pod uwagę gram wody w temperaturze  $0^\circ$ , pod ciśnieniem atmosfery. Przemieńmy ją na parę nasyconą o temperaturze  $100^\circ$  i obliczmy o ile zapas energii w drugim stanie jest większy niż w pierwszym. Z pomiędzy wielu możliwych sposobów przeprowadzenia wody z pierwszego stanu w drugi, wybierzmy następujący. Ogrzewamy wodę pod ciśnieniem atmosfery od  $0^\circ$  do  $100^\circ$ , następnie zamieniamy ją pod temże ciśnieniem na parę nasyconą. W tym celu można umieścić wodę n.p. w cylindrze zaopatrzonym w tłok ruchomy; parowanie nastąpi, gdy wśród udzielania ciepła dozwolimy tłokowi posuwać się naprzód, w miarę wytwarzania się pary. W ciągu tych dwu przemian należy udzielić wodzie następujących ilości ciepła:

na ogrzanie (ust. 18) . . . .	100	gramstopni
na odparowanie (ust. 44) . .	536	„
razem . . . .	636	gramstopni



czyli  $JQ = 636 \cdot 0,427 = 271$  kilogrammetrów. Jednocześnie objętość powiększa się, wskutek parowania wody, od  $1 \text{ cm}^3$  do  $1650 \text{ cm}^3$  (ust. 46), t. j. o  $1649 \text{ cm}^3$ . Niechaj przekrój tłoka będzie  $a \text{ cm}^2$ . Wskutek zwiększenia się objętości tłok przesunie się o  $l \text{ cm}$ , przyczem będzie  $al = 1649$ . Tłok pokonywa zewnętrzne ciśnienie atmosfery, które przedstawia opór:  $1,033 \cdot a$  kilogramów. Opór ten pomnożony przez drogę  $l = \frac{1649}{a} \text{ cm}$ , czyli  $\frac{16,49}{a}$  metr., daje  $L = 1,033 \cdot 16,49 = 17,0$  kilogrammetrów, jako wartość pracy oddanej przez parę na zewnątrz. Praca równa się zatem (jak we wszystkich podobnych przypadkach) iloczynowi z ciśnienia przez przyrost objętości. Ostatecznie mamy tedy:

Zysk energii . . . . . 271 *Kgm*

Strata . . . . . 17 „

Zwiększenie energii wewn.  $U - U_0 = 254 \text{ Kgm}$ .

Jeżeli w jakibądź sposób zamienimy parę nasyconą napowrót na wodę ciekłą o temperaturze  $0^\circ$ , wówczas w ciągu tej przemiany odzyskamy zawsze  $254 \text{ Kgm}$  energii, częścią w postaci ciepła, częścią jako pracę. Tę samą sumę ogólną  $254 \text{ Kgm}$ , wyrażającą wzrost wewnętrznej energii, otrzymalibyśmy na każdej innej drodze (n.p. odparowanie w temperaturze  $0^\circ$ , pod ciśnieniem pary nasyconej  $4,57 \text{ mm}$ , ogrzanie pary do  $100^\circ$ , zgęszczenie jej do ciśnienia  $1 \text{ atm.}$ ), wszelako udziały przypadające na ciepło i pracę z osobna, miałyby już inne wartości.

**77. ENERGIA WEWNĘTRZNA GAZÓW.** Zapas energii wewnętrznej w jakimkolwiek ciele zależy od wszystkich warunków określających stan jego pod względem fizycznym i chemicznym. O ile przejście z jednego stanu w inny jest połączone z pochłonięciem pracy lub ciepła (albo jakiegokolwiek innego rodzaju energii), o tyleż powiększa się jednocześnie wewnętrzna energia. Zapas energii w sprężynie napiętej jest większy niż w luźnej; w wodzie większy niż w lodzie; w fosforze żółtym większy aniżeli w czerwonej jego odmianie i t. p.

a) Najprostsze prawa stosują się w tej mierze do gazów. Jeżeli gaz jaki ogrzewać będziemy w stałej objętości (masa  $m$ , ciepło właściwe  $c_v$ ), energia jego powiększy się, w miarę pochłoniętego ciepła, proporcjonalnie do wzrostu temperatury, mianowicie o  $mc_v$ , na każdy stopień (praca w tym razie = 0). Jeżeli

znowu gazowi zgęszczonemu dozwolimy rozszerzać się adiabatycznie, t. j. nie dając przystępu ciepła, wtenczas energia jego zmniejszy się o ilość pracy wykonanej przeciw zewnętrznemu ciśnieniu (ciepło w tym razie = 0), jednocześnie gaz oziębi się (ust. 27).

b) Zachodzi jednak pytanie, jaka jest różnica w zawartości energii między gazem zgęszczonym a rozrzedzonym, jeżeli temperatura jest w obu stanach ta sama; innymi słowy, jakiego potrzeba nakładu energii, ażeby zgęścić pewną masę gazu, nie zmieniając jego temperatury? Zważmy, że zgęszczenie gazu zużywa pracę; jednocześnie jednak gaz wydaje ciepło (ust. 27). Jeżeli tedy praca pochłonięta okaże się większą od wydanego

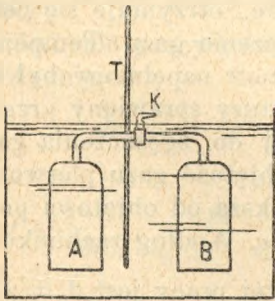


Fig. 63.

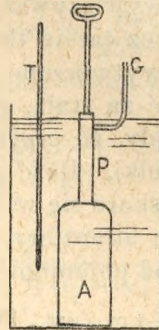


Fig. 64.

ciepła, wówczas gaz gęsty będzie bogatszy w energię od rozrzedzonego; w przeciwnym razie energia wewnętrzna zmniejszałaby się przez zgęszczenie. Joule dowiódł doświadczeniem, że ciepło wydzielone podczas zgęszczania gazów (zbliżonych do stanu doskonałego), w stałej temperaturze, jest niemal dokładnie równoważne pracy zużytej do zgęszczania, a więc, że energia wewnętrzna gazów doskonałych nie zależy w danej temperaturze od ich gęstości. Przyrząd Joule'a (fig. 63) jest to kalorymetr wodny, w którym zanurzone są dwa metalowe zbiorniki *A* i *B*. Pierwszy nabit gazem zgęszczonym, drugi jest próżny. Po otwarciu kurka *k* w przewodzie łączącym zbiorniki gaz rozszerza się do podwójnej objętości; nie oddaje jednak pracy na zewnątrz, gdyż rozszerza się w zamkniętym naczyniu. Doświadczenie okazało, że kalorymetr nie okazywał



ani zysku ani straty ciepła, albowiem po ustaleniu się równowagi dynamicznej i cieplnej termometr wskazywał tę samą temperaturę, jak z początku. W doświadczeniu tem gaz gęstszy zamienia się na rzadszy, nie zmieniając temperatury; a skoro w tej przemianie nie zyskał ani nie stracił ciepła ani pracy, przeto nie zmienił swej energii wewnętrznej.

Wniosek ten Joule sprawdził innym jeszcze sposobem, mianowicie przez bezpośrednie porównanie pracy zużytej na zgęszczenie gazu, z ciepłem, które przytem się wywięzuje. W kalorymtrze wodnym (fig. 64) zanurzony jest metalowy zbiornik *A*, mający się napełnić gazem zgęszczonym, a zarazem ręczna pompa zgęszczająca *P*, czerpiąca gaz przez przewód *G* i wtłaczająca go do *A*. Podczas zgęszczania gazu kalorymetr wykazywał znaczne wywięzywanie się ciepła. Odliczywszy ciepło wytworzone przez tarcie tłoka w pompie, otrzymuje się bezpośrednio ciepło *Q* wytworzone przez zgęszczenie gazu. Temperaturę można uważać za stałą, gdyż kalorymetr napełniony był tak wielką ilością wody, że przyrost temperatury sprawiony przez ciepło *Q* był niewielki. Ilość pracy użytej do zgęszczenia gazu można obliczyć, skoro się wie, ile razy objętość gazu pierwotna  $v_0$ , pod ciśnieniem atmosfery  $p_0$ , była większa od objętości po zgęszczeniu, t. j. od pojemności zbiornika *v*. Według rachunku podanego w tomie I-ym (ust. 182) wartość tej pracy jest  $L = p_0 v_0 \log \frac{v_0}{v}$ .

Otóż z porównania wielkości *L* i *Q* wypadło, że stosunek ich jest istotnie bardzo mało różny od dynamicznego równoważnika *J*. Ztąd wynika widocznie, że energia wewnętrzna gazu zgęszczonego jest równa pierwotnej jego energii: otrzymał bowiem *L* w postaci pracy, a równoważną ilość *JQ* oddał kalorymetrowi w postaci ciepła.

c) W ust. 25 powiedzieliśmy, że ogrzewanie gazu w stałej objętości zużywa mniej ciepła, aniżeli ogrzewanie pod stałym ciśnieniem; ciepło właściwe w stałej objętości ( $c_v$ ) jest zawsze mniejsze od ciepła właściwego pod stałym ciśnieniem ( $c_p$ ). Z opisanych właśnie doświadczeń Joule'a wynika, że tak być powinno. W pierwszym bowiem przypadku ciepło dostarczone gazowi zużywa się wyłącznie na powiększenie jego energii wewnętrznej. W drugim razie natomiast gaz rozszerza się, wbrew zewnętrznemu ciśnieniu, wykonywa więc pracę. W obu przypadkach zwiększenie energii wewnętrznej jest toż samo, albowiem, jak widzieliśmy, zmiana objętości nie liczy się wcale. Z tego wynika,

że ogrzewanie pod stałym ciśnieniem zużywa właśnie o tyle więcej ciepła, aniżeli ogrzewanie w stałej objętości, ile odpowiada pracy zewnętrznej, wykonanej przez gaz podczas rozszerzania się. Obliczmy to.

Przypuśćmy, że masa gazu jest  $m$ . Do ogrzania tej masy, dajmy nato o stopień, w stałej objętości, potrzeba  $mc_v$  jednostek ciepła; energia wewnętrzna gazu, wyrażona w jednostkach pracy, zwiększa się wtedy o  $Jmc_v$ . Natomiast podczas ogrzewania pod stałym ciśnieniem  $= p$ , znowu o stopień, gaz pochłania  $Jmc_p$  energii cieplnej. Z tego przypadku, jak pierwej,  $Jmc_v$  na energię wewnętrzną, reszta zaś:  $Jm(c_p - c_v)$  na pracę przeciw zewnętrznemu ciśnieniu  $p$ . Zważywszy, że wskutek ogrzania o stopień, pod ciśnieniem  $p$ , objętość powiększa się według praw gazowych o  $\frac{p_0 v_0}{273 p}$ , przeto praca powyższa wynosi  $p \cdot \frac{p_0 v_0}{273 p}$ .

Z porównania pracy i równoważnego jej ciepła wypada następnie równanie:

$$Jm(c_p - c_v) = \frac{p_0 v_0}{273} = \frac{pv}{273 + t},$$

albo:

$$(1) \quad J = \frac{1}{273} \cdot \frac{p_0}{d_0(c_p - c_v)} = \frac{p}{d(273 + t)(c_p - c_v)},$$

w czem  $d_0 = \frac{m}{v_0}$  oznacza gęstość gazu normalną,  $d$  gęstość pod ciśnieniem  $p$ , w temperaturze  $t$ . Jest to tak zw. termodynamiczna forma równania gazów doskonałych. W formie jego zwyczajnej spółczynnik stały wyraża się przez objętość, albo gęstość normalną; w formie chemicznej przez ciężar cząsteczkowy (ust. 15, e), tutaj przez ciepło właściwe\*).

Za pomocą wzoru (1) R. Mayer obliczał poraz pierwszy wartość dynamicznego równoważnika  $J$  w roku 1842. Weźmy jako przykład powietrze pod ciśnieniem  $p_0 = 1$  atm, którego gę-

\*) Ponieważ, według równania gazów doskonałych,  $d_0 = \frac{\mu}{22420}$ , w czem  $\mu$  oznacza ciężar cząsteczkowy gazu uważanego (ust. 15, e), przeto równanie poprzednie jest równoznaczne z:  $c_p - c_v = \frac{22420 p_0}{373 J \mu} = \frac{1,99}{\mu}$ . Znaczy to, że dla wszystkich gazów doskonałych różnica obu rodzajów ciepła właściwego byłaby odwrotnie proporcjonalną do ciężaru cząsteczkowego.



tość normalna wynosi  $\frac{1}{0,77323}$  kilogramów w metrze sześciennym. Nadto jest, jak wiemy,  $p_0 = 10333 \text{ Kg/m}^2$ ,  $c_p = 0,2372$ ,  $c_v = \frac{c_p}{1,405}$ ; liczby te dają według powyższego wzoru:

$$J = \frac{0,77323 \times 10333 \times 1,405}{273 \times 0,2372 \times 0,405} = 428 \text{ Kgm/kalor.}$$

Podobny rachunek dla wodoru prowadzi do wypadku  $J = 424 \text{ Kgm/kalor}$ ; bezwodnik węglowy daje 405. Godzi się wspomnieć, że rachunków tych nie należy uważać jako sposób wyznaczania wartości równoważnika  $J$ . Doskonała zgodność pierwszych dwu liczb, znalezionych tą drogą, z wypadkami otrzymanymi przez Joule'a i innych (ust. 71), służy tylko na poparcie twierdzenia, że energia wewnętrzna powietrza, wodoru i t. p. w zwyczajnych temperaturach i ciśnieniach, jest istotnie prawie niezależna od gęstości, czyli, że gazy te są bardzo zbliżone do idealnego gazu doskonałego.

#### 78. CIĄG DALSZY. CIEPŁO PRZY ROZPRĘŻANIU SIĘ GAZÓW.

a) Do objaśnienia doświadczenia Joule'a, opisanego w poprzedzającym ustępie (fig. 63) posłużą następujące wiadomości. Przyśmemy, że zbiornik  $A$ , nabit gazem zgęszczonym i zbiornik próżny  $B$ , pomieszczone są w oddzielnych kalorymetrach. Joule przekonał się, że podczas rozprężania się gazu kalorymetr pierwszy wykazywał понижение температуры, t. j. pochłonięcie ciepła, drugi równoważne wywiązanie się ciepła. Na ogół tedy, zgodnie z pierwszym doświadczeniem, niema straty ani zysku energii wewnętrznej; wszelako energia ta przeobraża się podczas rozprężania w sposób następujący: część energii wewnętrznej gazu zgęszczonego przemienia się naprzód w energię kinetyczną prądu wpadającego do zbiornika próżnego; wskutek tego zbiornik pełny oziębia się. Gaz napływający do zbiornika próżnego zgęszcza się stopniowo, aż do wyrównania się gęstości w obu naczyniach połączonych z sobą, a zarazem energia kinetyczna prądu przemienia się na ciepło, przez tarcie i uderzenie się gazu o ściany. Tym sposobem ciepło zużyte w jednej części gazu, pojawia się w innej; całość gazu jednakże nie zyskuje ani nie traci ciepła.

b) Jeżeli gaz zgęszczony, rozprężając się, przezwycięża zewnętrzne opory, wykonywa pracę, lecz nie nabywa przytem znaczniejszej energii kinetycznej, wówczas jego temperatura

musi zniżyć się; gaz pracuje bowiem na koszt własnej energii wewnętrznej. Skoro jednak ciepło dopływające z otoczenia przywróci pierwotną temperaturę gazu, wówczas ubytek ten energii będzie wyrównany, pomimo zwiększonej objętości (ust. 77). Wnosimy stąd, że ilość ciepła zewnętrznego, pochłonięta przez gaz, jest równoważna wykonanej przezeń pracy. Joule sprawdził to następującem doświadczeniem. W kalorymetrze wodnym (fig. 65) zanurzony jest, obok zbiornika *A*, nabitego zgęszczonym gazem, długi, wąski przewód *B*. Gaz rozprężający się spotyka w przewodzie tak znaczny opór (wskutek tarcia), iż uchodzi na zewnątrz, do wanny pneumatycznej *W*, z prędkością nader małą. W wannie gaz uchodzący z przewodu, wypierając wodę, prze-

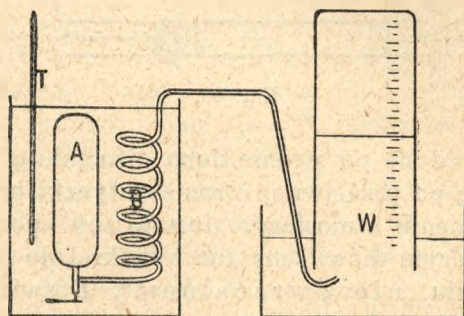


Fig. 65.

zwycięża ciśnienie atmosfery  $= p_0$ . Objętość jego, wymierzona tamże, niechaj będzie  $v_0$ ; praca wykonana przez gaz uchodzący wynosi tedy  $p_0 v_0$ . Doświadczenie okazało, że równoważna tej pracy ilość ciepła znika w kalorymetrze (temperatura kalorymetru zmienia się bardzo mało, z powodu wielkiej ilości wody).

Ubytek ciepła w kalorymetrze składa się z dwu części. Wskutek rozprężania się gazu ciepło zostaje pochłoniętem; ciepło to jest równoważne pracy, której należałoby użyć, aby gaz wtłoczył napowrót do zbiornika. W przewodzie *B* natomiast ciepło wywięzuje się wskutek tarcia gazu. Różnica tych dwu ilości ciepła przedstawia równoważnik pracy zewnętrznej  $p_0 v_0$ .

c) W poprzedzającym doświadczeniu praca zewnętrzna  $p_0 v_0$  była wykonana kosztem energii wewnętrznej gazu rozprężającego się. Gdybyśmy gazowi dostarczyli pracy z zewnątrz, w ilości wystarczającej do pokrycia wydatku  $p_0 v_0$ , wówczas energia



jego pozostałaby nieuszczuploną; kalorymetr nie wykazywałby w tym razie pochłonięcia ciepła.

Przypadek ten zachodzi przybliżenie, gdy przeciskamy gaz przez ciasny przewód za pomocą tłoka, albo pompy działającej jednostajnie, która właśnie tej pracy gazowi dostarcza. Fig. 66 uzmysławia zasadę przyrządu, którego używali Joule i Kelvin w celu sprawdzenia, o ile w gazach rzeczywistych, w tej samej temperaturze, energia jest istotnie niezależną od gęstości (objętości). Rura  $AB$  z materiału źle przewodzącego ciepło przekłana jest w  $C$  zatyczką z mocno ściśniętej waty. Tłok (albo pompa) przeciska przez nią jednostajny strumień gazu, który w  $B$  uchodzi bardzo wolno na zewnątrz. Wskutek tarcia w za-



Fig. 66.

tyczce wytwarza się po stronie tłoka ciśnienie  $p$ , dochodzące do kilku atmosfer; po przeciwnej stronie zatyczki prędkość gazu  $p_0$  równa się ciśnieniu atmosfery. Jest to ten sposób rozprężania się gazu, o którym mówiliśmy już kilkakrotnie (ust. 26, 52), jako o rozprężaniu „nieodwracalnym”. Doświadczenie okazało, że temperatura gazu uchodzącego, wskazana przez termometr  $T$ , różniła się bardzo mało od temperatury gazu przed zatyczką.

Praca dokonana przeciw zewnętrznemu ciśnieniu, gdy pewna objętość  $v_0$  gazu ujdzie na zewnątrz, wynosi  $p_0 v_0$ , jak w doświadczeniu b); jednocześnie atoli tłok dostarcza gazowi pracy  $p v$ , jeżeli przez  $v$  oznaczymy objętość, którą taka sama masa gazu zajmuje po stronie tłoka. Przypuśćmy, że gaz jest doskonały i że różnica temperatur po obu stronach zatyczki okazała się ściśle równą zeru, wówczas według prawa Boylego  $p v = p_0 v_0$ , t. j. praca dostarczona gazowi przez tłok pokrywa całkowicie pracę przezeń wykonaną. Gaz rozpręża się tedy nie na koszt własnej energii, lecz zasilany jest zewnętrzną pracą. Dzięki temu energia jego nie zmienia się podczas rozprężania się; w stanie zgęszczonym byłaby ta sama, jak w rozrzedzonym, w tej samej temperaturze.

Gazy rzeczywiste atoli (z wyjątkiem wodoru) okazywały w doświadczeniach Joule'a i Kelvina lekkie oziębienie. Tłuma-

czy się to naprzód tem, że ściśliwość gazów nie stosuje się dokładnie do prawa Boylego. Iloczyn  $p_0v_0$  jest cokolwiek większy od iloczynu  $pv$  w tej samej temperaturze (t. I, ust. 180); praca dostarczona przez tłok nie pokrywa tedy dokładnie wydatku pracy przeciw ciśnieniu atmosferycznemu, różnicę musi wyrównać gaz sam, kosztem własnej energii, dla tego oziębia się. Gdyby energia gazu, w tej samej temperaturze, była ściśle niezależną od objętości, wówczas, ażeby gaz oziębiony ogrzać do pierwotnej temperatury, należałoby udzielić mu energii w ilości bardzo przybliżenie równoważnej owej różnicy prac. Z oziębień zmierzonych przez Joule'a i Kelvina wynika jednak, że energia potrzebna w tym celu musiałaby być znacznie większą od tej różnicy. Znaczy to, że gaz rozprężający się, nawet bez wykonania pracy zewnętrznej (jak na fig. 63) oziębiałby się cokolwiek; metoda kalorymetryczna Joule'a (ust. 77b) była jednak zbyt mało czułą, żeby to niewielkie oziębienie wykazać. Na oddalenie cząsteczek gazu od siebie, na przeciężenie resztek spójności (por. ust. 54), potrzeba dostarczyć gazowi odpowiedniej ilości ciepła, jeśli temperatura nie ma zniżyć się. Im zimniejszy jest gaz już z początku, tem jest gęstszy, tem wydatniej działa spójność cząstek, tem bardziej będzie oziębiał się przy rozprężaniu nieodwracalnym. Mówiliśmy już (ust. 52) o zastosowaniu tego oziębienia do skrapiania gazów.

Ściśliwość wodoru, w temperaturach zwyczajnych, podlega innemu prawu, aniżeli reszty gazów. Iloczyn  $p_0v_0$  jest mniejszy od iloczynu  $pv$ . Istotnie też, w doświadczeniach Joule'a i Kelvina wodór ogrzewał się. Wszelako, jak wspomnieliśmy w ust. 52, poniżej  $-80^\circ$  zachowuje się on podobnie, jak inne gazy; widocznie wpływ spójności zaczyna w tej temperaturze już oddziaływać. Wodór nie stanowi tedy wyjątku, tem bardziej, że i inne gazy zachowują się w temperaturach wysokich podobnie, jak wodór w zwyczajnej.

d) Wiadomo, że gaz rozprężający się, a nie zasilany zewnętrznym ciepłem, oziębia się zawsze, w rozprężaniu adiabatycznym (ust. 26) nawet o setki stopni. W poprzedzającym doświadczeniu (fig. 66) niema jednak znaczniejszego oziębienia, pomimo, że gaz przechodzący przez zatyczkę *C* rozpręża się z wielkiej gęstości na małą. Istotnym powodem stałości temperatury jest to, że oziębienie wywołane rozprężaniem się gazu jest prawie dokładnie zrównoważone przez ciepło wytwarzające się w zatyczce wskutek tarcia. Gdyby tarcie w zatyczce nie było wystar-



czające do pokrycia utraty ciepła, sprawionej przez rozprężanie się, gaz uchodziłby na zewnątrz bardzo znacznie oziębiony, ale zarazem nabywałby energii kinetycznej. Ubytek energii wewnętrznej nagradzałby się równoważną ilością zewnętrznej (por. zad. 156).

Gazy uchodzące ze zbiorników bystrym prądem są istotnie zimne. Pospolicie trudno jednak wykazać ich rzeczywistą temperaturę; jeżeli bowiem skierujemy prąd gazu na termometr, energia zewnętrzna przemienia się przez tarcie i uderzenie na powrót na ciepło; temperatura wzrasta w miarę zwolnienia prądu.

**79. UWAGA.** Zbiornik napełniony gazem zgęszczonym, po rozproszeniu się ciepła wytworzonego podczas pompowania, zawiera niemal dokładnie tyle tylko energii, ile jej było pierwotnie w gazie niezgęszczonym. Wniosek ten, wypadający z doświadczeń Joule'a (ust. 77), może wywołać słuszne zdziwienie. Wiadomo bowiem, że gaz rzadki, którego prężność równoważy się z ciśnieniem atmosfery, jest nieużyteczny jako źródło pracy; natomiast zbiorniki nabite gazem zgęszczonym bywają używane do poruszania motorów, n.p. na kolejach miejskich Mękarskiego, i t. p., słowem stanowią bogate źródło nagromadzonej pracy. Okoliczność ta daje sposobność do ważnej uwagi. Oceniając zapasy energii jako źródła pracy, zważać należy nie tylko na ilość, lecz także na jakość energii. Zapas energii cenimy wysoko, jeżeli ta energia nadaje się do zamiany na pracę, w całości, albo przynajmniej w znacznej części; taka sama ilość energii, nie przydatna do zamiany na energię dynamiczną (pracę), nie przedstawia zgoła wartości praktycznej. Taka właśnie różnica zachodzi między energią gazu zgęszczonego, a niezgęszczonego. Zgęszczając gaz wkładamy wń pracę, a odejmujemy równoważną ilość ciepła; nie zmieniliśmy przez to ilości energii, lecz podnieśliśmy jej wartość praktyczną, t. j. zmieniliśmy jakość.

Możnaby więc powiedzieć, że ciała zawierają energię wewnętrzną po części w postaci pracy, częścią zaś jako ciepło; energia jest tem cenniejszą, im większa jej część przypada na pracę. Rozróżnienie takie trzeba jednak pod dwoma względami objaśnić i ograniczyć. Naprzód, ilość pracy nagromadzonej w pewnem ciele zależy nie tylko od stanu samego ciała, lecz także od warunków, w jakich ono jest umieszczone, t. j. od stanu ciał otaczających. Widoczną n.p. jest rzeczą, że zbiornik nabitý gazem zgęszczonym przedstawia znaczny zapas pracy,

dzięki temu tylko, że prężność atmosfery otaczającej jest mniejsza; tenże sam zbiornik postradałby wszelką w tym względzie wartość, gdybyśmy umieścili go w atmosferze, mającej prężność równą jego własnej. Z drugiej strony, wartość energii wewnętrznej gazu niezgęszczonego można podnieść przez wypompowanie powietrza z przestrzeni otaczającej, co jednakże również wymagałoby nakładu pracy.

Powtóre — ilość pracy, którą można uzyskać z pewnego zapasu energii, zależy od tego, w jaki sposób uskuteczniamy tę przemianę. Gdybyśmy gaz zgęszczony w zbiorniku wypuścili wprost w powietrze, albo do drugiego obszernego a próżnego zbiornika (ust. 77), równałoby się to widocznie zmarnowaniu nagromadzonej pracy, gdyż wytworzona chwilowo energia kinetyczna zamieniłaby się rychło w ciepło. Ilość energii zostałaby zachowaną w takiej przemianie, natomiast jakość jej, czyli wartość użyteczna, zostałaby obniżoną do zera. Wyrażamy się w podobnych przypadkach, że energia rozprasza się. Uniknęlibyśmy natomiast tego rozprószania łącząc zbiornik n.p. z motorem urządzonym podobnie, jak machina parowa, w którym praca gazu rozprężającego się byłaby przeniesioną na tłok. Opór tłoka należałoby uczynić małego mniejszym od prężności gazu, aby uniknąć niepotrzebnego wytwarzania się energii kinetycznej, która zamieniając się niechybnie na ciepło, byłaby powodem utraty pracy; motor szedłby wprawdzie wolniej, lecz praca nagromadzona w gazie byłaby możliwie doskonale wyzyskaną.

O stosunkach tych zasada zachowania energii, a w szczególności pierwsza zasada termodynamiki, nie daje nam żadnych wiadomości. Zasada pierwsza stosuje się wyłącznie do ilości energii, nie uwzględnia zaś wcale jakości. Uwagi zawarte w niniejszym ustępie uważać należy jako przygotowanie do zrozumienia zasady drugiej i wniosków z niej wypadających, którymi zajmiemy się w następujących ustępach.

### Z a d a n i a.

151) Litr powietrza, pod ciśnieniem atmosferycznym (1013220 dyn na  $cm^2$ ), w temperaturze  $0^\circ$ , ogrzewamy, nie zmieniając ciśnienia, do  $100^\circ$ ; o ile zwiększy się energia powietrza?

Od p. Ciepło pochłonięte  $= 1,293 \times 0,2372 \times 100 \times 41,8 \times 10^6 = 1282 \times 10^6$  ergów; strata energii wskutek wykonanej pracy



$= 1013220 \times 100000/273 = 371 \times 10^6$  ergów; zwiększenie energii  
 $= 911 \times 10^6$  ergów.

152) Litr powietrza, pod ciśnieniem atmosferycznym, w temperaturze  $0^\circ$ , ogrzewamy, nie zmieniając objętości, do  $100^\circ$ ; o ile zwiększy się energia powietrza? *Odp.*  $1,293 \times 0,168 \times 100 \times 41,8 \times 10^6 = 908 \times 10^6$  ergów.

153) Ile pracy trzeba użyć na wtłoczenie metra sześciennego powietrza, odmierzonego pod ciśnieniem atmosferycznym, do flaszki żelaznej o pojemności 10 litrów, jeżeli pompowanie odbywa się w stałej temperaturze  $0^\circ$ ?

*Odp.*  $L = 10333 \times 1 \times \log 100 = 10333 \times \text{Log } 100 : 0,43429 = 47585 \text{ Kgm}$  (tom I, ust. 182).

154) Jeżeli pompę tłoczącą to powietrze chłodzi się lodem, ile lodu stopi się podczas pompowania? *Odp.*  $47585/427 : 79,2 = 1,4 \text{ kg}$ .

155) Metr sześcienny powietrza, odmierzony pod ciśnieniem atmosferycznym, w temperaturze  $15^\circ$ , ogrzewa się wskutek zgęszczenia adiabatycznego do połowy objętości, do  $108,6^\circ$ . Ile pracy wymaga podobne zgęszczenie?

*Odp.* Wskutek zgęszczenia adiabatycznego energia wewnętrzna powietrza zwiększyła się o ilość włożonej pracy. Odbierzmy mu ciepło wytworzone, przez oziębienie do pierwotnej temperatury, nie zmieniając objętości, wówczas energia wróci również do pierwotnej wartości (ust. 77). Masa gazu jest  $1,293 (1 + \frac{15}{273}) \text{ kg}$ , ciepło właściwe  $0,168$ , zatem praca  $= 427 \times 1,293 \times 0,168 \times 93,6 (1 + \frac{15}{273}) = 9159 \text{ Kgm}$ .

156) Obliczyć prędkość ( $V$ ) wypływu gazu zgęszczonego ze zbiornika, uwzględniając zmiany temperatury wskutek rozprężania się gazu?

*Odp.* Cząstka gazu, o masie  $m$ , zajmuje w zbiorniku objętość  $v$ , zostaje pod ciśnieniem  $p$ , posiada temperaturę  $t$ . Dostawszy się na zewnątrz, zajmuje większą objętość  $v_0$ , prędkość jej równa się ciśnieniu atmosfery  $= p_0$ , temperatura jest niższa  $= t_0$ ; zarazem cząstka nabywa energii kinetycznej  $= \frac{1}{2} m V^2$ . Zmiany te zostały wywołane przez pracę  $pv$  ciśnienia panującego w zbiorniku, podczas wypływu cząstki. Praca ta zostaje zużyta: 1) na przezwyciężenie zewnętrznego ciśnienia, w ilości  $p_0 v_0$ ; 2) na wytworzenie energii kinetycznej  $\frac{1}{2} m V^2$ ; 3) na zwiększenie (w tym przypadku ujemne) energii wewnętrznej cząstki, w ilości  $Jmc_v (t_0 - t)$ . Z zasady zachowania energii wynika równanie,

$$pv = p_0 v_0 + \frac{1}{2} m V^2 + Jmc_v (t_0 - t). \text{ Ponieważ } pv = \frac{mp_0}{d_0} \left(1 + \frac{t}{273}\right);$$

$v_0 v_0 = \frac{mp}{d_0} \left(1 + \frac{t_0}{273}\right)$ , zatem:  $\frac{1}{2} V^2 = \left(\frac{p_0}{273 d_0} + Jc_v\right) (t - t_0)$ , albo, według (1) ust. 77:  $\frac{1}{2} V^2 = Jc_p (t - t_0)$ .

157) Ze zbiornika zawierającego powietrze zgęszczone, w temperaturze  $30^\circ$ , wypływa prąd powietrza z prędkością  $250 \text{ m/sec}$ . Obliczyć temperaturę tego prądu.

*Od p.* Mierząc pracę na kilogrammetry, powinniśmy przyjąć za jednostkę mas  $9,81 \text{ kg}$ , wówczas będzie  $c_p = 9,81 \cdot 0,2372$ . Według poprzedzającego wzoru obliczymy:

$$t_0 = 30 - \frac{1}{2} \frac{250^2}{427 \cdot 9,81 \cdot 0,2372} = -1,45^\circ.$$

**80. DRUGA ZASADA TERMODYNAMICZNA.** W poprzedzającym ustępie spotkaliśmy się poraz pierwszy z pojęciem jakości, albo praktycznej użyteczności zapasów energii. Przekonaliśmy się, że energia, jakkolwiek zawsze równoważna pewnej ilości pracy, w rzeczywistości nie zawsze daje się na pracę zamienić. O ile zamiana tego rodzaju zachodzi, prawo zachowania energii stosuje się niezmiennie; widocznie mamy tu jednak do czynienia z zadaniem odrębnem: określić warunki możliwości podobnej przemiany.

Będziemy tu zajmowali się tylko energią w postaci ciepła. Jest to zadanie o wiele prostsze, aniżeli roztrzaskanie różnych form energii wewnętrznej, ukrytej w materii, a zależnej od jej szczególnych a różnorodnych własności. Przypuśćmy, że pewna ilość ciepła  $Q$  została wytworzona z dowolnego źródła (n.p. przez spalenie węgla), w pewnej określonej temperaturze; pytamy, ile pracy można uzyskać kosztem tego ciepła. Zagadnienie to łączy się ściśle z nader żywotną dla praktyki sprawą wydajności motorów cieplnych. Praktyka daje nam też w tym względzie zupełnie określone wiadomości. Przekonano się, że motor parowy, dokładnie wykonany, pracujący w najkorzystniejszych warunkach, zużywa około kilograma węgla na konia i godzinę. Otóż koń parowy wydaje w godzinie pracę:  $75 \times 60 \times 60 = 270\,000 \text{ Kgm}$ ; spalenie kilograma węgla wytwarza natomiast około 8000 kaloryi ciepła, które są równoważne  $8000 \times 427 = 3\,416\,000$  kilogrammetrom pracy. Porównanie tych liczb prowadzi do wniosku, że z zapasu energii cieplnej, która wytwarza się podczas palenia się węgla, zaledwie mała część  $\frac{270000}{3416000} = \frac{1}{13}$ , t. j. około 8% zamienia się w sposób użyteczny na pracę; więk-



sza nierównie część tej energii (92%) marnuje się bez użytku, rozprasza się w ciałach otaczających jako ciepło. Wprawdzie znaczna część tej straty pochodzi stąd, że spalanie nie bywa dokładne (dym, sadza, gazy palne), że wiele ciepła traci się w samym ognisku, uchodzi przez komin pieca i t. p. Jednakże, jeżeli się nawet uwzględni tylko tę część ciepła, która istotnie zużywa się na wytworzenie pary, jak w doświadczeniach Hirna (ust. 73), to i w tym razie zamiana na pracę nie jest zupełna, bo jak wiadomo, para skraplająca się w chłodnicy rozprasza tamże znaczną część ciepła.

Wobec tak niekorzystnego wyzyskania energii cieplnej w najbardziej rozpowszechnionym i udoskonalonym motorze termodynamicznym nasuwają się pytania: czy motory parowe nie są zdolne do dalszego ulepszenia? Czy zastąpienie pary wodnej jakim innym ciałem nie dałoby lepszych w tej mierze wyników? Wreszcie, czy nie należałoby maszyny parowej samej zastąpić jakim innym motorem termodynamicznym, zgoła odmiennie działającym.

Termodynamika uczy nas, że zastosowanie tych środków nie doprowadziłoby bynajmniej do pożądanego celu, t. j. do całkowitej zamiany ciepła na pracę, albowiem ograniczona wydajność motorów termodynamicznych jest uzasadniona w samej istocie energii cieplnej. O ile praca może zamienić się na ciepło w całości, a nawet pospolicie zamianie takiej ulega, o tyle zamiana odwrotna, ciepła na pracę, jest ograniczona ogólnem a ważnem prawem fizycznym, które poraz pierwszy dostrzegł Sadi-Carnot i ogłosił w roku 1824 w dziele p. t. „Sur la puissance motrice du feu”.

Carnot pierwszy zwrócił uwagę na fakt znany powszechnie i niemal oczywisty, że ciepło, mające pędzić motor termodynamiczny, powinno wytwarzać się w źródle o wysokiej temperaturze (palący się węgiel, drzewo, gaz i t. p.). Przez motor termodynamiczny rozumie się tu nie tylko maszynę parową, lecz jakiegokolwiek urządzenie, wydające nieustannie pracę, a zasilane wyłącznie ciepłem — urządzenie, w którym ciało czynne, n.p. para, nie odnawia się i nie zasila motoru własną energią, lecz przebiega nieustannie przemiany zamknięte. Otóż ciepło dostarczane motorowi tego rodzaju powinno mieć temperaturę wyższą od temperatury panującej w otoczeniu; powinno mieć spad w temperaturze — podobnie jak strumień przeznaczony do pędzenia motoru wodnego powinien mieć spad w wysokości.

Uwaga ta, podniesiona przez Clausiusa i Lorda Kelvina do rzędu pewników naukowych, stanowi drugą zasadę termodynamiki; możemy wypowiedzieć ją w sposób następujący: Zamiana ciepła na pracę, za pomocą maszyny termodynamicznej, pracującej samodzielnie, t. j. nie zasilanej żadną inną energią, możliwa jest tylko wtenczas, gdy źródło dostarczające ciepła posiada temperaturę wyższą od najzimniejszego ciała w otoczeniu.

Zasady tej dowieść nie można; wszelako, zaprzeczywszy jej, dochodzi się do wniosków sprzecznych z doświadczeniem. Należy bowiem zważyć, iż w otaczających nas ciałach chłodnych, n.p. w powietrzu, w ziemi, morzu, znajdują się nieprzebrane zapasy ciepła. Gdyby wygłoszona właśnie zasada nie była prawdziwą, nie byłoby potrzeby opalać motorów cieplnych kosztownym materiałem opałowym; możnaby pędzić je ciepłem niskiej temperatury, branem z ciał otaczających — co jest oczywiście niemożliwe. Motor pracujący w tych warunkach stanowiłby pewnego rodzaju perpetuum mobile. Wprawdzie nie stwarzałby energii, nie sprzeciwiałby się prawu zachowania energii; przemieniałby natomiast, bez wszelkiego z naszej strony przyczynienia się, nieużyteczną energię cieplną, rozprószoną w ciałach chłodnych, na pracę, energię kinetyczną albo potencjalną, słowem na te rodzaje energii, które pod względem jakości cenimy najwyżej, bo możemy je przemieniać na wszelkie inne rodzaje. Według wyrażenia Kelvina motor taki byłby zdolny wyczerpać ciepło z wszystkich ciał, wyziębic stopniowo cały wszechświat, a pozyskane ciepło zamieniłby na energię kinetyczną.

**81. ZJAWISKA ODWRACALNE.** Druga zasada termodynamiki orzeka, iż wartość użyteczna pewnej ilości ciepła  $Q$ , t. j. ilość pracy, jaką można uzyskać kosztem tego ciepła, zależy nie tylko od jego ilości, lecz nadto od warunków, w jakich ono jest dane, mianowicie od temperatury jego i temperatury otoczenia. Podobnie energia użyteczna gazu zgęszczonego (ust. 79) okazała się zależną nie tylko od energii wewnętrznej nagromadzonej w gazie, lecz nadto od ciśnienia panującego w otoczeniu.

Mówiąc o wartości użytecznej ciepła  $Q$  rozumiemy, że ono służy do pędzenia motoru termodynamicznego, w którym ciało czynne (para, gaz lub t. p.) wraca za każdym obiegiem do stanu pierwotnego. W tym razie bowiem nie pożyczamy nic z energii wewnętrznej tego ciała, a praca zyskana idzie wyłącznie na rachunek ciepła  $Q$ .



Widoczną atoli jest rzeczą, że wartość użyteczna ciepła  $Q$  może być wyzyskana w sposób mniej lub więcej zupełny. Wszakże możemy dozwolić, żeby ciepło  $Q$ , wytwarzające się w wysokiej temperaturze, rozpraszało się, przez przewodzenie lub promieniowanie, w chłodnym otoczeniu, nie zamieniając się wcale na pracę. Nie uronimy przez to ani odrobiny energii co do ilości, stracimy jednak wszystko pod względem jakości; wartość użyteczna tej energii, jak nas poucza druga zasada, spadnie odrazu do zera. Wszelkie przewodzenie ciepła z ciał gorących do zimnych jest marnowaniem użytecznej wartości tego ciepła, stanowi rozpraszanie energii użytecznej — podobnie, jak wypuszczenie w powietrze gazu zgęszczonego w zbiorniku (ust. 79), bez odebrania odeń pracy, którą odebrać było można.

W obec tego nasuwa się pytanie znacznej doniosłości praktycznej: jak należy urządzić motor termodynamiczny, aby wyzyskać pewną ilość ciepła, wytworzoną w wyższej temperaturze, w sposób możliwie zupełny, t. j. nie rozproszyć energii użytecznej, która w danym cieple się zawiera; słowem, żeby motor był doskonały?

Odpowiedź na to pytanie, jedną z najwspanialszych zdobyczy czy nowoczesnej fizyki, zawdzięczamy Carnotowi: Jedynym warunkiem, któremu doskonały motor termodynamiczny powinien czynić zadość, jest ten, żeby był odwracalny (ust. 82); urządzenie jego może zresztą być jakiegokolwiek, również jest rzeczą zgoła obojętną, czy to będzie motor parowy, gazowy, termoelektryczny, czy jakiegokolwiek inny. Dowiemy się zresztą niebawem, że i motor doskonały nie zamienia ciepła na pracę w całości; doskonałość jego leży w tem, że wydaje tyle pracy, ile jej można w ogóle otrzymać w najlepszym razie.

Zanim przedstawimy rozumowanie, które doprowadziło Carnota do ogłoszenia powyższego prawa, wypada określić, co się rozumie przez motor odwracalny. Na wstępie powiemy, że motor tego rodzaju jest to pomysł czysto teoretyczny, w rzeczywistości niewykonalny. Jest to jakakolwiek machina termodynamiczna, którą można pędzić z jednakowym skutkiem naprzód lub wstecz. W pierwszym razie motor czerpie ciepło ze źródła, zamienia je w części na pracę, resztę oddaje chłodnicy; w drugim razie wszystkie te objawy odwracają się: motor odbiera ciepło od chłodnicy, wytwarza ciepło kosztem udzielonej mu pracy, oddaje ciepło do źródła. Bieg motoru jest odwracalny, jeżeli

wszystkie zjawiska, zachodzące w nim, odbywają się w sposób odwracalny.

Zjawisko fizyczne odwracalne jest takie, którego bieg może się odbywać, według upodobania, w jedną lub przeciwną stronę, w obu razach jednakże wśród zupełnie równych warunków. Z tego określenia wypada, że w zjawisku odwracalnym nie może objawiać się dążność przeważająca do przebiegu w jednym określonym kierunku. Zjawisko nie może być odwracalne, jeżeli działa jakakolwiek przyczyna, bodziec, który je pędzi naprzód, ku pewnemu rozwinięciu się; bodziec taki przeszkadzałby widocznie zjawisku odwrotnemu. Przypuśćmy n.p., że gaz zgęszczony w zbiorniku uchodzi swobodnie w powietrze. Jest to zjawisko nieodwracalne; zwyżka ciśnienia w zbiorniku jest tu bodźcem, pędzącym gaz naprzód: cofnięcie się gazu do zbiornika, w tych samych warunkach, jest oczywiście niemożliwe. Aby rozprężanie się gazu było odwracalne, potrzeba, żeby zewnętrzne ciśnienie równoważyło się każdej chwili z prężnością gazu, albo raczej, żeby ciągle było nieskończenie blizkie równowagi; w tych warunkach dowolnie mała przewaga jednego z tych ciśnień sprawi rozprężanie się — lub też zgęszczenie, będące dokładnym odwróceniem rozprężenia. Dla braku bodźca zjawiska te, jak w ogóle wszystkie odwracalne, odbywają się nieskończenie wolno, ciała znajdują się ciągle prawie w równowadze.

Przewodzenie ciepła z ciała gorącego do zimnego jest to również zjawisko nieodwracalne, gdyż ruch ciepła nie może odbywać się w stronę wyższej temperatury; bodźcem tego zjawiska jest różnica temperatur, działająca zawsze w jednym kierunku. Mając tedy przeprowadzić ciepło n.p. ze źródła do ciała czynnego w motorze, lub naodwrot, w sposób odwracalny, powinniśmy postarać się o to, żeby ciało było ciągle w równowadze cieplnej ze źródłem, albo raczej, żeby jedno z tych ciał było tylke nieskończenie mało cieplejsze od drugiego.

Te dwa przykłady okazują dostatecznie, że zjawiska w przyrodzie nie mogą nigdy odbywać się w sposób ściśle odwracalny; ta bowiem okoliczność, że zjawisko odwracalne może rozwijać się, bez różnicy, w jedną lub drugą stronę, sprawia właśnie, że nieodbędzie się ono wcale. W rozumowaniach teoretycznych wolno jednak posługiwać się takimi zjawiskami fikcyjnymi, a to dzięki temu, że przebieg wielu zjawisk rzeczywistych można nieograniczenie zbliżać do przebiegu odwracalnego. Jako przykłady [objawów mogących zbliżać



się do zupełnej odwracalności przytaczamy: ogrzanie—oziebnienie, zgęszczenie—rozszerzenie, topnienie—krzepnięcie, rozpuszczanie się—wyzdzielanie, parowanie—skroplenie, rozkład chemiczny—łączenie się, i wiele innych. Tarcie wewnętrzne płynów, znikające razem z prędkością, nie przeszkadza odwracalności; nieodwracalnem natomiast w swej istocie jest tarcie statyczne ciał stałych i inne zjawiska do niego podobne.

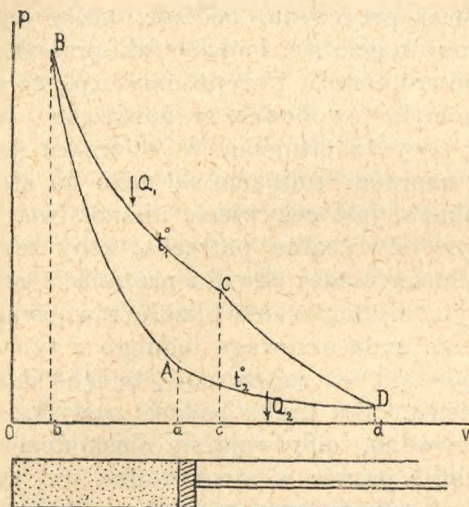


Fig. 67.

Po tych objaśnieniach zrozumiemy na czem zależy odwracalność maszyny termodynamicznej. Jako przykład (jeden z wielu) opiszemy maszynę, której używa Carnot do objaśnienia swych pomysłów. Fig. 67 wyobraża jej diagram. Ciało czynne (gaz, para, albo jakikolwiek inny płyn lub mieszanina płynów) umieszczone w cylindrze, pod tłokiem ruchomym, odbywa obieg zamknięty, złożony z czterech zjawisk odwracalnych  $AB$ ,  $BC$ ,  $CD$  i  $DA$ . Źródło o temperaturze  $t_1$  dostarcza ciepła; temperatura chłodnicy (albo otoczenia) jest  $t_2$ .

*a)* Zaczniemy opis obiegu od stanu wskazanego przez punkt  $A$  na diagramie (rysunek odnosi się do przypadku, gdy ciało czynne jest gazem). Ciało posiada temperaturę otoczenia  $t_2$ , objętość  $= oa$  i prężność niską  $= aA$ . Celem ogrzania go do temperatury źródła otaczamy cylinder osłoną nieprzepuszczającą ciepła i zgęszczamy płyn adiabatycznie (ust. 27), bardzo wolno,

dostrajając wciąż ciśnienie zewnętrzne do rosnącej stopniowo prężności płynu, dopóki nie ogrzeje się (sam przez się, wskutek zgęszczania) do temperatury źródła  $t_1$ . Przebieg ciśnień wskazuje linia adiabatyczna (ust. 28)  $AB$ ; pole  $abBA$  wyobraża pracę udzieloną ciału.

b) Przystawiamy cylinder do źródła, zdejmujemy osłonę i dozwalamy ciału rozprężyć się od objętości  $ob$  do  $oc$ , tak wolno, żeby dopływ ciepła ze źródła utrzymywał je ciągle w temperaturze  $t_1$ . Linia  $BC$  jest tedy odcinkiem isotermi  $t_1$ . Niechaj  $Q_1$  oznacza ilość ciepła pobranego ze źródła w tej części obiegu.

c) Otaczamy znowu cylinder osłoną i dozwalamy ciału rozprężyć się w dalszym ciągu ( $CD$ ), teraz w sposób adiabatyczny, lecz zawsze odwracalny (zewnątrzny opór równowagi w każdej chwili prężność ciała). Zatrzymujemy rozprężanie, skoro ciało oziębi się do temperatury chłodnicy lub otoczenia  $t_2$ .

d) Zgęszczamy ciało izotermicznie, w temperaturze  $t_2$ , utrzymując je ciągle w równowadze cieplnej z chłodnicą, aż do chwili gdy objętość i ciśnienie wrócą do pierwotnych wartości  $oa$ ,  $aA$ . W tej części obiegu zgęszczenie ciała wytwarza pewną ilość ciepła  $Q_2$ , które odpływa do chłodnicy.

Jako wynik opisanego obiegu otrzymujemy w zysku pewną ilość pracy  $= L$ ; na rysunku wyobraża ją pole objęte diagramem  $ABCD$ . Źródło zasila maszynę ciepłem  $Q_1$ ; maszyna oddaje chłodnicy nieużytą resztę ciepła  $Q_2$ . W myśl pierwszej zasady termodynamicznej mamy więc:

$$L = J(Q_1 - Q_2).$$

Jak widzimy, maszyna Carnota jest istotnym motorem termodynamicznym; podobnie jak maszyna parowa wytwarza ona pracę kosztem ciepła. Jednakże część tylko ciepła dostarczonego jej (znowu jak w maszynie parowej) zamienia na pracę. Stosunek ciepła zamienionego na pracę, do ciepła dostarczonego motorowi nazywamy w ogóle wydajnością motoru. Wielkość tę, która mierzy stopień ekonomicznej wartości motoru, wyraża tedy ułamek:

$$w = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Wszystkie części opisanego obiegu maszyny Carnota są odwracalne; można ją tedy pędzić w kierunku odwrotnym od  $A$ , przez  $D$ ,  $C$ ,  $B$  z powrotem do  $A$ . Wzdłuż isotermi niższej  $AD$



ciało rozpręża się, czerpie zatem z chłodnicy ciepło  $Q_2$ , wzdłuż  $CB$  zwraca do źródła ciepło  $Q_1$ . Pole  $ADCB$  wyobraża w tym przypadku pracę spożytą przez maszynę, a dostarczoną jej z zewnątrz. W biegu odwrotnym przyrząd Carnota stanowi rodzaj maszyny oziębiającej, odbiera bowiem ciepło zimnej chłodnicy a przenosi je do ciała cieplejszego, do źródła o temperaturze  $t_1$ ; zarazem stwarza on ciepło  $Q_1 - Q_2$ , kosztem pracy  $L$ .

Ważniejszą atoli jest rzeczą ocenić działanie tego urządzenia odwracalnego z innego punktu widzenia. Ciepło  $Q_1$ , w myśl drugiej zasady, zdolne jest przemienić się w pracę, dzięki temu tylko, że dane jest w temperaturze wyższej od otoczenia. Gdybyśmy dozwolili ciepłu temu przejść do chłodnicy bez wykonania pracy, dajmy nato przez przewodzenie lub promieniowanie, zmarnowalibyśmy tem samym wartość użyteczną tej energii. Otóż bieg odwrotny maszyny odwracalnej poucza nas, że stratę tego rodzaju można powetować, ciepło może być podniesione napowrót w skali temperatur, wbrew naturalnej jego dążności do opadania w temperaturze: jednakże to może stać się tylko kosztem utraty pracy, tej właśnie pracy  $L$ , która przedstawia użyteczną wartość ciepła  $Q_1$ .

**82. PRAWA CARNOTA.** 1) Żaden motor termodynamiczny nie może mieć wydajności większej od wydajności motoru odwracalnego (n.p. maszyny Carnota), pracującego przy tem samym źródle ciepła i tej samej chłodnicy.

2) Wszystkie motory odwracalne, bez względu na urządzenie i rodzaj ciał czynnych, mają jednakową wydajność, jeżeli ich źródła ciepła i chłodnice mają jednakowe temperatury.

Dowód tych zasadniczych praw opiera się na drugiej zasadzie termodynamiki. Wyobraźmy sobie dowolny motor  $M$ , dajmy nato maszynę parową, która za każdym obiegiem czerpie ciepło  $Q_1$  ze źródła, zamienia część tego ciepła na pracę  $L'$ , a resztę odrzuca do chłodnicy. Porównajmy go z motorem odwracalnym  $C$ , przystosowanym do tych samych temperatur źródła i chłodnicy, n.p. z maszyną Carnota (ust. 81, przykład), która za każdym obiegiem czerpie ze źródła taką samą ilość  $Q_1$  ciepła, jak maszyna  $M$ , a wytwarza pracę  $L$ . Gdyby praca pierwszej maszyny (nieodwracalnej)  $L'$  była większa od pracy  $L$ , a więc gdyby wydajność jej przewyższała wydajność motoru odwracalnego

go  $C$ , moglibyśmy skojarzyć obie maszyny w taki sposób, żeby pierwsza  $M$  dostarczała pracy  $L'$ , a kosztem tej pracy pędziła drugą maszynę  $C$  (odwrotną) wstecz. Za każdym obiegiem maszyny, złożonej w ten sposób, otrzymalibyśmy w zysku nadwyżkę  $L' - L$  pracy, którą moglibyśmy jakkolwiek zużytkować. Z pierwszej zasady termodynamiki wynika, że w zamian za zyskaną pracę  $L' - L$  powinna zużywać się równoważna ilość ciepła. Ciepła tego nie dostarcza jednak źródło, gdyż maszyna  $M$  odbiera mu  $Q_1$ , a  $C$  tyleż zwraca; ciepło to musiałoby tedy pochodzić z chłodnicy, bo oprócz źródła i chłodnicy żadne ciało zewnętrzne nie działa na ciała czynne w maszynach. Obie maszyny odbywają zresztą obiegi zamknięte, przeto wewnętrzna ich energia nie wchodzi również w rachubę jako źródło pracy  $L' - L$ . Skoro jednak, według zasady drugiej, niemożliwym jest otrzymywać pracę na koszt ciepła branego z ciała najzimniejszego, w tym razie z chłodnicy, przeto dochodzimy do wniosku, że maszyna skojarzona w opisany sposób nie mogłaby samodzielnie utrzymywać się w ruchu, t. j. że  $L'$  nie może być większe od  $L$ .

Ażeby dowieść drugiego prawa, że wydajności wszelkich motorów odwracalnych są jednakowe, jeżeli one pobierają i oddają ciepło w jednakowych temperaturach, przypuścimy, że wspomniana wyżej maszyna  $M$  jest również odwracalną, podobnie jak  $C$ ; może jednak zresztą różnić się od  $C$ , w urządzeniu, sposobie działania i t. p. Możemy teraz skojarzyć obie maszyny tak, iżby  $C$  dostarczała pracy, a pędziła  $M$  wstecz. To byłoby możliwe, gdyby  $L$  przewyższało  $L'$ . Rozumując jak pierwiej przekonamy się znowu, że maszyna złożona tego rodzaju nie mogłaby utrzymywać się w trwałym biegu, bez zewnętrznej pomocy, gdyż i teraz źródło nie traciłoby wcale ciepła. Skoro tedy  $L'$  nie może być ani większe, ani mniejsze od  $L$ , przeto prace te muszą być równe sobie. Dla jakichkolwiek dwu maszyn odwracalnych mamy więc:

$$L' = L;$$

t. j. dwa motory odwracalne, o ile są zasilane z jednego źródła, jednakowymi ilościami ciepła  $Q_1$ , wydają w każdym obiegu jednakowe ilości pracy, mają więc wydajności równe. Ostatnie zastrzeżenie, co do równości  $Q_1$ , jest zresztą podrzędne. Gdyby jedna z tych maszyn, n. p.  $M$ , pobierała w jednym obiegu, dajmy nato, ciepło  $2Q_1$ , połączylibyśmy obie maszyny w taki sposób,



go  $C$ , moglibyśmy skojarzyć obie maszyny w taki sposób, żeby pierwsza  $M$  dostarczała pracy  $L'$ , a kosztem tej pracy pędziła drugą maszynę  $C$  (odwrotną) wstecz. Za każdym obiegiem maszyny, złożonej w ten sposób, otrzymalibyśmy w zysku nadwyżkę  $L' - L$  pracy, którą moglibyśmy jakkolwiek zużytkować. Z pierwszej zasady termodynamiki wynika, że w zamian za zyskaną pracę  $L' - L$  powinna zużywać się równoważna ilość ciepła. Ciepła tego nie dostarcza jednak źródło, gdyż maszyna  $M$  odbiera mu  $Q_1$ , a  $C$  tyleż zwraca; ciepło to musiałoby tedy pochodzić z chłodnicy, bo oprócz źródła i chłodnicy żadne ciało zewnętrzne nie działa na ciała czynne w maszynach. Obie maszyny odbywają zresztą obiegi zamknięte, przeto wewnętrzna ich energia nie wchodzi również w rachubę jako źródło pracy  $L' - L$ . Skoro jednak, według zasady drugiej, niemożliwe jest otrzymywać pracę na koszt ciepła branego z ciała najzimniejszego, w tym razie z chłodnicy, przeto dochodzimy do wniosku, że maszyna skojarzona w opisany sposób nie mogłaby samodzielnie utrzymywać się w ruchu, t. j. że  $L'$  nie może być większe od  $L$ .

Ażeby dowieść drugiego prawa, że wydajności wszelkich motorów odwracalnych są jednakowe, jeżeli one pobierają i oddają ciepło w jednakowych temperaturach, przypuśćmy, że wspomniana wyżej maszyna  $M$  jest również odwracalną, podobnie jak  $C$ ; może jednak zresztą różnić się od  $C$ , w urządzeniu, sposobie działania i t. p. Możemy teraz skojarzyć obie maszyny tak, iżby  $C$  dostarczała pracy, a pędziła  $M$  wstecz. To byłoby możliwe, gdyby  $L$  przewyższało  $L'$ . Rozumując jak pierwiej przekonamy się znowu, że maszyna złożona tego rodzaju nie mogłaby utrzymywać się w trwałym biegu, bez zewnętrznej pomocy, gdyż i teraz źródło nie traciłoby wcale ciepła. Skoro tedy  $L'$  nie może być ani większe, ani mniejsze od  $L$ , przeto prace te muszą być równe sobie. Dla jakichkolwiek dwu maszyn odwracalnych mamy więc:

$$L' = L;$$

t. j. dwa motory odwracalne, o ile są zasilane z jednego źródła. jednakowymi ilościami ciepła  $Q_1$ , wydają w każdym obiegu jednakowe ilości pracy, mają więc wydajności równe. Ostatnie zastrzeżenie, co do równości  $Q_1$ , jest zresztą podrzędne. Gdyby jedna z tych maszyn, n. p.  $M$ , pobierała w jednym obiegu, dajmy nato, ciepło  $2Q_1$ , połączylibyśmy obie maszyny w taki sposób,

żeby na jeden obieg  $M$  przypadają dwa obiegi  $C$ . Stosunki  $\frac{2L}{2Q_1}$ , tudzież  $\frac{L'}{2Q_1}$ , t. j. wydajności motorów, okazałyby się znowu równymi.

Przekonaliśmy się tedy, że wydajność motoru odwracalnego nie zależy wcale od jego budowy; zależy natomiast od zastosowanego źródła ciepła i od chłodnicy. W jaki sposób ciepło wytwarza się w źródle, czy przez spalenie węgla, czy gazu, lub inaczej, to oczywiście nie może mieć znaczenia, gdyż ciepło jest zawsze jednakowe; może tu chodzić tylko o temperatury, w których ciepło jest pobierane i oddawane. Powiemy więc:

3) Wydajność jakiegokolwiek maszyny termodynamicznej odwracalnej, t. j. stosunek ciepła  $Q_1 - Q_2$  przeistoczonego na pracę, do ciepła  $Q_1$  dostarczonego maszynie w każdym obiegu, zależy jedynie od temperatur źródła i chłodnicy.

**PRZYKŁAD.** Przypuśćmy, że temperatura kotła maszyny parowej jest  $152^\circ$  (co odpowiada prężności 5 atm.); temperatura chłodnicy  $40^\circ$ . Do zasilania takiej maszyny wystarczyłoby widocznie źródło o temperaturze  $152^\circ$  — co nadto, będzie już marnowaniem wartości użytecznej ciepła. Pytamy, jaki ułamek ciepła dostarczanego mógłby zamienić się na pracę w takim motorze, w warunkach najkorzystniejszych? Porównajmy w tym celu maszynę parową z maszyną odwracalną Carnota, napełnioną n. p. powietrzem, pracującą również w granicach  $152^\circ$  i  $40^\circ$ . Znając dobrze własności powietrza, można obliczyć — jak się to okaże w następującym ustępie — że wydajność maszyny powietrznej odwracalnej byłaby blisko  $\frac{1}{4}$  ( $= 0,26$ ). Wnosimy stąd, że wydajność maszyny parowej mogłaby wynosić co najwyżej tyleż (gdyby bieg jej był odwracalny). Trzy czwarte dostarczonego ciepła marnuje się tedy z konieczności, wskutek działania nieprzełamanych praw, które kładą tamę większej wydajności. W rzeczywistości wydajność maszyny parowej jest nierównie mniejsza niż  $\frac{1}{4}$ ; jednakże wszelkie ciepło zmarnowane po nad trzy czwarte nie jest już zmarnowane z konieczności, pod naciskiem drugiej zasady termodynamicznej, lecz stanowi istotnie energię rozprószoną. W tym względzie zostaje więc pole na ulepszenie maszyny parowej, aż do wspomnianej granicy.

**83. BEZWZGLĘDNA SKALA TEMPERATUR.** Jeżeli  $Q_1$  oznacza ciepło pobrane ze źródła przez jakąś maszynę termodynamiczną, w ciągu jednego obiegu,  $Q_2$  ciepło oddane do chłodnicy,



natenczas, jak dowiedziono w poprzedzającym ustępie, stosunek  $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$ , przeto także stosunek  $\frac{Q_2}{Q_1}$  zależy wyłącznie od temperatur źródła i chłodnicy, byle bieg maszyny był odwracalny. Lord Kelvin (W. Thomson) zwrócił uwagę (w r. 1848), że na podstawie tego prawa można określić nową skalę temperatur, zupełnie niezależną od szczególnych własności ciała termometrycznego. Poznaliśmy dotychczas skalę opartą na rozszerzaniu się rtęci w naczyniach szklanych, tudzież skalę wodorową (ust. 9), zasadniczo różną od pierwszej. Skala Kelvina natomiast opiera się na ogólnych prawach przemiany energii; możemy ją określić z pomocą jakiegokolwiek ciała, które podoba się nam wybrać jako ciało czynne w maszynie termodynamicznej. Z tego powodu nazwano ją „bezwzględną”.

Wyobraźmy sobie dowolną maszynę odwracalną, zasilaną ciepłem ze źródła o stałej temperaturze, dajmy nato, o temperaturze wrzącej wody (100° na skali wodorowej). Temperatura chłodnicy natomiast niechaj będzie zmienna według upodobania. Im zimniejszej użyjemy chłodnicy, tem większą będzie wydajność maszyny, a wydajność ta zależeć będzie tylko od owej temperatury, nie zaś od urządzenia maszyny, lub rodzaju ciała czynnego. Jeżeli źródło dostarcza w każdym obiegu stałe  $Q_1$  jednostek ciepła, wówczas ciepło  $Q_2$  oddane chłodnicy mieć będzie zawsze zupełnie określoną wartość, zależną tylko od temperatury chłodnicy, a niezależną od urządzenia motoru, ani od rodzaju ciała czynnego — byle motor był odwracalny. Tę ilość ciepła  $Q_2$  można zatem wziąć za miarę temperatury chłodnicy — podobnie, jak w termometrze zwyczajnym bierze się objętość rtęci.

Za przykładem Kelvina przyjmuje się takie liczbowanie temperatur, żeby liczba jednostek ciepła  $Q_2$  oznaczała wprost temperaturę chłodnicy, jeżeli liczba  $Q_1$  oznacza temperaturę źródła. Innemi słowy, temperatury źródła i chłodnicy — oznaczymy je na skali bezwzględnej liczbami  $T_1$  i  $T_2$  — mają się jak ilości ciepła  $Q_1$  i  $Q_2$ :

$$(1) \quad \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Jest to umowa, czyli definicya liczb, mających oznaczać wspomniane temperatury na skali bezwzględnej. Z definicyi tej wynika odrazu, że wydajność jakiegokolwiek motoru odwracalnego,

pracującego przy źródle o temperaturze bezwzględnej  $T_1$  i przy chłodnicy o temperaturze  $T_2$  wyraża się wzorem:

$$(2) \quad w = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Wzór (1) określa tylko stosunek liczb  $T_1$  i  $T_2$ . Ażeby mieć nie tylko stosunki, lecz wprost liczby na oznaczenie temperatur bezwzględnych, przyjmuje się nadto drugą umowę, mianowicie, żeby nowa skala zawierała 100 stopni między temperaturą lodu topniejącego, a temperaturą wrzącej wody — podobnie jak skala wodorowa. To daje:

$$(3) \quad T_{100} - T_0 = 100,$$

gdzie  $T_0$  i  $T_{100}$  są liczby, któremi wypadnie oznaczyć wspomniane temperatury zasadnicze na skali bezwzględnej.

Pomyślmy jakąkolwiek maszynę odwracalną, która pobiera ciepło  $Q_{100}$  ze źródła o temperaturze  $T_{100}$  (t. j. z wrzącej wody), a ciepło  $Q_0$  oddaje chłodnicy w temperaturze  $T_0$  (lodu topniejącego). Oznaczywszy jej wydajność przez  $w_0$ , mamy:

$$w_0 = \frac{T_{100} - T_0}{T_{100}} = \frac{100}{T_{100}}, \quad \text{skąd} \quad T_{100} = \frac{100}{w_0}.$$

Zmierzywszy zatem wydajność  $w_0$  na jakiegokolwiek maszynie odwracalnej, przystosowanej do temperatur  $T_0$  i  $T_{100}$ , będziemy mogli obliczyć liczbę  $T_{100}$ , którą oznacza się temperaturę wrzącej wody na skali bezwzględnej (obaczmy zaraz, że  $w_0 = 0,268$ , zatem  $T_{100} = 373$ ) Następnie znajdziemy wszelkie inne temperatury za pomocą stosunku:

$$\frac{T}{T_{100}} = \frac{Q}{Q_{100}}.$$

Zbierając te określenia wypowiemy je w sposób następujący: Bezwzględne temperatury dwu ciał mają się do siebie tak, jak ciepło udzielone dowolnej maszynie odwracalnej, w wyższej z tych temperatur, do ciepła, które maszyna w niższej oddaje; byle maszyna nie pobierała, ani nie oddawała, ciepła w żadnej innej temperaturze.



Bezwzględna temperatura wrzącej wody oznacza się liczbą, która wypada z dzielenia liczby sto, przez wydajność maszyny odwracalnej, pracującej między normalną temperaturą wrzenia wody, a temperaturą lodu, topniejącego pod ciśnieniem atmosfery.

Okażemy jeszcze, że skala bezwzględna stoi w blizkim (jakkolwiek przybliżonym tylko) stosunku do skali wodorowej. Temperaturę bezwzględną  $T$  jakiegokolwiek ciała otrzymuje się z dostatecznym przybliżeniem, dodając liczbę 273 do liczby wyrażającej temperaturę tego samego ciała na skali wodorowej. Ażeby tego dowieść obliczymy wydajność machi-

ny odwracalnej, zawierającej wódór, lub inny gaz przybliżenie doskonały, urządzonej zresztą na podobieństwo maszyny Carnota.  $ABCD$  (fig. 68) wyobraża jej diagram. Gaz zajmuje z początku objętość  $oa$ , w temperaturze lodu topniejącego,  $= 0^{\circ}$  według skali wodorowej, t. j.  $T_0$  według skali bezwzględnej;  $aA$  jest początkowa prężność gazu. Ogrzewamy go w stałej objętości do temperatury źródła  $t$  ( $T$  na skali bezwzględnej) — w tym celu posił-

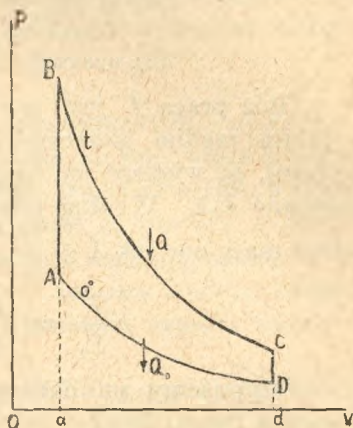


Fig. 68.

kujemy się pomocniczymi źródłami ciepła, mającymi odpowiednie temperatury — wzrost prężności odbywa się od  $A$  do  $B$  na diagramie. W temperaturze  $t$  dozwalamy gazowi rozszerzać się izotermicznie, wzdłuż  $BC$ , do objętości  $od$ ; oznaczamy przez  $Q$  ciepło zaczerpnięte przytem ze źródła. W objętości stałej  $od$  oziębiamy gaz napowrót (zawsze w sposób odwracalny) do temperatury chłodnicy. Posiłkujemy się przytem temi samymi ciałami pomocniczymi, które poprzednio ogrzewały go od  $0$  do  $t$ . Ponieważ ciepło właściwe gazu doskonałego nie zależy od objętości (ust. 26), przeto owe źródła pomocnicze odbiorą sobie teraz tyle ciepła, ile poprzednio wydały. W końcu zgęszczamy gaz izotermicznie w temperaturze chłodnicy ( $T_0$ ) wzdłuż isotermy  $DA$ , do pierwotnej objętości. Przez  $Q_0$  oznaczamy ciepło oddane chłodnicy na przebiegu  $DA$ . Widoczną jest rzeczą, że do opisaney tu maszyny

stosują się prawa Carnota (ust. 82), jakkolwiek obok źródła i chłodnicy używaliśmy źródeł pomocniczych. Źródła te bowiem nie poniosły ani straty, ani nie miały zysku ciepła. Według określenia temperatur bezwzględnych będzie więc:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{T}{T_0}.$$

Wiemy jednak, na podstawie doświadczeń Joule'a (ust. 77), że ciepło  $Q$  pobrane podczas izotermicznego rozprężania się gazu doskonałego jest równoważne wykonanej przezeń pracy  $L$ , którą na diagramie wyobraża pole  $aBCd$ . Podobnie pole  $dDAa = = L_0$  wyobraża pracę zwróconą gazowi podczas zgęszczania w temperaturze niższej. Mamy tedy:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{L}{L_0}.$$

Otóż praca  $L$  jest w tym stosunku większa od pracy  $L_0$ , w jakim rzędne isoterm  $BC$ , t. j. prężności w temperaturze wyższej, są większe od prężności w temperaturze niższej, na isotermie  $DA$ . Według praw Boylego i Charla (ust. 13) prężności te mają się jak  $1 + \frac{t}{273}$  do 1; zatem będzie także:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{L}{L_0} = \frac{t + 273}{273}.$$

Przypuśćmy na chwilę, że  $t = 100^\circ$  (na skali wodorowej), wówczas znajdziemy:

$$\frac{T_{100}}{T_0} = \frac{T_0 + 100}{T_0} = \frac{373}{273},$$

skąd wypada:  $T_0 = 273$ , t. j. temperatura lodu topniejącego oznacza się na skali bezwzględnej liczbą 273. Stosując to do przedostatniego równania otrzymamy ogólnie:

$$(4) \quad T = t + 273.$$

co miało być dowiedzionem. Według (2) wydajność maszyny odwracalnej możemy wyrazić także wzorem:

$$(5) \quad w = \frac{t_1 - t_2}{t_1 + 273},$$

$t_1, t_2$  są temperatury wodorowe, odpowiadające bezwzględnym  $T_1, T_2$ .



Rozumie się, że wyłożony tu sposób obliczania temperatur bezwzględnych jest o tyle tylko dokładny, o ile gazy rzeczywiste (wodór) zbliżają się do idealnego gazu doskonałego. Gaz taki, jak to wynika z powyższego dowodzenia, musiałby mieć własności następujące: 1) energia wewnętrzna w danej temperaturze ściśle niezależna od objętości, tylko wtenczas bowiem  $Q$  i  $L$  są zupełnie równoważne (ust. 77, 78); 2) ciepło właściwe ściśle niezależne od objętości. Wspomnieliśmy w ust. 78c, że z oziębienia przy rozprężaniu nieodwracalnym można ocenić, o ile pierwszy z tych warunków sprawdza się w gazach rzeczywistych. Na tej też zasadzie Kelvin porównał dokładnie skalę bezwzględną z termometrem gazowym. Różnice okazały się tak drobnymi, że z dokładnością sownie wystarczającą można obliczać temperatury bezwzględne według prostego wzoru  $T = t + 273$ . Na tej właśnie zasadzie obliczono wydajność motoru w przykładzie dodanym do ust. 82, według wzoru (5).

**84. TERMODYNAMIKA PRZEMIAN ISOTERMICZNYCH.** a) Zajmiemy się obecnie własnościami układów materialnych, które w ciągu swych przemian pobierają ciepło z jednego, jedyne go źródła, o stałej niezmiennej temperaturze, n.p. z otaczającego je ośrodka, z powietrza, albo z kąpieli wodnej, w której są zanurzone. Przemiany takie, o ile mają być odwracalne, muszą być zarazem isotermicznymi; wszystkie części układu powinny mieć nieustannie wspólną temperaturę, równą temperaturze ośrodka.

Przypuśćmy, że układ taki przeprowadziliśmy przez jakąkolwiek przemianę zamkniętą; może on przytem czerpać ciepło z otoczenia (jak gaz rozprężany powoli w kąpieli wodnej), albo też oddawać ciepło otoczeniu (jak gaz zgęszczany). Układ tego rodzaju, uważany jako motor termodynamiczny, nie może mieć żadnej dodatniej wydajności, nie może ustawicznie dostarczać pracy na koszt ciepła czerpanego z otoczenia, gdyż ciepło to niema spadku w temperaturze. Ośrodek otaczający go jest zarazem źródłem ciepła i chłodnicą,  $T_1 = T_2$ , przeto, jeśli uważana przemiana zamknięta była odwracalną, wydajność jej będzie równą zeru, według ust. 83, wzór 2. Jeśli odbyła się nieodwracalnie, natenczas uskutecznienie jej kosztować nas będzie nawet pewnego wydatku pracy, n.p. na pokonanie tarć i t. p. (rozumie się, z odpowiednim wywiązaniem ciepła).

Jeśli tedy w pewnej części takiej przemiany zamkniętej i odwracalnej układ wykonał pewną pracę dodatnią, to w pozostałej części, wiodącej z powrotem do stanu początkowego, będziemy musieli dokładnie tyleż pracy mu zwrócić. Dajmy nato, że przemiana układu

(fizyczna, lub chemiczna) zaczyna się od stanu, który oznaczmy znakiem 1 i prowadzi do innego stanu 2, w sposób izotermiczny i odwracalny. Jeśli układ wykonywa przytem pracę  $L$ , natenczas cofnięcie tej przemiany, napowrót do stanu 1, wymagać będzie wydatku takiej samej ilości pracy  $L$ .

Nie byłoby w tem nic osobliwego, gdyby przemiana wsteczna, od 2 do 1, prowadziła układ do stanu pierwotnego przez te same stany pośrednie, co przemiana od 1 do 2. Ależ można przemianę 1 do 2, lub z powrotem, skutecznić różnymi, zarówno odwracalnymi sposobami. Otóż wszystkim tym sposobom, czyli drogom, odpowiadać musi ta sama praca  $L$ , byle wszystkie były odwracane i odbywały się izotermicznie w tej samej temperaturze.

W uwadze tej leży zasada wielkiej płodności, pozwalająca porównywać najrozmaitsze zjawiska fizyczne lub chemiczne, pod względem zdolności dostarczania pracy. Należy jeszcze dodać, że ta praca  $L$ , pozyskana na drodze odwracalnej jakiegokolwiek, przedstawia największą ilość pracy, jakiej uważane zjawisko, t. j. uważana przemiana układu, ze stanu 1 do stanu 2, jest zdolną w ogóle dostarczyć. Znaczy to, że gdyby przejście do tego samego końcowego ustroju 2 odbyło się jakkolwiek nieodwracalnie, zyskaliśmy z pewnością pracę inną  $L'$ , i to mniejszą od  $L$ . Pomyślmy bowiem jakiegokolwiek przemianę nieodwracalną, od 1 do 2, dopełnioną do przemiany zamkniętej, za pomocą odwracalnej przemiany wstecznej od 2 do 1. Na tej ostatniej poniesiemy wydatek pracy  $L$ ; a że na ogół, jak wyżej powiedziano, w takiej przemianie zamkniętej zachodzić musi strata pracy, przeto będzie  $L' < L$ . Stosunki te uzmysłowimy sobie łatwo przykładem gazu zgęszczonego, rozprężającego się ze zbiornika wprost w powietrze, a więc nieodwracalnie — a gazu pędzącego motor, którego tłoki, poruszając się wolno, równoważą wciąż, prawie dokładnie, jego prężność.

Gdybyśmy chcieli dowiedzieć się jaką wartość dynamiczną, jako źródło pracy, przedstawia n.p. zjawisko spalania gazu piorunującego, na parę wodną tej samej temperatury, należałoby obmyśleć jakikolwiek sposób odwracalny skutecznienia tej przemiany. Praca otrzymana przedstawiałaby maximum skutku dynamicznego tej przemiany, w danej temperaturze. Taką przemianę odwracalną można istotnie urzeczywistnić, jak okażemy w wykładzie elektrochemii, za pomocą prądu elektrycznego.

Praca  $L$ , której dostarcza nam przemiana odwracalna i izotermiczna układu, ze stanu 1 do stanu 2, nie idzie zresztą bynajmniej



wyłącznie na rachunek jego energii wewnętrznej. Układ posiłkuje się przecież ciepłem zaczerpniętem jednocześnie z otoczenia, w ilości n.p.  $Q$  jednostek. Niechaj  $U_1$  oznacza jego energię wewnętrzną w stanie początkowym,  $U_2$  w końcowym. Pierwsza zasada termodynamiczna orzeka, że (ust. 76):

$$(1) \quad L = U_1 - U_2 + JQ.$$

Ciepło  $Q$ , zaczerpnięte odwracalnie i izotermicznie z otoczenia, przedstawia pewien rodzaj „ciepła utajonego”, odpowiadającego przemianom 1 do 2. Ono służy istotnie nie do zmiany temperatury, lecz do zmiany stanu układu. (W gazach doskonałych, jak wiemy, byłoby  $U_1 = U_2$ , przeto  $JQ = L$ ). Z równania (1) wynika, że podobnie jak  $U_1 - U_2$ , tudzież  $L$ , tak i ciepło  $Q$  posiada na wszystkich drogach izotermicznych i odwracalnych tę samą wartość.

b) ENERGIA SWOBODNA. WARUNKI RÓWNOWAGI. Wyrażenie  $U_1 - U_2 + JQ$ , oznaczmy je przez  $H_1 - H_2$ , nazywa się ubytkiem energii swobodnej  $H$  układu, w przemianach izotermicznych 1 do 2 — podobnie, jak  $U_1 - U_2$  jest ubytkiem całkowitej jego energii wewnętrznej  $U$ . Swobodną nazywa się ta część energii układu, która w danych warunkach może zamienić się całkowicie na pracę zewnętrzną. Istotnie, w myśl równania (1), w każdej przemianie odwracalnej praca zewnętrzną  $L$  wykonaną bywa na koszt energii swobodnej, równa się jej ubytkowi  $H_1 - H_2$ . To co powiedzieliśmy pierwiej o pracy rozporządzałnej streszcza się tedy w twierdzeniu, że żadna przemiana wiodąca układ ze stanu 1 do innego 2, mającego tę samą temperaturę, nie może dostarczyć więcej pracy, aniżeli wynosi jednoczesny ubytek energii swobodnej; w najlepszym razie, jeśli jest odwracalną, dostarcza jej tyleż.

Przemiana ze stanu 1 na 2 może zresztą odbyć się nieodwracalnie, bez wydania jakiejkolwiek pracy, jak n.p. wypuszczenie gazu zgęszczonego do próżni, jak spalenie gazu piorunującego w zamkniętym naczyniu, jak rozpuszczenie soli w wodzie i t. p. Wtedy zapas rozporządzałnej energii swobodnej, jaką ta przemiana przedstawia, nie będzie wcale wyzyskany, będzie zmarnowany. Podobnie energia swobodna (potencjalna) ciężaru podniesionego nad ziemię, któremu dozwoliliśmy swobodnie spadać, nie przeciwstawiawszy mu żadnych oporów, nie zmusiając go do pracowania, zostaje zmarnowana. Otóż zjawiska takie, jak swobodne spadanie ciężaru, jak spokojne palenie się gazu piorunującego i t. p. odbywają się samodzielnie, bez wkra-

czania zewnętrznych czynników, t. j. zewnętrznej energii. Dostrzegamy tedy, iż zjawiska odbywające się samodzielnie mają zawsze taki przebieg (kierunek), iż zużywają zapasy energii swobodnej (por. ust. 79 i 85). Gdyby tak nie było moglibyśmy natychmiast sporządzić pewnego rodzaju perpetuum mobile, nie naruszające wprawdzie prawa zachowania energii, ale sprzeczne z drugą zasadą termodynamiki. Przypuszczam, że jakiś proces fizyczny czy chemiczny, odbywający się samodzielnie, nagromadza energię swobodną, gdy układ przechodzi ze stanu 2 do 1. Przeprowadzając go napowrót odwracalnie, ze stanu 1 do 2, moglibyśmy zużytkować tę energię i zyskalibyśmy pracę  $L$  (na koszt ciepła ciał otaczających, w stałej temperaturze, co byłoby sprzeczne z drugą zasadą).

Pojęcie energii swobodnej, pozwalające odróżniać przebiegi zjawisk możliwe od niemożliwych, może tem samem posłużyć do określenia warunków równowagi termodynamicznej: Układ jakikolwiek, zostawiony samemu sobie, w stałej temperaturze, nie ulegnie żadnej przemianie, pozostawać będzie w równowadze termodynamicznej, jeśli każda z przemian, jakie w danych warunkach mogłyby nastąpić, dostarcza pracę  $L'$  większą od jednoczesnego ubytku energii swobodnej (awięc od  $L$ ) albo nawet tylko równą mu. Jeśli w szczególności jest  $L' = 0$ , jeśli żadna z przemian możliwych nie daje pracy zewnętrznej (n.p. cały układ zamknięty w naczyniu), wtenczas, jak powiedziano wyżej, każda przemiana samodzielna zużywa energię swobodną. Równowaga będzie wtedy zapewnioną, jeśli układ dojdzie do takiego stanu, iż każda z możliwych przemian powoduje wzrost energii swobodnej, albo nawet nie zmienia jej wcale. Żadna z nich bowiem nie będzie mogła odbyć się, bez naruszenia 2-ej zasady. Zasada ta odpowiada zupełnie zasadzie pracy przygotowanej (tom I, ust. 110) w dynamice czystej.

c) OBLICZENIE CIEPŁA UTAJONEGO. W każdym układzie termodynamicznym znajdują się części składowe pośredniczące w oddawaniu pracy na zewnątrz, albo służące do pobierania jej; w maszynie parowej n.p. taką częścią jest trzon tłoka. Części te, a może ich być więcej, nazwiemy ogólnie „klawiszami” układu. Działanie dynamiczne na układ możliwe jest tylko przez owe klawisze; układ nie wykonuje pracy, ani jej nie odbiera, ilekroć klawisze nie poruszają się. Wewnętrzny ustrój układu może zresztą być jakikolwiek, nie potrzebujemy nawet znać go w szczegółach. Mogą tam zachodzić przemiany pracy, lub ciepła pobranego z zewnątrz, n.p. na energię elektrycz-



ną, lub jakąkolwiek inną; mimo to układ nie przestanie być układem termodynamicznym, byle oddziaływanie jego na zewnątrz nie było inne, jak tylko przez ciepło i pracę.

Pomyślmy układ taki, dany w równowadze, w temperaturze (bezwzględnej)  $T$ , w stanie 1. Przeprowadźmy go z wolna, odwracalnie, w stałej temperaturze  $T$ , do stanu 2, przez lekkie ulżenie obciążenia klawiszów. Układ wykona ogółem (na wszystkich klawiszach) pracę  $L$  i zaczerpnie z otoczenia ciepło (utajone)  $Q$ . Przytrzymajmy klawisze nieruchomo w położeniach 2 i ogrzejmy układ, przez zanurzenie go w nieco cieplejszym ośrodku, do temperatury nieskończenie mało wyższej  $T + \Delta T$ . W tej temperaturze podwyższonej przeprowadźmy znowu klawisze odwracalnie w położenia 1. Wydamy na to inną, zazwyczaj cokolwiek większą pracę  $L + \Delta L$  (prężności gazów, lub par, we wnętrzu układu zwiększyły się przez ogrzanie i t. p.), a układ odda jednocześnie do ośrodka cieplejszego inną ilość ciepła  $Q + \Delta Q$ . Przytrzymawszy znowu klawisze nieruchomo w położeniach 1, i oziębiwszy cały układ napowrót do  $T$ , otrzymamy przemianę zamkniętą, podobną do Carnotowej, której wynikiem będzie wytworzenie ciepła  $\Delta Q$  kosztem pracy  $\Delta L$ . Puszczony w ruch w kierunku odwrotnym układ ten działałby jako motor, stwarzający pracę  $\Delta L$  kosztem ciepła  $\Delta Q$ . Wydajność jego (według ust. 83, wzór 2) wynosi:

$$\frac{\Delta Q}{Q + \Delta Q} = \frac{\Delta T}{T + \Delta T}, \text{ skąd } Q = T \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

Zważywszy, że  $\Delta Q = \frac{1}{J} \Delta L$  otrzymamy:

$$(2) \quad Q = \frac{T}{J} \frac{\Delta L}{\Delta T}.$$

Z pomocą tego wzoru można obliczyć wartość ciepła utajonego w jakiegokolwiek izotermicznej i odwracalnej przemianie 1 do 2, jeśli się wie, o ile zwiększa się praca odwracalna tej przemiany, na stopień ogrzania układu.

Wstawiwszy wartość  $Q$  z (2) do wzoru (1) możemy też samą pracę rozporządzalną  $L$  wyrazić przez jej przyrost przy ogrzaniu, mianowicie:

$$(3) \quad L = U_1 - U_2 + T \frac{\Delta L}{\Delta T}.$$

d) ZASTOSOWANIA. PAROWANIE I TOPNIENIE. Niechaj układ nasz składa się z cylindra zawierającego pod tłokiem ciecz (wodę) i jej parę nasyconą. Prężność równowagi  $p$  zależy zatem jedynie od temperatury  $T$  układu. Praca wykonana podczas powolnego przesunięcia tłoka z położenia 1 do 2 wynosi  $L = pV$ , w czym  $V$  oznacza jednoczesne zwiększenie objętości układu. W temperaturze podwyższonej o  $\Delta T$  prężność pary będzie większa  $= p + \Delta p$ , zatem  $\Delta L = V \cdot \Delta p$ . Przypuśćmy, że przesunięcie tłoka, w temperaturze  $T$  jest takie, jakiego potrzeba do odparowania 1 grama wody. Wtedy  $Q = r =$  ciepło utajone parowania, w temperaturze  $T$ ;  $V = v - v_0 =$  różnicy objętości właściwych pary i wody ciekłej (jak w przykładzie po ust. 76). Wzór (2) daje w tym przypadku:

$$(4) \quad r = \frac{T}{J} \frac{(v - v_0) \Delta p}{\Delta T}$$

Znając z doświadczenia  $r, v$ , tudzież  $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ , t. j. przyrost prężności pary nasyconej, przypadający na stopień podwyższenia temperatury (w pobliżu  $T$ ) możemy z wzoru (4) obliczyć objętość właściwą, a więc i gęstość pary nasyconej w tej temperaturze (ust. 46, b).

Tenże sam rachunek stosuje się widocznie do przypadku, gdy cylinder zawiera lód i wodę, w temperaturze równowagi  $T$ , pod ciśnieniem  $p$ . W tym przypadku  $v$  oznacza objętość właściwą wody, a ta jest mniejsza od objętości lodu  $v_0$ . Wzór (4) wskazuje, że  $\Delta T$  będzie ujemne, gdy zwiększymy ciśnienie o  $\Delta p$ . Że tak jest istotnie, wiemy już z ust. 36. Przykłady liczebnego zastosowania wzoru (4) znajdziemy w zadaniach 168 i 169; tamże inne wyprowadzenie powyższej zależności.

e) ROZTWORY. MIARA POWINOWACTWA CHEMICZNEGO. Obliczmy jaka jest wartość dynamiczna  $L$  przemiany, polegającej na domieszanii, w stałej temperaturze  $T$ , małej ilości,  $m$  gramów rozpuszczalnika, do roztworu bardzo rozcieńczonego jakiegoś ciała w tymże rozpuszczalniku. Przemiana taka jest nieodwracalna; rozcieńczenie jest zjawiskiem odbywającym się samodzielnie, bez wydania pracy. Gdybyśmy jednak znaleźli jakikolwiek sposób odwracalny, któryby prowadził do tego samego celu, w stałej temperaturze  $T$ , praca zyskana  $L$  przedstawiałaby szukaną wartość dynamiczną tego procesu, t. j. zużycie energii swobodnej, jakie on powoduje. Praca ta miałaby też samą wartość dla wszelkich innych sposobów odwracalnych i i-otermicznych.



Jedną z takich dróg odwracalnych jest następująca: Odparujemy ciecz czystą  $m$  w stałej temperaturze  $T$ , pod odpowiedniemi ciśnieniami  $p$  pary nasyconej. Obliczmy zyskaną przytem pracę. Para, o której założymy, że stosuje się przybliżenie do praw gazów doskonałych, zajmować będzie (według ust. 15, wzór 10) objętość  $v$  taką, że  $pv = \frac{m}{\mu} \cdot 82,1 \cdot p_0 T$ ; przez  $p'$  oznaczyliśmy ciężar cząsteczkowy rozpuszczalnika. Zaniedbując malutką, w stosunku do  $v$ , pierwotną objętość cieczy, dostrzeżemy, że iloczyn  $pv$  wyraża pracę zyskaną w tej części przemiany. Dozwólmy teraz tej parze rozprężyć się odrobinę, wciąż w temperaturze  $T$ , do objętości  $v'$  takiej, żeby prężność jej spadła do  $p'$ , t. j. do prężności pary nad danym roztworem. Wprowadzimy ją wtedy w zetknięcie z roztworem i skroplimy przez zgęszczenie. Żądana domieszka będzie tym sposobem skutecznie odwracalnie. Na skroplenie zużyjemy pracę  $p'v'$ , znowu równą  $\frac{m}{\mu'} \cdot 82,1 \cdot p_0 T$ , która znosi właśnie poprzedni zysk. Istotnie zyskaną będzie zatem tylko praca przy malutkiem rozprężeniu z  $p$  na  $p'$ , którą możemy wyrazić bądź przez  $p(v' - v)$  bądź przez  $L = p'(v' - v)$ , gdyż  $p$  i  $p'$  różnią się bardzo mało, gdy roztwór jest rozcieńczony. Podstawiając za  $v'$  i  $v$  wartości według równania gazów, otrzymamy:

$$(5) \quad L = p' \frac{m}{\mu'} 82,1 p_0 T \left( \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} \right) = 82,1 \frac{m}{\mu'} p_0 T \frac{p - p'}{p}$$

Ponieważ  $L$  jest dodatne, wyraża bowiem ubytek energii swobodnej, w przemianie mogącej odbywać się samodzielnie, przeto prężność  $p'$  pary nad roztworem musi być mniejsza od prężności  $p$  pary rozpuszczalnika czystego. Do wzoru (5) powrócimy w ust. 119, gdzie się okaże, że rozcieńczenie roztworu można skutecznie inną jeszcze drogą odwracalną — przez osmozę.

Rozpuszczanie się soli w wodzie, a podobnie rozcieńczanie roztworu solnego, jest zjawiskiem, które nietylko odbywa się samodzielnie, ale nawet z pewną chciwością — jak świadczy wilgnięcie soli i innych ciał higroskopijnych na powietrzu. Podobną chciwość dostrzegamy również w wielu reakcjach chemicznych, jak w rozpuszczaniu się n. p. cynku w kwasach, w paleniu się, niekiedy nawet wybuchowem, gazu piorunującego i t. p. Objawy te obejmujemy mianem ogólnem powinowactwa chemicznego. Jako właściwą miarę tego powinowactwa chemicy uważają właśnie pracę odwracalną  $L$ , jakiej reakcje te, stosownie pokierowane, mogłyby dostarczyć w stałej temperaturze. Nie jest taką miarą ubytek energii wewnętrznej, czyli

wyzwolenie się całej energii chemicznej  $U_1 - U_2$ , wśród przebiegu reakcji, gdyż w przypadku n.p. rozpuszczania się soli, albo rozcieńczenia się roztworu solnego, ciepło zostaje zazwyczaj pochłoniętem, energia wewnętrzna  $U$  przeto się nawet zwiększa, nie stoi przeto w żadnym związku z dynamiczną potęgą przemiany.

**85. ZASADA ROZPRASZANIA SIĘ ENERGII.** W zjawiskach odwracalnych poznaliśmy typ przemian fikcyjnych, które wykluczają wszelkie marnowanie, czyli rozpraszenie zapasów energii. Z samego określenia tych zjawisk wynika, że wszystko, co się stało odwracalnie może się odstać, może być powetowaniem. Tyczy się to zarówno przemian zamkniętych (machin termodynamicznych), gdzie wchodzi w grę tylko ciepło i praca, jak i niezamkniętych, które dostarczają albo zużywają pracę na koszt fizycznego, albo chemicznego przeobrażenia materji.

Machina odwracalna jest fizycznie doskonałą, to zn. wzamian za ciepło  $Q_1$ , dostarczone jej w temperaturze (bezwzględnej)  $T_1$  źródła, daje w każdym obiegu tyle pracy, ile można w ogóle otrzymać przy danej temperaturze chłodnicy ( $= T_2$ ), bez naruszenia drugiej zasady termodynamicznej. Wiemy jednak, że machina tego rodzaju nie przeistacza na pracę całej ilości  $Q_1$ , lecz tylko ułamek  $\frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot Q_1$ ; reszta:  $Q_2 = Q_1 \frac{T_2}{T_1}$ , oddana chłodnicy, traci się bez pożytku, rozprasza się w ciałach chłodnych. Należy jednak zważyć, że strata ta nie jest niepowetowaną. Wprawdzie ciepło  $Q_2$ , rozprószone w ciałach chłodnych, przedstawia małą, albo wcale żadną wartość użyteczną; jednakże, dzięki odwracalności maszyny, możemy mu utraconą wartość przywrócić. Zyskaliśmy bowiem pracę  $L = J(Q_1 - Q_2)$ , którą możemy trzymać w zapasie, n.p. w postaci podniesionych ciężarów. Wiadomo, że kosztem tej pracy machina może pracować wstecz; wówczas ciepło  $Q_2$  zostanie zwrócone do źródła, podniesione w skali temperatur, a tem samem wartość jego użyteczna będzie bez uszczerbku odzyskana.

W przemianach odwracalnych niezamkniętych, jak rozprężanie się gazu, parowanie wody i t. p., materyja pracująca wyczerpuje wprawdzie zapas energii rozporządzalnej, który był w niej pierwotnie zawarty (n.p. energii swobodnej, w przypadku przemian izotermicznych); wzamian jednak daje nam tyleż własnie pracy, ile byłoby potrzeba do przywrócenia jej pierwotnego ustroju. Zjawiska odwracalne nie obniżają tedy war-



tości użytecznej zapasów energii, nie rozpraszają jej, gdyż obniżenie jednej części energii wynagradza się dokładnie podniesieniem innej części w skali użyteczności.

W przyrodzie jednak zjawiska nie dzieją się odwracalnie. Machina rzeczywista, pracująca w tych samych warunkach co odwracalna, dostarcza zawsze mniej pracy aniżeli odwracalna, więcej zaś ciepła traci. Praca zyskana nie starczyłaby w tym razie, aby ciepłu rozprószonemu przywrócić w całości pierwotną użyteczność, nawet wówczas, gdybyśmy do tego celu zastosowali idealną odwracalną maszynę; innemi słowy, działanie maszyn cieplnych rzeczywistych jest połączone z obniżeniem pewnej ilości energii cieplnej w skali użyteczności. Podobnie układ materialny ulegający przemianie niezamkniętej daje w rzeczywistości zawsze mniejszą ilość pracy (albo zużywa większej) aniżeliby mógł wydać (albo zużyć), gdyby doznał tej samej zmiany w sposób odwracalny. I tu następuje obniżenie zapasów energii. Obniżenie to, niczem nie skompensowane, przedstawia istotną i niepowetowaną stratę zapasów pracy, stanowi to, co w ust. 79 nazwaliśmy rozpraszaniem się energii.

Drugą zasadę termodynamiki rozbieraliśmy dotąd przeważnie z punktu widzenia korzyści ekonomicznych, dających się uzyskać za pomocą motorów cieplnych. Zanim przystąpimy do wyłożenia wniosków ogólniejszych, które z niej wypływają, należy zdać sobie jasno sprawę z tego, co w istocie rzeczy zapewnia nam owe korzyści. Wiemy już, że zapas ciepła, choćby nawet znaczny, sam przez się nie jest korzyścią, nie przedstawia wartości ekonomicznej, staje się użytecznym dopiero wtenczas, gdy rozporządzamy znaczniejszym spadem temperatury, t. j. różnicą temperatur między źródłem, a chłodnicą motoru. Podobnie energia nagromadzona w gazie zgęszczonym, sama przez się jest bez wartości, chyba, że rozporządzamy różnicą ciśnień. Słowem, nie zapasy energii, jako takie, są przedstawicielami wartości ekonomicznej, bo energii znajdziemy wszędzie bez miary—lecz raczej owe warunki zewnętrzne, które nadają energii zdolność do przemiany na pracę, które podnoszą jej jakość. Otóż zdobycie tych warunków jest istotnym celem walki człowieka z przyrodą. Przyroda nie dostarcza ich darmo. Naturalny bieg zjawisk w przyrodzie usiłuje wszędzie i zawsze pozbawić nas tych warunków korzystnych, nadających wartość energii: zwykłe ciśnienia dążą zawsze do wyrównania się; różnice temperatur nie tworzą się nigdy samodzielnie, bez okupu, lecz przeciwnie, wsku-

tek przewodzenia i promieniowania ciepła dążą zawsze do zniknięcia i t. p. Wytworzenie różnicy ciśnień, albo różnicy temperatur, jest to zwalczanie naturalnego biegu przyrody, możliwe wprawdzie, lecz zawsze połączone ze stratą pewnej ilości pracy, albo z przemianą pewnej ilości energii cenniejszej, pod względem jakości, na pośledniejszą. Dość przypomnieć, że zimową porą wytworzenie różnicy temperatury, mieszkania i atmosfery zewnętrznej, połączone jest z utratą cennej energii chemicznej węgla i z zamianą jej na ciepło niskiej stosunkowo temperatury. W lecie znowu utrzymanie temperatury niskiej jest sprzeczne z naturalnym porządkiem rzeczy. Można ją wprawdzie uzyskać, np. przez zmieszanie lodu z solą, lecz korzyść zyskaną tym sposobem opłacamy drogo utratą niepowrotną użytecznych zapasów pracy. Warto bowiem zwrócić uwagę, że tego rodzaju machina do wytwarzania zimna nie jest odwracalna, nie może odtwarzać, regenerować samodzielnie roztworu soli. Odparowanie roztworu wymagałoby spalania węgla, co jest równoważne utracie pracy; zamrożenie wody z powrotem na lód jest wprawdzie możliwe, za pomocą którejkolwiek z machin używanych do tego celu w przemyśle, jednakże maszyny te zasila się znowu materiałem opałowym (maszyną taką mogłaby być maszyna Carnota, pędzona wstecz). W ogóle wszystko, co w życiu fizycznym ludzkości uważa się za cenne i użyteczne (pokarm, metale wytapiane z rud, oświetlenie zwykłe i elektryczne i t. d. i t. d.) zdobywa się kosztem upośledzenia cenniejszych rodzajów energii, bądź to sztucznie utworzonych, bądź też darowanych nam przez przyrodę.

Mawiano dawniej, że przyroda ma wstręt do próżni; dziś moglibyśmy powiedzieć, że przyroda ma wstręt do wszelkich stanów materii wyjątkowych, nadzwyczajnych, mianowicie do takich, które przedstawiają wielkie nagromadzenie zapasów pracy. Rozumiemy wszakże, iż jest to proste następstwo tego faktu, że bieg zjawisk w przyrodzie odbywa się w pewnym określonym kierunku — w kierunku upośledzenia zapasów energii. Wiadomo dobrze, jak nadzwyczajnych potrzeba wysiłków, aby utworzyć doskonałą próżnię, aby wydzielić jakikolwiek związek chemiczny w stanie doskonałej czystości, aby uzyskać temperaturę nadzwyczajnie wysoką, lub niezwykle niską i t. p. Są to stany wyjątkowe, które przyroda szybko zaciera i niweluje; wytworzenie ich wymaga też zużycia, rozpróśnięcia wielkich zapasów pracy.



Skoro tedy przyroda postępuje zawsze naprzód, skoro zużywa ciągle własne siły, należy zapytać, jaki jest cel lub kres, do którego ona dąży. Niepodobna kusić się w tym względzie o znalezienie odpowiedzi obejmującej cały wszechświat. Zwróćmy raczej uwagę na ograniczony układ ciał materialnych, pozostawiony sobie samemu, odcięty od wszelkich wpływów zewnętrznych. Sporządziwszy inwentarz zapasów energii, jakie układ w sobie zawiera, znajdziemy tam zapewne energię dynamiczną (wprost i bez ograniczenia równoważną pracy), znajdziemy zapasy ciepła, nagromadzone w różnych temperaturach, różne rodzaje energii wewnętrznej (w postaci ciepła utajonego, energii chemicznej i t. p.), znajdziemy wreszcie energię promienistą, może fale głosowe i t. d. Z tego zapasu całkowitego układ nie uroni, bo sprzeciwiałoby się to zasadzie zachowania energii. Wszelako z biegiem czasu, pośród ciągłego rozgrywania się zjawisk fizycznych, zajdą w nim znaczne zmiany pod względem rozmieszczenia i jakości energii. Wszelkie rodzaje energii mogą zamieniać się na ciepło; co więcej, już przy powierzchownem poznaniu zjawisk fizycznych przekonujemy się, że one okazują stałą dążność do zamiany w tym właśnie kierunku. Wiadomo np., że wszelki ruch spotyka opory, które stopniowo zużywają go i niszczą, wytwarzając ciepło; wszelkie promieniowanie ulega absorbcyi i zamienia się na ciepło, tak samo fale głosowe; energia chemiczna zamienia się pospolicie bezpośrednio na ciepło; to samo dotyczy energii elektrycznej i magnetycznej. Wiedząc to przedstawimy sobie bez trudności stan ostateczny, do którego zdążyć musi nasz układ, po upływie dłuższego lub krótszego czasu. Oto wszystkie nagromadzone zapasy energii zamienią się stopniowo na ciepło, a ciepło to, rozchodząc się drogą przewodzenia lub promieniowania, zrówna i zatrze wszelkie różnice temperatury między częściami układu.

W tym stanie końcowym energia układu dobiegła do ostatecznego kresu rozprószczenia; żadne dalsze przemiany energii, a więc żadne zjawiska fizyczne nie będą już mogły odbywać się. Wnosimy to na podstawie drugiej zasady termodynamicznej, według której koniecznym warunkiem przemiany ciepła, bądź to wprost na pracę, bądź na jakikolwiek inny rodzaj energii, równoważny zapasowi pracy nagromadzonej, jest spadek temperatury, t. j. istnienie ciał cieplejszych i zimniejszych. Z tego stanu nieruchomości i martwoty, całkowitego wyczerpania zapasów pracy nagromadzonej, układ sam przez się wskrzesić się nie zdoła;

mogłoby to stać się tylko za pomocą zewnętrznych wpływów, któreby wlały weń nowe życie, pod postacią świeżych zapasów pracy. Każdy układ materialny odosobniony można porównać z nakręconym zegarem, który idzie tak długo, dopóki wagi nie spadną do najniższego stanowiska; energii nie utracił, bo ma ją całą w sobie w postaci ciepła, ale kosztem tej energii nie można już (bez zewnętrznej pomocy) podnieść wag do pierwotnej wysokości.

Wnioski, któreśmy tu przedstawili, bywają w szczególności określane mianem zasady rozpraszania się energii. Obok zasady zachowania stanowi ona niewątpliwie największą zdobycz nowoczesnej fizyki. Wygłosił ją, jako wniosek z praw Carnota, angielski uczony Lord Kelvin (William Thomson) wkrótkiej rozprawie, drukowanej w roku 1852 p. t. „o powszechnem dążeniu w przyrodzie do rozpraszania energii mechanicznej”. Do zasady zachowania energii stoi ona w takim stosunku, iż pierwsza daje nam ściśle ilościowe stosunki, rządzące przemianami energii, bez względu na jej jakość, czyli rodzaj; druga nie powiada nam nic o stosunkach ilościowych, lecz wskazuje kierunek, w którym przemiany energii mogą odbywać się; uczy rozróżniać energie pod względem jakości i cenić ich użyteczność, według zapasu pracy, jaki przedstawiają. Jeżeli przez energię układu materialnego rozumieć się ma zdolność do pracowania, natenczas w świetle zasady rozpraszania się energii, należałoby mianem tem określać, wbrew przyjętemu zwyczajowi, tylko tę część energii, która do tego jest zdolną, t. j. pracę nagromadzoną w układzie.

### Z a d a n i a .

158) Obliczyć wydajność motoru odwracalnego, zasilanego ciepłem wrzącej wody, gdy chłodnica oziębiona jest lodem, albo wrzącym tlenem ( $-182,6^{\circ}$ ).

*Odp.*  $(373 - 273)/373 = 0,268$ ;  $(373 - 90,4)/373 = 0,757$ .

159) Obliczyć największą wartość użyteczną 700 kaloryi ciepła; wydzielanego przez krzepnący cynk, gdy najniższa temperatura w otoczeniu  $= 20^{\circ}$  C.

*Odp.*  $427 \cdot 700 (685 - 293)/685 = 171\,000$  Kgm.

160) Machina parowa, zasilana w każdym obiegu 200 kaloryami ciepła, z ogniska o temperaturze  $1500^{\circ}$ , oddaje z tego chłodnicy 150 kaloryi w temperaturze  $40^{\circ}$ . Obliczyć ilość energii zamienionej



na pracę, tudzież ilość energii rozprószonej, wiedząc, że najniższa temperatura otoczenia =  $20^{\circ}$  C.

*Odp.* Praca =  $50 \cdot 427 = 21350$  *Kgm.* Wartość użyteczna ciepła dostarczonego =  $427 \cdot 200 (1773 - 293)/1773 = 71290$ ; wartość użyteczna ciepła oddanego =  $427 \cdot 150 (313 - 293)/313 = 4093$ . Energia rozprószona =  $71290 - 4093 - 21350 = 45847$  *Kgm.*

161) Ile energii rozprasza się przez spalanie kilograma węgla na otwartym powietrzu (wytwarza się 8000 kaloryi w temperaturze  $1400^{\circ}$ ), podczas mrozu  $-20^{\circ}$ ?

*Odp.*  $427 \cdot 8000 (1673 - 253)/1673$  *Kgm.*

162) Zapas 1000 *kg* lodu topnieje w lodowni podczas lata, przy średniej temperaturze powietrza  $+18^{\circ}$ . Ile energii rozprasza się w tem zjawisku?

*Odp.* Posiadając zapas lodu moglibyśmy pędzić motor odwracalny ciepłem wziętem z atmosfery. Niechaj będzie  $Q$  to ciepło zaczerpnięte w temperaturze  $+18^{\circ}$ ;  $Q_0 = 1000 \cdot 79,2 =$  ciepło oddane lodowi. W tych warunkach możnaby uzyskać pracę:  $427 \cdot 1000 \times \times 79,2 (293/273 - 1)$ , która została zmarnowaną wskutek stopienia się lodu.

163) Ile pracy należałoby użyć celem zamrożenia kilograma wody, jakimkolwiek sposobem mechanicznym, gdy temperatura powietrza otaczającego jest  $+18^{\circ}$ .

*Odp.* Co najmniej 2278 *Kgm.*

164) Ile energii rozprasza się, gdy powietrze atmosferyczne wściśnię się do naczynia o pojemności 20 *l*, w którym była zupełna próżnia? *Odp.*  $0,020 \times 10333 = 207$  *Kgm.*

165) Obliczyć gęstość nasyconej pary wodnej, w temperaturze  $+100^{\circ}$ , wiedząc, że ciepło parowania wynosi 537 kaloryi na kilogram, a prężność pary nasyconej zwiększa się o 27 *mm rt*, gdy temperatura wzrasta o 1 stopień, w pobliżu  $+100^{\circ}$ .

*Odp.* Wyobraźmy sobie motor odwracalny Carnota, zawierający wodę i parę wodną, w temperaturze  $100^{\circ}$ . Odparowujemy kilogram wody, przez wprowadzenie ciepła parowania:  $Q = 537$  kaloryi. Objętość zwiększy się przytem o  $s - 0,001$   $m^3$ , jeżeli  $s$  oznacza objętość kilograma pary nasyconej w temperaturze  $100^{\circ}$ , a  $0,001$   $m^3$  jest objętością kilograma wody, który wyparował; motor wykona pracę  $(s - 0,001) 10333$  *Kgm.* Pozwólmy następnie, żeby para i woda rozprężyły się adiabatycznie jeszcze cokolwiek więcej, tak, iżby temperatura spadła do  $100 - \tau$ ; prężność spadnie przytem do  $1 - \tau^{27/160}$  atmosfer; małą pracę wykonaną przez motor opuszczamy. W tej niższej temperaturze ściskamy parę tak, iżby kilogram pary się

skroplił; uwalniające się ciepło odchodzi do chłodnicy; zużywamy przytem pracę ( $s = 0,001$ ) 10333 ( $1 - \frac{27}{273}$   $\tau$ ). W końcu ściskamy parę i wodę adiabatycznie, żeby wrócić do początkowej temperatury 100°; pracę znowu opuszczamy. W uważanem zjawisku zamkniętem zyskaliśmy ( $s = 0,001$ ) 10333  $\cdot \frac{27}{273} \cdot \tau$  Kgm pracy. Atoli według twierdzenia Carnota praca powinna równać się  $427 \cdot 537 \frac{5}{373}$  Kgm. Z porównania obu wyrażeń wypada  $s = 1,676 m^3$ , jako objętość kilograma pary.

166) Obliczyć o ile stopni ( $\Delta T$ ) zmienia się temperatura topnienia lodu, gdy ciśnienie zwiększymy o jedną atmosferę. Dane są: ciepło topnienia lodu 79,2 kaloryi na kilogram, tudzież objętości właściwe wody i lodu: 0,0010001 i 0,0010898  $m^3$  na kilogram.

Odpr. Wzór 4 (ust. 184, d) daje, kładąc  $\Delta p = 1 atm = 10333 kg/m^2$ :

$$\Delta T = \frac{273 [0,0010001 - 0,0010898] 10333}{427 \cdot 79,2} = - 0,00748^\circ.$$

167) Zbiornik o pojemności  $v$  zawiera  $N$  cząsteczek gramowych gazu doskonałego, zgęszczonego ciśnieniem  $p$ . Ile energii swobodnej zmarnuje się, gdy wypuścimy ten gaz wprost w powietrze, w którym panuje ciśnienie  $p_0$ ? Temperatura gazu i otoczenia wynosi  $T$  stopni bezwzględnych.

Odpr. Tyle, ile pracy można było uzyskać, rozprężając gaz izotermicznie i odwracalnie; a więc (tom I, ust. 182):  $L = pv \log \frac{v_1}{v}$ , gdzie (ust. 15, e)  $pv = 82,1 NTp_0 = p_0 v_1$ . Ostatecznie:  $L = 82,1 NTp_0 \log \frac{p}{p_0}$ . Krócej, jeśli ciśnienia wyrazimy w atmosferach ( $p_0 = 1$ ), a stałą 82,1 oznaczymy literą  $R$ , równanie gazowe będzie  $pv = NRT$ , zaś praca szukana:  $L = NRT \log p = NRT \log \frac{NRT}{v}$ .

168) Ile wynosi energia swobodna  $H$  nagromadzona początkowo w tym zbiorniku?

Odpr.  $H = Nh + NRT \log \frac{NRT}{v}$ , jeśli  $h$  oznacza (nieznana) zresztą) energię swobodną jednej cząsteczki gramowej pod ciśnieniem atmosferycznym, w tejże temperaturze  $T$ .

169) O ile ( $\Delta H$ ) zwiększy się energia swobodna, jeżeli wtłoczymy do tegoż zbiornika, zawierającego już  $N$  cząsteczek gramowych, jeszcze dodatkowo małą ilość  $n$  cząsteczek gramowych?



*Odp.* Wtłoczywszy odrazu  $N + n$  cząsteczek gramowych, nagromadzilibyśmy energii swobodnej (wedł. zad. 168):

$$\begin{aligned} H + \Delta H &= (N + n) h + (N + n) RT \log \frac{RT}{v} (N + n) = \\ &= (N + n) h + (N + n) RT \log \frac{NRT}{v} + (N + n) RT \log \left( 1 + \frac{n}{N} \right). \end{aligned}$$

Korzystając ze znanej własności logarytmów naturalnych, że  $\log(1 + \epsilon) = \epsilon$ , jeśli  $\epsilon$  jest bardzo małe (ust. 29), opuszczając także wyraz zawierający  $n^2$ , jako wielkość do zaniedbania nawet wobec otrzymamy:

$$H + \Delta H = (N + n) h + (N + n) RT \log \frac{NRT}{v} + nRT.$$

Odejmując od tego energię  $H$  odpowiadającą naboju  $N$ , znajdziemy szukany przyrost =

$$\begin{aligned} \Delta H &= nh + nRT \log \frac{NRT}{v} + nRT = \\ &= nh + nRT (1 + \log RT) + nRT \log \frac{N}{v}. \end{aligned}$$

**86. ŹRÓDŁA CIEPŁA.** Na zakończenie nauki o ciepłe zostawiliśmy pytanie: skąd bierzemy ciepło, jakie są jego źródła. Z tego, co powiedzieliśmy w ustępie poprzednim o przemianach energii, wynika, iż tyle jest źródeł ciepła, ile różnych rodzajów energii, każdy bowiem może zamieniać się na ciepło, i ostatecznie zawsze takiej zamianie ulega. Źródłem ciepła może więc być energia dynamiczna, ilekroć zużywa się przez tarcie, uderzenie, albo inne siły rozpraszające (zapalenie drzewa przez tarcie); tu zalicza się także energia potencjalna ciał ciężających ku sobie (ciepło meteorytów spadających na ziemię).

Ciepła mogą nam dostarczać wszelkie rodzaje energii wewnętrznej, np. ciepło utajone pary wodnej (ogrzewanie mieszkań parą) lub wody (wysoka stosunkowo temperatura w zimie, podczas padania śniegu); energia chemiczna.

Źródłami ciepła mogą być wreszcie promieniowanie (np. słoneczne), tudzież energia elektromagnetyczna (uderzenie piorunu, prądy elektryczne indukcyjne, lampy elektryczne, ogrzewanie elektryczne i t. p.)

Praktycznie rzecz biorąc, najważniejszymi źródłami ciepła są dla nas: promieniowanie słoneczne i energia chemiczna.

PROMIENIOWANIE SŁOŃCA. W nauce o promieniowaniu (ust 145) opiszemy sposoby, za pomocą których wymierzono, że słońce wydaje rocznie olbrzymią ilość energii promienistej, wynoszącą w okrągłej liczbie około  $4 \times 10^{33}$  gramstopni. Wobec tego wyniku nasuwają się dwa pytania: 1) Z jakiego źródła pochodzą niezmierne zapasy energii nagromadzonej w słońcu? 2) Czy tak znaczna strata coroczna nie spowodzi rychłego wyczerpania się, t. j. ostudzenia masy słonecznej?

Odpowiedź, jaką nauka daje obecnie na pytanie pierwsze stoi w ścisłym związku z przypuszczeniami dotyczącymi powstawania układów słonecznych. Przyjmuje się mianowicie, że materya słoneczna była pierwotnie zimna i rozprószona w ogromnych przestrzeniach, n.p. w postaci drobnych kamieni meteorycznych, jakie i dzisiaj spotykamy w układzie słonecznym w wielkiej ilości (gwiazdy spadające). Zbiorowisko to miało już w sobie nieprzebrane zapasy energii, w formie energii potencjalnej, wynikającej z wzajemnego przyciągania się jego części. Ulegając temu przyciąganiu masy owe zbliżały się stopniowo i zbijały w większe skupienia. W ślad za tem energia potencjalna wyczerpywała się, zamieniała zrazu na kinetyczną, a ta, wskutek coraz częstszych spotkań i uderzeń wzajemnych, przechodziła ostatecznie w ciepło. Można dowieść, że ilość energii potencjalnej, zużytej podczas uformowania się jednolitej kuli o promieniu  $R$ , z masy  $M$ , rozprószonej pierwotnie na ogromnej przestrzeni wynosi (tom I, ust. 125):

$$U = \frac{2}{3} \cdot \frac{CM^2}{R}$$

w czem  $C$  oznacza stałą ciężenia powszechnego.

Zważywszy, że masa słońca  $M = 2 \times 10^{33}$  gr (tom I, ust. 123), jego promień  $R = 6,9 \times 10^{10}$  cm, tudzież  $C = 6,63 \times 10^{-8}$  cm<sup>3</sup>/gr sek<sup>2</sup>, obliczymy, według poprzedniego wzoru, że energia zużyta podczas formowania się słońca wynosiła:  $23 \times 10^{47}$  ergów, a ilość ciepła wytworzona przez jej zużycie:  $\frac{23 \times 10^{47}}{41,87 \times 10^6} = 5,5 \times 10^{40}$  gramstop. Jest to ilość ciepła wystarczająca do ogrzania masy słonecznej o 27 milionów stopni (w założeniu niewątpliwie przesadnem, że ciepło właściwe materyi słonecznej jest tak wielkie, jak wody). Przeważna ilość tego ciepła rozprószyła się wprawdzie, podczas samego procesu formowania się słońca; w każdym razie zrozumiemy jednak, że wskazane wyżej źródło energii słonecznej wystarcza najzupełniej do wytłumaczenia dzisiejszego stanu słońca, t. j. panującego tam żaru.



Źródło to, jak zauważył Helmholtz, jest jeszcze i teraz czynne, ono zasilą słońce ciepłem i zapobiega zbyt szybkiemu ostygnięciu. Uwzględnwszy roczne promieniowanie słońca:  $4 \times 10^{33}$  gramstopni, tudzież jego masę  $2 \times 10^{33}$  gr. dostrzeżemy, że słońce musiałoby ostygąć rocznie o 2 stopnie (zawsze w przypuszczeniu, że ciepło właściwe = 1), gdyby było bryłą stygnącą, pozbawioną wewnętrznych źródeł ciepła. Otóż temu przeczą pomiary średnicy słonecznej, która musiałaby widocznie kurczyć się wskutek tak szybkiego ostygnięcia; zmiany takiej jednakowoż nie dostrzeżono dotąd. Są wprawdzie na słońcu wielkie zapasy energii chemicznej (płonący wodór i t. p.). Wszelako, wiedząc ile ciepła mogą dostarczyć ciała palące się, nie trudno obliczyć, że ciepło pochodzące z tego źródła stanowi w najlepszym razie nieznaczną część rocznego promieniowania. Otóż trudność tę usuwa przypuszczenie uczynione wyżej co do pochodzenia ciepła słonecznego. Energia potencjalna masy słonecznej nie jest jeszcze wyczerpana; wszakże słońce jest zdolne kurczyć się jeszcze bardziej, aniżeli to stało się dotychczas, a wśród takiego kurczenia się cząstki jego, ciągnące ku sobie, skupiają się coraz gęściej. Grawitacya ich wzajemna wykonywa pracę, której skutkiem jest ciepło wytwarzające się w słońcu. Przypuśćmy, że cząstki materyi słonecznej zbiły się w kulę o promieniu  $R'$ , mniejszym cokolwiek od promienia  $R$  w poprzedzającym wzorze. Praca wykonana przez grawitacyę (licząc od stanu nieskończonego rozprószenia cząstek) byłaby większa:  $U' = \frac{3}{5} \frac{CM^2}{R'}$ . Otóż widocznie, skurczenie się promienia  $R$ , do długości mniejszej  $R'$ , odpowiada pracy:

$$U' - U = \frac{3}{5} CM^2 \left( \frac{1}{R'} - \frac{1}{R} \right).$$

Przyjmijmy, że skurczenie się promienia równa się ledwie dostrzegalnemu ułamkowi, n.p.  $\frac{1}{10000}$  jego wartości, t. j. położmy  $R' = R - \frac{R}{10000}$ . Wzór ostatni da nam, po podstawieniu wartości:  $U' - U = 23 \times 10^{43}$  ergów, albo  $5,5 \times 10^{36}$  gramstopni, jako ilość ciepła wywiązaną wskutek takiego skurczenia się. Widzimy tedy, że ciepło to wystarczyłoby na zasilanie promieniowania słonecznego w ciągu:  $\frac{5,5 \times 10^{36}}{4 \times 10^{33}} = 1400$  lat. Tym sposobem tłumaczy się nader powolne ostygnięcie słońca, pomimo olbrzymiej corocznej straty ciepła. Działanie pracy grawitacyjnej ma skutek taki, jak gdyby ciepło właściwe słońca było nadzwyczaj wielkie.

Jednakże możliwe zagęszczanie się słońca ma także swój kres; zapasy energii nagromadzonej na słońcu, czy to potencjalnej, czy chemicznej, muszą z biegiem wieków wyczerpać się. W myśl nieubłaganego prawa rozpraszania się energii, słońce, a z niem razem układ planet, skazane są na wyczerpanie się, zamarcie; źródło ciepła wskazane przez Helmholtza może koniec ten opóźnić, nie zdoła mu jednak zapobiedz.

**87. ENERGIA CHEMICZNA.** Obok promieniowania słonecznego, najważniejszym w życiu codziennem i w technice źródłem ciepła są reakcje chemiczne, w szczególności palenie się w tlenie atmosferycznym materiałów opałowych. Jeden gram węgla wywiązuje 8000 gram-stopni ciepła, drzewa opałowego 4000 do 4500, torfu 3500 do 4200, alkoholu 7180, nafty 11400, gazu świetlnego (w płomieniu otwartym) 10600. Dane te uzyskano metodami kalorymetrycznymi, o których mówiliśmy już w ust. 21.

Ciepło wytworzone podczas palenia się zostaje w części wypromieniowane (zwłaszcza przez rozżarzony węgiel), reszta uchodzi razem z gorącymi produktami spalania (bezwodnik węglowy, para wodna i t. p.). Rozumie się, że ciepło zawarte w produktach spalania zostało w powyższych liczbach już policzone. Przez ciepło reakcji chemicznej rozumie się tedy całkowitą ilość ciepła odebraną od ciał biorących udział w reakcji, łącznie z ciepłem oddanem przez produkty reakcji, podczas ostygnięcia do tej temperatury  $t$ , jaką uważany układ chemiczny posiadał przed rozpoczęciem reakcji. Jest to ciepło reakcji „w temperaturze  $t$ ”. W ciepłe tem będzie w ogóle zawarte także ciepło utajone, pochodzące od zmian stanu skupienia. Jeśli np. między produktami reakcji znajduje się para wodna, skraplająca się częściowo podczas ich ochłodzenia do początkowej temperatury  $t$ , wówczas uwalniające się ciepło skroplenia wejdzie do ciepła reakcji. Ciepło to zależy podobnie od wszystkich warunków określających nie tylko końcowy, ale i początkowy, przed reakcją, stan układu chemicznego. Inne np. jest ciepło spalania węgla bezpostaciowego, a inne dyamentu; inne fosforu czerwonego, inne żółtego.

Do jakiej temperatury ciała rozgrzewały się w toku reakcji, jest to rzecz ważna ze względu na zastosowania praktyczne, nie ma jednak wpływu na ilość oswobodzonej energii cieplnej,



czy innej. Energia wewnętrzna układu zależy bowiem od jego każdorazowego stanu, a nie od przejść, którym podlegał. Skoro w łoku reakcyi układ wywiązał  $q$  jednostek ciepła reakcyi, a niejednokrotnie wykonał także pracę mechaniczną  $= L$  (materye wybuchowe, proch, dynamit i t. p.), przeto w końcowym swym stanie będzie uboższy w energię wewnętrzną, aniżeli był na początku. W myśl pierwszej zasady termodynamicznej (ust. 76) będzie więc:

$$(1) \quad U_1 - U_2 = Jq + L,$$

w czem  $U_1$  i  $U_2$  oznaczają, nieznane nam, wartości energii wewnętrznej, na początku i na końcu reakcyi,  $U_1 - U_2$  znany, dający się wymierzyć jej ubytek.

Jeśli reakcyja odbywa się w naczyniu zamkniętem „w stałej objętości” (np. wybuch gazu piorunującego w zamkniętym, wytrzymałym zbiorniku), wówczas  $L = 0$ , na zewnątrz uchodzi tylko ciepło, ale nie praca. Jeśli w naczyniu otwartem „pod stałym ciśnieniem” atmosferycznem  $p$ , wówczas praca będzie wykonaną, ilekroć objętość układu w skutek reakcyi się powiększa. Znaczniejszą wartość posiada ta praca zresztą tylko wtedy, gdy w ciągu reakcyi wywięzują się gazy, zajmujące zwyczajnie wielką objętość. Jeśli  $v_1$  i  $v_2$  oznaczają objętości pierwotnego układu i produktów reakcyi wówczas  $L = p(v_2 - v_1)$ , jak to znaleźliśmy w ust. 76 (przykład).

Reakcyje chemiczne odbywające się samodzielnie, bez wszelkiej zewnętrznej pomocy mechanicznej, są to zjawiska na wskrós nieodwracalne. Węgiel pali się w tlenie, mieszanina tlenu i wodoru, albo dynamit, wybuchają samodzielnie, za najłżejszą podniecią (iskra elektryczna, uderzenie), której energia nie wchodzi wcale w rachubę. Jednakże ani bezwodnik węglowy nie rozpadnie się dobrowolnie na tlen i węgiel, ani para wodna, utworzona z tlenu i wodoru, nie rozszczepi się na wodór i tlen, w tych samych warunkach, w których samodzielnie się utworzyła. Wszelka zatem, samodzielnie odbywająca się reakcyja jest przemianą połączoną z utratą energii swobodnej (ust. 184. b). Gdybyśmy umieli przeprowadzić ją w sposób odwracalny i izotermiczny, reakcyja taka dostarczyłaby nam pracy mechanicznej, tej właśnie pracy, która w samodzielnym jej przebiegu marnuje się niewyzyskana i sprowadza równoważną utratę energii swobodnej  $H_1 - H_2$ .

Inaczej przedstawiają się zmiany energii wewnętrznej  $U_1 - U_2$ . W większej liczbie reakcyi odbywających się żywo, choiwie (palenie się, działanie silnych kwasów na metale i t. p.), ciepło bywa wywiązywane, ciepło reakcyi  $q$  jest dodatne,  $U_1 - U_2$  przedstawia rzeczywisty ubytek energii wewnętrznej. Reakcyje tego rodzaju nazywają się egzotermiczne. Są jednak reakcyje — endotermiczne — odbywające się samodzielnie, a jednak połączone z pochłonięciem ciepła,  $q < 0$ , a więc z przyrostem energii wewnętrznej (zamiana tlenu na ozon, rozkładanie się pary wodnej w temperaturach bardzo wysokich, rozpuszczanie się soli i t. p.). Nie wewnętrzna tedy, ale swobodna energia wskazuje przez swe zmiany, czy reakcyja może odbywać się samodzielnie i w jakim odbędzie się kierunku \*).

W następującej tablicy podane są wartości ciepła  $q$  niektórych reakcyi, wyrażone w kaloryach kilogramowych. Ponieważ w reakcyi biorą zawsze udział masy chemicznie równoważne, przeto dogodnie jest podawać ciepło  $q$  w odniesieniu do ilości gramów substancyi, wyrażonych przez wzór chemiczny, n. p. do atomów albo cząsteczek gramowych, a nie do masy jednego grama. Równanie n. p.  $[C] + (O_2) = (CO_2) + 96$ , 96 oznacza zatem, że 12 gr węgla, paląc się w 32 gr tlenu na 44 gr bezwodnika węglowego, wydzielają 96960 gramstopni ciepła. Równanie pisane jest na wzór równań energii, jak gdyby znaki chemiczne wyrażały zarazem zawartość energii wewnętrznej w oznaczonych przez nie masach. Nawias  $[\ ]$  oznacza ciało stałe,  $(\ )$  gaz, znaki chemiczne bez nawiasu oznaczają ciekły stan ciała. Znak  $aq$  oznacza ciało rozpuszczone w tak dużej ilości wody, że dalsze jej dolewanie nie powoduje już wywiązywania się, ani pochłonięcia ciepła. Liczby odnoszą się do reakcyi w naczyniu otwartem, „pod stałym ciśnieniem” atmosferycznym i do temperatury zwyczajnej, t. j. gdy ciała mają przed reakcyą i po niej około  $20^\circ$ .

\*) Należy jednak zaznaczyć, że mniejsza zawartość energii swobodnej w oczekiwanych produktach pewnej reakcyi, aniżeli w pierwotnym układzie chemicznym, wskazuje tylko, że odbycie się tej reakcyi nie jest sprzeczne z 2-gą zasadą termodynamiki; nie można ztąd jednak wnosić, że reakcyja taka musi odbyć się. Tak n. p. tlen i wodór nie łączą się w temperaturze zwyczajnej, jakkolwiek reakcyja ta, gdyby nastąpiła, powodowałaby utratę energii swobodnej. Przystawienie atomów w cząsteczkach połączone jest z oporem podobnym do tarcia, który może zahamować reakcyę, pomimo jej możliwości z punktu widzenia ogólnej termodynamiki.



## TABLICA CIEPŁA REAKCYI.

(w kalor. na cząst. gram.)

$(\text{H}_2) + (\text{O}) = \text{H}_2\text{O} + 68,36$	$[\text{Zn}] + (\text{O}) = [\text{ZnO}] + 85,2$
$(\text{H}_2) + (\text{O}) = (\text{H}_2\text{O}) + 58,0$	$[\text{ZnO}] + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$
$[\text{C}] \text{ bezp.} + (\text{O}_2) = (\text{CO}_2) + 96,96$	$= \text{ZnSO}_4 \text{ aq} + 20,8$
$[\text{C}] + (\text{O}) = (\text{CO}) + 29,0$	$[\text{Zn}] + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$
$(\text{CO}) + (\text{O}) = (\text{CO}_2) + 68,0$	$= \text{ZnSO}_4 \text{ aq} + (\text{H}_2) + 37,6$
$[\text{K}] + \text{aq} = \text{KHO aq} + (\text{H}) + 48,1$	$[\text{Cu}] + (\text{O}) = [\text{CuO}] + 37,2$
$[\text{Na}] + (\text{Cl}) = [\text{NaCl}] + 97,6$	$[\text{CuO}] + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$
$[\text{NaCl}] + \text{aq} = \text{NaCl aq} - 1,18$	$= \text{CuSO}_4 \text{ aq} + 18,7$
$[\text{CaO}] + \text{H}_2\text{O} = [\text{CaH}_2\text{O}_2] + 15,5$	$\text{Hg} + 2(\text{Cl}) = [\text{HgCl}_2] + 53,2$
$[\text{S}] + 3(\text{O}) = [\text{SO}_3] + 103,3$	$\text{Hg} + 2(\text{Cl}) + \text{aq} =$
$[\text{SO}_3] + \text{aq} = \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} + 39,2$	$= \text{HgCl}_2 \text{ aq} + 50,0$
$\text{H} + \text{Cl} + \text{aq} = \text{HCl aq} + 39,3$	$[\text{Ag}] + (\text{Cl}) = [\text{AgCl}] + 29,4$

Jeśli, jak to bywa najczęściej, wolno zaniedbać pracę zewnętrzną, dokonaną przez układ ulegający przemianie chemicznej, wtedy miarę ubytku energii wewnętrznej będzie tylko ciepło reakcyi  $= q = U_1 - U_2$ . Ponieważ ubytek energii zależy tylko od początkowego i końcowego stanu, a nie zależy od szczegółów przebiegu przemiany, przeto: wszelkie reakcyje chemiczne wiodące dany układ od tegoż samego stanu początkowego, do tegoż samego końcowego, wywiązują jednakowe ilości ciepła (prawo Hessa, 1840 r.). Objaśnimy to następującym przykładem. Dany układ zawiera cynk, tlen, wodór i kwas siarczany rozwodniony, w ilościach i stanach określonych przez znaki:  $[\text{Zn}]$ ,  $(\text{O})$ ,  $(\text{H}_2)$  i  $\text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq}$ . Obliczyć na podstawie powyższej tablicy ilość ciepła, którą układ wydaje, zamieniając się na siarczan cynkowy, rozpuszczony w wodzie i wolny, niezmieniony wodór. Przemianę tę można przeprowadzić dwoma, zupełnie różnymi sposobami:

Sposób I.	Sposób II.
$(\text{H}_2) + (\text{O}) = \text{H}_2\text{O} + \dots 68,36$	$[\text{Zn}] + (\text{O}) = [\text{ZnO}] + \dots 85,2$
$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$	$[\text{ZnO}] + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$
$\quad = \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} + \dots 0$	$\quad = \text{Zn SO}_4 \text{ aq} + \dots 20,8$
$[\text{Zn}] + \text{H}_2\text{SO}_4 \text{ aq} =$	
$\quad = \text{Zn SO}_4 \text{ aq} + (\text{H}_2) + 37,6$	
<u>Summa . . . . 105,96</u>	<u>Summa . . . . 106,0</u>

Na zasadzie tego prawa można częstokroć obliczyć niewiadome ciepło pewnej reakcyi, jeśli znane są ciepła innych reakcyi, które mogą tamtą zastąpić.

**DYSSOCYACJA. RÓWNOWAGI CHEMICZNE.** Obok zmian fizycznych, objętości i stanu skupienia, ciepło wywiera potężny wpływ na ustrój chemiczny materyi, rozrywa jedne, kojarzy inne związki chemiczne. Rozpadanie się związków na związki prostsze, albo na pierwiastki chemiczne, pod wpływem ciepła, nazywa się rozszczepieniem, dyssocjacją. Tak n.p. węglan wapniowy  $\text{Ca CO}_3$ , ogrzewany, rozpada się stopniowo na tlenek wapniowy  $\text{Ca O}$  i bezwodnik węglowy  $\text{CO}_2$  (wypalanie wapna). Na otwartem powietrzu wypali się cały zapas wapna; w naczyniu zamkniętem natomiast zjawisko to (i wiele podobnych) kończy się stanem równowagi, gdy nagromadzi się tyle gazu  $\text{CO}_2$ , iż jego prężność (prężność dyssocjacji) położy tamę dalszemu rozkładowi węglanu. Stosunki te są zupełnie podobne do parowania wody raz na otwartem powietrzu, drugi raz w naczyniu zamkniętem. Podobieństwo to uzasadnione jest regułą faz (ust. 48); oba układy (ciecz — para, albo węglan <sup>wapniowy</sup> — tlenek wapniowy i bezwodnik węglowy) są jednozienne; istotnie, w drugim występują trzy fazy, dwie stałe ( $\text{Ca CO}_3$  i  $\text{Ca O}$ ) i jedna gazowa, przeto stopień zmienności = 1, jak w układzie ciecz — para.

W zastosowaniach fizycznych i fizyko-chemicznych najważniejsze są zjawiska dyssocjacji gazów lub par. Para wodna, ogrzana do  $1000^\circ$  rozpada się już częściowo na tlen i wodór ( $2\text{H}_2\text{O} = 2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ); około  $2500^\circ$  połowa całej masy uległa już rozszczepieniu. Bezwodnik węglowy, w temperaturze  $3000^\circ$ , rozłożony jest w czterech dziesiątych na tlen i tlenek węgla ( $2\text{CO}_2 = 2\text{CO} + \text{O}_2$ ). Każdej temperaturze odpowiada — pod danem ciśnieniem — określony stopień dyssocjacji; gaz pierwotny  $A$ , nierozłożony, i produkty gazowe jego



rozkładu:  $B, C, \dots$  zostają nadal w równowadze, w zupełnie określonych stosunkach ilościowych.

Ażebymy wyprowadzić ogólne prawa tego zjawiska z zasad termodynamiki, wyobraźmy sobie, że zbiornik o stałej pojemności  $v$ , nabitý  $N_1$  cząsteczkami gramowemi gazu  $A$  (n.p. pary wodnej) ogrzaliśmy do temperatury bezwzględnej  $T$  i że utrzymujemy go następnie trwale w tej temperaturze. W pierwszej chwili gaz ten przedstawia zapas energii swobodnej (patrz zadanie 168):  $H_1 = N_1 h_1 + N_1 RT \log RT + N_1 kT \log \frac{N_1}{v}$ ; natychmiast atoli po ogrzaniu rozpoczyna się dysocjacja. Jest to zjawisko odbywające się samodzielnie, przeto z konieczności połączone z utratą energii swobodnej. Istotnie,  $H_1$  maleje, w miarę, jak zmniejsza się  $N_1$ . Jednocześnie atoli nagromadzają się produkty rozkładu i zagęszczając się w zamkniętym zbiorniku, nagromadzają zapasy  $H_2$  i  $H_3$  energii swobodnej. Z chwilą, gdy ubytek energii  $H_1$ , spowodowany odbywającą się dysocjacją, zostanie zrównoważony jednoczesnem przyrastaniem sumy  $H_2 + H_3$ , energia swobodna całego układu przestaje spadać, dysocjacja dalsza zostaje zatamowana, układ dochodzi do równowagi (ust. 84, b; pracy zewnętrznej układ żadnej nie wykonywa).

Postawmy zadanie odrazu ogólniej. Do zbiornika o pojemności  $v$  wprowadziliśmy mieszaninę gazu  $A$  i produktów  $B, C$  jego rozkładu, w jakichkolwiek stosunkach. Po ogrzaniu do  $T$  nastąpi częściowy rozkład  $A$ , albo może łączenie się  $B$  i  $C$ ; będzie to zależało od składu mieszaniny. Pytamy, w jakich stosunkach ułożą się liczby cząsteczek gramowych  $N_1, N_2, N_3$  tych trzech gazów, gdy nastąpi równowaga.

W myśl wzoru chemicznego danej reakcyi oznaczymy przez  $x$  najmniejszą liczbę cząsteczek gazu  $A$ , które, rozpadając się, dają  $y$  cząsteczek  $B$  i  $z$  cząsteczek gazu  $C$  (dla pary wodnej byłoby  $x = 2$  cz. pary,  $y = 2$  cz. wodoru,  $z = 1$  cz. tlenu). Skoro  $x$  cząsteczek gazu  $A$  ulegnie rozkładowi, energia swobodna tego gazu zmniejszy się o  $\Delta H_1 = x h_1 + x RT (1 + \log RT) + x RT \log \frac{N_1}{v}$  (p. zadanie 169). Zupelnie podobne wzory wyrażają jednoczesne przyrosty  $\Delta H_2$  i  $\Delta H_3$ . Pisząc warunek równowagi w postaci  $\Delta H_1 = \Delta H_2 + \Delta H_3$ , otrzymamy, po łatwych przeróbkach, równanie:

$$(1) \quad RT \log \frac{\left(\frac{N_1}{v}\right)^x}{\left(\frac{N_2}{v}\right)^y \left(\frac{N_3}{v}\right)^z} = (y h_2 + z h_3 - x h_1) + \\ + RT(1 + \log RT) (y + z - x).$$

Stosunki  $\frac{N}{v}$  oznaczają nie innego jak stężenia cząsteczkowe (ust. 37), t. j. liczby cząsteczek gramowych odpowiednich gazów, przypadający na jednostkę objętości mieszaniny. Prawa strona równania jest od tych stężeń zupełnie niezależna; ona zależy tylko od rodzaju gazów i od temperatury. Przeto i lewa strona, a w szczególności ułamek pod znakiem log, który oznaczmy literą  $K$  (spółczynnik równowagi), zależy jedynie od temperatury, a nie zależy od ilości obecnych gazów, ani od ich ustosunkowania. Możemy zatem napisać związek:

$$(2) \quad \frac{\left(\frac{N_1}{v}\right)^x}{\left(\frac{N_2}{v}\right)^y \left(\frac{N_3}{v}\right)^z} = K, \quad \text{albo} \quad \frac{N_1^x}{N_2^y N_3^z} \cdot v^{y+z-x} = K,$$

wyrażający prawo Guldberga i Waagego, czyli t. zw. prawo działania mas: W jakimkolwiek stosunku zmieszalibyśmy gazy  $A$ ,  $B$  i  $C$ , stopień dysocjacji ułoży się tak, iż powyższy ułamek będzie zawsze równy stałej liczbie  $K$ , zmieniającej się tylko ze zmianą temperatury. Gdybyśmy n.p. do częściowo rozszczepionej pary wodnej domieszali nadmiaru tlenu (zwiększenie  $N_3$ ), część wodoru połączyłaby się z tlenem (a więc ubytek  $N_2$ , zwiększenie  $N_1$ ) tak, iż w końcu wartość owego ułamka wróciłaby do pierwotnego  $K$ .

Druga postać powyższego wzoru (2) ujawnia wpływ ściśnięcia albo rozszerzenia objętości mieszaniny na stopień dysocjacji. Jeśli jest  $y + z > x$  wówczas, w myśl prawa Avogadry (ust. 15, e; ust. 92) powstawanie związku  $A$  ze składników  $B$  i  $C$  jest połączone ze zmniejszeniem objętości, z zagęszczeniem, jeśli odbywa się pod stałym ciśnieniem (n.p. 2 objęt. wodoru i jedna tlenu dają 2 objętości pary). W tych warunkach wykładnik nad  $v$  we wzorze (2) jest dodatni; zwiększenie objętości mieszaniny musi powodować zmniejszenie  $N_1$ , a zwiększenie  $N_2$  i  $N_3$  (a więc dysocjację) jeśli lewa strona równania ma być wciąż równą stałemu  $K$ , przeto: zwiększenie objętości powiększa stopień dysocjacji, albo zmniejsza go, zależnie od tego, czy pod tem samym ciśnieniem związek zajmuje mniejszą czy większą objętość od składników, z których powstaje. Krócej: zwiększenie objętości, a więc zmniejszenie ciśnienia, wywołuje tę zmianę, która, odbywając się w stałej objętości, sprawiłaby wzrost ciśnienia.

Zbadanie warunków, wśród których związek chemiczny  $A$  pozostaje w równowadze ze swymi produktami rozkładu  $B$  i  $C$ , posiada



wielką wartość w termodynamice, daje bowiem możność, co najmniej w teorii, utworzenia związku  $A$  z gazów  $B$  i  $C$  w sposób odwracalny. Dajmy nato, iż chodziłoby o utworzenie  $x$  cząst. gramow. pary wodnej z  $y$  cząst. gram. wodoru i  $z$  cząst. gram. tlenu, bez spalania, bez wybuchu, a tak, iżby proste odwrócenie działania zamieniło parę wstecz, na tlen i wodór. Pomyślmy w tym celu zbiornik, w którym te gazy  $A$ ,  $B$  i  $C$  znajdują się w równowadze, w jakichkolwiek stosunkach, w myśl wzoru (2). Nadto, w osobnych zbiornikach, o jakichkolwiek, ale stałych pojemnościach  $v_2$  i  $v_3$ , mamy  $y$  cz. gr. czystego  $B$  i  $z$  cz. gr. czystego  $C$  — w tej samej temperaturze  $T$ . Naprzód rozprężajmy te gazy odwracalnie, ażeby ich stężenia cząsteczkowe zrównały się ze stężeniami  $\frac{N_2}{v}$  i  $\frac{N_3}{v}$ , jakie one mają w zbiorniku — wówczas i prężności ich  $p_2$ ,  $p_3$  staną się równe odpowiednim ciśnieniom częściowym w zbiorniku. Pod temi ciśnieniami wtłaczamy je następnie do zbiornika, zawsze odwracalnie, posiłkując się n.p. ściankami, albo błonami, przepuszczalnymi dla jednego tylko gazu (ust. 112); jednocześnie atoli wyciągamy ze zbiornika tworzący się w nim gaz  $A$  i wtłaczamy go do osobnego zbiornika  $v_1$ . Sposób ten byłby widocznie odwracalny, a zawartość zbiornika nie doznałaby żadnej zmiany.

Obliczmy ilość pracy odwracalnej  $L$ , którą uzyskalibyśmy podczas takiej przemiany gazów  $B$  i  $C$  na związek  $A$ . Rozprężenie  $y$  cz. gr. gazu  $B$ , od stężenia pierwotnego  $\frac{y}{v_2}$  aż do  $\frac{N_2}{v}$  da nam (patrz zad. 167) pracę  $= yRT \log \frac{y}{v_2} \frac{v}{N_2}$ ; jego wtłoczenie do zbiornika wspólnego zużywa pracę  $yRT$ . Obliczywszy podobnież zyski i straty pracy dla gazów  $B$  i  $C$ , znajdziemy ogółem:

$$L = RT \log K + RT \left( y \log \frac{y}{v_2} + z \log \frac{z}{v_3} - x \log \frac{x}{v_1} \right) RT (y+z-x).$$

Znajomość tej pracy odwracalnej  $L$  pozwoli nam obliczyć ubytek energii wewnętrznej całego układu:  $U_1 - U_2$ , towarzyszący uważanej przemianie izotermicznej, ubytek równy wywiązanemu ciepłu reakcyi  $yB + zC = xA$ . Prowadzi do tego celu wzór (3), dowiedziony w ust. 84, c:

$$U_1 - U_2 = L - T \frac{\Delta L}{\Delta T}.$$

Istotnie, po skutecznieniu przemiany zaszła ta zmiana w układzie, że gazy  $B$  i  $C$  zamieniły się na związek  $A$ ; zresztą nic się nie zmieniło. Jeśli  $q$  oznacza ciepło tej reakcji, ciepło, które otrzymalibyśmy, zanurzając zbiorniki  $v_2$  i  $v_3$  w kalorymtrze i spaliwszy te gazy wprost na związek  $A$ , wtenczas będzie (według 1)  $U_1 - U_2 = Jq$ .

Ażeby zastosować ostatni wzór, przypuśćmy, że przeprowadziliśmy tę samą przemianę w temperaturze odrobinę wyższej  $T + \Delta T$ . Warunki byłyby tylko o tyle inne, że współczynnik równowagi  $K$ , miałby cokolwiek inną wartość, zamiast  $\log K$  należałoby wziąć  $\log K + \Delta \log K$ , w czym  $\Delta \log K$  oznacza przyrost logarytmu tego współczynnika, spowodowany podwyższeniem temperatury o  $\Delta T$ . Podstawivszy tedy w przedostatnim wzorze na  $L$ , za  $T$  i  $\log K$ , wartości zmienione  $T + \Delta T$  i  $\log K + \Delta \log K$ ; opuściwszy iloczyn  $\Delta T \cdot \Delta \log K$  jako wielkość do zaniebdania nawet wobec  $\Delta T$ ; odjąwszy następnie pierwotną wartość  $L$ , znajdziemy łatwo przyrost pracy  $\Delta L$ , poczem wzór przytoczony da nam:

$$(3) \quad RT^2 \frac{\Delta \log K}{\Delta T} = - Jq.$$

Z pomocą tego wzoru (van't Hoffa) można obliczyć ciepło reakcji, jeśli się wie z doświadczenia, w jakim stopniu zmienia się, wskutek ogrzewania, wartość współczynnika równowagi. I naodwrot, czytamy z wzoru (3): jeśli ciepło reakcji jest dodatne (związek egzotermiczny), wtedy współczynnik reakcji zmniejsza się, gdy temperatura rośnie. Według (2) atoli zmniejszenie wartości  $K$  oznacza zmniejszenie ilości  $N_1$  związku, a zarazem zwiększenie ilości  $N_2$  i  $N_3$  produktów rozkładu — zatem wzrost dysocjacji. Przeto: związki chemiczne, które tworzą się w stałej objętości z wywiązaniem ciepła, ulegają tem dalej posuniętemu rozkładowi, im wyżej je ogrzewamy; wpływ temperatury na związki endotermiczne jest wprost odwrotny. W obu razach możemy powiedzieć: ogrzanie wywołuje tę zmianę układu, która, odbywając się w stałej objętości, byłaby połączona z pochłonięciem ciepła.

TEMPERATURA PALENIA SIĘ. Zapalenie się pewnego ciała (węgiel, drzewo, nafta) w atmosferze tlenu lub powietrza, następuje, skoro ogrzejemy choćby małą cząstkę ciała do pewnej temperatury dostatecznie wysokiej, zależnej od rodzaju ciała (temperatura zapalności). Jeżeli ciepło wytwarzające się, wskutek łączenia się ciała z tlenem, będzie dostatecznie obfite, aby, pomimo nieuniknionej straty przez promieniowanie i t. p., ogrzać cząstki sąsiaduje do temperatu-



ry zapalności, właściwej danemu ciału, wówczas będzie ono płonęło samodzielnie, bez dalszego podpalania. Temperaturą palenia się nazywamy temperaturę, do której ogrzewają się produkty spalania (n.p. bezwodnik węglowy, para wodna) uchodzące z ciała płonącego. Ona zależy od ilości energii chemicznej, uwalniającej się podczas reakcyi w postaci ciepła; nadto zależy od ciepła właściwego tychże produktów spalania, albo, ogólniej mówiąc, tych wszystkich ciał, na które ciepło wytworzone się przenosi (n.p. azot, jeżeli palenie odbywa się w powietrzu), nakoniec zależy od tego czy i o ile spalanie jest zupełne. Wodór płonący w tlenie wytwarza tyle ciepła, iż powstająca para wodna ogrzałaby się wyżej 6000°. W rzeczywistości temperatura ta wynosi tylko 2500°. Różnica tłumaczy się dysocjacją pary wodnej; w temperaturze 6000° para wodna nie mogłaby wcale istnieć, gdyż rozłożyłaby się w całości na tlen i wodór; z tego wynika, że gazy te nie mogłyby wcale łączyć się z sobą w tej temperaturze. Spalanie wodoru w tlenie nie bywa więc zupełne; pewien ułamek masy wodoru zostaje w stanie wolnym, co najmniej tyle, ile wodoru utworzyłoby się przez dysocjację pary wodnej, ogrzanej do tej temperatury, w której spalanie rzeczywiście się odbywa.

Temperatura płomienia gazowego świecącego wynosi około 950°, nieświecącego dochodzi do 1360° (spalanie zupełne, obfitszy dostęp powietrza); płomień alkoholowy 1170°; płomień lampy naftowej 1030°; spalanie węgla daje około 1400°.

### Z a d a n i a.

170) Wiedząc, że 2 gr wodoru ( $H_2$ ) i 16 gr tlenu (O), spalone pod ciśnieniem atmosferycznym na wodę ciekłą, o temperaturze zwykłej (20°), wydają 68360 gramstopni ciepła, obliczyć ilość ciepła, którąby te gazy wydały, gdybyśmy je spalili w naczyniu zamkniętem (iskrą elektryczną).

*Odp.* Ciepło będzie mniejsze. Podczas spalania  $H_2$  i O na parę wodną pod stałym ciśnieniem, zachodzi bowiem zmniejszenie objętości w stosunku 3 : 2; z tego powodu część ciepła 68360 gramst. jest wynikiem pracy wykonanej przez zewnętrzne ciśnienie atmosfery. Cząsteczka gramowa  $H_2$  zajmuje objętość 22,4 litrów, w stanie normalnym (ust. 15, e); w temperaturze 20° będzie 24,0 l. Tlen (O) zajmuje połowę tej objętości; oba gazy razem: 34,4 l. Zmniejszenie objętości podczas spalania na wodę ciekłą wynosi tedy prawie 34,4 l; to odpowiada pracy:  $10333 \times 0,0344 = 355 \text{ Kgm} = 833 \text{ grst.}$  O tyle

będzie ciepło mniejsze, jeżeli spalanie odbywa się w naczyniu zamkniętym, gdy niema pracy ciśnienia atmosferycznego. Nadto w tym ostatnim przypadku, po spaleniu gazów i oziębieniu naczynia do  $20^{\circ}$ , zostaje jeszcze niemal 34,4 l pary nieskroplonej, pod ciśnieniem nasylenia 17,36/760 atmosf.; to odpowiada  $\frac{17,36}{760} \times 18 \times \frac{34,4}{24,0} = 0,62 \text{ gr}$

pary, której ciepło skroplenia  $= 0,62 \times 590 = 366 \text{ grst.}$  zaoszczędza się. Ogółem wytworzy się ciepło  $= 68360 - 833 - 366 = 67160 \text{ grst.}$

171) Dane jest ciepło  $q$  pewnej reakcyi w temperaturze  $t$ , znaleźć ciepło  $q'$  tejże samej reakcyi w temperaturze  $t'$ , wiedząc, że do ogrzania pierwotnego układu o stopień potrzeba  $s$ , zaś do ogrzania produktów reakcyi, również o stopień,  $S$  jednostek ciepła. Przypuszcza się, że pracę wykonaną przez układ można zaniedbać.

*Odp.* Do tegoż stanu końcowego, jaki daje reakcyja w temperaturze  $t$ , można także dojść następującą drogą: ogrzanie pierwotnego układu o  $t' - t$ , reakcyja w  $t'$ , oziębienie produktów napowrót do  $t$ . To daje:  $q' = q - (S - s)(t' - t)$ .

172) Ile ciepła wytwarza reakcyja:  $\text{Zn} + \text{Cu SO}_4 \text{ aq} = \text{Cu} + \text{Zn SO}_4 \text{ aq}$ ?

*Odp.* Utworzenie  $\text{Zn SO}_4 \text{ aq}$  z  $\text{Zn}$ ,  $\text{O}$  i  $\text{H}_2 \text{ SO}_4 \text{ aq}$  daje 106,0 kaloryi; rozkład  $\text{Cu SO}_4 \text{ aq}$  na  $\text{Cu}$ ,  $\text{O}$  i  $\text{H}_2 \text{ SO}_4 \text{ aq}$  zużywa 55,9 (czytelnik wyprowadzi tę liczbę z tablicy ciepła reakcyi). Różnica  $= 50,1$  kaloryi. (Uzasadnić sobie dokładnie ten rachunek).



CZĘŚĆ CZWARTA.  
FIZYKA CZĄSTECZKOWA.

ROZDZIAŁ VIII.

TEORYA ATOMOWA I KINETYCZNA.

88. ZASADA ZACHOWANIA MASY. W poprzedzającym wykładzie zjawisk i praw fizycznych, ograniczaliśmy się do przedstawiania faktów stwierdzonych przez doświadczenie, nie usiłując ich wcale tłumaczyć. Zadanie nauki uważaliśmy jako spełnione, skoro udało się zjawiska ugrupować, zasadnicze pojęcia, służące za podstawę podziału, ściśle określić i oddzielić, наконец wskazać tychże zjawisk teorie, które (jak n.p. teoria zjawisk termodynamicznych) sprowadzały się tylko do wypowiedzenia możliwie ogólnych praw (zasad) będących ostatecznym wyrazem wielkiej liczby spostrzeżeń.

W obecnym rozdziale odstępimy od tej metody wykładu, ażeby się dowiedzieć w jaki sposób fizyka nowoczesna własności materii tłumaczy. Dwa są przedewszystkiem pytania, na które wypadnie poszukać odpowiedzi: Jaka jest budowa wewnętrzna materii? Jaka jest forma energii wewnętrznej, której zapasy, jak wiemy z termodynamiki, nagromadzone są w każdym ciele, w ilości zmiennej. Na pytania te spostrzeżenie nie może dać nam bezpośredniej odpowiedzi; ażeby na nie odpowiedzieć zmuszeni jesteśmy czynić domysły, przypuszczenia, czyli hipotezy, których jedynym probierzem będzie zgodność z doświadczeniem wniosków, do których one prowadzą.

To co nazywamy materią nie objawia się nam nigdy bezpośrednio. Podniętą naszych zmysłów, dających nam wiadomość o własnościach ciał otaczających, jest zawsze ten lub ów rodzaj energii, związanej z temi ciałami: ciepło, energia kinetyczna, promieniowanie i t. p. Mimo to posiadamy niewzruszone przekonanie, że te bodźce, działające na zmysły, związane są z czemś, istniejącem obiektywnie, zewnątrz nas, niezależnem od naszego myślenia i woli; to nieznanne nam siedlisko energii nazwaliśmy materią. Podstawą wiary naszej w istnienie materii jest prastare prawo, stwierdzone nieustannem doświadczeniem, orzekające, że materii nie można zniszczyć, ani stworzyć. Materia podlega tak różnorodnym zmianom fizycznym i chemicznym, że mogłoby się niekiedy wydawać, jakoby to prawo nie zawsze się stosowało; można n. p. stworzyć dowolny związek chemiczny, za pomocą jego składników; można utworzyć ciecz z jej pary i t. d. Prawo to, zwane zasadą zachowania masy, nie odnosi się jednak wcale do formy, albo rodzaju materii; chodzi tutaj tylko o jej ilość, wymierzoną przez bezwładność, t. j. przez masę (albo przez ciężar, jeżeli nie zmieniamy miejsca doświadczeń, tom I, ust. 57). Wyrażona umiejętnie zasada zachowania materii orzeka fakt następujący: Wyobraźmy sobie układ materalny, złożony z jakichkolwiek ciał, zamknięty w naczyniu, którego ściany są zupełnie nieprzenikliwe w obec każdego z ciał znajdujących się wewnątrz i zewnątrz. Całkowita masa takiego układu nie zmieni się wcale, jakiegokolwiek byłyby zmiany fizyczne lub chemiczne, którym ciała zamknięte ulegają. Należy dodać, że masa zamknięta w naczyniu nie dozna zmiany i w tym razie, gdy udzielimy jej z zewnątrz energii, lub dozwolimy energii wewnętrznej uchodzić na zewnątrz (energia niema wagi). Można n. p., bez zmiany masy, naczynie całe ogrzewać lub oziębiać; ściany jego mogą być przezroczyste w obec promieniowania; można wprowadzić energię elektryczną po drutach wchodzących do wnętrza, przez otwory w ścianach naczynia, byle otwory te były szczelnie zatłkane i t. p.

Zasada zachowania masy jest tak oczywistą, że do niedawna nie pomyślano nawet o wykonaniu umyślnych doświadczeń celem jej sprawdzenia. Stało się to dopiero w ostatnich czasach, w zastosowaniu do zjawisk chemicznych. Stwierdzono też z całą ścisłością, na jaką stać nowoczesne wagi, że w skutek reakcji chemicznych między ciałami, całkowita ich masa nie ulega zmianie dostrzegalnej. Ciężar każdego związku chemicz-



nego równy jest sumie ciężarów, jakie miały jego składniki, przed połączeniem się.

**89. HIPOTEZA ATOMÓW.** Ciała jednorodne, takie jak woda, szkło, powietrze, albo żelazo, przedstawiają się nam z pozoru jako doskonale jednolite; nie dostrzegamy w nich żadnej różnicy pomiędzy różnymi cząstkami, nie zdołamy wykryć ani śladu jakiegokolwiek wewnętrznego utkania, nawet gdybyśmy uzbroili oko najpotężniejszym mikroskopem.

Polegając jedynie na świadectwie zmysłów, powinniśmy uznać materję jako ciągłą, t. j. przyjmując, że wszelka, dowolnie mała powierzchnia zamknięta (n.p. kula), pomyślana gdziekolwiek we wnętrzu ciała, wypełniona jest całkowicie materją mającą te same własności, jak całe ciało, jak każda inna jego cząstka. Stąd wynikałoby zarazem, że materja jest nieograniczenie podzielna; najdrobniejsza cząsteczka, wyrwana ze szkła, żelaza lub wody, mniejsza od wszystkiego, co można sobie wyobrazić, miałaby w tem założeniu też same własności, jak szkło, żelazo lub woda.

Wbrew temu, co z pozoru wydaje się oczywistem, powstało już w odległej starożytności przypuszczenie, że w rzeczywistości materja nie jest ciągłą, przeciwnie, że każde ciało jest zbiorowiskiem oddzielnych, niezmiernie małych cząsteczek, albo ciałek, rozsianych mniej lub więcej gęsto, między którymi znajdują się miejsca puste. Ciałka te nazwano atomami (gr.  $\alpha$  przeczące, temno = kraje). Materja wydaje się nam ciągłą i zupełnie jednolitą, gdyż rozmiary atomów i odległości ich wzajemne są niesłychanie małe; najmniejsza cząstka pyłu zawiera ich w sobie niezmierną liczbę. Podobnie skała granitowa, albo mur z cegieł i wapna, wydają się z daleka jednolite; z bliska dopiero dostrzegamy, że złożone są z części różnorodnych. Wyobrażenia o własnościach atomów ulegały zresztą, odpowiednio do rozwoju nauki, wielokrotnym przemianom. Pierwotnie uważano je za najdrobniejsze części materji, nie dające się już podzielić, przekroić. Następnie, nie orzekając nic o możliwości podziału, uznawano, że działania fizyczne ani chemiczne, nie są zdolne tego uczynić; przyjmowano zarazem, iż tyle istnieje gatunków atomów, różniących się rozmiarami, wagą i własnościami chemicznymi, ile pierwiastków odróżnia się w chemii. Wszelkie zjawiska, stany i zmiany, jakie dostrzegamy w materji, przypisywano rozmaitemu układaniu się i rozmaitym ruchom

niezmiennych atomów. Ostatnie lata przyniosły szereg doniosłych odkryć (zjawiska promieniotwórczości i pokrewne, patrz tom III), które zdają się wskazywać, że i założenie niezmienności powinno być odrzucone (ust. 94).

Pytanie, czy hipoteza atomów jest prawdziwą, czy odpowiada rzeczywistości, usuwa się z pod roztrząsania naukowego. Czy jest w nauce uprawnioną, o tem rozstrzygać powinna tylko jej zdolność ujęcia wszystkich znanych faktów w ścisłą, jednolitą teorię. To jest niewątpliwą prawdą, że hipoteza atomów stała się potężną dźwignią nauki; ona tłumaczy w sposób nader prosty różnorodne, na pozór wcale nie spokrewnione zjawiska fizyczne, a niejednokrotnie wskazywała drogę do odkrycia nowych zjawisk i praw.

Nie można tego powiedzieć o hipotezie przeciwnej, uznającej ciągłość bezwzględną materii; jest to przypuszczenie zupełnie nieplodne, nie przydatne do ugruntowania jakiegokolwiek teorii. Moznaby n.p. przyjąć, że woda jest materią ciągłą; wszelako chcąc wytłumaczyć jej ściśliwość, należałoby natychmiast dodać, że jest to jej właściwość nie dająca się niczem uzasadnić. Podobnie nie moznaby połączyć z innymi faktami zjawiska parowania wody, ani tego, że z domieszką soli tworzy nową materię ciągłą, o odmiennych własnościach. Niemniej zagadkowemi byłyby, w przypuszczeniu ciągłości materii, zjawiska znane w chemii pod nazwą allotropii i isomeryi, n.p. to, że tlen daje się przemienić na ciało o zupełnie odmiennych własnościach, zwane ozonem; że fosfor żółty, trujący, zmienia się przez ogrzanie na ciało czerwone, nieszkodliwe — i wiele innych tego rodzaju. W świetle hipotezy atomów natomiast wszystkie te zjawiska są łatwo zrozumiałe. Woda jest ściśliwa, gdyż atomy, z których się składa, mogą zbliżać się ku sobie; paruje, albowiem atomy jej rozpraszają się w próżni, albo weiskają się między atomy powietrza. Roztwór wodny soli jest to mieszanina atomów wody i atomów solnych. Odmiany allotropowe lub związki isomeryczne składają się z tych samych atomów, atoli w odmiennem ułożeniu i t. p. Przykłady te świadczą dostatecznie o wyższości hipotezy atomów nad przypuszczeniem bezwzględnej ciągłości materii.

**90. PRAWA DOŚWIADCZALNE ZWIĄZKÓW CHEMICZNYCH.** Powodem wskrzeszenia zapomnianej niemal hipotezy atomów, w początkach XIX-go stulecia (przez Daltona) było dokonane wów-



czas odkrycie zasadniczych praw tworzenia się związków chemicznych. Chemia uważa rozmaite rodzaje materii bądź to jako ciała jednorodne, t. j. jako określone związki chemiczne, bądź też jako mieszaniny ciał różnorodnych. Określenie jednorodnego chemicznego związku wynikało ze spostrzeżenia, że pewne ciała łączą się z sobą w ściśle określonych stosunkach mas, (prawo stałych stosunków), tworząc nowe ciała, zupełnie jednolite, zazwyczaj wcale niepodobne do tych, z których powstały. Ciało utworzone w ten sposób uważamy jako jednorodny związek chemiczny, utworzony z tamtych składników. Główną cechą związku jest stały, ściśle określony skład, zawsze ten sam, niezależny od tego, kiedy, jak, i z czego związek się utworzył. Wiadomo n.p. że mieszanina wodoru i tlenu, zapalona iskrą elektryczną, zamienia się na wodę. W tej reakcyi łączą się zawsze 11,19 części wodoru (na wagę) z 88,81 częściami tlenu. Jeżeli jednego lub drugiego składnika było więcej, niż potrzeba do spełnienia tego stosunku, wówczas nadmiar nie weźmie udziału w reakcyi—pozostanie jako wolny tlen lub wodór.

Mieszaniny ciał różnią się od związków tem, że skład ich możemy zmieniać dowolnie. Drobną zmianę składu zmienia ich własności również w małym tylko stopniu. Składu związków nie można w ten sposób zmieniać: nie można zrobić ciała, bardzo podobnego do wody, któreby zawierało cokolwiek więcej niż 11,19% wodoru, a cokolwiek mniej niż 88,81% tlenu. Mieszając natomiast cokolwiek więcej lub mniej niż 23 części (na wagę) tlenu z 77 częściami azotu, otrzymalibyśmy ciało, pod każdym względem bardzo zbliżone do powietrza. Wnosimy stąd, że powietrze jest mieszaniną tych gazów, nie zaś ich związkiem.

Chemicy zbadali wiele tysięcy najrozmaitszych związków i doszli do wniosku, że istnieje nie wielka liczba (około 70) ciał takich, z których można utworzyć wszystkie poznane związki. Nawzajem, rozkładając jakiegobądź ciało na składniki, sposobami, które wskazuje w tej mierze chemia analityczna (działaniem ciepła, prądu elektrycznego, lub odpowiednio dobranych ciał rozkładających — odczynników), otrzymuje się jako ostateczny wynik rozkładu znowu kilka, lub więcej, z pośród owych 70-ciu ostatecznych składników wszelkiej materii. Ciała te nazwano pierwiastkami.

Łączenie się pierwiastków w związki podpada pod wypowiedziane wyżej prawo stałych stosunków. Obok tego jednakże rozbiory związków chemicznych objawiły inną jeszcze prawidło-

wość, zwaną prawem stosunków wielokrotnych (Dalton, 1808 r.). Prawo to możemy wypowiedzieć w następujący sposób: masy rozmaitych pierwiastków, łączących się w jakikolwiek związek chemiczny, są proporcjonalne do „całkowitych” wielokrotności pewnych mas określonych, właściwych tym pierwiastkom. Znaczenie tego zasadniczego prawa wyjaśni najlepiej przykład: Odważmy równe porcje tlenu, każda n.p. po 8 gramów; podobnież wodoru po 1,008 gramów; węgla po 3 gramy, i t. p. dla wszystkich innych pierwiastków, odpowiednio do wyników analiz chemicznych. Doświadczenie okazało, że z porcyi takich można utworzyć bez reszty każdy związek chemiczny, łącząc je po jednej, albo po kilka. Porcyje te można widocznie tak dobrać, żeby nigdy nie zachodziła potrzeba dzielenia której z nich na części.

Oznaczmy masę jednej porcyi pierwszego pierwiastka przez  $M_1$ , drugiego przez  $M_2$ ... i t. d. Prawo stosunków wielokrotnych orzeka, że skład każdego związku chemicznego może być wyrażony wzorem stosunkowym:

$$C[n_1 M_1 : n_2 M_2 : n_3 M_3 \dots],$$

w którym  $C$  jest dowolną liczbą,  $n_1, n_2, n_3$ ... zaś oznaczają liczby całkowite.

O ile można wnosić z najdokładniejszych analiz, jakie dziś posiadamy, obadwa wyłożone tu prawa są zupełnie ściśle i dokładne.

**91. ATOMISTYKA W CHEMII.** Zasadnicze prawa związków chemicznych, przedstawione w poprzedzającym ustępie, wykryte i stwierdzone przez doświadczenie, dają się wytłumaczyć w nader prosty sposób na zasadzie hipotezy atomów. Zastosowanie tej hipotezy do zjawisk chemicznych zawdzięczamy Daltonowi (1808). W istocie dość jest w tym celu przyjąć: 1) że istnieje tyle różnych rodzajów atomów, ile jest pierwiastków; 2) że atomy każdego pierwiastka mają dokładnie jednakowe masy (ciężary); 3) że atomy mają własność łączenia się z sobą w gromady, zwane cząsteczkami (drobinami, albo molekułami), przyczem każdy atom wstępuje w cząsteczkę jako całość, nie rozpada się na części; 4) że od ustroju cząsteczki, t. j. od rodzaju, liczby i sposobu połączenia znajdujących się w niej atomów zależy chemiczna natura związku. Widoczną jest rzeczą, że przy-



puszczenia te zdają w zupełności sprawę zarówno z prawa stosunków stałych, jak wielokrotnych, albowiem skład jakiegokolwiek związku, wyrażony przez liczby stosunkowe, musi być równy składowi jego cząsteczek.

**92. PRAWA GAY-LUSSAC'A I AVOGADRY.** Ile waży pojedynczy atom któregokolwiek pierwiastka, tego nie można żadną miarą dowiedzieć się z wyników analiz chemicznych. Natomiast można żądać odpowiedzi na pytanie: jakie są stosunki mas, albo ciężarów, atomów różnych pierwiastków? Skoro, według prawa stosunków wielokrotnych, skład każdego związku można wyrazić wzorem:

$$C(n_1 M_1 : n_2 M_2 \dots)$$

zdawałoby się najprostszą rzeczą przyjąć, że ciężary atomów różnych pierwiastków mają się jak liczby  $M_1 : M_2 : M_3 \dots$  t. j. jak te masy różnych pierwiastków, z których można utworzyć bez reszty każdy związek chemiczny; liczby całkowite  $n_1, n_2 \dots$  wskazywałyby wówczas, ile atomów pierwiastka pierwszego, drugiego... i t. d. wchodzi w skład cząsteczki związku. Przypuszczenie tego rodzaju byłoby jednak zupełnie dowolne; wszakże zamiast masy  $M$ , możnaby wziąć jej połowę, albo trzecią część, zamiast  $n$ , liczbę dwa albo trzy razy większą — nie zmieniłoby to wcale wzoru wyrażającego skład, zmieniłoby natomiast szukany ciężar atomów. Na zasadzie prawa stosunków wielokrotnych można tylko wnioskować, że liczby  $M_1, M_2 \dots$  zostają względem ciężarów atomowych w stosunkach dających się wyrazić przez liczby całkowite.

Do poznania rzeczywistych wartości ciężarów atomowych, względnych, chemia dochodzi inną drogą, pośrednią; naprzód wyznacza się stosunki ciężarów cząsteczek różnych pierwiastków i związków. Można to uczynić w tych przypadkach, gdy ciało badane jest gazem, albo daje się zamienić na gaz lub parę. W r. 1809 Gay-Lussac ogłosił spostrzeżenie, że ilekroć ciała gazowe łączą się chemicznie, objętości ich wstępujące w związek, odmierzone w tej samej temperaturze i pod ciśnieniami jednakowemi, mają się do siebie jak liczby całkowite (wyrażają się przez stosunek wymierny). Jeżeli związek utworzony jest również gazem lub parą, wówczas objętość jego (mierzona w tych samych warunkach) zostaje również w stosunku wymiernym do objętości składników. Wiadomo n.p., że 1 litr wo-

doru łączy się z 1 litrem chloru, tworząc 2 litry gazu chlorowodorowego; 2 litry wodoru z 1 litrem tlenu dają 2 litry pary wodnej; w skład 2 litrów amoniaku wchodzi 3 litry wodoru i litr azotu i t. p.

Jeżeli zważymy, że cząsteczki związków chemicznych tworzą się przez połączenie pojedynczych atomów (lub cząsteczek) składników, natenczas z powyższego prawa Gay-Lussac'a wynika koniecznie, że w równych objętościach rozmaitych ciał gazowych znajdują się wymierne względem siebie liczby cząsteczek. Ze wszystkich przypuszczeń, jakie można uczynić pod względem stosunków tych liczb, najwięcej prawdopodobieństwa ma za sobą to, że równe objętości wszelkich gazów i par jednorodnych (pierwiastków lub związków), odmierzony w tej samej temperaturze, pod jednakowemi ciśnieniami, zawierają jednakowe liczby cząsteczek. Za słusznością tego przypuszczenia przemawia przede wszystkim wielkie podobieństwo własności fizycznych różnych gazów, mianowicie jednakowe prawo ściśliwości, ten sam dla wszystkich współczynnik rozszerzalności. Prawo właśnie wypowiedziane postawił Avogadro (1811 r.) jako domysł, jako najprostsze przypuszczenie. Obecnie stanowi ono podwalinę teorii związków chemicznych, tem pewniejszą, że, jak niebawem obaczymy, do tego samego prawa prowadzi teoria kinetyczna gazów (ust. 103).

Na podstawie prawa Avogadry znajdujemy natychmiast stosunkowe ciężary cząsteczek. Skoro jednostka objętości każdego gazu lub pary zawiera tę samą liczbę cząsteczek (w założeniu równych ciśnień i temperatur), przeto ciężary pojedynczych cząsteczek mają się do siebie jak ciężary jednostek objętości, t. j. jak gęstości odpowiednich gazów lub par (ust. 15, e).

Są przykłady, że gęstość pary związku, albo i pierwiastka (siarka), względna, w porównaniu z gęstością wodoru albo powietrza, zmienia się wraz z temperaturą, w której ją wyznaczono i to tak znacznie, że zmienności tej nie można kłaść na karb niedoskonałości praw gazowych. Gęstości tego rodzaju (anomalne) wytłumaczono w zupełności objawem dysocjacji gazowej (ust. 87), rozpadaniem się cząsteczek bardziej złożonych na prostsze, albo naodwrot — łączeniem się prostszych w bardziej złożone.



93. CIĘŻARY CZĄSTECZKOWE I ATOMOWE. Z porównania praw Avogadry i Gay-Lussaca wynika zarazem, że nawet cząsteczki pierwiastków, w stanie gazu lub pary, nie bywają pojedynczymi atomami, lecz stanowią grupy atomów połączonych z sobą. Wspomnieliśmy wyżej, że litr wodoru łączy się z litrem chloru na 2 litry chlorowodoru. Jeden litr tego związku zawiera tyle cząsteczek, ile ich było w litrze wodoru lub chloru; tyleż zawiera drugi litr. Wnosimy stąd, że każda cząsteczka wodoru i każda cząsteczka chloru rozpadły się podczas reakcyi na dwie części równe. Trzeba więc przyjąć, że cząsteczka wolnego wodoru składa się co najmniej z dwu atomów, a w każdym razie z liczby parzystej. W wielkiej liczbie poznanych dotąd związków wodorowych, nie dostrzeżono nigdy rozpadania się cząsteczki wodoru na więcej jak dwie części. Przyjmuje się przeto, że ciężar atomu wodoru jest równy połowie ciężaru cząsteczki. Jeżeli oznaczymy atom wodoru znakiem  $H$ , wówczas cząsteczkę tego gazu wypadnie oznaczyć przez  $H_2$ . Podobnie przyjmuje się, że cząsteczka tlenu składa się z dwu atomów ( $O_2$ ). Są jednak pierwiastki o cząsteczkach jedno — albo więcej niż dwuatomowych (rtęć =  $Hg$ , siarka  $S_2$ , albo  $S_6$  i t. d.).

W obliczeniach ciężarów cząsteczek i atomów przyjmowano do niedawna ciężar atomu wodoru za jednostkę. Atom tlenu, zważony tą jednostką, ważyłby 15,879, cząsteczka tlenu miałaby ciężar = 31,758. Ponieważ analizy związków tlenowych zdarzają się częściej, a są dokładniejsze niż wodorowych, przeto umówiono się obecnie wyrażać ciężar atomowy tlenu okrągłą liczbą 16; atom wodoru waży wtedy 1,008. Jeżeli tedy gaz jaki (albo para) jest  $\delta$  razy gęstszy od wodoru, wówczas cząsteczka jego waży tyleż razy więcej, aniżeli cząsteczka wodoru. Ciężar jego cząsteczkowy będzie zatem  $2,016 \cdot \delta$ .

Wyznaczywszy w ten sposób ciężary cząsteczkowe wielkiej liczby związków gazowych, różnych pierwiastków, możemy następnie określić ciężary atomowe pierwiastków. Cząsteczka może zawierać jeden atom pewnego pierwiastka, albo dwa, trzy lub więcej; w każdym razie liczbę całkowitą. Najmniejsza ilość pewnego pierwiastka, jaką spotyka się w ciężarach cząsteczkowych jego związków, albo najmniejsza różnica ilości jego w cząsteczkach różnych jego związków, będzie prawdopodobnie ciężarem jednego atomu.

Oczywistą jest rzeczą, że ciężary atomowe pierwiastków, wyznaczone w powyższy sposób, na zasadzie ciężarów cząstecz-

kowych, nie mogą być zupełnie pewne, albowiem każda liczba 2, 3, 4... razy mniejsza mogłaby równem prawem być uważaną jako ciężar atomu; i to jest również tylko domysłem, że cząsteczka wodoru składa się z 2, a nie z 4, lub 8 atomów. Są jednak inne powody, przemawiające za prawdziwością liczb przyjętych obecnie jako ciężary atomowe (prawo Dulonga i Petita, ust. 24; isomorfizm, t. j. jednakowe postaci kryształów ciał, mających podobną budowę cząsteczek). Najważniejszym z tych powodów jest zależność chemicznych i fizycznych własności pierwiastków od wartości ciężarów atomowych, której wyrazem jest t. zw. układ peryodyczny pierwiastków (o czem niżej).

## TABLICA

PIERWIASTKÓW, ICH ZNAKÓW I CIĘŻARÓW ATOMOWYCH.

(0 = 16,000).

Antymon, <i>Sb</i>	120,2	Iterb, <i>Yb</i> . . .	173,0	Rod, <i>Rh</i> . . .	103,0
Argon, <i>A</i> . . .	39,9	Itr, <i>Y</i> . . . . .	89,0	Rtęć, <i>Hg</i> . . .	200,0
Arsen, <i>As</i> . . .	75,0	Jod, <i>J</i> . . . . .	126,97	Rubid, <i>Rb</i> . . .	85,5
Azot, <i>N</i> . . . .	14,04	Kadm, <i>Cd</i> . . .	112,4	Ruten, <i>Ru</i> . . .	101,7
Bar, <i>Ba</i> . . . .	137,4	Kobalt, <i>Co</i> . .	59,0	Samar, <i>Sa</i> . . .	150,3
Beryl, <i>Be</i> . . .	9,1	Krypton, <i>Kr</i> . .	81,8	Selen, <i>Se</i> . . .	79,2
Bismut, <i>Bi</i> . .	208,5	Krzem, <i>Si</i> . . .	28,4	Siarka, <i>S</i> . . .	32,06
Bor, <i>B</i> . . . . .	11	Ksenon, <i>X</i> . . .	128	Sód, <i>Na</i> . . . .	23,05
Brom, <i>Br</i> . . .	79,96	Lantan, <i>La</i> . .	138,9	Skand, <i>Sc</i> . . .	44,1
Cer, <i>Ce</i> . . . . .	140,25	Lit, <i>Li</i> . . . . .	7,03	Srebro, <i>Ag</i> . .	107,93
Cez, <i>Cs</i> . . . . .	132,9	Magnez, <i>Mg</i> . .	24,36	Stront, <i>Sr</i> . . .	87,6
Chlor, <i>Cl</i> . . .	35,45	Mangan, <i>Mn</i> . .	55,0	Tal, <i>Tl</i> . . . . .	204,1
Chrom, <i>Cr</i> . . .	52,1	Molibden, <i>Mo</i> .	96,0	Tantal, <i>Ta</i> . . .	183
Cyna, <i>Sn</i> . . . .	119,0	Miedź, <i>Cu</i> . . .	63,6	Tellur, <i>Te</i> . . .	127,6
Cynk, <i>Zn</i> . . . .	65,4	Neodym (?), <i>Nd</i>	143,6	Tlen, <i>O</i> . . . . .	16,00
Cyrkon, <i>Zr</i> . . .	90,6	Neon, <i>Ne</i> . . . .	20	Tor, <i>Th</i> . . . . .	232,5
Erb (?), <i>Er</i> . . .	166	Nikiel, <i>Ni</i> . . . .	58,7	Tytan, <i>Ti</i> . . . .	48,1
Fluor, <i>F</i> . . . . .	19,0	Niob, <i>Nb</i> . . . .	94	Uran, <i>U</i> . . . . .	238,5
Fosfor, <i>P</i> . . . .	31,0	Ołów, <i>Pb</i> . . . .	206,9	Wanad, <i>V</i> . . . .	51,2
Gal, <i>Ga</i> . . . . .	70	Osm, <i>Os</i> . . . . .	191	Wapń, <i>Ca</i> . . . .	40,1
German, <i>Ge</i> . . .	72,5	Pallad, <i>Pd</i> . . . .	106,5	Węgiel, <i>C</i> . . . .	12,00
Glin, <i>Al</i> . . . . .	27,1	Platyna, <i>Pt</i> . . .	194,8	Wodór, <i>H</i> . . . .	1,008
Hel, <i>He</i> . . . . .	4	Potas, <i>K</i> . . . . .	39,15	Wolfram, <i>W</i> . . .	184,0
Ind, <i>In</i> . . . . .	115	Praseodym (?) <i>Pr</i>	140,5	Złoto, <i>Au</i> . . . .	197,2
Iryd, <i>Ir</i> . . . . .	193,0	Rad, <i>Ra</i> . . . . .	225	Żelazo, <i>Fe</i> . . .	55,9



**WARTOŚCIOWOŚĆ. RÓWNOWAŻNIKI CHEMICZNE.** Łączenie się atomów, czy to jednakowych, czy różnych, w cząsteczki, tłumaczy się zwyczajnie działaniem sił przyciągających, które one wzajemnie na siebie wywierają. Siły te objawiają się widocznie tylko wtenczas, gdy atomy zbliżą się ku sobie na odległość niezmiernie małą — reakcje chemiczne zachodzą bowiem tylko między ciałami będącymi w bezpośrednim zetknięciu, albo zmieszanemi z sobą.

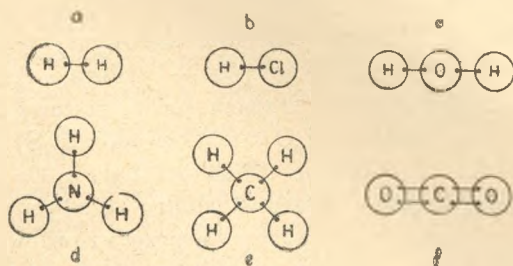


Fig. 69.

Rozważając budowę cząsteczek rozlicznych związków chemicznych dochodzi się jednakowoż do przekonania, że zakres działania tych sił jest w pewnym względzie ograniczony. Atom nie może skupić dokoła siebie dowolnej liczby atomów. Cząsteczki tworzą się tak, jak gdyby każdy atom był wyposażony pewną liczbą biegunów, z których każdy może łączyć się tylko z jednym takimże biegunem innego atomu. Tę liczbę biegunów zwiemy wartościowością atomu. Tak n.p. atom wodoru jest jednowartościowy; wskutek tego może on połączyć z drugim atomem wodoru, tworząc cząsteczkę wodoru  $H_2$ ; fig. 69, a\*), albo z jednym atomem chloru, również jednowartościowym ( $HCl$ , chlorowódor, fig. 69, b). Dwuwartościowy atom tlenu posiada dwa bieguny, na których może przyłączyć po jednym atomie wodoru ( $H_2O$ , woda). Czterowartościowy węgiel łączy się z czterema atomami wodoru ( $CH_4$ , gaz błotny), albo z dwoma atomami dwuwartościowego tlenu ( $CO_2$ , bezwodnik węglowy, fig. 69, f) i t. p.

Wartościowość nie jest jednak niezmienną własnością pierwiastków; ten sam pierwiastek może okazywać w różnych grupach związków, różną liczbę biegunów; n.p. chlor bywa jedno-trój-pięć lub siedmiowartościowy. Zmiana liczby biegunów objawia się częstokroć

\*) Rysunków tych nie należy uważać za prawdziwe obrazy cząsteczek, lecz za symbole, służące do uzmysłowienia ich budowy.

w zupełnie odmiennych cechach chemicznych związków utworzonych; w tym względzie zachodzą różnice tak znaczne, jak gdyby związki te pochodziły od różnych pierwiastków.

Stanowisko atomu, albo grupy atomów, w cząsteczce jest zawisłe od liczby biegunów chemicznych, za pośrednictwem których atom uważany jest skojarzony z pozostałymi. Stąd wynika, że atom jednego pierwiastka można zastąpić w cząsteczce atomem innego, bez naruszenia jej całości, jeżeli nowy atom (lub grupa atomów) posiada tę samą liczbę biegunów. Atomy takie nazywamy równoważnymi. Atom n.p. chloru (t. j. 35,45 jednostek wagowych) jest równoważny atomowi — 1,008 jednostek wagowych — wodoru. Atom tlenu, wazący 16,00, możnaby zastąpić atomem siarki, również dwuwartościowym (porównaj n.p. woda =  $H_2O$  i siarkowodór  $H_2S$ ) albo też dwoma atomami wodoru lub chloru. Wskutek tego 1,008 jednostek wagowych wodoru, albo 35,45 jednostek chloru są równoważne  $16/2 = 8$  jednostkom tlenu; liczbę tę 8 nazywa się przeto równoważnikiem tlenu ze względu na wodór.

Równoważnik chemiczny pewnego pierwiastka, związku, albo nawet pewnej grupy atomów, jest to ta ilość jego, na wagę, która równoważy, pod względem zdolności zawierania związków chemicznych, jednostkę wagową wodoru. Widocznem jest, że równoważnik równa się ilorazowi z ciężaru atomowego, lub cząsteczkowego, przez wartościowość uważanego pierwiastka lub związku.

**94. UKŁAD PERYODYCZNY PIERWIASTKÓW. EWOLUCYA MATERII.** Przypuszczenie, jakoby w przyrodzie istniało kilkadziesiąt gatunków atomów, o różnych, a niezależnych od siebie właściwościach, przyjmowano od początku z pewną niechęcią. Wcześniej po wskrzeszeniu atomistyki, zaczęły pojawiać się hipotezy (Prout 1815, Kelvin 1867) głoszące jedność materii, utrzymujące, że atomy wszystkich pierwiastków zbudowane są z tej samej pramaterii, a różnią się rozmaitym układem, albo ruchami, swych części składowych. Do utrwalenia poglądu, że i atomy mają właściwą sobie strukturę, osnutą prawdopodobnie z jednej pramaterii, przyczyniło się w znacznym stopniu odkrycie rosyjskiego uczonego Mendelejewa, który dostrzegł (1869) wybitne podobieństwa w szeregu pierwiastków, podobieństwa zależne od ciężaru atomowego, a powtarzające się peryodycznie. Wypiszmy mianowicie szereg pierwiastków (z wyłączeniem wodoru) uporządkowany według rosnących ciężarów atomowych. Dostrzeżemy, że co kilka, czy kilkanaście miejsc spotyka się w tym sze-



regu pierwiastki, pod tym lub owym względem podobne do siebie. Słowem, cały szereg można podzielić na t. zw. peryody, albo okresy, zawierające, na odpowiadających sobie miejscach, podobne do siebie pierwiastki. Pierwsze dwa okresy mają po 8, dalsze po 18 miejsc; niektóre miejsca, puste, będą zapewne w przyszłości wypełnione przez nowe odkrycia, jak się to już kilkakrotnie sprawdziło.

Najlepiej uwydatniają się pokrewieństwa odpowiadających sobie miejsc, jeśli podpiszemy okresy jeden pod drugim (patrz załączona tablica); w kolumnach pionowych znajdziemy wówczas pierwiastki należące do tych samych gromad. Peryodycznie wracające podobieństwo przejawia się zarówno we własnościach chemicznych (wartościowość, budowa związków) jak i niektórych fizycznych. Tak n.p. na początku i na końcu każdego okresu znajdujemy pierwiastki lekkie i łatwo topliwe; środki zajmują ciała ciężkie, o wysokim punkcie topliwości; metale magnetyczne, żelazo, nikiel, kobalt, znalazły się również razem, w gromadzie VIII i t. p.

Nowy a doniosły postęp w teorii materii i pierwiastków zaczyna się od niedawnych epokowych badań Curie-Skłodowskiej i Curiego, którym zawdzięczamy odkrycie pierwiastków promieniotwórczych: polonu i radu. Ciała te, a liczba ich zwiększyła się dziś przez nowe odkrycia, mają wyraźne cechy pierwiastków, ale trwałość ograniczoną. Ulegają one stopniowo przemianie na inne ciała, prostsze, wśród objawów elektrycznych (o czem obszerniej w tomie III) i to w sposób całkiem samodzielnym, t. j. tak, iż żadne wpływy zewnętrzne, fizyczne czy chemiczne, nie są zdolne przemian tych ani przyspieszyć, ani powstrzymać. Że atomy są strukturami złożonymi, za tem przemawiała już bardzo wyraźnie peryodyczność widoczna w szeregu pierwiastków. Nowe te odkrycia zdają się wskazywać, że struktury te są w dodatku nietrwałe. Przemiany ciał promieniotwórczych odbywają się tak, jak gdyby atom danego pierwiastka rozpryskał się nagle na kilka części prostszych. Niektóre z tych części ulegają dalszemu rozpekaniu się, dopóki nie zdarzy się struktura trwalsza, która przetrwa już miliony wieków. Tak n.p. rad, pierwiastek o określonych własnościach chemicznych, zajmujący wybitne miejsce w układzie peryodycznym, w okresie siódmym, zamienia się (co prawda w niezważonych dotychczas ilościach) na ciało podobne do gazu, emanację, która, z kolei, przeobraża się na hel.





Metodą, stale w fizyce stosowaną, a zupełnie uprawnioną, jest uogólnianie, generalizacya. Niema własności, któraby przysługiwała jednemu wyłącznie rodzajowi materji, a nie była zarazem, bodaj w śladach, udziałem wszystkich innych. Po odkryciu promieniotwórczości nie wolno już utrzymywać, jakoby inne, zdawna znane pierwiastki, były bezwzględnie własności tej pozbawione, a zarazem wiecznietrwałe. Otwierają się tedy w nauce nowe, nieobliczonej doniosłości teorye, których przyjsście należało w tem miejscu bodaj zaznaczyć. Wyrazem ich ogólnym jest „ewolucya materji”, przeobrażanie się atomów. przez rozliczne fazy, przemijające szybko, albo bardzo trwałe — ku nieznanemu końcowi.

95. ATOMISTYKA W FIZYCE. CIEPŁO I TEMPERATURA. Niezależnie od chemii, w której hipoteza atomów okazała się nieocenionym środkiem pomocniczym do przedstawienia niezliczonej ilości faktów, z jednego punktu widzenia, fizyka doszła odmiennymi drogami do poglądów zupełnie zgodnych z atomistyką chemiczną. Wspomnieliśmy już w ust. 89 jak dalece przypuszczenie, że materja nie jest ciągłą, lecz składa się z oddzielnych, jakkolwiek niedostrzegalnie małych cząsteczek, ułatwia zrozumienie najprostszych zjawisk fizycznych, jak ściśliwość ciał, dyfuzję, parowanie i t. p. Rozważanie zjawisk fizycznych prowadzi nadto do ważnego uzupełnienia poglądów atomistycznych. O ile bowiem chemia dąży w pierwszym rzędzie do wytłumaczenia wewnętrznej budowy materji, a tyle znowu rzeczą fizyki jest wyjaśnić istotę energii wewnętrznej.

Dowiedzieliśmy się w termodynamice, że ciała mogą przyjmować w siebie energię, zaczerpniętą z otoczenia w postaci pracy lub ciepła. Nie troszczyliśmy się dotąd o tę energię, przeciwnie, staraliśmy się wyrugować ją z rachunków termodynamicznych stosując przemiany zamknięte. Fizyka molekularna natomiast powinna nam wytłumaczyć, w jakiej postaci energia ta zawiera się w ciałach?

Wyobraźmy sobie ciało poruszające się ze znaczną prędkością; przypuśćmy, że ono uderza się o niesprężystą zaporę. Wiadomo, że energia kinetyczna zostaje wówczas zniszczoną, a jednocześnie ciało ogrzewa się, zupełnie tak samo, jak gdyby otrzymało ciepło z zewnątrz, w ilości dokładnie równoważnej energii kinetycznej utraconej. Wziąwszy na uwagę, że ciało składa się z niezliczonych drobnych cząsteczek, dojdziemy łatwo do przed-

stawienia sobie tego zjawiska w sposób następujący. Wstrząśnienie wywołane uderzeniem udzieliło się wszystkim cząstkom ciała i wprowadziło je w ruch bezładny. Energia kinetyczna ciała nie została naprawdę zniszczoną; ona istnieje nadal, jako energia kinetyczna, lecz rozprószyła się między cząstkami ciała. Po uderzeniu ciało wydaje się nam nieruchomem; w rzeczywistości jest ono pełne ruchu, lecz cząsteczki poruszają się na wszystkie strony, potracając się wzajemnie, zmieniając co chwila kierunek biegu, bez wszelkiego ładu i porządku. Ruchy te odbywają się wogóle w bardzo małym zakresie, wskutek gęstego nagromadzenia cząsteczek. Z tego powodu są niedostrzegalne dla oka; odczuwamy je jednak zmysłem ciepła, albowiem przy dotknięciu one drażnią zakończenia naszych nerwów dotyku. Ciepło jest energią wewnętrznego, bezładnego ruchu cząsteczek. Ciała mają tem wyższą temperaturę, im większą wartość posiada przeciętna energia kinetyczna ruchu molekurnego. Zamiana energii dynamicznej na ciepło, jest to zamiana prawidłowego ruchu większych mas (ruchu molarnego) na bezładny ruch cząsteczek (ruch molekularny).

W twierdzeniach tych zawarte są poglądy, które stanowiły od początku XIX-go wieku nić przewodnią w rozwoju nauki o ciepłe, a zarazem wywarły wpływ niemały i na inne działy fizyki. Hipoteza, że ciepło polega na ruchu najdrobniejszych cząsteczek materji, rozwijała się w ścisłej łączności z termodynamiką i z zasadą zachowania energii. Nie należy jednak spuszczać z uwagi różnicy, jaka zachodzi w uzasadnieniu tych teorii. Zasada zachowania energii i termodynamika opierają się wyłącznie na doświadczeniu, na ścisłych pomiarach; opisują tylko zjawiska, a nie dążą do ich wytłumaczenia. Teorya atomistyczna i ruchowa materji i ciepła stanowi ważne dopełnienie tamtych teorii, posiada jednak mniejszy od nich stopień pewności, albowiem jest tylko hipotezą.

Przewodzenie ciepła tłumaczy się w sposób bardzo prosty na podstawie teorii ruchowej ciepła. W ciele gorącym ruchy cząsteczek są szybkie i gwałtowne. Jeżeli do ciała gorącego przyłożone jest inne ciało, zimne, ruch molekularny pierwszego udzieli się stopniowo cząsteczkom drugiego, wskutek nieustannych spotkań i uderzeń wzajemnych. Przewodzenie ciepła polega tedy na wyrównywaniu się energii ukrytych ruchów cząsteczkowych. Cząsteczki poruszające się szybko, tracą część



prędkości swojej, a podniecają do szybszego ruchu cząsteczki powolne, t. j. zimne.

**96. ROZPRASZANIE SIĘ ENERGII.** Najważniejszą cechą ruchu molekularnego jest zupełny, doskonały brak ładu. Nie trudno zrozumieć, że w gęstym zbiorowisku cząsteczek, podnieconych do ruchu przez ciepło udzielone ciału, t. j. przez ruch wewnętrzny innego ciała, nie może być mowy o jakiegokolwiek prawidłowości. Gdyby cząsteczki poruszały się nawet przypadkiem w pewien uporządkowany sposób (dajmy na to, naprzemian ku sobie i od siebie), porządek ten uległby natychmiast zepsuciu, wskutek niezmiernie licznych i częstych spotkań i uderzeń między cząsteczkami. Uwaga ta oświeśla jasno różnicę między energią kinetyczną molarną (t. j. mas większych, widzialnych) a ciepłem. Pierwsza jest energią ruchu uporządkowanego, którym możemy dowolnie kierować, jeżeli chodzi o to, aby go zużytkować do wykonania jakiej użytecznej pracy. Gdybyśmy mogli zawiądnąć w podobny sposób ruchem wewnętrznym (cieplnym) jakiego ciała, wówczas wystarczyłoby obrócić prędkości wszystkich cząsteczek w jedną stronę, a zamienilibyśmy cały ruch wewnętrzny (ciepło) na energię kinetyczną całego ciała. Jak wiadomo prawo Carnota i zasada rozpraszania się energii przeczą możliwości takiej zamiany; przeciwnie, w przyrodzie istnieje ciągle dążenie do rozpraszania energii kinetycznej, w postaci ciepła. Znaczy to, że w każdym zjawisku rozpraszającym (uderzenie, tarcie i t. p.) część energii ruchu mas większych wymyka się z pod naszej władzy i przechodzi w beładny, a rozdrobniony ruch molekularny. Zamienić ciepło w energię kinetyczną, możemy wprawdzie sposobami sztucznymi, ale tylko w granicach zakreślonych przez drugą zasadę termodynamiki. Małą cząstkę ruchu doprowadzamy do ładu, kosztem większego jeszcze rozprószenia pozostałej reszty.

**97. SIŁY CZĄSTECZKOWE.** Nie dość jest obdarzyć cząsteczki materii ruchem, ażeby zdać sprawę z danych przez doświadczenie własności ciał; musimy nadto przyjąć, że cząsteczki działają na siebie wzajemnie siłami. Wiadomo n.p., że rozerwanie ciała stałego wymaga znacznej siły; że ciała sprężyste, odkształcone, wracają same do pierwotnej postaci: że kropelki rtęci lub wody przyjmują kształt kulisty; że klej przylega silnie do drzewa albo papieru i t. p. Objawy tego rodzaju świadczą, że materii nie można uważać jako luźne zbiorowisko cząsteczek, lecz że czas-

teczki te związane są pewnymi siłami; są to t. zw. siły cząsteczkowe, albo molekularne. Rzeczywiście, bez pomocy sił tego rodzaju nie możnaby zrozumieć, w jaki sposób materia może istnieć w kawałkach, albo częściach ograniczonych; na mocy ruchu cieplnego cząsteczki ciał stałych, albo ciekłych, musiałyby rozprószyć się (jak to czynią gazy, gdy stałe ściany nie zagrządzają im drogi).

Najważniejszą cechą sił cząsteczkowych jest to, że natężenie ich zmniejsza się niezmiernie szybko, gdy odległość wzajemna cząsteczek rośnie. Klej przyglnie do drzewa tylko wten czas, gdy oba te ciała wprowadzimy w bezpośrednie zetknięcie. W odległości milimetra, a nawet setnej lub tysięcznej części milimetra, nie dostrzegamy ich przyciągania się; zdaje się jednak, że już w odległości kilkunastu, albo kilkudziesięciu milionowych milimetra ( $\mu$ ) przyciąganie to staje się dostrzegalnym. Wiadomo również, że przyciąganie między atomami (powinowactwo chemiczne) działa dopiero wówczas, gdy ciała są zetknięte lub zmieszane.

Wyobraźmy sobie kulę zakreśloną dokoła cząsteczki, promieniem równym tej odległości malutkiej, w której działanie wzajemne między cząsteczkami staje się dostrzegalnym. Jest to t. zw. sfera działania cząsteczki. Potrzeba, żeby druga cząsteczka znajdowała się w obrębie tej sfery, aby działanie siły cząsteczkowej objawiło się wydatnie.

O sposobie i prawach działania sił cząsteczkowych wiemy bardzo niewiele. Naturalną wydaje się rzeczą przyjąć, że są to siły wzajemnego przyciągania się—świadczy o tem spójność materji, tudzież powinowactwo chemiczne. Że mimo to przyciąganie się cząsteczki wszelkiej materji nie zbiły się w jedną stałą bryłę, lecz tworzą ciała o rozmaitych stanach skupienia, to należy uważać jako skutek ruchu cieplnego. Podobnie planety stanowiące układ słoneczny nie spadają na słońce, pomimo wzajemnego ciężenia, gdyż chroni je od tego ruch jaki posiadają. Za właściwością tego poglądu przemawia znane zachowanie się materji w obec ciepła: w miarę wzrostu temperatury spójność słabnie; znaczy to, że odśrodkowe działanie wzmożonego ruchu cząsteczek otrzymuje przewagę nad siłami cząsteczkowymi. W stanie gazowym spójność znikła już prawie zupełnie.

Skoro się przyjęło istnienie sił cząsteczkowych, trzeba zarazem przypuścić, że energia wewnętrzna materji jest nie tylko kinetyczną (ruch cieplny, objawiający się jako temperatura ciał),



ale w części także energią potencjalną. Jeżeli więc dwie cząsteczki, między którymi działa siła przyciągająca, oddalą się od siebie, roztracone przez ruch molekularny, wówczas nagromadza się w nich zapas energii potencjalnej; przy ponownym zbliżeniu się energia ta zamienia się znowu na kinetyczną, t. j. na ciepło. Ciepło udzielone ciałom z zewnątrz nie zużywa się tedy wyłącznie na powiększenie energii kinetycznej ruchu cząsteczkowego, t. j. na podwyższenie temperatury, lecz, jeżeli jednocześnie zmienia się ustrój wewnętrzny ciała — rozmieszczenie cząsteczek lub atomów — energia dostarczona przyjmuje w części formę potencjalną. Niektóre rodzaje ciepła utajonego (energia chemiczna, ciepło parowania i t. p.), należy więc uważać jako energię potencjalną cząsteczek, albo atomów materji.

98. TEORYA KINETYCZNA MATERJI. Zapatrywania przedstawione wyżej stanowią t. zw. kinetyczną, albo ruchową teorię materji. Znamieniem jej jest to, że własności ciał, z pozoru statyczne, tłumaczy ruchem bezładnym, szybkim, a niedostrzegalnym, najdrobniejszych ich części. W zastosowaniu do gazów teoria ta doszła do wysokiego stopnia rozwoju; inne stany materji tłumaczy dotychczas tylko ogólnikowo.

a) Ciała stałe. Cząsteczki ciał stałych związane są silnie siłami cząsteczkowymi. Wskutek wielkiego zgęszczenia i silnego przyciągania się wzajemnego, mają one bardzo małą swobodę ruchu. Każda cząsteczka zajmuje w ciele miejsce stałe, lub co najwyżej porusza się, potrącana przez sąsiadki, w najbliższem otoczeniu swego położenia równowagi. Wyprowadzona z tego położenia siłą zewnętrzną, usiłuje doń powrócić, wskutek przyciągania innych cząsteczek (sprężystość); wyprowadzona zbyt daleko, znajduje sobie, przesuując się obok innych, nowe położenie równowagi (odkształcenie trwałe). W ruchu cieplnym cząsteczka, jako całość, przyjmuje słaby udział, z powodu wielkiego natłoku; ruch ten, jak się zdaje, ogranicza się przeważnie do składowych części cząsteczek, t. j. do atomów wewnątrz cząsteczki (por. prawo Dulonga i Petita, ust. 24).

b) Ciecze. Działaniem ciepła możemy energię kinetyczną ruchu cząsteczek powiększyć; ruch wewnętrzny otrzymuje stopniowo przewagę nad spójnością cząsteczek, ciało mięknie, a w końcu zamienia się na ciecz. W stanie ciekłym cząsteczki są już swobodnie ruchome; mogą zmieniać położenia swoje wewnątrz masy, ale pozostają ciągle w obrębie sfer działania innych

cząsteczek. Tem tłumaczy się brak sztywności w cieczech; ale spójność działa ciągle.

Wyjątkowe stanowisko mają cząsteczki znajdujące się na powierzchni. Od nich zależą objawy włoskowatości (rozdział X), tutaj odbywa się także parowanie cieczy. Łatwo sobie wyobrazić, że wśród żywo poruszającego się mrowiska cząsteczek powierzchniowych, niektóre mogą nabywać chwilowo tak znacznej prędkości, że ruchem swym zostają uniesione po za obręb sfer działania cząsteczek sąsiednich i wyrzucone na zewnątrz cieczy. Są to cząsteczki pary. Ciecz pozbywająca się tym sposobem cząsteczek obdarzonych największą energią kinetyczną, musi wskutek parowania ostygać. Cząsteczki pary zbierającej się nad cieczą, poruszają się również; wskutek tego ruchu niektóre z nich dostawać się będą napwrót w obręb sfer działania cząsteczek cieczy, zostaną przez nie zatrzymane i skroplone.

Cząsteczek takich będzie tem więcej, im liczniejsze są w ogóle cząsteczki pary, t. j. im gęstsza jest para. Przy pewnej gęstości, dostatecznie wielkiej, liczba cząsteczek powracających do cieczy dorówna liczbie odrywających się. W ten sposób teoria kinetyczna tłumaczy równowagę między cieczą, a jej parą nasyconą.

**99. TEORYA GAZÓW.** (D. Bernoulli, 1752; Clausius, 1857). W stanie gazu lub pary, związek wzajemny cząsteczek jest już prawie całkowicie zerwany. Odległości między cząsteczkami są tak znaczne, że one znajdują się niemal ciągle po za obrębem działania sił cząsteczkowych. Wyjątkowo tylko, jeżeli dwie cząsteczki zbliżą się ku sobie, uniesione ruchem cieplnym, na odległość równą co najmniej promieniowi sfery działania, siły te będą mogły wywierać wpływ na ich ruch. Cząsteczki gazów poruszają się zatem zupełnie swobodnie; przeto na mocy prawa bezwładności muszą poruszać się po liniach prostych, z prędkościami stałemi.

Ażeby uzmysłwić sobie ruch cieplny w gazach, możnaby porównać cząsteczki z rojem owadów, z których każdy leci na oślep, w linii prostej, dopóki spotkanie z innymi nie zniewoli go do zmiany kierunku ruchu. Zwróćmy w szczególności uwagę na jedną cząsteczkę *A* (fig. 70). Tor jej, uważany w przeciągu dłuższego czasu, składać się będzie z mnóstwa króciutkich odcinków prostych, tworzących linię wielokrotnie łamaną. Niektóre będą dłuższe, inne krótsze, zależnie od przypadkowych



spotkań z innymi cząsteczkami; średnią długość tych odcinków nazywamy drogą swobodną gazu. Jasną jest rzeczą, że droga swobodna będzie tem krótsza, im bardziej gaz jest zgęszczony (cząsteczki zbliżone), jako też im dłuższy jest promień sfer działania cząsteczek (ust. 105).

Pierwszą własnością gazów, z której teoria kinetyczna powinna zdać sprawę, jest dążenie tych ciał do zajmowania możliwie wielkiej objętości, do nieograniczonego rozszerzania się; na mocy tej własności każdy gaz, zgęszczony lub rzadki, posiada pewną określoną prężność (tom I, ust. 372). Własność ta tłumaczy się łatwo ruchem cieplnym cząsteczek. Prężność gazu, t. j. ciśnienie, jakie gaz wywiera na ściany naczynia, jest wynikiem ciągłego uderzania się cząsteczek o ściany. Jest to naprawdę szereg oddzielnych impulsów; one są jednak tak niezmiernie częste i gęste, że niepodobna ich odróżnić od ciągłego parcia, rozpostartego równomiernie na ścianach naczynia.



Fig. 70.

Przypuśćmy, że do naczynia danego wtłoczono podwójną ilość gazu, t. zn. że zdwojono liczbę cząsteczek. Widoczną jest rzeczą, że liczba uderzeń o ściany, przeto i prężność, podwoi się, jak tego wymaga prawo Boyle'go. Dawniej próbowano tłumaczyć prężność gazów wzajemnem odpychaniem się cząsteczek. Gdyby istotnie odpychanie się, a nie ruch cząsteczek, było przyczyną prężności, w takim razie nie mogłoby stosować się do gazów prawo Boylego. Wskutek zdwojenia gęstości gazu, a więc liczby cząsteczek odpychających, zarówno jak odpychanych, prężność powinna urosnąć co najmniej w czwórnasób, zamiast podwoić się, jak tego wymaga prawo Boyle'go.

Przypuśćmy, że naczynie zawierające gaz daje się połączyć (n.p. przez otwarcie kurka) z drugim naczyniem próżnem. W chwili gdy otworzymy połączenie, znajdować się będą wśród niezliczonych cząsteczek gazowych miliardy takich, które pędziły właśnie w stronę otworu. Cząsteczki te, nie spotykając teraz przeszkody, wpadną do drugiego naczynia; za nimi pójdą inne, a wkrótce potem gaz zajmować będzie równomiernie wnętrze obu naczyń. Gaz będzie obecnie rzadszy; jednakowoż cząsteczki w przelocie z pierwszego naczynia do drugiego, nie zmie-

niły oczywiście swej energii kinetycznej. Całkowity zapas energii kinetycznej cząsteczek, po rozszerzeniu się gazu, będzie ten sam, jak był pierwotnie; średnia temperatura całej masy nie ulega zmianie (prawo Joule'a, ust. 77). Gdyby prężność gazów pochodziła, choćby w części tylko, od wzajemnego odpychania się cząsteczek, gaz musiałby w tych warunkach w całości ogrzewać się, albowiem podczas rozszerzania się w próżni zachodziłaby zamiana energii potencjalnej na kinetyczną. Otóż ściślejsze doświadczenia Joule'a i Thomsona (ust. 78) wykazały, że w przeważnej liczbie gazów objawia się nawet lekkie oziębienie. Trzeba stąd wnioskować, że słabe i nieliczne oddziaływania między cząsteczkami (podczas spotkań) są siłami przyciągającymi, a nie odpychającymi, t. j. że nawet gazy posiadają spójność, aczkolwiek w nader małym stopniu.

**STATYSTYKA CZĄSTECZEK. PRAWO MAXWELLA.** Jeżeli gaz jest w spoczynku, t. j. nie posiada ruchu dostrzegalnego, wówczas cząsteczki jego posiadają prędkości rozłożone równomiernie we wszystkich możliwych kierunkach. Gdyby jeden kierunek prędkości przeważał wśród cząsteczek, znaczyłoby to, że gaz płynie w całości w tymże kierunku. Jednakowoż prędkości cząsteczek nie są jednakowe. One nie mogą być jednakowymi, albowiem cząsteczki spotykają się co chwila i potracają się wzajemnie, w najrozmaitsze sposoby; gdyby nawet w pewnej chwili istniała równość prędkości, musiałaby, już po pierwszych spotkaniach cząsteczek, ustąpić miejsca nierówności: w każdym spotkaniu zmienia się kierunek ruchu i prędkość cząsteczki.

Wśród tego chaosu musi jednakowoż istnieć pewna prawidłowość. Wiemy przecież z doświadczenia, że gaz zamknięty w naczyniu i zostawiony samemu sobie, nie zmienia, sam przez się, ani swej temperatury, ani równomiernego rozmieszczenia w naczyniu. Trzeba ztąd wnosić, że pomimo spotkań i pomimo zmieniających się prędkości cząsteczek, panuje jednak wśród tego ruchliwego roju pewien trwały ustrój; gdybyśmy mogli śledzić ruchy pojedynczych cząsteczek, obaczylibyśmy nieskończoną zmienność; całość przedstawia natomiast cechy ładu i trwałości, albowiem składa się z niesłychanie wielkiej liczby jednostek. Podobne cechy trwałości przedstawia n.p. kraj gęsto zaludniony. Ludzie umierają, inni rodzą się; ci są silni albo zdolni, owi słabi lub niezdolni i t. p. Zdawałoby się, że stan danego społeczeństwa powinien ulegać ciągłym, nie dającym się obliczyć zmianom, zależnym tylko od ślepego trafu. Wszelako, jeżeli odwrócimy uwagę od losu pojedynczych ludzi, a zbadamy wykazy statys-



tyczne z dłuższego szeregu lat, nie pytając o nazwiska osób, przekonamy się, że mimo ciągłych zmian, pewien stały procent ludności oddaje się rolnictwu, inna kategoria kupiectwu i t. p. Podobną metodę statystyczną teoria kinetyczna stosuje, od czasu J. C. Maxwella, do cząsteczek materii. Przypuśćmy, że wśród ogólnej liczby  $N$  cząsteczek zamkniętych w zbiorniku, pewien ułamek  $k$  tej liczby, a więc  $kN$  cząsteczek, posiadają prędkości zawarte między  $v$  a  $v + \Delta v$ , przy czem granice te są bardzo zbliżone, t. j.  $\Delta v$  jest bardzo małe. Cząsteczki te będą należały do wymienionej kategorii tak długo, dopóki nie uderzą się o inne cząsteczki, lub o ściany naczynia. Każde spotkanie wytrąca je z tej kategorii, ale natomiast inne cząsteczki mogą dostawać się do niej, również wskutek spotkań. Owóż, jeżeli stan gazu jest trwały, wówczas kadry uważanej kategorii (i każdej innej) powinny być wypełnione ciągle tą samą liczbą cząsteczek, chociaż nie będą to ciągle te same cząsteczki. Wyraziwszy matematycznie warunek, że liczba ubytków z pewnej kategorii powinna wyrównywać się jednoczesną liczbą przybytków, a nadto warunek, że w każdym spotkaniu się dwu cząsteczek, energia zostaje zachowana. Maxwell odkrył głośne prawo rozdziału prędkości wśród cząsteczek gazu. Ułamek  $k$  całkowitej liczby, obejmujący cząsteczki, mające prędkości zawarte w granicach  $v$  i  $v + \Delta v$  (bez względu na kierunek ruchu) wyraża się następującym wzorem:

$$k = \frac{4}{\alpha^3 \sqrt{\pi}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \cdot \Delta v.$$

W równaniu tem  $e$  oznacza zasadę logarytmów naturalnych (2,718...);  $\alpha$  zaś jest to prędkość, która trafia się najczęściej w danym układzie cząsteczek, od której przeto zależy temperatura gazu (albowiem  $k$  ma wartość największą, gdy  $v = \alpha$ ). Prędkości bardzo małe, jako też wiele większe od  $\alpha$ , zdarzają się bardzo rzadko, jak to okazuje powyższe równanie.

W dalszym ciągu będziemy używali innego rodzaju średniej prędkości cząsteczek. Pomyślmy, że zamiast różnych prędkości, wszystkie cząsteczki poruszają się jednakowo szybko, mianowicie z taką prędkością średnią  $V$ , żeby łączna ich energia kinetyczna ( $\frac{1}{2} m V^2 \cdot N$ ) była równa energii kinetycznej rzeczywistego układu. Można okazać, na podstawie równania wyrażającego prawo Maxwella, że  $V = \alpha \sqrt{\frac{3}{2}}$ . Kwadrat tej prędkości równa się widocznie średniej arytmetycznej kwadratów rzeczywistych prędkości wszystkich cząsteczek.

100. PRĘŻNOŚĆ. PRAWO DALTONA. W ustępie poprzedzającym wskazaliśmy już ogólnikowo, że ruch cieplny cząsteczek jest przyczyną prężności gazów. Rozważmy to dokładniej.

Wyobraźmy sobie wóz kolejowy, stojący na gładkim, poziomym torze. Przyłożmy do niego siłę stałą  $P$ , popychającą go naprzód, przez przeciąg jednostki czasu. Wiadomo (tom I, ust. 40), że ilość ruchu, (pęd, iloczyn z masy wozu i prędkości nabytej), który wóz w tym czasie uzyska, jest miarą siły działającej, na mocy równania  $Pt = mv$ , albo  $P \cdot 1 = mv$ , gdy  $t = 1$ . Można innym jeszcze sposobem wprowadzić wóz w ruch. Zamiast wytwarzać w nim ruch działaniem siły ciągłej, udzielimy mu gotowego już ruchu, wrzucając do wnętrza np. kule żelazne, którym nadaliśmy poprzednio prędkość w kierunku toru. Kule takie, z których każda posiada masę  $m$ , prędkość  $u$  w kierunku toru, wrzucone w liczbie  $n$ , przyniosą z sobą ilość ruchu  $= nmu$ . Działanie ich będzie równoważne z działaniem siły  $P = nmu$ , przez czas  $= 1$ . Należy jeszcze dodać, że podobny skutek byłby osiągnięty, gdyby człowiek, znajdujący się na wozie, wyrzucił z wozu  $n$  kul z prędkością  $u$  w stronę przeciwną: strata ilości ruchu skierowanego w stronę ujemną, znaczy tyleż, co zysk ruchu w stronę dodatną. Gdyby wóz był oparty o jaką zapórę i nie mógł się poruszać, działanie owych kul wrzuconych do wozu z rozpędem, lub wyrzuconych zeń w przeciwną stronę, objawiłoby się jako szereg nacisków statycznych na zapórę. W końcu, gdyby kule owe były bardzo małe, ale niesłychanie liczne i często trafiające, naciski owe złączyłyby się w jedno ciśnienie ustawiczne, którego nie możnaby odróżnić od ciśnienia istotnie ciągłego.

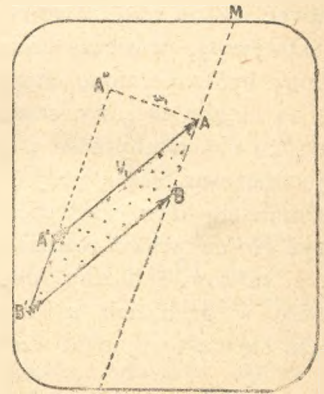


Fig. 71.

Przykład powyższy zawiera w sobie teorię prężności gazów. Weźmy pod uwagę gaz w spoczynku, w naczyniu jakiegokolwiek postaci (fig. 71). Przeprowadźmy, w myśli, płaszczyznę  $MN$ , dzielącą gaz na dwie części. Siła, jaką gaz znajdujący się po lewej stronie płaszczyzny prze na gaz po prawej stronie, mierzy się całkowitą ilością ruchu, przenoszoną w ciągu jednostki



czasu, z lewej strony na prawą, przez cząsteczki poruszające się. Miarą ciśnienia będzie całkowita ilość ruchu przenoszona w sekundzie przez jednostkę pola. Odmierzmy na płaszczyźnie  $MN$  jednostkę pola  $AB$ , n.p. 1 centym. kwadratowy. Obliczmy składową prostopadłą do tego pola ilości ruchu przenoszonej w sekundzie przez wszystkie kategorie cząsteczek. Będzie to ciśnienie wywarne na  $AB$ , w kierunku prostopadłym.

Weźmy naprzód pod uwagę tę kategorię cząsteczek, które posiadają prędkość równą  $V_1$ , albo niezmiernie mało od  $V_1$  różną, zawartą n.p. w granicach  $V_1$  i  $V_1 + \Delta V_1$ . Każda jednostka objętości gazu zawierać będzie takich cząsteczek liczbę  $n_1$ , a liczba ta będzie stałą, dopóki stan gazu nie ulegnie zmianie. Prędkość  $V_1$ , wyobraża na rysunku odcinek  $A'A$ . Jej składową  $A''A$  prostopadłą do  $AB$ , oznaczmy przez  $u_1$ ; przez  $v_1$  i  $w_1$  pozostałe składowe tejże prędkości w dwu kierunkach prostopadłych do siebie, a równoległych do  $AB$ . Te ostatnie składowe nie mają wpływu na przenoszenie ruchu przez  $AB$ . Całkowita prędkość oblicza się tak:  $V_1^2 = u_1^2 + v_1^2 + w_1^2$ . Widoczną jest rzeczą, że w ciągu jednostki czasu przebiegnie przez  $AB$  tyle cząsteczek (uważanej kategorii), ile ich się znajduje w obrębie ukośnego walca  $ABA'B'$ , mającego pole  $AB$  za podstawę,  $AB'' = u_1$  za wysokość. Objętość tego walca jest  $u_1$ , przeto liczba wybranych przez nas cząsteczek, które znajdują się w nim, jest  $n_1 u_1$ . Każda z cząsteczek uważanych przynosi przez  $AB$  ilość ruchu  $mu_1$ , mającego kierunek prostopadły do  $AB$ , ( $m$  oznacza masę cząsteczki gazu). Ogółem tedy cząsteczki uważanej kategorii przenoszą w ciągu jednostki czasu ilość ruchu  $n_1 u_1 \cdot mu_1 = mn_1 u_1^2$  prostopadłego do  $AB$ .

W gazie znajdują się jednak cząsteczki obdarzone innemi prędkościami, n.p.  $V_2$  w liczbie  $n_2$  w każdej jednostce objętości;  $V_3$  w liczbie  $n_3 \dots$  i t. d. Składowe ich oznaczmy odpowiednio przez  $u_2, v_2, w_2$ ;  $u_3, v_3, w_3 \dots$ . Ciśnienie  $p$  w kierunku prostopadłym do  $AB$  równa się sumie ilości ruchu przenoszonego przez cząsteczki wszelkiego rodzaju, zatem:

$$p = m (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 + \dots).$$

Na miejsce różnych prędkości  $V_1, V_2 \dots$  i t. d. wprowadzimy jedną prędkość średnią. Zważmy, że suma  $n_1 + n_2 + n_3 + \dots$  wyraża liczbę wszystkich cząsteczek w jednostce objętości gazu. Oznaczmy tę liczbę przez  $n$  i napiszmy

$$n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 + \dots = nu^2,$$

i podobnież

$$n_1 v_1^2 + n_2 v_2^2 + n_3 v_3^2 + \dots = nv^2,$$

$$n_1 w^2 + n_2 w_2^2 + n_3 w_3^2 + \dots = nw^2.$$

Wielkości  $u$ ,  $v$ ,  $w$  uważamy jako składowe prędkości średniej, którą oznaczymy przez  $V$ . Ażeby zrozumieć jej znaczenie pomnożmy powyższe trzy równania przez  $\frac{1}{2} m$  i dodajmy je do siebie; otrzymamy:

$$n_1 \cdot \frac{1}{2} m V_1^2 + n_2 \cdot \frac{1}{2} m V_2^2 + \dots = n \cdot \frac{1}{2} m V^2.$$

Lewa strona równania wyraża łączną energię kinetyczną wszystkich cząsteczek gazu. Prędkość nazwana średnią posiada zatem tę własność, że energia kinetyczna cząsteczek gazu nie zmieniałaby swej wartości, gdyby cząsteczki, zamiast rzeczywistych swych prędkości, miały wszystkie tę samą prędkość  $V$ .

Zważmy na koniec, że gaz jest w spoczynku, t. j. że ruchy cząsteczek odbywają się równomiernie we wszystkich kierunkach. Ponieważ żaden kierunek nie wyróżnia się przed innymi, przeto składowe średniej prędkości muszą być równe między sobą:  $u^2 = v^2 = w^2$ , zatem

$$V^2 = 3 u^2, \quad u^2 = \frac{1}{3} V^2.$$

Wzór na ciśnienie przyjmuje teraz postać  $p = mn u^2$ , albo

$$(1) \quad p = \frac{1}{3} nm V^2.$$

Wzór ten wyraża widocznie ciśnienie równe we wszystkich kierunkach, prostopadłe do pola uciskanego, a więc ciśnienie hydrostatyczne.

Nieznamy wprawdzie mas pojedynczych cząsteczek, ponieważ jednak iloczyn  $n \cdot m$  wyraża całkowitą masę gazu w jednostce objętości, a więc gęstość jego  $= d$ , przeto możemy wyrazić ciśnienie przez:

$$(2) \quad p = \frac{1}{3} d \cdot V^2.$$

Powyższe równanie (1) można otrzymać krótszą drogą, jeżeli się przyjmie z góry, że wszystkie cząsteczki poruszają się z jednakową (co do wielkości) prędkością  $V$ . Przypuśćmy, że gaz znajduje się



w naczyniu kształtu kostki o krawędzi 1 *cm*. Ciśnienie na ściany jest takie, jak gdyby w każdym z trzech kierunków, prostopadłych do każdej pary ścian równoległych, poruszała się tam i napowrót trzecia część  $\left(\frac{n}{3}\right)$  ogólnej liczby cząsteczek. Każda cząsteczka uderza więc o ścianę  $\frac{1}{2}V$  razy na sekundę. Każda ściana doznaje przeto na sekundę  $\frac{n}{3} \cdot \frac{V}{2}$  uderzeń. W każdym uderzeniu ściana udziela każdej cząsteczce ilości ruchu  $2mV$  (znosi bowiem  $mV$  i nadaje tyleż w stronę przeciwną). Ogółem tedy ilość ruchu nadana cząsteczkom, w ciągu 1 sekundy, przez 1 *cm*<sup>2</sup> ściany, wynosi:  $p = \frac{n}{3} \cdot \frac{V}{2} \cdot 2mV = \frac{1}{3}nmV^2$  (porówn. tom I, ust. 54).

W poprzedzającej teorii uważaliśmy ciśnienie gazów jako skutek jedynie ruchu cząsteczkowego, zaniedbaliśmy jednak zupełnie działanie sił między cząsteczkami, t. j. spójność gazów, o której zresztą wiemy, że jest bardzo mała. Nie uwzględniliśmy i tego, że cząsteczki, aczkolwiek niezmiernie małe, nie są jednak punktami, lecz posiadają rozmiary skończone, zaś ich sfery działania są jeszcze od nich większe. Wskutek pierwszego z tych działań ciśnienie rzeczywiste będzie cokolwiek większe od ciśnienia obliczonego według wzoru (1); drugie natomiast ma wpływ przeciwny. Uzasadniając równanie van der Waalsa (w ust. 54) okazaliśmy już, w jaki sposób wpływy te można wprowadzić w rachunek. Wskutek uproszczonych założeń poprzedzającej teorii równania nasze stosują się, ściśle biorąc, tylko do idealnych gazów doskonałych. Obok wymienionych powodów, jedną z dalszych przyczyn zboczenia gazów rzeczywistych od praw gazu doskonałego jest to, że, wskutek zgęszczenia gazu, cząsteczki mogą łączyć się trwale, po dwie, lub więcej, w cząsteczki zbiorowe, większe, które przy rozrzedzeniu gazu rozpadają się znowu na cząsteczki prostsze.

Prawo Daltona (tom I, ust. 184) wynika od razu z powyższej teorii ciśnienia gazów, skoro się przyjmie, że spójność, tudzież wpływ rozmiarów cząsteczek, można zaniedbać (inaczej mówiąc, że gaz zachowuje się jakby doskonały). Istotnie, jeżeli w naczyniu zmieszane są dwa gazy różne, wówczas cząsteczki każdego poruszają się tak, jak gdyby cząsteczek gazu drugiego wcale nie było. Stąd wynika, że ciśnienie mieszaniny jest sumą ciśnień, które gazy te wywierałyby oddzielnie.

101. OBLICZENIE PRĘDKOŚCI CZĄSTECZEK. Z równania (2) dowiedzionego w poprzedzającym ustępie, wypada:

$$V = \sqrt{\frac{3p}{d}}.$$

Na podstawie tego związku, w którym  $p$  i  $d$  znane są z doświadczenia, można obliczyć wartość bezwzględną średniej prędkości cząsteczek. Weźmy jako przykład wodór, w temperaturze topniejącego lodu ( $t = 0$ ;  $T = 273$ ). Pod ciśnieniem atmosfery ( $p = 101320$  dyn na  $cm^2$ ) gęstość tego gazu wynosi:  $d = 0,000089873$  gr/ $cm^3$ ; zatem

$$V = \sqrt{\frac{3 \times 1013200}{0,000089873}} = 183905 \text{ cm/sek.}$$

W podobny sposób obliczono prędkości cząsteczek innych gazów, podane w następującej tablicy \*):

#### ŚREDNIE PRĘDKOŚCI CZĄSTECZEK

w temperaturze 0° C, w m/sek.

Wodór . . . . .	1839		Tlen . . . . .	461
Para wodna . . . . .	613		Bezwodnik węglowy . . . . .	392
Azot. . . . .	493		Rtęć . . . . .	184

Pośrednie potwierdzenie teorii ruchu cząsteczkowego znajdujemy w zjawiskach wypływu gazów przez małe otwory w ścianach zbiorników. Różne gazy okazują prędkości wypływu odwrotnie proporcjonalne do pierwiastków z gęstości (tom I, ust. 285). Prawo to jest zupełnie zrozumiałe, skoro się zważy, iż prędkość wypływania jest proporcjonalna do średniej prędkości cząsteczek, która znowu w różnych gazach jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z gęstości.

\*) Z pomocą równania gazowego (ust. 15e) znajdziemy łatwo wzór ogólny:

$$V = 158 \sqrt{\frac{T}{\mu}} \text{ metrów na sek.}$$

w czem  $\mu$  oznacza ciężar cząsteczkowy (względny),  $T$  temperaturę bezwzgl.



102. KINETYCZNE OKREŚLENIE TEMPERATURY. Dwa ciała mają temperatury równe, gdy jedno nie udziela drugiemu, ani też nie odbiera ciepła. Wziąwszy to określenie doświadczalne za podstawę, należy rozważyć jakie ono ma znaczenie kinetyczne. Przypuśćmy, że ustrój molekularny dwu gazów jest nam znany (masy cząsteczek, ich prędkości i t. d.); pytamy, w jaki sposób można ocenić, czy temperatury ich są równe, lub nie. Zmieszajmy te gazy i rozważmy, czy cząsteczki jednego gazu, spotykając się z cząsteczkami drugiego, będą dzieliły się z niemi swoją energią kinetyczną, czy też nie. Ponieważ udzielanie ciepła jest udzielaniem energii kinetycznej, przeto, jeżeli się okaże, że każdy rodzaj cząsteczek zachowuje po zmieszaniu niezmienny zapas energii kinetycznej, będzie to dowodem, że temperatury tych gazów były jednakowe.

Otóż szczegółowe obliczenie wpływu, jaki cząsteczki jednego gazu wywierają, wskutek spotkań, na cząsteczki drugiego, prowadzi do wniosku, że każdy rodzaj cząsteczek zachowywać może swój zapas energii bez zmiany tylko wtenczas, gdy średnia energia kinetyczna, przypadająca na pojedynczą cząsteczkę jednego gazu, jest równa średniej energii kinetycznej cząsteczki drugiego. Gęstość gazów porównywanych, t. j. ilość zmieszanych cząsteczek, tudzież wielkość ich mas, nie mają w tym względzie znaczenia.

Wnosimy stąd, że gazy jednego rodzaju, lub różne, zgęszczone lub nie, mają temperatury jednakowe, jeżeli średnia energia kinetyczna jednej cząsteczki posiada w każdym z nich tę samą wartość. Temperatura zależy tylko od średniej energii kinetycznej cząsteczek. Warunek równości temperatur wyrażamy więc równaniem:

$$\frac{1}{2} m_1 V_1^2 = \frac{1}{2} m_2 V_2^2,$$

w którym  $m_1$  i  $m_2$  oznaczają masy cząsteczek dwu gazów,  $V_1$  i  $V_2$  ich średnie prędkości.

Teorya kinetyczna daje nam tylko kryterium równości temperatur. Ile zaś stopni ma gaz, którego cząsteczki poruszają się z pewną średnią prędkością  $V$ , tego teorya ta nie może nam powiedzieć, gdyż to zależy od wyboru skali termometrycznej. Wodór, którego cząsteczki poruszają się z prędkością 1839 metrów na sek. (ust. poprz.) posiada temperaturę  $0^\circ$ , jeżeli użyje-

my skali gazowej; na skali bezwzględnej ta sama temperatura oznaczy się liczbą 273°.

Z doświadczenia wiemy atoli (ust. 13, 83), że prężność gazów w stałej objętości (a więc przy stałej gęstości  $d$ ), zmienia się proporcjonalnie do temperatury bezwzględnej. Dopiero na zasadzie tej wiadomości wnosimy, w myśl równania (1) w ust. 100, że średnia energia kinetyczna  $\frac{1}{2} m V^2$  cząsteczki jakiegokolwiek gazu jest proporcjonalna do temperatury bezwzględnej. Stąd wynika zarazem, że prędkość średnia cząsteczek wzrasta przy ogrzewaniu gazu proporcjonalnie do pierwiastka z temperatury bezwzględnej.

Jeśli  $T$  oznacza temperaturę gazu na skali bezwzględnej, wówczas będzie dla jednej cząsteczki:

$$\frac{1}{2} m V^2 = \alpha T,$$

w czem  $\alpha$  oznacza stałą uniwersalną, tę samą dla wszelkich gazów \*).

Następująca uwaga jest ważną. Temperatura zależy od średniej energii kinetycznej cząsteczek. Wartość średnia jest tylko wtenczas określona i trwała, gdy liczba cząsteczek, z których ją obliczono, jest niezmiernie wielka. Gaz rozrzedzony do tego stopnia (gdyby to było możliwe), że w naczyniu skończonych rozmiarów znajduje się tylko kilkanaście lub kilkadziesiąt cząsteczek, nie posiadałby wcale określonej temperatury. Można mówić o średniej zamożności pojedynczego człowieka, jeżeli się oblicza tę średnią według majątku całego narodu; średnia zaś, obliczona z kilku przypadków, nie miałaby wartości statystycznej, byłaby zmienną, zależną od wyboru przykładów.

**103. PRAWO BOYLEGO, CHARLA I AVOGADRY.** Według równania (2) w ust. 100 mamy zawsze:  $p = \frac{1}{3} d V^2$ . Przypuśćmy, że gaz zostaje zgęszczony, w taki sposób, żeby temperatura nie zmieniała się. Średnia energia kinetyczna cząsteczek, a więc i  $V^2$ , będzie wówczas stałą. Równanie ostatnie orzeka, iż w tych warunkach prężność  $p$  zmienia się proporcjonalnie do gęstości gazu  $d$ ; ono wyraża tym sposobem prawo Boylego.

\*) Z danych ust. 107 wypada, jak obaczymy, jej wartość:

$$\alpha = \frac{1,5}{10^{16}}.$$



Według wzoru (1) w ust. 100 mamy:  $p = \frac{1}{3} nmV^2$ ; to odnosi się do jednostki objętości. Ponieważ, jak wiemy,  $mV^2$  zależy tylko od temperatury, a nie zależy od rodzaju, ani od gęstości gazu, przeto: jeżeli dwa gazy mają w pewnej temperaturze jednakowe prężności, to prężności ich będą równe w każdej temperaturze, byle objętość (a więc liczba  $n$ ) nie zmieniała się; innymi słowy, współczynniki rozszerzalności wszystkich gazów są jednakowe (prawo Charla). Że spólna wartość tych współczynników jest  $\frac{1}{273}$ , a nie jaka inna, to jest kwestyą wyboru skali temperatur.

Weźmy na koniec pod uwagę dwa gazy, mające objętości  $v_1, v_2$ ; ciśnienia oznaczmy przez  $p_1, p_2$ ; przez  $N_1, N_2$  liczby cząsteczek w tych objętościach. Na jednostkę objętości przypadają więc liczby  $n_1 = \frac{N_1}{v_1}, n_2 = \frac{N_2}{v_2}$ . Podstawivszy te wartości w równaniu (1) otrzymamy:

$$p_1 v_1 = \frac{1}{3} N_1 m_1 V_1^2,$$

$$p_2 v_2 = \frac{1}{3} N_2 m_2 V_2^2.$$

Przypuśćmy, że objętości i ciśnienia tych gazów są równe:  $p_1 = p_2, v_1 = v_2$ ; tudzież, że temperatury są jednakowe, t. j.  $m_1 V_1^2 = m_2 V_2^2$  (ust. poprz.). Z równań ostatnich wypada wtenczas związek

$$N_1 = N_2,$$

wyrażający prawo Avogadry (ust. 92): równe objętości wszystkich gazów, uważane w jednakowych stanach, co do temperatury i ciśnienia, zawierają jednakowe liczby cząsteczek.

Wszystkie te związki stosują się ściśle tylko do gazów doskonałych; pochodzi to ztąd, że w uzasadnieniu równania (1) zaniedbaliśmy spójność i rozmiary cząsteczek. Nawzajem jednak, wysoki stopień przybliżenia, z jakim prawa te stosują się do gazów rzeczywistych, niezbyt zgęszczonych, pozwala sądzić, że czynniki opuszczone mają istotnie znaczenie podrzędne.

**104. ENERGIA CZĄSTECZKOWA I ATOMOWA.** Podwyższyć temperaturę gazu znaczy to zwiększyć energię kinetyczną ruchu cząsteczkowego. Obliczmy ile energii należy w tym celu udzielić gazowi z zewnątrz, w postaci ciepła. Przyjmijmy, że gaz

ogrzewa się w stałej objętości, a więc nie wykonywa żadnej pracy zewnętrznej. W temperaturze bezwzględnej  $T$ , cząsteczki znajdujące się w objętości  $= 1$  posiadają energię kinetyczną  $K = \frac{1}{2} nm V^2$ . W temperaturze wyższej  $T_1$  energia ta będzie  $K_1 = \frac{1}{2} nm V_1^2$ . Gdyby ciepło udzielone gazowi, w celu ogrzania, zużywało się wyłącznie na powiększenie energii kinetycznej ruchu postępowego cząsteczek, wówczas przyrost tej energii:  $K_1 - K$  powinienby równać się dynamicznemu równoważnikowi ciepła dostarczanego, mianowicie:  $Jdc_v (T_1 - T)$ ;  $d$  oznacza tu gęstość (masę jednostki objętości),  $J$  dynamiczny równoważnik jednostki ciepła,  $c_v$  ciepło właściwe w stałej objętości.

Łatwo jednak okazać, że tak nie jest. Obliczywszy bowiem przyrost energii kinetycznej, odpowiadający podwyższeniu temperatury z  $T$  na  $T_1$ , otrzymamy:  $K_1 - K = \frac{1}{2} nm V_1^2 - \frac{1}{2} nm V^2$ . Na podstawie równania (1) ust. 100 to równa się  $\frac{3}{2} (p_1 - p)$ , jeżeli  $p_1$  oznacza prężność odpowiadającą temperaturze  $T_1$ . Można jednak prężność wyrazić przez ciepło właściwe. Według równania gazów w jego postaci termodynamicznej (ust. 77, wzór 1), mamy bowiem:  $p = J (c_p - c_v) d \cdot T$ , podobnież  $p_1 = J (c_p - c_v) d \cdot T_1$  przeto:

$$(1) \quad K_1 - K = \frac{3}{2} J (c_p - c_v) d \cdot (T_1 - T).$$

Przekonywamy się więc, że istotnie przyrost energii kinetycznej cząsteczek nie jest w ogólności równy równoważnikowi ciepła dostarczonego gazowi, który wynosi  $Jdc_v (T_1 - T)$ .

Tę sprzeczność pozorną Clausius wyjaśnił w następujący sposób. Energia kinetyczna ruchu postępowego cząsteczek, oznaczona wyżej przez  $K$ , nie przedstawia jeszcze całkowitej energii wewnętrznej gazu. Każda cząsteczka składa się bowiem z pewnej liczby atomów, związanych siłami powinowactwa chemicznego; obok ruchu postępowego, który cząsteczka wykonywa jako całość, istnieją w jej wnętrzu niezależne ruchy atomów (względem środka masy cząsteczki). Podwyższenie temperatury powiększa nie tylko energię kinetyczną  $K$ , lecz, wskutek częstszych i wzmocnionych uderzeń między cząsteczkami, oddziaływa także na ruch atomów w cząsteczkach, jako też na ich ułożenie. Całkowita energia wewnętrzna gazu, którą oznaczymy przez  $E$ , składa się tedy z dwóch części:

$$E = K + A.$$



w czem  $A$  oznacza energię (w części kinetyczną, w części potencjalną) atomów w cząsteczkach; miarą temperatury jest jednak zawsze tylko energia  $K$ .

Rozumiemy teraz, że ciepło udzielone gazowi jest miarą powiększenia się całkowitej energii gazu, a nie samej tylko energii  $K$ ; należy więc pisać:

$$(2) \quad E_1 - E = Jdc_v (T_1 - T).$$

Z równań (1) i (2) wypada:

$$\frac{K_1 - K}{E_1 - E} = \frac{\frac{3}{2} c_p - c_v}{c_v} = \frac{3}{2} (k - 1),$$

w czem  $k$  oznacza, jak w ust. 30, stosunek ciepła właściwego pod stałym ciśnieniem, do ciepła właściwego w stałej objętości.

Ponieważ przyrost energii kinetycznej cząsteczkowej  $K$ , przedstawia tylko część całkowitego przyrostu energii gazu, przeto stosunek, wyrażony przez równanie (3) będzie w ogóle mniejszy od jedności; wyjątkowo może przyjąć wartość  $= 1$ , w takich gazach, w których energia atomowa  $A$  byłaby zerem. Z tej uwagi wynika następująca nierówność:

$$\frac{3}{2} (k - 1) \leq 1, \text{ albo } k \leq \frac{5}{3}.$$

Doświadczenie uczy istotnie (patrz tabl. w ust. 30), że stosunek  $k$ , dla wszelkich gazów, zbadanych dotychczas, nie wychodzi nigdy poza granice 1 i 1,666.

W gazach, których cząsteczki składają się z jednego tylko atomu, energia kinetyczna ruchu postępowego jest zarazem całkowitą energią, albowiem cząsteczki tego rodzaju mogą mieć obok postępowego tylko ruch wirowy, którego energia ( $A$ ) jest nieznaczną, z powodu niezmiernie małych rozmiarów atomu. W tych gazach, które ze względów chemicznych uważa się jako jednoatomowe (para rtęci) pomiary stosunku  $k = c_p/c_v$  dały rzeczywiście wartość  $\frac{5}{3}$ . Tę samą wartość znaleziono w odkrytych niedawno gazach, w argonie i w helu; z tego powodu uważa się je również jako jednoatomowe.

**105. ŚREDNIA DROGA SWOBODNA.** Obliczyliśmy, że cząsteczki gazów poruszają się z prędkościami stosunkowo znacznymi, kilkuset metrów na sekundę. Należy jednak pamiętać, że

pomimo znacznej prędkości, długość drogi, którą cząsteczka przebywa bez przeszkody, jest niezmiernie krótka. Rozważmy, od jakich warunków zależy średnia długość drogi swobodnej (ust. 99). Potrącenie o inne cząsteczki zdarzać się będzie widocznie tem częściej, im większa jest liczba cząsteczek nagromadzonych w jednostce objętości, t. j. im więcej gaz jest zgęszczony; obok tego cząsteczka zawadzi tem łatwiej o inne, im jest większa. Nie chodzi tu zresztą o wielkość samej cząsteczki, ile raczej o promień jej sfery działania (ust. 97), który oznaczmy przez  $\rho$ ; siły cząsteczkowe zaczynają bowiem działać jeszcze przed bezpośrednim uderzeniem się, mianowicie, gdy dwie cząsteczki zbliżą się na odległość  $\rho$ .

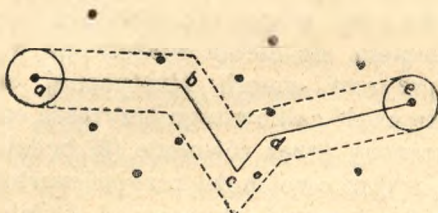


Fig. 72.

Niechaj linia zygzakowata *abcde* (Fig. 72) wyobraża drogę jakiej cząsteczki, przebytą w jednostce czasu. Długość całkowita tej linii, średnio biorąc, będzie równa  $V$ , t. j. prędkości cząsteczki. Sfera jej działania określa jednocześnie walec łamany, którego objętość możemy wyrazić przez  $\rho^2\pi V$  uwzględniając, że  $\rho$  jest bardzo małe. Jeżeli w jednostce objętości gazu znajduje się  $n$  cząsteczek, wówczas we wspomnianym walcu będzie ich  $x = n\rho^2\pi V$ .

Tyleż cząsteczek spotyka uważana w ciągu jednostki czasu, tyleż razy prędkość jej zmienia kierunek. Średnia długość odcinków przebytych między dwoma spotkaniami wynosi przeto:

$$\frac{V}{x} = \frac{1}{n\rho^2\pi}.$$

W rachunku tym nie uwzględniliśmy, że inne cząsteczki poruszają się równocześnie z uważaną, wskutek czego liczba spotkań  $x$  w sekundzie będzie jeszcze większa, a droga swobodna jeszcze krótsza od powyższej. Według obliczenia Clau-



siusa droga swobodna skraca się z tego powodu o  $\frac{1}{4}$ ; oznaczwszy przeto średnią długość drogi swobodnej przez  $\lambda$ , mamy:

$$\lambda = \frac{3}{4} \frac{1}{n \rho^2 \pi}, \quad x = \frac{V}{\lambda} = \frac{4}{3} n \rho^2 \pi V.$$

Jeżeli porównywać będziemy długość  $\lambda$  w tym samym gazie, przy różnych stopniach zgęszczenia, to okaże się, że droga swobodna jest odwrotnie proporcjonalna do gęstości gazu, albowiem gęstość jest wprost proporcjonalna do liczby cząsteczek  $n$  w jednostce objętości.

**106. DYFUZYJA MASY, RUCHU I ENERGII.** Że długość drogi swobodnej w gazach o zwyczajnej gęstości jest niezmiernie mała, można to wnosić z nader powolnego rozchodzenia się jednego gazu w drugim. Jeżeli powietrze w pokoju zamkniętym jest zupełnie nieruchome, wówczas potrzeba długiego czasu zanim poczujemy n.p. woń eteru parującego w znaczniejszej od nas odległości. Para rozchodzi się w tym razie przez stopniowe, powolne przenikanie, czyli dyfuzję cząsteczek, wśród cząsteczek powietrza. Cząsteczki pary poruszają się wprawdzie bardzo szybko, jednakże częste spotkania z innymi cząsteczkami, tudzież z cząsteczkami powietrza, zwracają je co chwila z obranej drogi; cząsteczka błądzi wielokrotnie, na bok lub wstecz, zanim postąpi o krok naprzód. Wzmianka ta wystarczy, aby zrozumieć, że szybkość dyfuzji gazów zależy nie tylko od prędkości cząsteczek, lecz i od długości średniej drogi swobodnej; do zjawisk tych powrócimy w rozdziale następnym.

Zjawiska tarcia wewnętrznego (lepkości) gazów teoria kinetyczna tłumaczy również w sposób bardzo prosty dyfuzją, czyli przenikaniem gazu płynącego, między cząsteczki gazu nieruchomego, albo poruszającego się powolniej. Jeżeli cząsteczki posiadają, obok bezładnego ruchu cieplnego, przeważający ruch w pewnym określonym kierunku, wówczas cała masa gazu płynąć będzie w tymże kierunku: będzie to ruch dostrzegalny (molarny), obok ruchu niedostrzegalnego (molekularnego, czyli cieplnego).

Przypuśćmy, że w uważanym prądzie niektóre strugi płyną prędszej, inne wolniej. Wiadomo, że w takim razie objawia się między nimi tarcie; prędsze usiłują pociągnąć za sobą powolniejsze, a te znowu oddziałują hamująco na pierwsze.

Teoria kinetyczna tłumaczy objaw ten jak następuje: cząsteczki strugi płynącej szybko, przenikają, uniesione ruchem molekularnym, w warstwy powolniejsze, i zwiększają tam (zarówno obecnością swoją, jak i przez spotkania), ogólną ilość ruchu skierowanego. Wymiana cząsteczek między strugami jest wzajemna, w każdym razie przeto dąży ona do wyrównania różnic prędkości, a to jest pierwszą, istotną cechą tarcia. Ubytek ruchu dostregelnego wynagradza się zwiększeniem ruchu cząsteczkowego, t. j. ciepła; to jest druga cecha tarcia.

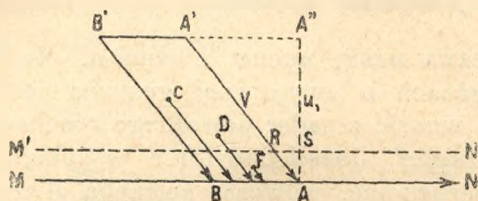


Fig. 73.

Możemy jednak pójść dalej, mianowicie obliczyć wartość współczynnika tarcia wewnętrzznego. Przypuśćmy, że gaz płynie w warstwach płaskich, równoległych, poruszających się w tym samym kierunku z różnymi prędkościami. Załóżmy nadto, że prędkość warstw wzrasta proporcjonalnie do odległości ich od dna  $PQ$  (fig. 73). W ten sposób, jeżeli w płaszczyźnie n.p.  $MN$  prędkość strumienia jest  $U$ , wówczas płaszczyźnie  $M'N'$ , o  $z$  od dna dalszej, prędkość będzie  $U + \alpha z$ . Stała  $\alpha$  oznacza tu różnicę prędkości dwu warstw, których odległość wynosi jednostkę długości.

Wiadomo, że warstwy szybsze, płynące powyżej  $MN$ , wywierają na płyn leżący pod tą płaszczyzną, ciśnienie  $f$  równoległe do kierunku ruchu (tarcia), którego wartość wynosi, na każdą jednostkę pola n.p. na  $AB$ , (tom I, ust. 164):

$$f = \mu \cdot \alpha,$$

$\mu$  jest współczynnik tarcia, czyli lepkość gazu. Ciśnienie to, równoległe do płaszczyzny  $MN$ , obliczymy w podobny sposób, jak



w ust. 100 (fig. 71) obliczaliśmy ciśnienie prostopadłe. Ono jest równe ilości ruchu względnego, mającego kierunek  $MN$ , którą cząsteczki, przekraczające pole  $AB$ , przenoszą na przeciwną stronę granicy  $MN$ , w ciągu jednostki czasu.

Założymy z góry, że wszystkie cząsteczki gazu mają jednakową prędkość, mianowicie prędkość średnią  $V$ . Weźmy na przód pod uwagę tę kategorię cząsteczek, które poruszają się w kierunku  $A'A$ ; składową  $A''A$  tej prędkości, prostopadłą do  $MN$ , oznaczmy przez  $u_1$ . Przypuśćmy, że każda jednostka objętości gazu zawiera  $n_1$  takich cząsteczek; wnosimy, jak w ust. 100, że w ciągu jednostki czasu, przez pole  $AB$  przechodzi tyle cząsteczek tej kategorii, ile się ich znajduje w obrębie walca  $ABA'B'$ , a więc  $n_1 u_1$ . Powiadamy, że „tyle” ich przechodzi; nie znaczy to jednak, żeby „te same” przechodziły, które na początku jednostki czasu znajdowały się w walcu. Nie zapominajmy bowiem, że walec rzeczony mierzy kilkaset metrów długości, podczas gdy cząsteczka porusza się, bez przeszkody, przecięciowo tylko na długość drogi swobodnej  $\lambda$ . Cząsteczki zostają co chwila wytrącane z kategorii tych, które uważamy obecnie, ale jednocześnie inne wstępują na ich miejsce; liczba  $n_1$  pozostaje niezmienną, jakkolwiek cząsteczki indywidualne, które do niej się liczą, ciągle się zmieniają.

Te cząsteczki, które przekraczając granicę w kierunku  $A'A$ , przenoszą w dolne warstwy gazu ruchn abyty w górnych, biegną bez przeszkody tylko z miejsc położonych w najbliższym sąsiedztwie płaszczyzny  $MN$ : jedna odbyła ostatnie spotkanie w punkcie  $C$  (tutaj dopiero wstąpiła w kadry uważanej kategorii) druga w  $D$ , inna w  $F$  i t. d. Średnia długość dróg, które one przebywają, od tych różnych punktów wyjścia, aż do granicy  $AB$ , jest to właśnie średnia droga swobodna  $\lambda$ , właściwa danemu gazowi. Możemy tedy uważać rzecz tak, jak gdyby cząsteczki przekraczające granicę wychodziły z płaszczyzny  $M'N'$ , odległej, licząc w kierunku ruchu, od płaszczyzny  $MN$ , na odległość  $AR = \lambda$ . Odległość obu tych płaszczyzn, liczona prostopadłe do obu, niech będzie  $AS = z$ . Mamy widocznie proporcję (z trójkątów  $ARS$  i  $AA'A''$ )  $z : \lambda = u_1 : V$ , skąd:

$$z = \frac{\lambda u_1}{V}.$$

Jednakże w warstwie  $M'N'$ , jak się wyżej powiedziało, prędkość strumienia gazowego jest o  $az$  większa niż w  $MN$ . Cząsteczki

uważane, unosząc z sobą tę nadwyżkę ruchu  $mas$ , przez granicę, zwiększają po jej stronie przeciwnej ilość ruchu skierowanego w stronę  $M$  ku  $N$ , ogółem o

$$n_1 u_1 \cdot mas = \frac{mn_1 u_1^2 \lambda}{V} \cdot \alpha.$$

Jest to ich udział w wywoływaniu ciśnienia stycznego, czyli tarcia. Tarcie całkowite  $f$  otrzymamy, skoro podobne wyrażenia napiszemy dla cząsteczek innych kategorii, poruszających się w innych kierunkach, i obliczymy sumę tych wyrażen (suma ta obejmować będzie i te cząsteczki, które przechodzą z dołu do góry przez pole  $AB$ , unosząc z sobą prędkości warstw dolnych mniejsze od  $u$ , co znaczy tyle, jak żeby zysk większych). Znajdziemy tym sposobem:

$$f = \frac{m\lambda\alpha}{V} (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + n_3 u_3^2 + \dots)$$

Jednakowoż sama ujęta w nawiasy, pomnożona przez  $m$ , jest to prężność gazu  $p$  (według ust. 100; prędkość strumienia gazu bywa zwykle tak mała, w stosunku do prędkości ruchów cząsteczkowych, że można bez znacznego błędu zastosować wzory ust. 100, stosujące się, ściśle biorąc, do gazu nieruchomego). Mamy przeto:

$$m (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + \dots) = p = \frac{1}{2} nm V^2.$$

Po podstawieniu tej wartości otrzymamy:

$$f = \frac{1}{3} nm V \lambda \cdot \alpha.$$

W końcu, ponieważ  $nm = d =$  gęstości gazu,

$$f = \frac{1}{3} d V \lambda \cdot \alpha.$$

Porównywając to wyrażenie z wzorem  $f = \mu\alpha$ , opartym na doświadczeniu, znajdujemy szukaną wartość współczynnika tarcia:

$$\mu = \frac{1}{3} V \lambda d.$$

Z równania tego wypada naprzód następujący wniosek. Okazano w ustępie poprzedzającym, że w tym samym gazie droga swobodna zmienia się odwrotnie jak gęstość. Znaczy to, że iloczyn  $\lambda d$  tych wielkości jest w danym gazie liczbą stałą,



niezależną od gęstości. Stąd wynika, że lepkość gazu nie zależy od gęstości, nie zmienia się, gdy rozrzedzimy gaz nawet tysiąckrotnie. Wniosek ten wyprowadził Maxwell z zasad teorii kinetycznej, doświadczenie potwierdziło go następnie w zupełności (tom I, ust. 186). Wzór powyższy pokazuje nadto, że tarcie wzrasta wskutek ogrzania gazu, albowiem w wyższej temperaturze prędkość  $V$  jest większa.

Wielka wartość wzoru, wyrażającego lepkość, polega na tem, iż z jego pomocą możemy znakomicie rozszerzyć znajomość wewnętrznego ustroju gazów. Wielkości  $\mu$  i  $d$ , lepkość i gęstość, znane są bowiem z doświadczenia,  $V$  umiemy obliczać (ust. 101); łatwo więc znaleźć średnią długość drogi swobodnej  $\lambda$ , a następnie liczbę spotkań cząsteczek w sekundzie  $x = \frac{V}{\lambda}$ . Wyniki podobnych rachunków zawiera następująca tablica.

#### ŚREDNIA DROGA SWOBODNA CZĄSTECZEK W GAZACH

(0°,760 mm, w milionowych milimetra, tudzież częstość spotkań  $x$  (na sekundę).

	$\mu$	$d$	$\lambda$	$x$
Wodór . . .	$864.10^{-7}$ dyn sek/cm <sup>2</sup>	$899.10^{-7}$ gr/cm <sup>3</sup>	157 $\mu\mu$	$11730.10^6$
Azot. . . . .	$1647.10^{-7}$ "	$1205.10^{-6}$ "	80 "	$6150.10^6$
Tlen . . . . .	$1873.10^{-7}$ "	$1429.10^{-6}$ "	85 "	$5404.10^6$
Bezw. węgl.	$1431.10^{-7}$ "	$1977.10^{-6}$ "	55 "	$7080.10^6$

Przewodzenie ciepła w gazach teoria kinetyczna uważa jako dyfuzję energii. W gazie ogrzanym każda cząsteczka posiada większą energię, zarówno kinetyczną jak całkowitą, aniżeli w gazie zimnym. Przypuśćmy, że ogrzane warstwy gazu graniczą z zimnymi. Widoczną jest rzeczą, iż w tych warunkach cząsteczki gazu ciepłego będą stopniowo przenikały w warstwy chłodniejsze, unosząc z sobą zapas energii, którym podzielą się ze spotkaniami na drodze cząsteczkami chłodnemi. Wymiana cząsteczek jest wzajemna, bo jednocześnie gaz chłodniejszy wysyła cząsteczki w warstwy gorące. Wynikiem tej wymiany będzie stopniowe ujednostajnienie temperatury wszystkich warstw, o ile one nie są zasilane ciepłem z zewnętrznego źródła — albo też stały prąd ciepła przez gaz, w razie gdy warstwom ciepłym

dostarcza się ciągle ciepła, a zimnym odejmuje. Przewodzenie ciepła polega więc na przenikaniu, czyli, dyfuzji energii, unoszonej przez cząsteczki.

Przewodzenie ciepła, podobnie jak tarcie wewnętrzne, nie zależy od gęstości gazu (ust. 67). Jeżeli bowiem gaz rozrzedzimy, wówczas ruch cząsteczkowy staje się swobodniejszym, droga swobodna cząsteczek wzrasta, przeto energia może być unoszoną na dalsze metę; jednocześnie atoli zmniejsza się liczba cząsteczek, które tę energię przenoszą.

Spółczynnik przewodnictwa cieplnego znajdziemy następującym rachunkiem. Ażeby jednostkę objętości gazu ogrzać o stopień, trzeba dostarczyć (ust. 104, wzór 2)  $Jdc_v = Jmnc_v$  jednostek energii, albo  $mnc_v$  kalorii ciepła. Na jedną cząsteczkę przypada więc  $mc_v$ . Wnosimy ztąd, że w gazie o 1° cieplejszym każda cząsteczka posiada średnio o  $mc_v$  więcej energii, wyrażonej w jednostkach ciepła.

Przypuśćmy, że temperatura warstw gazu zwiększa się jednostajnie, proporcjonalnie do odległości warstw od dna  $PQ$  (fig. 73). Dwie warstwy oddalone o jednostkę długości mają temperatury różne o  $\alpha$  stopni ( $\alpha$  jest „spad” temperatury w gazie) W płaszczyźnie  $M'N'$ , odległej o  $z = \frac{\lambda u_1}{V}$  od  $MN$ , temperatura będzie o  $\alpha z$  wyższą.

Przenoszenie energii cieplnej przez jednostkę pola  $AB$ , na płaszczyźnie  $MN$ , można obliczyć tak samo, jak obliczaliśmy wyżej przenoszenie ruchu. Każda cząsteczka biegnąca z warstwy  $M'N'$  ku  $MN$ , w kierunku  $A'A$  niesie z sobą nadwyżkę energii cieplnej  $= mc_v \cdot \alpha z$ . Wszystkie cząsteczki tej kategorii przenoszą w ciągu jednostki czasu:  $q_1 = \alpha \frac{c_v \lambda}{V} mn_1 u_1^2$  jednostek ciepła. Obliczywszy, jak poprzednio, sumę obejmującą cząsteczki wszelkich kategorii, znajdziemy:

$$q = q_1 + q_2 + \dots = \frac{\alpha c_v \lambda}{V} m (n_1 u_1^2 + n_2 u_2^2 + \dots) = \frac{1}{3} nm V \lambda c_v \alpha \cdot$$

Poprzednio znaleźliśmy, że  $\frac{1}{3} nm V \lambda = \mu =$  współczynnikowi tarcia; możemy zatem napisać:  $q =$  ilość ciepła, przepływająca przez jednostkę pola, w jednostce czasu, przy spadzie  $\alpha$  stopni na centymetr  $= \mu c_v \alpha$ . Tenże prąd ciepła można wyrazić przez współczynnik przewodnictwa  $k$  (ust. 66), jest mianowicie  $q = k \cdot \alpha$ . Z porównania wypada  $k = \mu c_v$ . Rachunek nasz jest przybliżony, nie uwzględniliś-



my, że  $V$  i  $\lambda$  zmieniają się od warstwy do warstwy. Dokładniejsza wartość współczynnika przewodnictwa jest:

$$k = 1,5 \mu c_v.$$

Ponieważ  $\mu$  i  $c_v$  nie zależą od gęstości gazu, przeto i współczynnik  $k$  przewodnictwa cieplnego nie zależy również od gęstości i ciśnienia.

**107. ROZMIARY, LICZBA I MASY CZĄSTECZEK.** Do najbardziej zajmujących wyników teorii kinetycznej gazów należy przybliżone obliczenie wielkości cząsteczek, (albo, ściślej mówiąc, promienia ich sfery działania), tudzież liczby cząsteczek w danej objętości gazu. Rachunek podobny wykonał pierwszy Loschmidt w r. 1865. Do tego celu prowadzi droga następująca. W po-

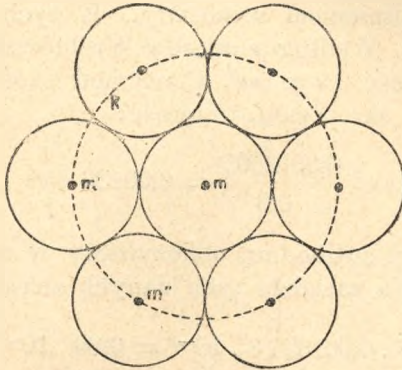


Fig. 74.

przedzającym ustępie obliczyliśmy długość  $\lambda$  średniej drogi swobodnej. W ust. 105 okazano jednak, że długość ta zależy od promienia  $\rho$  sfery działania; jest mianowicie:  $\lambda = \frac{3}{4} \frac{1}{n\rho^2\pi}$ . W równaniu tem są dwie niewiadome:  $\rho$  i liczba  $n$  cząsteczek w jednostce objętości; ażeby móc obliczyć obie te wielkości należy znaleźć drugie równanie między niemi.

Przypuśćmy, że gaz uważany, zajmujący jednostkę objętości, został skroplony, i że jako ciecz zajmuje objętość  $s$ . W stanie ciekłym wszystkie cząsteczki znajdują się trwale w obrębie wzajemnych sfer działania. Jeżeli kula  $K$ , o promieniu  $\rho$ , jest sferą cząsteczki  $m$  (fig. 74) wówczas inne cząsteczki  $m'$ ,  $m''$  ułożone są około  $m$  w odległościach zapewne niewiele różnych od  $\rho$ .

Jak rysunek pokazuje, każda cząsteczka zajmuje dla siebie kulę o promieniu  $\frac{\rho}{2}$ , o objętości:  $\frac{4}{3}\pi\left(\frac{\rho}{2}\right)^3 = \frac{\pi\rho^3}{6}$ . Skoro nie chodzi nam o ściśle obliczenie, lecz tylko o przekonanie się jakiego rzędu wielkością jest średnica każdej z tych kul, wolno przyjąć, że suma ich objętości nie różni się wiele od objętości  $s$  gazu skroplonego, t. j. że  $s = \frac{n\pi\rho^3}{6}$ . Z tego równania, łącznie z równaniem wyrażającym  $\lambda$ , wynika łatwo:

$$\rho = 8 \cdot s \lambda; \quad n = \frac{6s}{\pi\rho^3}.$$

Jako przykład niech służy obliczenie długości  $\rho$ , tudzież liczby cząsteczek, w centymetrze sześciennym azotu, w temperaturze  $0^\circ$ , pod ciśnieniem atmosfery. W tych warunkach gaz waży: 0,0012505 gr. Według pomiarów Wróblewskiego azot skroplony posiada gęstość 0,9 gr/cm<sup>3</sup>. Centymetr sześcienny gazu zajmowałby więc po skropleniu, objętość:

$$s = \frac{0,0012505}{0,9} = 0,00139 \text{ cm}^3.$$

Długość drogi swobodnej obliczyliśmy w ust. 106 (tablica):  $\lambda = 8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ . Na zasadzie tych danych znajdziemy:

$$\rho = 8 \cdot 0,00139 \cdot 8 \cdot 10^{-6} = 0,89 \cdot 10^{-7} \text{ cm}.$$

$$n = \frac{6 \cdot 0,00139}{3,14 \cdot (0,89)^3 \cdot 10^{-21}} = 4 \cdot 10^{18},$$

$n$  wyraża liczbę cząsteczek w centymetrze sześciennym azotu w stanie normalnym. Według prawa Avogadry liczba ta powinna mieć tę samą wartość u wszystkich gazów par. Owóż rachunek podobny do powyższego, zastosowany do tlenu, wodoru, pary wodnej i t. d. nie daje wprawdzie na  $n$  wartości identycznej z powyższą — czego nie możnaby zresztą nawet spodziewać się, wobec grubego przybliżenia wzorów — otrzymuje się jednak wartości nie zbyt wiele od niej różne.

W ostatnich latach teoria kinetyczna gazów uzyskała potężne, a niespodziewane, poparcie od teorii elektryczności i związanej z nią teorii promieniowania. Na podstawie zjawisk elektrycznych i promienistych zdołano wyznaczyć „liczbę Losch-



midta"  $n$ , jak okazemy w tomie III, bardzo dokładnie. J. J. Thomson i H. Lorentz, jeden opierając się na przewodnictwie elektrycznym gazów, drugi na promieniowaniu metali znajdują niemal zgodnie

$$n = 3,7 \cdot 10^{19}.$$

Tyleż cząsteczek zawiera  $cm^3$  normalny n.p. wodoru, a waży on 0,000089873 gr. Stąd wypada naprzód bezwzględna jednostka ciężarów atomowych. Jeden atom wodoru waży mianowicie  $0,000089873 : 2 \times 3,7 \cdot 10^{19}$ , t. j.  $1,21 \cdot 10^{-24}$  gr.

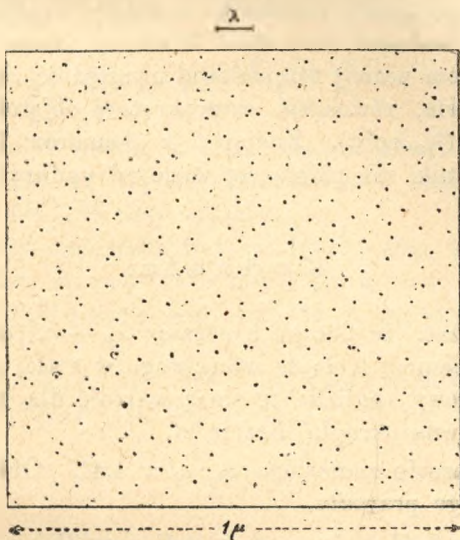


Fig. 75.

Energię kinetyczną jednej cząsteczki wodoru (albo którekolwiek innego gazu, ust. 102) w temperaturze  $0^\circ$  czyli  $273^\circ$  bezwzgl. możemy teraz obliczyć, znamy bowiem średnią prędkość ruchu (ust. 101). Znajdziemy:  $\frac{1}{2} \cdot 2,42 \cdot 10^{-24} (183900)^2$ . Wielkość tę, proporcjonalną do temperatury bezwzględnej, wyraziliśmy ogólnie przez  $\alpha T$  (ust. 102); tutaj będzie  $273 \cdot \alpha$ . Z porównania otrzymujemy wartość współczynnika proporcjonalności  $\alpha$ , dla wszystkich gazów, mianowicie  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-16}$ .

To co nazwaliśmy średnicą cząsteczki (promień  $\rho$  jej sfery działania) wypada około  $0,2 \mu\mu$  (milionowych millimetra) dla wodoru około  $0,3 \mu\mu$  dla tlenu, azotu i t. p. Na zasadzie tych da-

nych można pozyskać dość jasne wyobrażenie o ustroju wewnętrznym gazów. Pomyślmy warstewkę gazu długą i szeroką na  $1 \mu$ , grubą na  $\frac{1}{100} \mu$ . Na objętość taką (nie dojrzelibyśmy jej nawet przez mikroskop) przypada około 400 cząsteczek. W 60000-krotnem powiększeniu przedstawiałyby się nam razem z cząsteczkami gazu mniej więcej jak fig. 75.

Przytaczamy następujące jeszcze porównanie. Wyobraźmy sobie kroplę wody, powiększoną do rozmiarów kuli ziemskiej; cząsteczki wody powiększone w tym samym stosunku miałyby około 3 m średnicy.

Inny jeszcze sposób ocenienia rozmiarów cząsteczek (promienia sfery działania) wskazał van der Waals. Stała  $b$  w równaniu (ust. 54), w którym uczony ten usiłował uwzględnić zboczenia od praw Boylego i Charla, równa się czterokrotnej objętości zajętej przez cząsteczki gazu ( $\frac{2}{3} n p^3 \pi$ ). Znając  $b$  z pomiarów ściślności można obliczyć  $\rho$ . Wyniki nie różnią się wiele od podanych wyżej.

### Z a d a n i a .

173) Okazać, że iloczyn z różnicy  $c_p - c_v$  (ciepła właściwego pod stałym ciśnieniem i ciepła właściwego w stałej objętości), przez ciężar cząsteczkowy, posiada tę samą wartość dla wszystkich gazów doskonałych, równą okrągłej liczbie 2.

174) W azocie znaleziono  $c_p : c_v = 1,41$ . Obliczyć  $c_v$  na podstawie powyższego prawidła.

*Odp.*  $c_p = 1,41 c_v$ ;  $c_p - c_v = 0,41 c_v = \frac{2}{28}$ ;  $c_v = 0,174$ .

165) Obliczyć średnią prędkość cząsteczek wodoru w temperaturach  $+100^\circ$  i  $-100^\circ$ .

*Odp.* 2151; 1464 m/sek.

176) Ile razy średnia prędkość cząsteczek wodoru jest większa od prędkości cząsteczek chloru w tej samej temperaturze?

*Odp.*  $\sqrt{70 : 2} = 5,9$  razy.

177) Znaleźć stosunek energii ruchu postępowego do całkowitej energii cząsteczek rtęci, wodoru, tlenu, bezwodnika węglowego i pary wodnej. *Odp.* 1; 0,615; 0,604; 0,457; 0,42.

178) Obliczyć na podstawie teorii kinetycznej przybliżoną długość swobodnej drogi, tudzież tarcie wewnętrzne, pary wodnej nasyconej w temperaturze  $0^\circ$ .



*Odp.* Wzory na  $\lambda$  i  $\rho$  w ust. 105 i 107 dają:

$$\lambda^3 = \frac{3}{256 \pi n s^2}.$$

Z pomocą tablicy w ust. 46 obliczymy na podstawie liczby Loschmidta:  $n = 22 \cdot 10^{16}$ ;  $s = 1 : 204680$ ; stąd  $\lambda = 0,00089 \text{ cm}$ ,  $\mu = 889 \cdot 10^{-7}$ .

179) Obliczyć długość drogi swobodnej, tudzież liczbę cząsteczek, w milimetrze sześciennym tlenu, rozrzedzonego do milionowej części gęstości zwyczajnej (próżnia Toricellego).

*Odp.*  $\lambda = 8\frac{1}{2}$  centym.;  $n = 37$  miliardów.

180) Znaleźć wyrażenie ogólne na stosunek średnic cząsteczek dwu gazów.

$$\textit{Odp.} \quad \frac{\rho}{\rho_1} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda}} = \left(\frac{\mu_1}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{m_1}\right)^{\frac{1}{4}},$$

$\mu$  oznacza współczynnik tarcia,  $m$  ciężar cząsteczkowy.

181) Porównać na tej zasadzie średnice cząsteczek wodoru tlenu. *Odp.* Tlenu 1,36 razy większa.

182) Ile waży cząsteczka pary wodnej? *Odp.*  $21,78 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$ .

183) Obliczyć, na podstawie teorii kinetycznej, przewodnictwo cieplne wodoru ( $0^{\circ}, 760 \text{ mm}$ ); porównać je z wartością daną przez doświadczenie.

*Odp.*  $k = 1,5 \mu c_v = 1,5 \cdot 864 \cdot 10^{-7} \cdot 2,42 = 0,00031$ . Doświadczenie dało  $k = 0,00032$  (ust. 66).

## ROZDZIAŁ IX.

### DYFUZYJA. OSMOZA.

**108. MIESZANIE SIĘ CIAŁ.** Są ciała roztwarzające się wzajemnie, mieszające się w każdym stosunku (wyskok z wodą; gazy wszystkie i pary między sobą; por. ust. 37); inne znowu mieszają się do pewnej tylko granicy, do nasycenia się (eter etylowy z wodą; sól z wodą; powietrze z wodą, pod danem stałym ciśnieniem); są nakoniec ciała nie mieszające się wcale, nie zdolne utworzyć roztworu (woda z oliwą). Należy domyślać się, że objawy te zależą do natężenia sił cząsteczkowych, czynnych w obu ciałach uważanych, tudzież od sił wzajemnych między cząsteczkami jednego i drugiego ciała. Spójność cząsteczek oliwy jest widocznie tak znaczna, że przyciąganie wywierane przez cząsteczki wody nie wystarcza żeby zerwać ich łączność. Nie pomaga tu nawet ruch molekularny cząsteczek oliwy i wody; wzmożenie tego ruchu, podwyższenie temperatury, sprzyja jednak w ogólności mieszaniu się. Wyskok natomiast miesza się w wodą łatwo; w tym przypadku przyciąganie wzajemne cząsteczek posiada widocznie silną przewagę nad spójnością każdej cieczy z osobna — o czem zresztą zdaje się świadczyć zjawisko kontrakcyi albo zagęszczania się, zachodzące przy ich zmieszaniu (litr wyskoku zmieszany z litrem wody, daje 1,9 litrów roztworu; podobnie zachowuje się większość ciał tworzących roztwory).

**109. OGÓLNE PRAWA DYFUZYI.** Dyfuzją albo przenikaniem materyi nazywamy mieszanie się samodzielne ciał, zdolnych do mieszania się albo roztwarzania się wzajemnego, zachodzące zaw-



sze, ilekroć ciała tego rodzaju zostaną wprowadzone w bezpośrednie zetknięcie. Wrzucimy kawałek cukru do szklanki wody; unikajmy starannie zamieszania mechanicznego, wstrząśnień, różnic temperatury — wszystkiego, co mogłoby wywołać ruch dostrzegalny (prądy) w wodzie. Dostrzeżemy, że cukier rozpuści się i ułoży się z razu warstwą gęstego syropu na dnie szklanki. Zwolna jednak cząsteczki cukru będą przenikały w wyższe warstwy wody, a po upływie kilku dni albo miesięcy, utworzy się mieszanina zupełnie jednolita cukru i wody. Przez cały ten czas płyn zostaje na pozór w zupełnym spoczynku; dyfuzja jest to bowiem ruch cząsteczkowy, niedostrzegalne przenikanie cząsteczek jednego ciała, wśród cząsteczek drugiego.

Łatwiej jest śledzić przebieg dyfuzji ciał zabarwionych. W wysokim słoju walcowatym *BC* (fig. 76a) znajduje się na dnie warstwa *AC* kryształków siarczanu miedziowego; słoju napełniłmy po brzegi wodą czystą. Po upływie kilku dni dostrzeżemy, że płyn okazuje zabarwienie niebieskie, najsilniejsze u spodu, ku górze zanikające nieznacznie cieniowaniem. Zabarwienie to pojawia się najwcześniej i najwydatniej w warstwach przylegających do kryształów soli; z upływem czasu wzmacnia się ono i w warstwach wyższych, przez dopływ dyfuzyjny soli miedziowej od spodu. W końcu, jeżeli zapas kryształów będzie dostatecznie wielki, cały słup wody nasyci się solą, poczem wszelka dyfuzja ustanie.

Fig. 76b okazuje przebieg wzajemnej dyfuzji, n.p. wody i wysokoku. Na warstwę wody *C'D'* nalewa się, zwolna i ostrożnie, aby uniknąć zmieszania się mechanicznego, warstwę *D'E'* wysokoku. Granica *D'* tych płynów, z początku wyraźna i widoczna (dzięki rozmaitemu załamywaniu się światła) zaciera się z czasem; cząsteczki wody przenikają do góry, wysokoku — chociaż jest lżejszy — na dół; dyfuzja kończy się skoro roztwór uzska w całym słupie jednostajne stężenie.

Zjawiska te są uderzająco podobne do wyrównywania się temperatur, przez przewodzenie ciepła, w ciałach niejednostajnie ogrzanych. Dyfuzja dąży zawsze do wyrównania różnic stężenia, podobnie jak ruch ciepła dąży do wyrównania różnic temperatury. Zamiast różnic temperatury mamy w zjawiskach dyfuzji różnice stężenia *s* (stężenie jest to ilość gramów ciała rozpuszczonego, przypadająca na 1  $cm^3$  roztworu, ust. 37); zamiast spadku temperatury — spadek stężenia; zamiast prądu ciepła — dyfuzyjny prąd materji.

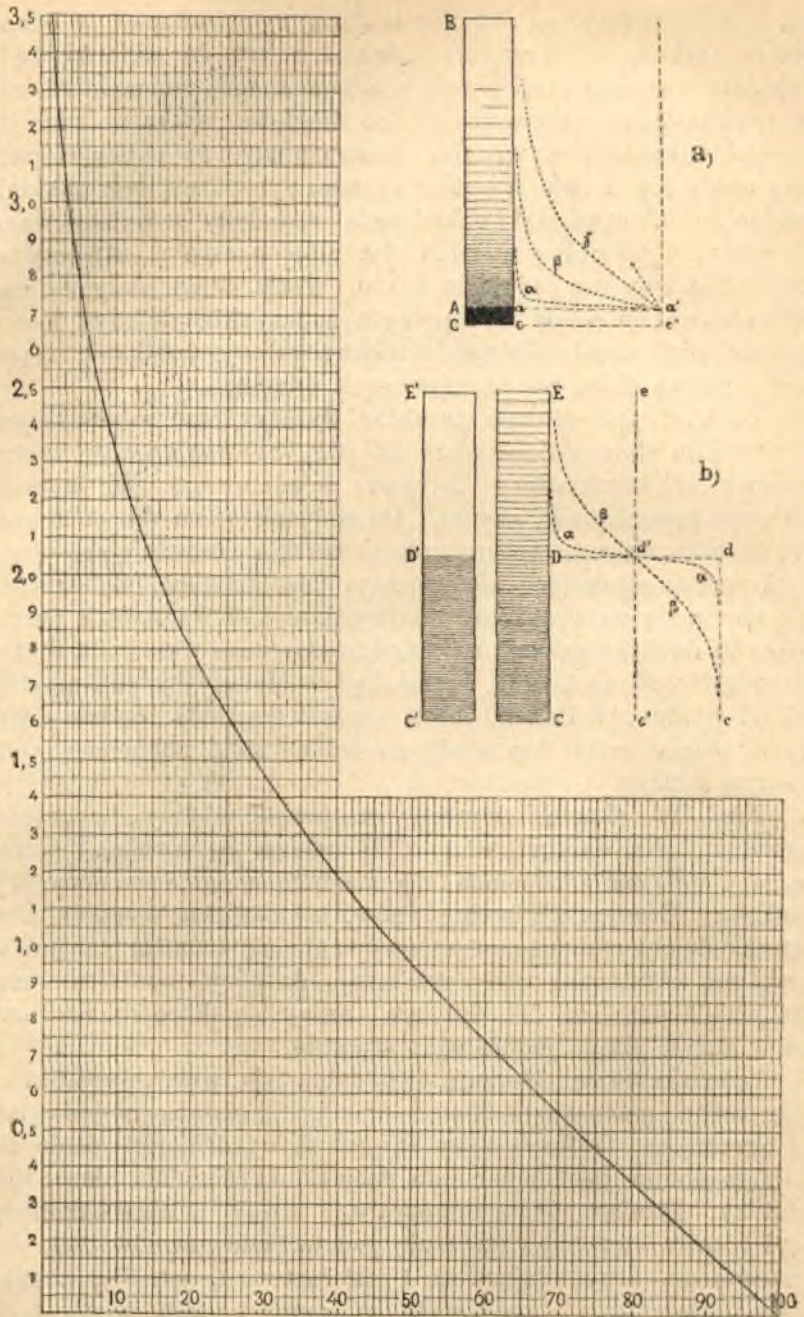


Fig. 76.



Berthollet, później Fick stwierdził, że zasadnicze prawo dyfuzji materji nie różni się wcale od prawa dyfuzji ciepła. Jest ono takie: Ilość materji, przenikająca w danym czasie, przez jakikolwiek przekrój wewnątrz roztworu, jest proporcjonalna do czasu, do pola przekroju i do spadku stężenia tej materji w kierunku prostopadłym do przekroju; zależy nadto od rodzaju ciał przenikających.

W zjawiskach dyfuzji, podobnie jak w przewodzeniu ciepła, należy odróżniać prąd stały, przy ustalonych wartościach stężenia, tudzież dyfuzję połączoną ze zmianami stężeń, jak w przykładach wyżej przytoczonych. Ażeby urzeczywistnić stały prąd

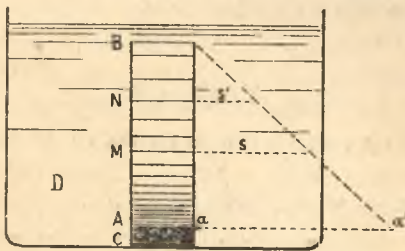


Fig. 77.

dyfuzyjny, na podobieństwo stałego prądu ciepła (fig. 49 lub 54), należy urządzić doświadczenie w następujący sposób (fig. 77). W pionowym słoju *BC* znajduje się na dnie zapas ciała, którego dyfuzja ma być badaną. Po napełnieniu wodą, ustawia się go w obszernem naczyniu *D*, zawierającym wodę często odświeżaną. Skoro przeminie okres stężeń zmiennych, utworzy się wewnątrz słoja stały spadek stężenia, od wartości największej =  $aa'$  u spodu, aż do zera w przekroju *B*. Weźmy pod uwagę dwa przekroje dowolne *M* i *N*; oznaczmy stężenie w pierwszym przez  $s$ , w drugim przez  $s'$ , przez  $l$  ich odległość, przez  $a$  pole przekroju słoja. Ilość gramów ciała =  $Q$ , która przenika w przeciągu  $t$  sekund przez każdy z tych przekrojów: *M*, *N*, *B* i t. d. można wyrazić, w myśl przytoczonego pierwiej prawa, następującym wzorem (por. ust. 66, wzór 1):

$$Q = k \frac{s-s'}{l} \cdot at.$$

Wielkość  $k$ , zależna od rodzaju ciała przenikającego i od rodzaju płynu, w którym dyfuzya się odbywa (nadto od temperatury), nazywa się współczynnikiem dyfuzyi. Jednostką miary tej wielkości jest „centymetr kwadratowy w sekundzie”; ta sama miara, którą mierzy się także przewodnictwo termometryczne (ust. 68). W istocie,  $Q$  mierzymy na gramy, stężenie  $s$  na „gramy w centymetrze sześciennym”; wymiar współczynnika dyfuzyi będzie więc:

$$\left[ \frac{Ql}{s.a.t.} \right] = \frac{gr.cm.}{gr/cm^3 \cdot cm^2 \cdot sek.} = cm^2/sek.$$

Wartość jego liczebna nie zależy zatem wcale od wyboru jednostki wagowej. W następującej tablicy podane są wartości tego współczynnika dla kilku par ciał.

## TABLICA

SPÓŁCZYNNIKÓW DYFUZYI W  $cm^2/sek.$ 

Kwas solny — woda, 18° . . . . .	0,0000267
„ „ — „ 0° . . . . .	0,0000161
Kwas azotowy — woda, 18° . . . . .	0,0000256
Kwas siarczany — woda, 9° . . . . .	0,0000130
Sól kuchenna — woda, 18° . . . . .	0,0000123
„ „ — „ 0° . . . . .	0,0000066
Cukier — woda . . . . .	0,0000040
Siarczan miedz. — woda, 10° . . . . .	0,0000024
Siarczan cynk. — woda, 10° . . . . .	0,0000023
Białko — woda, 14° . . . . .	0,00000073
Tlen — woda, 16° . . . . .	0,0000187
Azot — woda, 16° . . . . .	0,000020
Bezwodn. węgl. — woda, 12° . . . . .	0,0000246
„ „ — kauczuk. . . . .	0,00000053
Wodór — kauczuk . . . . .	0,00000350
Wodór — powietrze (0°,76 <i>cm</i> ). . . . .	0,634
Wodór — bezwodn. węgl. (0°,76 <i>cm</i> ) . . . . .	0,534
Bezwodn. węgl. — powietrze (0°,76 <i>cm</i> ) . . . . .	0,134
Azot — tlen (0°,76 <i>cm</i> ). . . . .	0,179
Para wodna — powietrze (0°,76 <i>cm</i> ) . . . . .	0,198
Para eteru — powietrze (0°,76 <i>cm</i> ) . . . . .	0,078
„ „ — wodór (0°,76 <i>cm</i> ). . . . .	0,296



Podwyższenie temperatury powiększa we wszystkich przypadkach wartość współczynnika dyfuzji, a więc skraca czas dyfuzyjnego mieszania się ciał. Dyfuzja istotna, nie wspomóżona przez mechaniczne mieszanie, (albo przez prądy powstające wskutek różnic temperatury i gęstości) jest to zjawisko niezmiernie powolne. Do wyrównania stężeń w dużych objętościach potrzeba niekiedy wielu miesięcy, a nawet lat. Mieszanie mechaniczne przyspiesza nadzwyczajnie wymieszanie się ciał, albowiem zwiększa bardzo znacznie powierzchnię zetknięcia się (znane strugi syropu mieszanego z wodą), a zarazem wprowadza w bezpośrednie zetknięcie warstwy o bardzo nierównym stężeniu — wywołuje więc silne spadki stężeń. Ostatecznie jednak i w tym razie zmieszanie się ciał jest wynikiem działania istotnej dyfuzji.

Graham, któremu zawdzięczamy pierwsze badania ilościowe dyfuzji (1850 r.) dostrzegł, że pod względem szybkości przenikania ciała można podzielić na dwie gromady: krystaloidami nazwał ciała przenikające stosunkowo szybko, zwyczajnie krystalizujące się z roztworów. One wywierają też wpływ znaczny na temperaturę wrzenia i krzepnięcia rozpuszczalnika (ust. 39, 55). Do gromady tej należą różne sole, kwasy i zasady. Koloidy natomiast odznaczają się dyfuzją powolną (białko, guma arabska, karmel i t. p.); mają zwykle wysoki ciężar cząsteczkowy; w wodzie rozmakają raczej niż rozpuszczają się, w ilości częstokroć dowolnej. Na temperatury wrzenia i krzepnięcia wywierają wpływ małoznaczny.

**110. PRZEBIEG DYFUZYJI.** Co do przebiegu dyfuzyjnego mieszania się ciał możemy powtórzyć te same uwagi, które przytoczyliśmy w ust. 68, odnośnie do dyfuzyjnego wyrównywania się temperatur; uwagi te opierały się na tem, że przewodnictwo termometryczne — podobnie, jak współczynnik dyfuzji — mierzy się na „centymetry kwadratowe w sekundzie”. Z tego wynika, że liczba wyrażająca współczynnik dyfuzji nie zmienia się, jeżeli odległości mierzyć będziemy miarą zwiększoną  $n$ -krotnie, byle jednostka czasu była jednocześnie  $n^2$  razy powiększona. Wyobraźmy sobie tedy dwa naczynia, podobnej postaci; drugie niech będzie  $n$ -krotnem powiększeniem pierwszego. Jeżeli oba naczynia były początkowo napełnione temi samymi ciałami, w podobnem rozmieszczeniu, to podobny stopień dyfuzyjnego zmieszania nastąpi w drugim po upływie czasu  $n^2$  razy dłuższego niż w pierwszym.

Zastosujemy to do przypadku, który zdarza się w praktyce najczęściej. Niechaj dyfuzja odbywa się w wysokim pionowym słojn  $BC$  (fig. 76a). Ciało przenikające znajduje się z początku na dnie, w warstwie  $AC$ , w takiej ilości, iżby stężenie jego, w przekroju  $Aa$ , utrzymywało się stale na wysokości, którą oznaczmy liczbą 100. Skoro dyfuzja potrwa pewien czas  $= t$  sekund, przekonamy się, iż w warstwie położonej w wysokości  $x$  centymetrów nad pierwotną granicą  $Aa$ , stężenie ciała przenikającego uzyskało jakąś wartość, dajmy nato 5%, stałego stężenia panującego na dnie. Otóż jeżeli słój jest tak wysoki, że znaczniejsze ilości ciała nie dotarły jeszcze do górnej powierzchni płynu (więc jakżeby był nieskończenie wysoki), wówczas owo stężenie 5% przeniknie do wysokości  $2x$  po upływie czasu  $4t$  (licząc od początku dyfuzji); do wysokości  $3x$  po upływie  $9t$  sekund i t. d. Ogólnie mówiąc: czas, w ciągu którego pewien stopień stężenia przenika w głąb ciała nieograniczonego, jest proporcjonalny do kwadratu głębokości. Na rysunku stopniowy postęp dyfuzji jest uzmysłowiony za pomocą krzywych  $\alpha, \beta, \gamma$ , których odcięte wyrażają, w sposób nie wymagający bliższego objaśnienia, stopnie stężenia w różnych wysokościach nad dnem, po upływie coraz to dłuższych czasów.

Gdybyśmy powtórzyli to samo doświadczenie z ciałem, którego współczynnik dyfuzji jest n.p. trzy razy większy, to wszystko odbywałoby się tak samo jak pierwej, z tą różnicą, że różne stadia dyfuzji, wyrażone przez krzywe  $\alpha, \beta, \dots$  byłyby osiągnięte w czasach trzy razy krótszych.

Przebieg dyfuzji można zatem we wszystkich przypadkach objąć jednym wzorem, albo jedną tablicą liczbową, albo wreszcie, jak na fig. 76, jedną krzywą. Rzędne tej krzywej przedstawiają odległości  $x$  (od 0 do 3,5 tych jednostek długości, w których wyrażony jest współczynnik dyfuzji  $k$ ) — odległości liczone od warstwy, w której stężenie przyjmujemy jako niezmienne i wyrażone liczbą 100%. Odcięte krzywej wyrażają stężenia  $s$  ciała przenikającego, w różnych odległościach, jakie wytworzyły się przez dyfuzję, po upływie jednostki czasu, w przypadku, gdy wartość współczynnika dyfuzji  $= 1$ . Z pomocą takiej krzywej \*) można rozwiązywać zadania, odnoszące się do dyfuzji w nieograniczenie wysokim słupie, i to nietylko dyfuzji ma-

\*) Jej równaniem jest:

$$s = 100 \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2}} e^{-x^2} dx \right).$$



teryi, lecz także ciepła, prądu elektrycznego, wiekowego ostygnięcia kuli ziemskiej i t. p., które tymże samym prawom podlegają.

Zastosowanie jej objaśnimy przykładem. Przypuśćmy, że chodzi o dyfuzję soli kuchennej w wodzie ( $k = 0,0000123 \text{ cm}^2/\text{sek}$ ). Gdyby było  $k = 1$ , wówczas po upływie czasu 1 sek, jak okazuje krzywa, znaleźlibyśmy w odległościach 1 cm, 2 cm, ... nad warstwą nasyconą stężenia 48%, 16%, ... Ponieważ jednak  $k$  jest  $\frac{1}{0,0000123} = 81300$  razy mniejsze, przeto w dyfuzji soli wartości te będą osiągnięte dopiero po upływie 81300 sek. = 22 god. 35 min. W dyfuzji pary wodnej w powietrzu ten sam stan byłby osiągnięty po upływie  $1 : 0,198 = 5$  sek. Ogólnie mówiąc, krzywa przedstawia stan stężeń jakiegokolwiek ciała po upływie czasu  $t_0 = \frac{1}{k}$ . Po upływie czasu  $nt_0$  też same liczby 48%, 16%, ... będą wyrażały stężenia w odległościach  $\sqrt{n}$  razy większych.

Można również użyć tej krzywej do określenia dyfuzji zmian temperatury. Przypuśćmy n.p., że gruba płyta miedziana ( $\alpha = 1,25$ ;  $\frac{1}{\alpha} = 0,8 \text{ sek.}$ ) posiada nawskroś temperaturę 0°. Jedną ze ścian jej ogrzewamy nagle do 30° i utrzymujemy stale w tej temperaturze; natenczas po upływie czasu 0,8 sek., w głębokości 1 cm, płyta ogrzeje się do 48% powierzchniowej zwyżki temperatury, t. j.  $0,48 \times 30 = 14,4^\circ$  i t. d.

Drugi przykład, do którego stosuje się również krzywa dyfuzyjna (fig. 76) objaśnia fig. 76b. Dolna połowa słoja  $C'E'$  zawiera, dajmy nato, wodę; w górnej znajduje się lżejszy wyskok (możnaby też wziąć n.p. gazy: bezwodnik węglowy na dole, nad nim wodór). Początkowe rozmieszczenie stężenia wody uzmysławia linia łamana  $E, D, d, c$ . Z biegiem czasu woda przenika do góry, wyskok na dół; stężenie wody w różnych przekrojach wyrażać się będzie kolejno przez krzywe  $\alpha, \beta, \dots$ ; w końcu, skoro przez dyfuzję nastąpi zupełne zmieszanie się obu cieczy, stężenie wody (jednostajne) wyrażać będzie  $ec'$ . Skoro początkowe objętości cieczy (lub gazów) były równe,  $C'D' = E'D'$ , prosta ta przechodzić będzie przez punkt  $d'$ , leżący w połowie długości linii  $Dd$ . Jeżeli długości obydwu słupów  $C'D'$  i  $D'E'$  są bardzo wielkie, wówczas każda z krzywych  $\alpha, \beta, \dots$  przechodzących stale przez  $d'$  będzie miała własności krzywej wyobrażonej na fig. 76. Linia ta umożliwi obliczenie przebiegu dyfuzji i w tym przypadku, skoro położymy  $Dd' = 100$ .

**111. DYFUZYJA GAZÓW.** Wystarczy spojrzeć na tablicę współczynników dyfuzji w ust. 109, aby się przekonać, że gazy mieszają się przez dyfuzję wiele tysięcy razy prędzej, aniżeli ciecze. Łatwo odgadnąć w czem leży powód tak różnego ich zachowania się; oto cząsteczki gazów są zupełnie swobodne, podczas gdy cząsteczki cieczy, poruszające się w gęstym natłoku, wśród innych cząsteczek, spotykają w ruchu swym olbrzymi opór, wynikający z tarcia. Dyfuzyjne mieszanie się gazów odbywa się zatem tylko wskutek ruchu cieplnego cząsteczek. Wnosimy ztąd, że współczynnik dyfuzji wzajemnej będzie tem większy, im prędzej cząsteczki się poruszają, jako też, im dłuższą jest droga swobodna każdej cząsteczki.

Istotnie, doświadczenie okazało, że podwyższenie temperatury, zwiększające prędkość cząsteczek, przyspiesza dyfuzję gazów w znacznym stopniu. Zgęszczenie natomiast, skraca drogi swobodne i zwalnia dyfuzję; współczynnik wzajemnej dyfuzji jest odwrotnie proporcjonalny do całkowitego ciśnienia, panującego w gazach mieszających się.

Gazy o małej gęstości (wodór), których cząsteczki poruszają się szybko (ust. 101) przenikają też o wiele prędzej od gęstych, mających znaczny ciężar cząsteczkowy a mniejszą prędkość cząsteczek. W tablicy współczynników dyfuzji znajdujemy kilka przykładów tego rodzaju, uwydatniających wpływ rodzaju gazów mieszających się na szybkość dyfuzji.

Szybkość parowania cieczy z naczyń otwartych, otoczonych zupełnie spokojną atmosferą powietrza, lub innego gazu, zależy w pierwszym rzędzie (obok szerokości naczynia) od wartości współczynnika dyfuzji pary w danym gazie. Wpływ rodzaju gazu okazuje się w następującem doświadczeniu. W wannie pneumatycznej rtęciowej (fig. 78) ustawione są dwie rurki szklane, napełnione z początku do połowy rtęcią. Jedna z nich zawiera nad rtęcią powietrze, druga wodór. Skoro wprowadzimy cokolwiek eteru do obu rurek, dostrzeżemy opadanie słupów rtęciowych, w następstwie tworzenia się pary eteru. Po ustaleniu się równowagi, słupy zniżą się w obu rurkach jednakowo. Jednakże równowaga nastąpi w rurce wodorowej znacznie wcześniej, aniżeli w tej, w której para eteru rozchodzi się w powietrzu

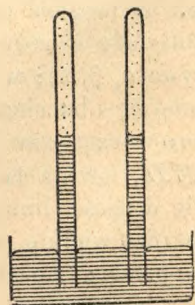


Fig. 78.



**112. PRZENIKANIE GAZÓW PRZEZ ŚCIANY I BŁONY.** Gazy odzielone od siebie przegrodą, ścianą, mogą również mieszać się, jeżeli ściana jest przenikliwą bodaj dla jednego z nich. Należy tu rozróżnić dwa przypadki: *a*) ściana posiada ustrój gąbczasty, dziurkowaty, przepuszcza cząsteczki gazów przez drobne przestwory znajdujące się w jej wnętrzu, (głina wypalona, bez polewy, cegły, gips, grafit i t. p.); *b*) ściana pochłania gazy, rozpuszcza je w sobie; one przenikają przez nią według ogólnych praw dyfuzji (kauczuk, przegrody płynne, n.p. błony z mydlin).

W pierwszym z tych przypadków szybkość przenikania zależy w pierwszym rzędzie od rodzaju gazu, od jego prędkości cząsteczkowej, a więc od gęstości; szybkości przenikania różnych gazów przez ściany dziurkowane mają się odwrotnie jak pierwiastki z gęstości względnych (ust. 101). Wskutek różnych prędkości przenikania może wytworzyć się przemijająco różnica ciśnień po obu stronach ściany, jak to

ma miejsce w doświadczeniu objaśnionem przez fig. 79. Na górnej powierzchni cegły *C* nakitowany jest szklany lejek *L*, połączony z manometrem wodnym. Jeżeli na dolną powierzchnię puścimy prąd wodoru, albo gazu świetlnego, dostrzeżemy, już po upływie paru sekund, szybki wzrost ciśnienia w lejku: wodór przenika do wnętrza nierównie prędzej, aniżeli powietrze z lejka na zewnątrz.

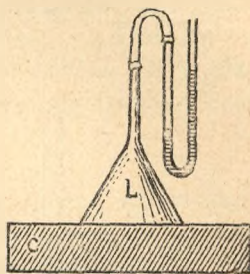


Fig. 79.

W podobny sposób odbywa się wymiana gazów przez ceglane ściany mieszkań (nieoklejonych tapetami). Na tej samej zasadzie polega sposób oddzielania gazów zmieszanych, zwany atmolizą. Mieszanina gazów, przeprowadzona przez rury z wypalanej glinki, traci składniki lżejsze, staje się bardziej stężoną względem gazów ciężkich.

W drugim przypadku, jeżeli gazy przenikające przez ścianę rozpuszczają się w niej, szybkość przenikania niema bezpośredniego związku z prędkością ruchu cząsteczkowego, a więc z gęstością gazu; ona zależy w pierwszym rzędzie od rozpuszczalności gazu w materiale przegrody, następnie także od szybkości dyfuzji przez przegrodę. Przez błonę kauczukową przenika najprędzej bezwodnik węglowy, po nim idzie wodór (na tem zależy rychłe psucie się baloników, napełnionych wodorem); najwolniej, przenika azot.

Szkło zdaje się być zupełnie nieprzenikliwem w obec gazów pod zwykłym ciśnieniem. Przez blachy metalowe natomiast, rozgrzane do czerwoności, niektóre gazy przechodzą bardzo obficie, n.p. wodór przez platynę i pallad, tlenek węgla (czad) przez rozgrzane ściany pieców żelaznych.

**113. POCHŁANIANIE GAZÓW PRZEZ CIAŁA STAŁE.** Zjawiska opisane na końcu poprzedzającego ustępu świadczą, że gazy mogą rozpuszczać się w ciałach stałych. W niektórych przypadkach rozpuszczanie się bywa tak obfite, że stanowi istotne pochłanianie, prężność danego gazu w otoczeniu ciała pochłaniającego zmniejsza się znacznie. Wprowadźmy n.p. do rurki szklanej, napełnionej bezwodnikiem węglowym, zanurzonej otwartym końcem w rtęci (fig. 80), kawałek węgla drzewnego świeżo wy-



Fig. 80.

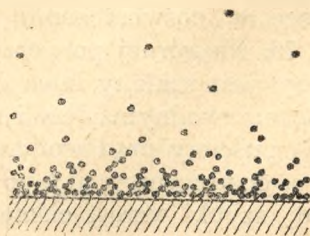


Fig. 81.

żarzonego; zauważmy, że rtęć w rurce podniesie się znacznie do góry, co dowodzi, że węgiel pochłonął pewną ilość gazu. Jednostka objętości węgla drzewnego pochłania 90 jednostek amoniaku, 35 bezwodnika węglowego, 9 tlenu,  $7\frac{1}{2}$  azotu. Węgiel sproszkowany, oziębiony wrzącem powietrzem pochłania te gazy tak potężnie, iż wytwarza około siebie, w zamkniętym naczyniu, niemal doskonałą próżnię (Dewar). W podobny sposób t. zw. gąbka platynowa (platyna w postaci mocno rozdrobionej, gąbczastej) pochłania około 250 razy większą od własnej objętość wodoru. Gaz zagęszczony w tym stopniu ogrzewa się tak silnie, że platyna rozżarza się (lampka Döbereinera).

Jest rzeczą prawdopodobną, że w opisanych właśnie zjawiskach pochłaniania, gazy zagęszczają się przeważnie na po-



wierzchni. Z tego powodu ciała stałe dziurkowane, jak węgiel, działają szczególnie wydawnie, albowiem przedstawiają, w niewielkiej objętości, ogromną powierzchnię pochłaniającą. Że zagęszczenie gazów na powierzchni ciał stałych zdarza się istotnie, o tem przekonano się wielokrotnie. Niewidzialne pismo, albo rysunek, zrobiony na powierzchni czystej szyby szklanej rysikiem drewnianym, albo przez przyłożenie monety, występuje na jaw, skoro się chuchnie na szybę. Rysując, ścieramy widocznie warstewkę zagęszczonego powietrza, poczem para skrapla się w kształcie rosy, odmiennie na czystym szkle, aniżeli na warstwie zagęszczonej. Możemy tedy przedstawić sobie powierzchnię szkła, razem z zagęszczonym gazem, mniej więcej tak, jak okazuje fig. 81 w milionowem powiększeniu. W doskonałej próżni gaz zagęszczony odrywa się zwolna od szkła, próżnia psuje się z biegiem czasu. Całkowite uwolnienie ciał stałych od pochłoniętych gazów udaje się tylko przez długotrwałe wyżarzanie. Zjawiska zagęszczenia powierzchniowego nazywają się także adsorbeyą albo waporhezyą; wnikanie gazów w masę ciał stałych (*H* w platynę lub pallad,  $CO_2$  w kauczuk), rozpuszczanie się istotne, nosi nazwę okluzyi.

**114. POCHŁANIANIE GAZÓW PRZEZ CIECZE** znane jest dokładnie, aniżeli okluzya i adsorbeya. W niektórych razach bywa ono bardzo silne. Wprowadźmy do rurki eudiometrycznej (fig. 80), w wanience rtęciowej, suchy, czysty amoniak; następnie, za pomocą smoczka, przez dolny koniec rurki, odrobinę wody. Woda chłonie amoniak tak obficie i gwałtownie, że po chwili rtęć podejdzie aż pod górny koniec rurki; nad rurką zostanie zaledwie mała banieczka gazu. Woda pochłania też powietrze, aczkolwiek w stopniu nierównie mniejszym; ogrzana mniej niż zimna. Obecność powietrza w wodzie zwyczajnej łatwo wykazać przez ogrzanie; w temperaturze o wiele niższej od punktu wrzenia pojawiają się na ścianach naczynia liczne perełki powietrza, wypędzone przez ciepło. To samo można uzyskać przez zmniejszenie ciśnienia w powietrzu otaczającym wodę, n.p. umieszczając ją pod dzwonem pompy pneumatycznej. Bezwodnik węglowy rozpuszcza się w wodzie i w płynach wodnistych (piwo) bardzo obficie. Ilość gazu pochłoniętego można znakomicie zwiększyć, rozpuszczając go pod ciśnieniem, jak się to czyni przy wyrobie wody sodowej. Rozumie się, że gaz pozostaje w cieczy tylko tak długo, dopóki działa ciśnienie. Woda sodowa, wy-

puszczona z syfonu, traci szybko nadmiar gazu, zachowując trwa-  
le tylko taką jego ilość, jaka odpowiada ciśnieniu bezwodnika  
węglowego w atmosferze (zdaje się jednak, że i w tym przypad-  
ku może zdarzać się „przesycenie”). Tak samo tłumaczy się  
powstawanie piany na piwie, po odkorkowaniu butelki.

Uwolnienie zupełne cieczy od gazów rozpuszczonych jest  
rzeczą bardzo trudną. Najprędzej prowadzi do celu długotrwałe  
gotowanie, zwłaszcza pod ciśnieniem zmniejszonym. Pochłanianie  
gazu przez ciecz, wprowadzoną w zetknięcie z nim, odbywa  
się przy udziale dyfuzji. Gaz wnika w masę cieczy przez po-  
wierzchnię, następnie rozchodzi się zwolna w całej masie przez  
dyfuzję. Ażeby przyśpieszyć proces pochłaniania należy wpro-  
wadzić gaz w zetknięcie z możliwie wielką powierzchnią cieczy,  
a zarazem mieszać samą ciecz; osiągniemy to przez silne wstrzą-  
sanie, czyli kłócenie cieczy z gazem.

Ilościowe prawo rozpuszczania się gazów w cieczach po-  
dał Henry w r. 1802: po ustaleniu się równowagi między gazem  
rozpuszczonym w cieczy, a gazem nad cieczą, stosunek stę-  
żenia  $d'$  gazu rozpuszczonego, do gę-  
stości  $d$  gazu pozostałego nad cieczą,  
będzie w danej temperaturze liczbą  
stałą  $= \beta$  (spółczynnik rozpuszczal-  
ności) niezależną od gęstości i ciś-  
nienia gazu. Ponieważ gęstość  $d$  jest pro-  
porcyonalna do ciśnienia  $p$  atmosfery gazowej  
nad cieczą, przeto można też powiedzieć: ilość  
gazu rozpuszczonego jest proporcjonalna  
do ciśnienia. Oznaczywszy przez  $V$  obję-  
tość cieczy, przez  $m$  masę gazu pochłonięte-  
go, przez  $v$  objętość, jaką zajmowałby pod  
ciśnieniem równowagi  $p$ , po wydobyciu z cie-  
czy, sprawdzimy łatwo następujące związki:

$$d' = \beta d; \quad m = Vd' = \beta Vd; \quad v = \beta V.$$

Stosunek  $\beta$  wyraża się niekiedy (amoniak w wodzie) liczbą  
bardzo wielką, mówi się wtedy, że ciecz chłonie gaz chciwie;  
w tych przypadkach prawo Henrego stosuje się mniej dokładnie;

Jeżeli ilość gazu nad cieczą jest ograniczona (fig. 82) wte-  
dy w miarę rozpuszczania się jego w cieczy ciśnienie wskazane  
przez manometr  $M$  będzie maleć. Ciśnienie równowagi  $p$ , od

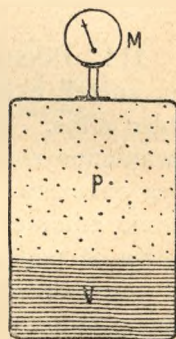


Fig. 82.



którego zależy ilość gazu rozpuszczonego będzie to ciśnienie końcowe, które się ustali po całkowitem nasyceniu cieczy.

Do mieszanin gazowych stosuje się prawo Daltona: Każdy składnik rozpuszcza się w miarę swego ciśnienia częściowego, niezależnie od pozostałych.

### TABLICA

SPÓŁCZYNNIKÓW ROZPUSZCZALNOŚCI W WODZIE.

	0°	20°	100°
Wodór . . . . .	0,0215	0,0196	—
Azot . . . . .	0,0237	0,0171	0,0133
Tlen . . . . .	0,0493	0,0337	0,0231
Powietrze . . . . .	0,0288	0,0201	0,0152
Bezwodnik węglowy . .	1,71	0,94	—
Amoniak . . . . .	1300	763	—

**115. OSMOZA.** Ciecze oddzielone od siebie ścianą lub błoną, mogą również mieszać się samodzielnie, podobnie jak gazy oddzielone (ust. 112) ścianami lub błonami. Ażeby jednak zmieszanie się nastąpiło potrzeba: 1) żeby obie ciecze były w ogóle zdolne mieszać się ze sobą; 2) żeby ściana, lub błona, oddzielająca je, mogła nasiąkać przynajmniej jedną z tych cieczy. Nie jest rzeczą konieczną, żeby błona była dziurkowata, wystarczy, żeby mogła przyjmować w siebie ciecz, jak n.p. gelatyna nasiąka wodą, albo kauczuk dwusiarczkiem węgla.

Zjawisko mieszania się jest w pierwszym rzędzie zależne od rodzaju błony, od jej nasiąkliwości. Pospolicie błona przyjmuje w siebie obie ciecze, poczem oddaje każdą z nich po przeciwnej stronie; jest to istotna dyfuzja przez błonę. Zjawisko to, zwane osmozą jest niemałego znaczenia w przyrodzie organicznej; tą drogą odbywa się wymiana soków w tkankach roślinnych i zwierzęcych.

Nasiąkliwość błon bywa różna wobec rozmaitych cieczy. Z tego powodu oba prądy osmotyczne, przenikające przez błonę, bywają zazwyczaj nierówne, co daje powód do wytwarzania się przemijającej różnicy ciśnień, po obu stronach, zupełnie jak to opisywaliśmy przy gazach. Tak n.p. błona pęcherza nasiąka obficie wodą; przyjmuje również alkohol, lecz w ilości nierównie mniejszej. Zawiązmy tedy szczelnie słoik *A* pełen alkoholu

(fig. 83) pęcherzem *B*, i wstawmy go do wody (Nollet, 1748 r.). Po kilku godzinach pęcherz będzie silnie wydęty na zewnątrz; jest to skutek przenikania wody przez błonę do wnętrza. Jednocześnie pewna (mniejsza) objętość alkoholu przechodzi na zewnątrz do wody *W*.

W tak zw. osmometrze Dutrocheta (fig. 84) naczynie zawiązane u spodu błoną, przedłużone ku górze wążką szyjką zawiera jedną ciecz (n.p. roztwór stężony siarczanu miedziowego); naczynie to zanurza się w drugiej cieczy, n.p. w wodzie.

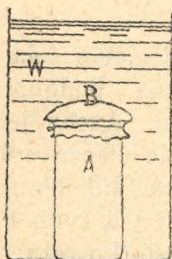


Fig. 83.

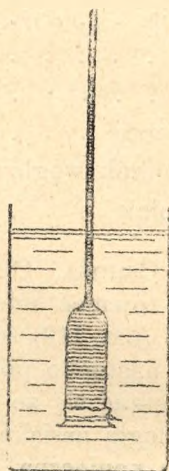


Fig. 84.

Zależnie od tego, który z prądów osmotycznych jest obfitszy, ciecz w szyjce będzie rychło podnosić się, lub opadać (siarczan miedziowy i inne sole podnoszą się wobec wody). Zrozumiemy jednak, iż mimo obfitej osmozy poziomy cieczy w szyjce nie zmieniały się wcale, gdyby oba prądy były równe (co do objętości przenikającej w pewnym czasie). W każdym razie osmoza ustaje dopiero wtenczas, gdy ciecze po obu stronach ściany uzyskają jednakowe stężenia.

Zjawiska zwyczajnej osmozy nie dały się ująć w ścisłe prawa, albowiem przebieg ich jest zależny od warunku tak nieokreślonego, jak rodzaj błony użytej. Dwa kawałki wycięte z tego samego pęcherza działają częstokroć różnie. Jolly nazwał równoważnikiem osmotycznym tę ilość gramów wody, która wnika przez błonę do



roztworu solnego, w zamian za wypłukany na zewnątrz 1 *gr* soli. Liczba ta zależy nie tylko od rodzaju soli, lecz nadto od rodzaju błony i od stężenia roztworu. Wartości jej, dla różnych soli i błon, mogą jednak dać przybliżone wyobrażenie o przebiegu osmozy. Dla błony pęcherza Jolly znalazł następujące liczby: wodorotlenek potasowy 230; siarczan magnowy 12; siarczan miedziowy 10; cukier 7; sól kuchenna 4; alkohol 4; kwas siarczany 0,4.

Ważnem zastosowaniem osmozy jest t. zw. dializa, sposób wynaleziony przez Grahama, za pomocą którego można oddzielać krystalloidy od kolloidów (ust. 109). Przez błonę kolloidową (n.p. papier pergaminowy) oddzielający wodę czystą od roztworu zawierającego krystalloidy zmieszane z kolloidami, pierwsze przenikają szybko, kolloidy zaś w bardzo małej ilości. W przemyśle cukrowym używa się dializy do wyciągania cukru ze słabych roztworów soku buraczanego.

**116. CIŚNIENIE OSMOTYCZNE.** Dyfuzyjne rozprzestrzenianie się ciała rozpuszczonego (soli, cukru, wyskoku) w łonie rozpuszczalnika ciekłego, posiada wiele cech wspólnych z rozprężaniem się gazu w naczyniu próżnem, (albo w naczyniu zawierającym jaki inny gaz). W obu przypadkach równowaga następuje dopiero wtenczas, gdy stężenie ciała rozprzestrzeniającego się stanie się zupełnie jednostajnem. Jeżeli gazowi rozprężającemu się zagrozdzimy drogę ścianą nieprzepuszczającą, wówczas, jak wiadomo, wywiera on na nią ciśnienie proporcjonalne do swej gęstości. Doświadczenie okazało, że ciśnienie zupełnie podobne do gazowego, wywierają również cząsteczki ciała rozchodzącego się w rozpuszczalniku, jeżeli się zamknie drogę dyfuzji za pomocą przegrody nieprzenikliwej w obec cząsteczek ciała, ale przepuszczającej rozpuszczalnik; jest to t. zw. ciśnienie osmotyczne.

Zwyczajne błony, jakich się używa do doświadczeń opisanych w poprzedzającym ustępie, przepuszczają wodę, zarówno jak i ciało rozpuszczone w wodzie, jakkolwiek to ostatnie w ilości zazwyczaj mniejszej. W roku 1867 Traube znalazł sposób sporządzania błon wólpółprzenikliwych, przepuszczających swobodnie wodę, a nieprzenikliwych w obec cząsteczek wielu ciał rozpuszczalnych w wodzie. Podobną własność posiadają też pewne błony w organizmach roślinnych i zwierzęcych. Sztuczną błonę wólpółprzenikliwą otrzymuje się n.p. puszcżając kroplę wodnego roztworu żelazosinku potasowego  $Fe(CN)_6K_4$  w roztwór

wodny siarczanu miedziowego  $CuSO_4$ . Sole te tworzą osad stały żelazosinku miedziowego, wydzielający się w kształcie cieniutkiej błonki otaczającej kroplę. Błonka ta jest oczywiście nieprzenikliwą wobec obu soli, z których się utworzyła; nadto nie przepuszcza wielu innych ciał, n.p. cukru. Ponieważ ciśnienie osmotyczne dosięga często wielu atmosfer, przeto, żeby błonkom takim nadać dostateczną wytrzymałość, Pfeffer wytwarzał je we wnętrzu dziurkowatych ścianek z palonej gliny.

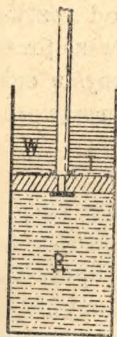


Fig. 85.

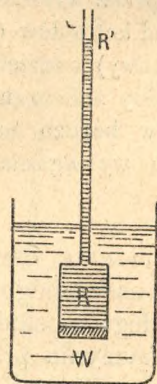


Fig. 86.

Wyobraźmy sobie naczynie walcowate (fig. 85), zawierające wodę, w której zanurza się tłok współprzenikliwy, przystający szczelnie do ścian walca. Nad tłokiem znajduje się woda czysta, pod nim wodny roztwór jakiegokolwiek ciała, niezdolnego przeniknąć przez tłok, n.p. cukru. Nastąpi widocznie osmoza, mocą której woda przenikać będzie pod tłok, unosząc go do góry. Jeżeli zatrzymamy tłok na miejscu, ciśnieniem działającym z zewnątrz, natenczas woda przenikać będzie na dół tylko dopóty, dopóki zwiększona pod tłokiem prężność nie zrównoważy zewnętrznego ciśnienia. Wówczas nastąpi równowaga, której podobieństwo do równowagi zgęszczonego gazu nasuwa się samo przez się: cząsteczki ciała roztworzonego, mając w ruchu dyfuzyjnym zagrodzoną drogę do góry, wywierają na tłok ciśnienie; jest to właśnie ciśnienie osmotyczne.

Jeżeli zwiększymy ciśnienie zewnętrzne, tłok obsunie się cokolwiek na dół, dając ujście nadmiarowi wody, a cząsteczki cukru zostaną zgęszczone, podobnie jakby się zgęściły cząsteczki gazu, poczem nastąpi znowu równowaga, pod ciśnieniem zwiększonym.



szonem. Urządzenie tego rodzaju pozwala widocznie wprowadzać wodę do roztworu, rozcieńczać go — albo też odbierać mu wodę, stężyć go, w sposób odwracalny. Na tej odwracalności polega jego ważność w termodynamice roztworów.

Do rzeczywistego pomiaru ciśnienia osmotycznego nadaje się lepiej przyrząd urządzony nakształt osmometru (fig. 86). Naczynie  $R$ , mające dno wóółprzenikliwe, napełnione roztworem, zanurzone jest w wodzie czystej  $W$ . W szyjce naczynia plyn podnosi wskutek osmozy do wysokości  $R'$ , która jest miarą manometryczną ciśnienia osmotycznego.

W roku 1877 Pfeffer wykonał szereg pomiarów ciśnienia osmotycznego w roztworach wodnych cukru trzcinowego, rozmaitego stężenia i w różnych temperaturach; przyrząd użyty przez niego był podobny do fig. 86. W następującej tabliczce podane są wypadki tych pomiarów. Ciśnienie osmotyczne  $P$  wyrażone jest w atmosferach;  $s$  oznacza stężenie roztworu, mianowicie ilość gramów cukru w litrze roztworu:

$s$	$P$	$\frac{P}{s}$
9,94	0,704	0,708
19,76	1,337	0,677
39,06	2,739	0,701
57,97	4,046	0,698

Podobne doświadczenia, wykonywane w różnych temperaturach, dowiodły, że ciśnienie osmotyczne zwiększa się szybko, gdy temperatura wzrasta. Roztwór cukru o stężeniu 9,94 *gr/litr* okazywał w różnych temperaturach następujące wartości ciśnienia:

$t$	$P$	$0,6513 \left(1 + \frac{t}{273}\right)$
6,8°	0,664	0,668
13,7°	0,687	0,684
22,0°	0,721	0,704
36,0°	0,746	0,737

Nadto przekonano się, że wartość ciśnienia osmotycznego nie zależy od rodzaju błony użytej w doświadczeniu, byleby błona ta była istotnie zupełnie nieprze-

nikliwą wobec cząsteczek ciała rozpuszczonego. W tych danych van't Hoff odczytał ważne prawidłowości, które stały się podstawą teorii roztworów rozcieńczonych.

**117. PRAWA VAN'T HOFFA.** Podobieństwo ciśnienia osmotycznego do prężności gazów uwydatnił i pogłębił w roku 1885 van't Hoff wykazując, na podstawie doświadczeń Pfeffera, że te dwie wielkości, z pozoru tak różnorodne, podlegają nietylko podobnym, lecz wprost tym samym prawom—prawom Boylego, Charla i Avogadry. Wszelako te trzy prawa zasadnicze stosują się, jak wiemy, tylko do gazów niezbyt zgęszczonych; podobnie też w zastosowaniu do roztworów, one mają ważność tylko w roztworach dostatecznie rozcieńczonych.

a) Prawo Boylego. Ciśnienie osmotyczne w pewnej danej temperaturze, jest wprost proporcjonalne do stężenia roztworu. (Prężność gazu w pewnej danej temperaturze jest wprost proporcjonalna do gęstości). Prawo to stwierdza pierwsza z tablic, podanych w poprzedzającym ustępie, zawierających wypadki doświadczeń Pfeffera nad roztworami cukru różnego stężenia; istotnie w granicach dokładności pomiarów, stosunek  $\frac{P}{s}$  ciśnienia osmotycznego do stężenia okazuje się stałym, podczas gdy  $s$  zmienia się w bardzo obszernych granicach, od 10 do 58.

b) Prawo Charla. Ciśnienie osmotyczne roztworu o pewnem danem stężeniu, wzrasta proporcjonalnie do temperatury bezwzględnej. (Prężność gazu, ogrzewanego o stopień, w objętości stałej, wzrasta o  $\frac{1}{273}$  prężności odpowiadającej temperaturze topniejącego lodu). Druga tablica Pfeffera stwierdza to prawo z dostateczną dokładnością.

c) Prawo Avogadry. Roztwory różnych ciał, zawierające w jednakowych objętościach tę samą liczbę cząsteczek (mające jednakowe stężenia cząsteczkowe, str. 87), mają w tej samej temperaturze jednakowe ciśnienia osmotyczne; ciśnienie to jest równe prężności gazu, zawierającego tę samą liczbę cząsteczek w tejże objętości i temperaturze. (Różne gazy i pary, zawierające w jednakowych objętościach tę samą liczbę cząsteczek, posiadają w tej samej temperaturze tę samą prężność). Prawo to, uwydatniające najdobitniej podobieństwo ciśnie-



nia osmotycznego do prężności gazów, stwierdza w zupełności druga tablica (ust. poprz.) Pfeffera zawierająca ciśnienia osmotyczne, w różnych temperaturach, wodnego roztworu cukru, o stężeniu 9,94 gr/litr. Cząsteczka gramowa cukru trzcinowego  $C_{12}H_{22}O_{11}$  waży:  $12 \times 12,0 + 22 \times 1,008 + 11 \times 16,0 = 342,2$  gr.

Roztwór uważany zawiera tedy  $\frac{9,94}{342,2} = 0,02905$  cząsteczki gramowej w litrze. Jeżeli prawo Avogadry stosuje się do roztworów, natenczas ciśnienie osmotyczne powinno mieć wartość równą prężności gazu, zawierającego również 0,02905 cząsteczki gramowej w litrze. Owóż, jedna cząsteczka gramowa jakiegokolwiek gazu, zamknięta w objętości litra wywiera w temperaturze  $0^\circ$  ciśnienie 22,42 atmosfer (ust. 15 e). Liczbie 0,02905 cząsteczek w temperaturze  $t$ , odpowiadać będzie zatem ciśnienie  $0,02905 \times 22,42 \left(1 + \frac{t}{273}\right) = 0,6513 \left(1 + \frac{t}{273}\right)$  atmosfer, co zgadza się istotnie, w granicach nieuniknionych błędów pomiaru, z doświadczeniami Pfeffera.

Wnosimy ztąd, że ciśnienie osmotyczne roztworu dostatecznie rozcieńczonego, można przedstawić tem samem równaniem, które wyraża prężność gazów nie zbyt zgęszczonych. Jeżeli mianowicie oznaczymy przez  $P$  ciśnienie osmotyczne roztworu, który w objętości  $V$  centymetrów sześciennych zawiera  $N$  cząsteczek gramowych ciała roztworzonego, natenczas, w temperaturze bezwzględnej  $T$ , będzie (ust. 15 e, wzór 11):

$$(1) \quad PV = NRTp_0$$

wartość stałej  $R$  jest ta sama jak u gazów:  $R = 82,1$ ;  $p_0$  oznacza ciśnienie jednej atmosfery.

Trudność w zastosowaniu wzoru (1) zachodzi tylko wtenczas, gdy cząsteczki ciała roztworzonego rozpadają się w roztworze, w większej lub mniejszej liczbie, na cząsteczki prostsze; wtenczas bowiem nie wiemy naprzód ile wynosi liczba  $N$  cząsteczek rozpuszczonych. Dysocjacyę tego rodzaju okazują wszystkie roztwory (zwłaszcza wodne), przewodzące prąd elektryczny (elektrolity); liczba cząsteczek w rozcieńczonych roztworach tych ciał bywa zawsze większa od tej, którą odważyliśmy w celu sporządzenia roztworu (tłumaczy się to rozkładem cząsteczek na t. zw. jony).

**118. ZASTOSOWANIA. 1. TEORYA DYFUZYI.** W roztworze jeszcze nie wymieszanym są miejsca o większem stężeniu, inne o mniejszem. W pierwszych ciśnienie osmotyczne jest większe, ono to sprawia ruch, rozprężanie się cząsteczek, w stronę ciśnienia mniejszego. Podobnie odbywa się wyrównanie gęstości w gazie niejednostajnie zgęszczonym, pod wpływem różnic prężności. Mimo wielkiej wartości ciśnienia osmotycznego, pędzącego cząsteczki, dyfuzya jest procesem nader powolnym, albowiem tarcie, jakie działa na cząsteczki przeciskające się wśród cząsteczek rozpuszczalnika, jest, wskutek ich małości, niezmiernie wielkie. Aby ocenić wielkość tego oporu, dość przypomnieć sobie, jak wolno osiada bardzo mialki pyłek, zawieszony w wodzie.

**119. 2. PAROWANIE ROZTWORÓW.** Wyobraźmy sobie dwa osmometry  $R_1, R_2$  (fig. 87), o dnach wółprzenikliwych, napełnione roztworami rozcieńczonymi dwu różnych ciał (nielotnych) w tym samym rozpuszczalniku. Przyjmijmy, że stężenia cząsteczkowe obu roztworów są jednakowe. Wówczas ciśnienia osmotyczne będą również jednakowe (ust. 117c); w obu osmometrach ciecz wznie się do tej samej wysokości  $A_1R_1 = A_2R_2 = z$ , gdyż, z powodu wielkiego rozcieńczenia, można przyjąć, że oba roztwory mają tę samą gęstość  $= d$ , nie wiele różną od gęstości czystego rozpuszczalnika. Są to wysokości dość znaczne, albowiem w roztworze o stężeniu: 1 cząsteczka gramowa w litrze, w temperaturze  $0^\circ$ , ciśnienie osmotyczne wynosi:  $p = 22,42 \text{ tm}$ . (wzór 1).

Obydwa osmometry ustawione są, jak okazuje rysunek, wewnątrz zamkniętego naczynia  $C$ , w którym u spodu znajduje się rozpuszczalnik czysty  $W$ , nad nim jego para. Po ustaleniu się równowagi termodynamicznej, prężność pary w poziomie  $A_1A_2$  musi być równa prężności pary nasyconej  $= p'$  nad jednym lub drugim roztworem, gdyby bowiem nie była, mielibyśmy parowanie, albo skraplanie się na powierzchni roztworów w szyjkach osmometrów. W poziomie  $B_1B_2$  natomiast prężność musi równać się prężności pary nasyconej rozpuszczalnika czystego  $= p$ . Otóż prężność  $p$  jest większa od  $p'$  o tyle, ile wynosi ciśnienie słupa pary o wysokości  $A_1R_1$  lub  $A_2R_2$ . Znajdujemy tym sposobem uzasadnienie praw Raoult'a (ust. 55) dotyczących

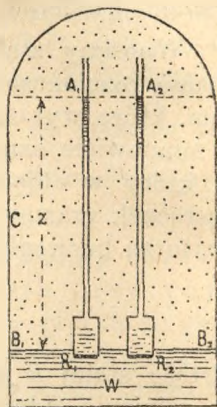


Fig. 87.



się parowania roztworów. Prężność pary  $p'$  nad roztworem jest mniejsza, aniżeli nad rozpuszczalnikiem czystym. Roztwory różnych ciał, w tym samym rozpuszczalniku, mają jednakowe prężności par, jeżeli ich stężenia cząsteczkowe są równe. Jest to rzeczą godną uwagi, że ciśnienie osmotyczne można znaleźć rachunkiem, skoro się zna z doświadczenia prężności  $p$  i  $p'$ .

Obliczymy to zniżenie  $p - p'$  na podstawie praw termodynamiki. W ust. 84e (wzór 5) okazaliśmy, że wprowadzenie małej ilości  $m$  gramów rozpuszczalnika czystego do roztworu bardzo rozcieńczonego — jakimkolwiek sposobem odwracalnym — dostarczy nam zawsze pracy w ilości:

$$L = 82,1 \frac{m}{\mu'} p_0 T \frac{p - p'}{p},$$

w czem  $\mu'$  oznacza ciężar cząsteczkowy rozpuszczalnika. Tę samą przemianę można skuteczniej, również odwracalnie, za pomocą przepon w półprzenikliwych. Niechaj n.p. tłok w półprzenikliwy (fig. 85), oddzielający roztwór od rozpuszczalnika, posunie się odrobinę do góry, pod parciem ciśnienia osmotycznego  $P$ , wpuszczając  $m$  gramów rozpuszczalnika do roztworu. Zyskamy tę pracę  $L$  odrazu, w ilości

$L = P \cdot \Delta V$ , w czem  $\Delta V = \frac{m}{d}$  oznacza zwiększenie objętości roztworu, które wtenczas nastąpi;  $d$  oznacza gęstość rozpuszczalnika, albo roztworu, co prawie to samo znaczy, skoro roztwór jest bardzo rozcieńczony. Podstawiając za  $P$  wartość van't Hoffa (1) ust. 117, znajdziemy:

$$L = \frac{82,1 N T p_0 m}{V \cdot d}.$$

Ponieważ praca  $L$  musi mieć tę samą wartość dla wszystkich dróg odwracalnych, przeto, porównawszy oba jej wyrażenia i uwzględniając, że  $Vd = M =$  masa rozpuszczalnika,  $\frac{M}{\mu'} = N' =$  liczba cząsteczek gramowych tegoż, znajdziemy natychmiast:

$$(2) \quad \frac{p - p'}{p} = \frac{N}{N'},$$

t.j. stosunek zniżenia prężności, do prężności pary rozpuszczalnika czystego, jest równy stosunkowi liczby cząsteczek ciała rozpuszczonego, do liczby cząsteczek

rozpuszczalnika, [ta] nie zależy wcale od rodzaju tych ciał (o ile stosują się do nich prawa gazowe ciśnienia osmotycznego).

Łatwiej, aniżeli zniżenie prężności, zmierzyć podwyższenie punktu wrzenia rozpuszczalnika. Pod ciśnieniem zewnętrznym  $p$  czysty rozpuszczalnik wrze w temperaturze  $T$ . Roztwór, pod temże ciśnieniem  $p$ , nie będzie jeszcze wrzał w temperaturze  $T$ , gdyż wtedy prężność jego pary wynosi dopiero  $p'$ . Należy tedy podnieść temperaturę jego, powyżej temperatury wrzenia czystego rozpuszczalnika, o tyle, iżby prężność pary doszła do  $p$ , t. j. zwiększyła się o  $p - p' = \Delta p$ . Potrzebne podwyższenie temperatury  $\Delta T$  można obliczyć z wzoru termodynamicznego na ciepło utajone parowania  $r$  (wzór 4, ust. 84d):

$$\Delta T = \frac{T(v - v_0)(p - p')}{rJ}$$

Podwyższenie punktu wrzenia  $\Delta T$  można obliczać tak, jak gdyby ono odnosiło się do czystego rozpuszczalnika, wszakże chodzi tu o roztwory bardzo rozcieńczone. We wzorze tym opuścimy objętość właściwą cieczy  $v_0$ , w obec nieporównanie większej objętości  $v$  (1-go grama) pary. Tę ostatnią obliczymy z równania gazów (co znowu będzie tylko przybliżeniem, patrz ust. 46b, 49c) mianowicie:

$$v = \frac{1}{\mu'p} 82,1 p_0 T.$$

Podstawivszy nakoniec za  $p - p'$  wartość (2), znajdziemy:

$$(3) \quad \Delta T = \frac{82,1 p_0}{J} \frac{NT^2}{\mu'N'r}$$

Wartość współczynnika stałego jest  $\frac{82,1 \times 1033,3}{42700} = 1,99$ . Wzór ten jest identyczny z podanym w ust. 55, jak się łatwo przekonać uwzględnivszy, że  $\mu'N' = M$  oznacza masę rozpuszczalnika, zaś  $N = \frac{s}{\mu}$ , w czym  $s$  jest masą rozpuszczonego w nim ciała, mającego ciężar cząsteczkowy  $\mu$ .

120. 3. KRZEPNIĘCIE ROZTWORÓW. Z poprzedzającego wynika natychmiast prawo Raoult'a tyczące się zamarzania roztworów (ust. 39). Wyobraźmy sobie roztwór  $R$  (fig. 88) w części skrzepły (na czysty lód  $L$ , ogólnie mówiąc, na czysty rozpuszczalnik w stanie stałym) zamknięty w naczyniu, w którym obok  $R$  i  $L$  znajduje się tylko para



rozpuszczalnika *P*. Temperatura, w której ciała te będą w równowadze termodynamicznej, obok siebie, jest to właśnie temperatura krzepnięcia roztworu. Para wydziela się zarówno z roztworu, jak i z lodu czystego; w temperaturze równowagi (t. j. w temperaturze krzepnięcia) prężność pary nad roztworem musi mieć tę samą wartość jak nad lodem czystym, inaczej odbywałaby się ciągła destylacja cieczy lub lodu. Jednakowoż prężność pary nad roztworem, jak przekonaliśmy się poprzednio, zależy tylko od stężenia cząsteczkowego, a nie zależy od rodzaju rozpuszczonego ciała. Gdybyśmy tedy zastąpili dany roztwór roztworem innego ciała, w tym samym rozpuszczalniku, o tem samym stężeniu cząsteczkowym, równowaga z parą, a przeto i z lodem pozostałaby nienaruszoną. Z tego wypada prawo przytoczone w ust. 39, iż równocząsteczkowe roztwory różnych ciał, w tym samym rozpuszczalniku, krzepną w tej samej temperaturze. Wyprowadzenie wzoru van't Hoffa naniżenie temperatury krzepnięcia (ust. 39), na podstawie wzoru (2), tudzież fig. 37, zostawiamy czytelnikowi.

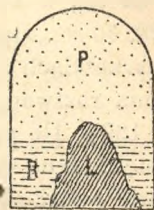


Fig. 88.

### Zadania.

184) W pionowym słoju, o przekroju  $30 \text{ cm}^2$ , napełnionym wodą do wysokości  $50 \text{ cm}$ , znajduje się na dnie ciągle stężony roztwór soli kuchennej, u góry woda czysta. Obliczyć ile soli przenika w ciągu doby przez słoje na zewnątrz, wiedząc, że ciężar właściwy stężonego roztworu soli jest 1,29, jego skład 35,9 soli: 100 wody.

*Odp.* Stężenie na dnie słoja =  $0,341 \text{ gr/cm}^3$ . Szukana ilość soli =  $0,0000123 \times \frac{0,341 - 0}{50} \times 30 \times 60 \times 60 \times 24 = 0,217 \text{ gr}$ .

185) Na dnie głębokiej sztolni wywięzuje się z ziemi bezwodnik węglowy. Ile wynoszą ciśnienia częściowe powietrza i bezwodnika w wysokości równej trzeciej części głębokości sztolni, licząc od dna w górę?

*Odp.* Powietrze  $\frac{1}{3} \text{ atm}$ ; bezwodnik  $\frac{2}{3} \text{ atm}$ .

186) Na dno bardzo wysokiego pionowego słoja, napełnionego wodą, wrzucono kryształy siarczanu miedziowego. Obliczyć jaką wartość uzyska stężenie roztworu, po upływie roku, w warstwach odległych od dna o 10, 20, 30 *cm*. (Rozwiązać z pomocą krzywej na fig. 76).

*Odp.* Krzywa dyfuzyjna daje nam rozmieszczenie stężeń po upływie czasu  $1/k = 4,8225$  dni. Po upływie roku (365 dni) każda

wartość stężenia przeniknie do warstwy  $\sqrt{\frac{365}{4,8225}} = 8,7$  razy wyż-

szej od tej, w której była po upływie 4,8225 dni. W wysokościach 10, 20, 30 *cm.* stężenie będzie takie, jakie było po upływie 4,8225 dni w wysokościach 1,15; 2,3; 3,45 *cm.* Znajdziemy więc: 42%, 10% i 1,5% stężenia roztworu nasyconego.

187) Ile gramów siarczanu miedziowego bezwodnego rozpuszcza się w tym słoju w ciągu godziny, po upływie 4,8225 dni, ile po upływie roku? Przekrój słoja wynosi 50 *cm*<sup>2</sup>; stężenie roztworu nasyconego = 0,244 *gr/cm*<sup>3</sup>.

*Odp.* Należy naprzód obliczyć spad stężenia na dzień w obu terminach. W pierwszym z nich spad wyraża się przez pochylenie krzywej dyfuzyjnej. u dolnego jej końca, do osi pionowej. Styczna, wykreślona tamże, przecina oś pionową w wysokości: 1,7725 *cm.*; zatem spad wynosi  $\frac{0,244}{1,773} = 0,1376$  *gr/cm*<sup>2</sup>. Szukana ilość soli będzie:

$$0,0000024 \times 0,1376 \times 50 \times 3600 = 59 \text{ miligr.}$$

po upływie roku 8,7 razy mniej:

188) Przyjąwszy, że średnia temperatura powierzchni ziemi wynosi 15°, geologiczny spad temperatury od wnętrza ku powierzchni = 0,00033 *stop./cm.*, przewodnictwo termometryczne ziemi  $\kappa = 0,01$  *cm*<sup>2</sup>/*sek.*, obliczyć temperaturę w głębokości 10 *km.* i 100 *km.*, w przypuszczeniu, że cała ziemia miała pierwotnie temperaturę 4000° i że temperatura ta panuje także obecnie w wielkiej głębokości.

*Odp.* Krzywa dyfuzyjna przedstawia rozmieszczenie temperatur po upływie 100 *sek.* od chwili, gdy oziębienie do 15° zaczęło przenikać do wnętrza. Spad temperatury wynosił wówczas  $(4000 - 15) \times 1,7725 = 2247$  *stop./cm.*; ażeby zmniejszył się do obecnej wartości 0,00033 *stop./cm.* na to było potrzeba czasu:  $100 \cdot (2247)^2 / (0,00033)^2 = 4,62 \times 10^{15}$  *sek.* (jak w ust. 68). Temperatura panująca obecnie w głębokości 10 *km* jest taka, jaka po upływie 100 *sek.* znajdowała się w głębokości =  $10 \sqrt{100 : 4,63 \times 10^{15}}$  *km.* = 0,147 *cm.* Krzywa dyfuzyjna wskazuje w tej głębokości liczbę 91,6%. Zatem temperatura szukana =  $4000 - 0,916(4000 - 15) = 350^\circ$ . W głębokości 100 *km.* znajdziemy 2800°.

189) Słój pionowy, bardzo wysoki, napełniony jest do połowy wysokości bezwodnikiem węglowym, w temperaturze 0°, pod ciśnieniem atmosferycznym; górna połowa słoja zawiera powietrze. Obliczyć



ciśnienie częściowe bezwodnika, jakie wytworzy się, wskutek dyfuzji, po upływie 10 min., w warstwie leżącej pośrodku słoja, tudzież 10 cm. nad nią i 10 cm. pod nią.

*Odp.* 0,5 atm.; 0,22 atm.; 0,72 atm.

190) Ile bezwodnika węglowego rozpuści się w litrze wody, pod ciśnieniem 5 atm., w temperaturze 20°?

*Odp.* 4,7 l., odmierzonych pod ciśnieniem atmosfery.

191) Przyjąwszy, że skład powietrza, na objętość, jest 21 tlenu : 79 azotu, obliczyć wiele mieszaniny tlenu z azotem rozpuści się pod ciśnieniem atmosferycznym w litrze wody (20°), tudzież wskazać skład gazu rozpuszczonego.

*Odp.* 20,6 cm<sup>3</sup>; skład 34 tlenu : 66 azotu.

192) Litr wody, nasycony powietrzem w temperaturze 0°, ogrzewa się na otwartem powietrzu do 20°. Ile powietrza ujdzie z wody?

*Odp.* 8,7 cm<sup>3</sup>.

193) Do flaszki o pojemności 10 l, zawierającej 5 l wody przegotowanej (20°), wprowadzono bezwodnik węglowy pod ciśnieniem atmosferycznym, poczem natychmiast zakorkowano flaszkę i wyklócono dokładnie jej zawartość. Ile bezwodnika pochłonęła woda; jaką prężność posiada gaz pozostały? *Odp.* 2,42 l; 0,52 atm.

194) Jaka prężność będzie w tej flaszce, po oziębieniu jej do 0°?

*Odp.* 0,34 atm.

195) Obliczyć ciśnienie osmotyczne w roztworze zawierającym 20 gr cukru w litrze roztworu, w temperaturze 15°, *Odp.* 1,38 atm.

196) Jakie stężenie powinien mieć roztwór gliceryny (ciężar cząsteczkowy 91,37), ażeby rozpuszczalnik nie przenikał z niego do powyższego roztworu cukru, gdy oba roztwory są przedzielone ścianą wółprzenikliwą? *Odp.* 5,3 gr. w litrze.

197) Prężność pary rozpuszczalnika czystego w temperaturze bezwzględnej  $T$  jest  $p$ . Roztwór rozcieńczony, sporządzony z tego rozpuszczalnika, posiada w tejże temperaturze prężność  $p'$ .  $d$  i  $\Delta$  oznaczają gęstości rozpuszczalnika i jego pary nasyconej. Obliczyć ciśnienie osmotyczne roztworu. *Odp.*  $P = \frac{d}{\Delta} (p - p')$ .

## ROZDZIAŁ X.

### SPÓJNOŚĆ. PRZYLEGANIE.

121. Spójność. Nadmieniliśmy już w ustępie 97, że według jednej z zasadniczych hipotez teorii molekularnej, cząsteczki materji przyciągają się wzajemnie, ilekroć zbliżą się na odległość dostatecznie małą. Odległość tę można w przybliżeniu ocenić, jak to okazaliśmy w ust. 107. Obliczenia tego rodzaju są wprawdzie tylko przybliżone, to jednak można twierdzić na pewne, że w odległości  $\frac{1}{100}$  albo  $\frac{1}{1000}$  millimetra działanie sił cząsteczkowych jest zero, a w każdym razie niezmiernie małe; natomiast w odległości kilku milionowych millimetra staje się już znacznem, poczem, w odstępach jeszcze mniejszych, dochodzi zapewne do natężeń potężnych.

Łatwo tedy zrozumieć, że ciała stałe, których masa jest najbardziej zwarta i gęsta, okazują też największą spójność; wyrazem jej jest wytrzymałość wobec działań zewnętrznych. Spójność (kohezja) jest to ta własność materji, na mocy której cząsteczki nie rozsypują się, lecz zostają w łączności nawet wówczas, gdy zewnętrzne działania usiłują je rozdzielić. Po rozerwaniu zaś, gdy obie części oddaliły się, choćby na  $\frac{1}{1000}$  mm, łączność wszelka ustaje. W niektórych razach (wosk, ołów świeżo rozcięty, żelazo ogrzane do czerwoności), można tę łączność przywrócić przez silne przyciśnięcie do siebie części rozerwanych.

Objawy te świadczą wyraźnie, że spójność polega na działaniu sił cząsteczkowych. Nie można ich wytłumaczyć wzajemnem ciążeniem (grawitacją) ku sobie części ciała, albowiem



w ciałach małych rozmiarów grawitacya wzajemna części jest niezmiernie mała w porównaniu z temi siłami, które są potrzebne do rozerwania. Grawitacya działa na znaczne odległości, spójność tylko w nader małych; pierwsza jest proporcjonalna do iloczynu mas działających, druga raczej do wielkości powierzchni, na której ciała przylegają do siebie. W bryłach bardzo wielkich natomiast (ziemia, planety) grawitacya ma znaczenie przeważne, spójność podrzędne. Pomyślmy istotnie mały kamyk, powiększony do rozmiarów ziemi, dajmy nato  $10^8$  razy. Masy jego części składowych będą wtenczas  $10^{24}$  razy większe, ich iloczyn  $10^{48}$  razy, podczas gdy przekrój urośnie tylko  $10^{16}$  razy. Ażebymy rozerwać tak wielką bryłę należałoby liczyć się w pierwszym rzędzie z wzajemnem ciężeniem, podczas gdy w małym kamieniu działa niemal wyłącznie spójność.

Spójność działa również w cieczach. Do rozerwania słupa cieczy potrzeba również pewnej siły. Wiadomo n.p., że w barometrach starannie wygotowanych słup rtęci przylega niekiedy do zamkniętego końca rurki i odpada dopiero po silnem wstrząśnieniu; jest to przykład cieczy napiętej. Spójnością cieczy tłumaczą się także zjawiska opóźnionego wrzenia (ust. 42); krople zawieszona na ciele wyjętem z cieczy (fig. 89) i t. p. Godne uwagi są objawy spójności cieczy poruszającej się, n.p. żyły wodnej wypływającej swobodnie przez otwór w dnie naczynia (fig. 90). Na pewną odległość od otworu ciecz tworzy jednolity szklisty pręcik, zwężający się cokolwiek — wskutek przyśpieszonego ruchu, który sprawia, iż cząstki oddalają się od siebie coraz więcej — potem rozpryska się na krople większe, przedzielone malutkimi, drgające nakształt elipsoidy, wydłużającej się raz w kierunku pionowym, następnie spłaszczającej się sferoidalnie. Fig. 91 wy-



Fig. 89.



Fig. 90.

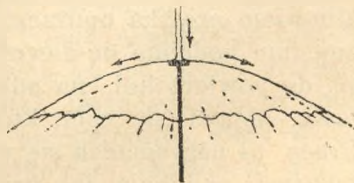


Fig. 91.

obraża kształt żyły wodnej, trafiającej w kierunku pionowym, na krąg poziomy okrągły. Zwrócona na bok w swym biegu zamienia się na jednolitą przezroczystą szybę, zagiętą ku dołowi, naksztalt parasola, która dopiero na dolnym brzegu rozpada się na krople. Objawy tego rodzaju zależą przedewszystkiem od spójności cieczy.

Spójność cząsteczek cieczy nie czyni ujmy ich ruchliwości; przeszkodą w ruchliwości mogłoby być tarcie wewnętrzne, siła zgoła różna od spójności, działająca tylko podczas ruchu względnego części cieczy.

**122. ENERGIA POWIERZCHOWNA CIECZY.** Weźmy pod uwagę cząstkę  $A$  (fig. 92) położoną w głębi cieczy, zdala od powierzchni. Cząstka tego rodzaju zostaje w równowadze (na ruch cieplny cząsteczek możemy chwilowo nie zważać) pod wpływem sił, które na nią wywierają cząstki sąsiednie, rozmieszczone równomiernie dokoła uważanej. Jak wiadomo, w rachunek wchodzi tylko te cząstki, których odległość od  $A$  jest nie większa jak promień sfery działania; one znajdują się w obrębie kuli  $s$ .

Cząstka  $B$ , leżąca na powierzchni, znajduje się widocznie w odmiennych warunkach aniżeli  $A$ ; znajduje się bowiem pod wpływem cząstek o połowę mniej licznych, mianowicie tych tylko, które leżą w obrębie półkuli  $s'$  mającej taki sam promień jak kula  $s$ . Ztąd wynika, że przeprowadzenie jakiegokolwiek cząstki z wnętrza na powierzchnię cieczy wymaga użycia pracy, albowiem trzeba ją usunąć z pod działania przyciągającego cząstek zajmujących jedną połowę sfery działania. Cząstkę taką jak  $A$  możemy wolno przesuwając we wnętrzu cieczy z miejsca na miejsce, nie natrafiając na żadną przeszkodę ze strony sił cząsteczkowych, albowiem cząstka opuszczając swoje otoczenie, wstępuje w nowe, zupełnie podobne do dawnego. Z chwilą jednakże, gdy zbliżymy się do powierzchni, na odległość równą promieniowi sfery działania, objawi się opór, którego przewyciężenie zużywa pracę. Praca ta nagromadza się w postaci energii potencjalnej, molekularnej, podobnie jak praca użyta na oddalenie ciężaru od ziemi, albo na napięcie sprężyny.

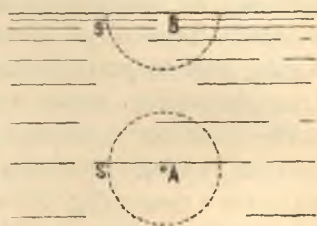


Fig. 92.



Z tego rozważania wynika, że energia potencjalna cieczy zwiększa się, gdy liczba cząsteczek powierzchniowych wzrasta, a więc gdy powierzchnia cieczy się powiększa. Z powodu niezmiernej małości promienia sfery działania nie stanowi to żadnej różnicy, co do ilości nagromadzonej energii, czy powierzchnia cieczy jest płaska, czy też zakrzywiona—byle nie była tak ostro zakrzywiona, jak sama sfera działania (co zresztą nigdy się nie zdarzy). Energia powierzchniowa cieczy jest zatem proporcjonalna do wielkości jej powierzchni.

Wiadomo, że każdy układ materialny, w którym nagromadzono energię potencjalną, użyciem zewnętrznej przemocy (ciężar podniesiony, sprężyna napięta), pozostawiony samemu sobie usiłuje powrócić do pierwotnego ustroju, pozbyć się tej energii. Podobnie i ciecz, zostawiona sama sobie, usiłuje wciągnąć do wnętrza cząsteczki powierzchniowe, stara się zmniejszyć

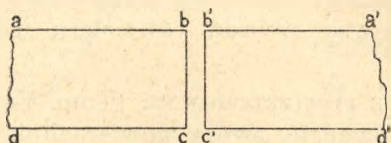


Fig. 93.

swoją powierzchnię, przynajmniej o tyle, o ile pozwala na to zajmowana przez nią objętość. Dążność ta objawia się wyraźnie w kroplach cieczy, które, o ile są zupełnie swobodne, zbijają się same w sobie w kształt kulisty (krople deszczu); pochodzi to stąd, że kula ma mniejszą powierzchnię, aniżeli jaka inna bryła tej samej objętości. Ziarenka śrutu są doskonale kuliste, gdyż są to skrzeple kropelki sztucznego deszczu, z roztopionego metalu.

Rozważmy teraz w jakim stosunku energia powierzchniowa cieczy zostaje względem jej spójności. Wyobraźmy sobie słup cieczy  $aa'dd'$  (fig. 93), o przekroju  $= 1 \text{ cm.}^2$ . Ażeby słup taki zerwać wzdłuż któregośkolwiek przekroju  $bc$ , należałoby przezwyciężyć spójność danej cieczy. Cząstki leżące po obu stronach przekroju, aż do głębokości równej promieniowi  $\rho$  sfery działania, przyciągają się wzajemnie; wypadkowem działaniem wszystkich tych przyciągań obie części  $abcd$  i  $a'b'c'd'$  słupa są silnie ku

sobie przyciśnięte. Oznaczmy przez  $K$  to ciśnienie na jednostce pola. Przyciągania te działać będą na obie te części także po rozerwaniu, coraz słabiej i słabiej, dopóki oddalenie  $bb'$  nie dojdzie do wartości  $\rho$  promienia sfery działania; wtedy spadnie do zera. Musimy zatem wykonać pewną pracę  $= S$ , ażeby części oderwane od siebie unieść po za sferę wzajemnego działania. Praca ta będzie równa iloczynowi drogi  $\rho$  przez pewną siłę  $K'$ , pośrednią między  $K$  a zerem. Pracę tę  $S = K'\rho$ , potrzebną do rozerwania cieczy, wzdłuż przekroju  $= 1 \text{ cm}^2$ , nazwiemy krótko spójnością cieczy.  $K$  jest siłą olbrzymią,  $K'$  jest jeszcze bardzo wielkie; ale odległość  $\rho$  jest tak małą, że n.p. w wodzie, jak się niżej okaże, praca ta wynosi tylko 150 ergów za centymetr kwadratowy przekroju.

W skutek takiego rozerwania słupa cieczy utworzyły się dwie nowe powierzchnie, mierzące razem  $2 \text{ cm}^2$ ; na tym obszarze cząstki wewnętrzne zostały wydobyte na powierzchnię. Wnosimy ztąd: zwiększenie powierzchni cieczy o  $1 \text{ cm}^2$  wymaga użycia pracy równej połowie spójności; o tyleż powiększa się wtedy energia powierzchniowa cieczy.

**123. NAPIĘCIE POWIERZCHOWNE.** (Tom. Young). Skoro ciecz każda usiłuje sprowadzić swoją powierzchnię do możliwie małych rozmiarów, przeto powierzchnię cieczy można słusznie porównać do napiętej sprężystej błony. Podobieństwo to okazują bardzo wyraźnie cienkie błonki, w jakie dają się wyciągać ciecze lepkie, n.p. mydliny. Zanurzymy n.p. okrągłą drucianą obręczkę  $d$  (fig. 94) w mydliny; po wyjęciu otrzymamy ciekłą i płaską, dobrze napiętą błonkę. Rzućmy na nią małą pętelkę  $p$ , związaną z cienkimi i wiotkimi niciami; po przebicciu błonki wewnątrz pętelki nić zostanie wyprężoną, działaniem napięcia otaczającej błony, w równe kółko  $k$ .

Nie należy jednak zbyt pohopnie utożsamiać tej błonki płynnej, n.p. z napiętą błonką kauczukową. Napięcie tej ostatniej jest zmienne, zależne od stopnia rozciągnięcia, podczas gdy napięcie powierzchni cieczy zależy tylko od jej spójności, a nie zależy od wielkości ani od kształtu powierzchni. Napięcie kauczuku działa w całej masie, podczas gdy napięcie cieczy, które jest zresztą tylko pozorne, gdyż chodzi tu naprawdę tylko o szczególny objaw spójności, jest sprawą wyłącznie powierzchniową. Błona mydlana posiada nadto dwie powierzchnie; każdej z nich należy przypisać to samo napięcie.



Napięcie powierzchniowe roztworu mydła, albo innej cieczy, dającej się wyciągać w błonki, można zmierzyć bezpośrednio następującym prostym przyrządem. Na czworobocznej drucianej ramce  $ABCD$  (fig. 95), której jeden bok stanowi drucik ruchomy  $AB$ , napinamy błonkę mydlaną. Jeżeli drucik ten nie będzie przytwierdzony albo obciążony, błonka skurczy się, ciągnąc drucik za sobą do góry. Jest to objaw znanej nam dążności do zmniejszania powierzchni, do wciągania możliwe wielkiej liczby cząstek powierzchniowych, do wnętrza cieczy. Obciążywszy stosownie szalkę  $S$ , przytwierdzoną do ruchomego boku ramki, możemy to napięcie zrównoważyć, a więc zmierzyć. Napięcie powierzchniowe liczyć będziemy jako siłę działającą na jednostkę długości; oznaczymy je literą  $T$ . W naszym przyrzą-

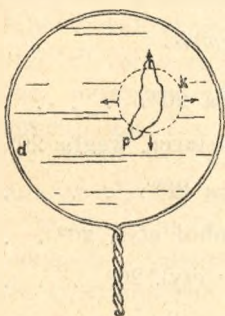


Fig. 94.

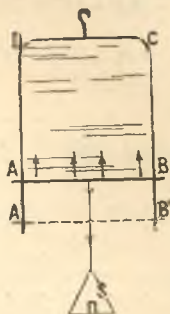


Fig. 95.

dzie siła dążąca do podniesienia do góry drutu  $AB$ , mającego długość  $l$ , wynosi więc  $T \cdot l$  po jednej stronie błony; taką samą siłą działa napięcie powierzchni po drugiej stronie. Ogółem więc będzie  $2 T l =$  ciężarowi szalki razem z obciążeniem, i drutu samego.

Przez napięcie powierzchniowe daje się łatwo wyrazić pracę potrzebną do powiększenia powierzchni cieczy, a więc i jej energia powierzchniowa. Przypuśćmy bowiem, że drut  $AB$ , do którego błona jest przytwierdzoną, przesunęliśmy w położenie  $A'B'$ , o długość  $AA' = x$ . Siła zewnętrzna, t. j. obciążenie, wykonywa podczas tego ruchu pracę  $2 T l \cdot x$ ; o tyleż powiększa się przeto energia powierzchniowa cieczy. Zważywszy jednak, że  $2 l x = a$  wyraża zwiększenie powierzchni cieczy (bo obu stronach błony), t. j. podwójne pole prostokąta  $AA'BB'$ , dojdziemy do wniosku, że iloczyn  $T \cdot a$  zwiększenia powierzchni cieczy, przez

jej napięcie powierzchniowe, wyraża zwiększenie energii powierzchniowej, a zarazem pracę, jakiej to zwiększenie wymaga. To stosuje się nie tylko do błon ciekłych, lecz do powierzchni wszelkiej cieczy.

Można więc powiedzieć, że napięcie powierzchniowe, liczone, jak wyżej, na jednostkę długości brzegu cieczy, jest miarą energii, jaką przedstawia jednostka powierzchni cieczy. Mając zaś na uwadze związek energii powierzchniowej ze spójnością (ust. 122) przekonamy się natychmiast, że napięcie swobodnej powierzchni jakiejkolwiek cieczy jest równe połowie jej spójności. W napięciu powierzchniowym znajdujemy więc prostą a dokładną miarę spójności cieczy.

#### TABLICA NAPIĘCIA POWIERZCHOWNEGO

*w dynach na centymetr.*

Rtęć 20° . . . . .	540	Oliwa 20° . . . . .	37
Ołów stopiony 326° . . . . .	430	Dwusiarcz. węgla 20° . . . . .	32
Woda 0° . . . . .	78	Nafta 20° . . . . .	31
„ 20° . . . . .	75	Alkohol etyl. 20° . . . . .	26
„ 100° . . . . .	59	Eter etyl. 20° . . . . .	17

Liczby w powyższej tabelicy wskazują, że różne ciecze różnią się bardzo znacznie pod względem spójności. Ogrzewanie zmniejsza spójność; w temperaturze krytycznej spada ona do zera. Wartości napięcia były mierzone sposobami, o których będzie mowa niżej.

Napięcie zależy od stanu niezmiernie cienkiej warstewki powierzchniowej, zmienia się więc bardzo znacznie, gdy na powierzchni znajduje się choćby ślad obcego ciała n.p. tłuszczu. Liczba 540 wyraża napięcie rtęci zupełnie czystej; zwykle znajduje się wartości znacznie niższe, n.p. 450 i mniej. Kropla alkoholu puszczone na powierzchnię wody wywołuje burzliwy ruch powierzchni. Woda cofa się wstecz; jeżeli warstwa wody jest płytka, wówczas odkrywa się dno naczynia, jak gdyby powierzchnia wody się rozdarła. Zjawisko to tłumaczy się tem, że napięcie alkoholu jest o wiele mniejsze niż wody; silniejsze napięcie wody porywa jej cząstki wstecz. Kawałek kamfory rzucony na czystą powierzchnię wody pływa szybko w różnych kierunkach; ruchy te zależą również od różnicy napięcia wody i roztworu kamfory.



**124. CIŚNIENIE WŁOSKOWATE.** Sprężysta błona, napięta na płaskiej, gładkiej podstawie, nie wywiera na nią żadnego ciśnienia. Błona napięta na walcu, lub kuli, wywiera ciśnienie tem większe, im większe jest jej napięcie, tudzież im mocniej powierzchnia jest zakrzywiona.  $AB$  (fig. 96) wyobraża część powierzchni walcowatej;  $CD$  błonę o napięciu  $= T$  (licząc na jednostkę długości brzegu). Długość walca i błony, w kierunku prostym do płaszczyzny rysunku, oznaczymy przez  $l$ .

Na brzegi  $C$  i  $D$  działają wtenczas siły w kierunkach stycznych do walca, z których każda  $= Tl$ . Przenieśmy te siły, stosownie do prawideł statyki, do punktu przecięcia się  $M$ , wykreślmy ich wypadkową  $= MN$ . Jeżeli  $O$  oznacza środek koła  $AB$ ,  $CO$  albo  $DO = r$  promień walca, wówczas znajdziemy

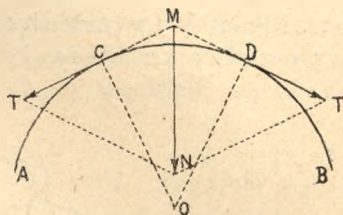


Fig. 96.

(jak w tomie I, ust. 77):  $MN : MT = \text{cięciwa } CD : CO$ , albo: siła  $MN = Tl (CD/CO)$ . Przypuśćmy, że szerokość błony  $CD$  jest tak mała, iż zamiast cięciwy można podstawić długość łuku  $CD$ ; zważmy nadto, że iloczyn: łuk  $CD \times l$  wyraża powierzchnię walca nakrytą błoną, t. j. powierzchnię, na którą siła wypadkowa  $MN$  działa jako równomierne ciśnienie, wówczas obliczymy łatwo wartość  $p$  tego ciśnienia (na jednostkę powierzchni walca) jako  $= MN : (l \times CD)$ , a więc:

$$(1) \quad p = \frac{T}{r}.$$

Jeżeli błona jest napięta na kuli, wówczas ciśnienie będzie dwa razy większe:

$$(2) \quad p = \frac{2T}{r}.$$

albowiem działanie błony w każdym punkcie kuli można zastąpić działaniem dwóch pasków walcowych, krzyżujących się pod kątem prostym, z których każdy wywiera ciśnienie według wzoru (1).

Wreszcie, jeżeli błona jest napięta na powierzchni krzywej, dowolnej postaci, której główne promienie krzywizny, w uważanym punkcie są  $r$  i  $R$ , wtenczas

$$(3) \quad p = T \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right).$$

Wszystkie te wzory stosują się również do powierzchniwej warstwy ciał ciekłych, która, jak widzieliśmy, zachowuje się jak błona o równomiernem napięciu  $T$ , zależnem od rodzaju cieczy i od temperatury. Na powierzchniach krzywych napięcie to wywołuje ciśnienie działające prostopadle do powierzchni cieczy, zwane ciśnieniem włoskowatym. Jeżeli ciecz jest ograniczona powierzchnią krzywą, wówczas na cząstki jej, leżące bezpośrednio pod powierzchnią, warstwa powierzchniowa wywiera ciśnienie proporcjonalne do napięcia powierzchniowego, w kierunku od strony wypukłej ku wklęsłej.

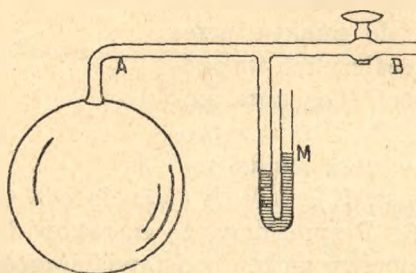


Fig. 97.

Zastosujmy to n.p. do bańki mydlanej (fig. 97), wydętej na końcu szklanej rurki  $AB$ , połączonej z manometrem  $M$ . Jeżeli ciśnienie zewnętrzne (atmosferyczne) jest  $p_0$ , wówczas ciśnienie wewnątrz warstewki płynnej, pod powierzchnią zewnętrzną, wypukłą, o promieniu  $r$ , będzie  $p_0 + \frac{2T}{r}$ . Powierzchnia wewnętrzna, wklęsła, wywiera również ciśnienie  $\frac{2T}{r}$  (albowiem promienie obu powierzchni różnią się bardzo mało), skierowane ku stronie wklęsłej, działające przeto nie na ciecz, lecz na powietrze zamknięte w bańce. Ogółem ciśnienie wewnątrz bańki będzie  $p_0 + \frac{4T}{r}$ , a zwyżka wykazana przez manometr:  $\frac{4T}{r}$ .

Inny przykład ciśnienia włoskowatego objaśnia fig. 98. Dwa krążki  $A$  i  $B$ , ze szkła albo metalu, ustawione są równoległe do siebie, w małej odległości  $= 2r$  (w tym celu kładzie się między nie trzy ziarenka piasku o średnicy  $= 2r$ ). Warstewka wody wprowadzona między krążki przyjmuje około brzegów powierzchnię



krzywą, której jeden promień jest  $r$ , drugi  $R$  różni się niewiele od promienia krążków, wskutek tego jest tak duży, iż  $1/R$  można opuścić. Wzór (3) okazuje, że wewnątrz warstewki ciekłej

panuje ciśnienie o  $\frac{T}{r}$  mniejsze od ciś-

nienia atmosferycznego. Na całej powierzchni jednego lub drugiego

krążka różnica ta czyni:  $\frac{T}{r} \cdot R^2 \pi$ .



Fig. 98.

Takiej siły należałoby użyć, aby oderwać jeden krążek od drugiego.

Na ciśnieniu włoskowatym polegają także zjawiska wznoszenia się, albo zniżenia, cieczy w rurkach wązkich (włoskowatych) o czem będzie niżej mowa.

**TEORYA MOLEKULARNA ZJAWISK SPÓJNOŚCI.** Powyższy wykład teorii zjawisk spójności cieczy jest w istocie swej energetyczny, a nie molekularny. Opiera się na fakcie, widocznym w doświadczeniu, że zwiększenie powierzchni cieczy wymaga użycia pracy, że wskutek tego ciecz posiada energię zależną od wielkości powierzchni. Laplace (z końcem XVIII wieku) podał ich teorię czysto molekularną. W zarysie przedstawia się ona tak. Każda ciecz składa się z niezliczonej liczby cząsteczek, przyciągających się potężnie, z powodu małych odległości. Przyciąganie każdej z nich sięga wprawdzie tylko na odległość promienia sfery działania, ogarnia jednak mimo to ogromną liczbę cząsteczek sąsiednich. Wskutek tego wszechstronnego przyciągania się wytwarza się wewnątrz cieczy olbrzymie, we wszystkich kierunkach jednakowe ciśnienie  $K$  (jest to to samo ciśnienie wewnętrzne, które wprowadził także van der Waals, celem wytłumaczenia praw ściśliwości płynów, ust. 54). Zależne tylko od wzajemnego przyciągania się cząstek cieczy, ciśnienie to nie zdradza się niczem poza jej obrębem, nie działa n.p. wcale na ciała zanurzone w cieczy. Malutkie nierówności tego ciśnienia pojawiają się jednak tam, gdzie powierzchnia cieczy jest zakrzywiona. Gdzie powierzchnia cieczy jest płaska, tam panuje zaraz pod powierzchnią owo ciśnienie ogromne  $K$ . Ażeby powierzchnię uczynić wypukłą, musimy zebrać z niej pewną liczbę cząstek, tem większą, im silniejsze zakrzywienie. Wskutek tego przyciągania od spodu otrzymują przewagę; ciśnienie tuż pod powierzchnią wypukłą nie będzie wtedy  $K$ , lecz cokolwiek większe  $K + p$ . Naodwrot, żeby powierzchnię płaską zamienić na wklęsłą musimy nagromadzić na niej, po brzegach, cząsteczki, które będą znowu wywierały przyciąganie w górę; ciśnienie tuż pod

powierzchnią wklęsłą będzie  $K - p$ . Owe nierówności  $p$ , niezmiernie małe, w porównaniu z  $K$ , są to znane nam ciśnienia zależne od krzywizny, których wartości podają wzory 1—3. Ciecz mająca powierzchnię nierównomiernie zakrzywioną, nie będzie tedy w ogólności w równowadze, zacznie poruszać się, dopóki owe nierównomierności ciśnienia nie zostaną zrównoważone przez siły zewnętrzne, n.p. przez ciężkość. Jeżeli niema takich takich sił zewnętrznych wówczas ciecz musi przyjąć równomierne zakrzywienie powierzchni; tak n.p. w kropli deszczu panuje wszędzie równomierne ciśnienie  $K + \frac{2T}{r}$ .

Spróbujmy jeszcze ocenić wielkość ciśnienia wewnętrznego  $K$ . Przetnijmy słup cieczy (n.p. fig. 93) o przekroju  $= 1 \text{ cm}^2$ , w myśli, na dwie części przylegające do siebie. Obliczmy przyciąganie lewej połowy na prawą; będzie to szukane ciśnienie  $K$ . Podzielmy prawą połowę na równoległe, nieskończenie cienkie skrawki o grubości  $\Delta$ . Pierwszy skrawek, przylegający do lewej połowy, będzie przez nią przyciągany największą siłą  $P_1$ ; drugi o  $\Delta$  od pierwszego dalszy siłą  $P_2$ , trzeci siłą  $P_3$  i t. d. W głębokości równej promieniowi sfery działania przyciąganie ustaje. Całkowite działanie lewej połowy słupa na prawą jest to suma  $K = P_1 + P_2 + P_3 + \dots$

Obliczmy teraz pracę potrzebną do rozebrania jednostki objętości cieczy, do rozprószenia składających ją cząstek. Słup cieczy o przekroju  $= 1 \text{ cm}^2$ , o wysokości  $= 1 \text{ cm}$ , dzielimy na nieskończenie cienkie skrawki o grubości  $\Delta$ . Ich liczba będzie  $\frac{1}{\Delta}$ . Oderwanie wierzchniego skrawka i odciągnięcie go od pozostałych na odległość  $\Delta$  wymagać będzie pracy  $P_1\Delta$ . W tej odległości przyciąganie jest już tylko (jak wyżej)  $P_2$ . Oddalenie go o dalsze  $\Delta$  zużyje tedy pracę  $P_2\Delta$ , i t. d. Usunięcie całkowite, poza obręb sfery działania wymagać będzie ogółem pracy  $(P_1 + P_2 + P_3 + \dots)\Delta = K\Delta$ . Podobnie obliczy się pracę użytą na oderwanie dalszych skrawków, a że liczba ich jest  $\frac{1}{\Delta}$ , przeto wszystkie razem zużyją pracę  $K\Delta \cdot \frac{1}{\Delta} = K$ . Drobna pracę potrzebną na rozerwanie każdego skrawka na luźne cząstki możemy zaniedbać. Ciśnienie wewnętrzne  $K$  jest zatem liczebnie równe pracy potrzebnej do rozebrania jednostki objętości cieczy na luźne cząstki — a więc energii potrzebnej do zamienienia jej w parę. Do odparowania  $1 \text{ cm}^3$  wody potrzeba około 600 gramstopni ciepła (ust. 44), t. j.  $600 \times 42700$  Gramcentymetrów energii. Ciśnienie wewnętrzne wody wynosi zatem tyleż Gramów na centymetr kwadratowy, albo  $\frac{600 \times 42700}{1033,3} = 24800$  atmosfer. Ciepło utajone parowania



okazuje się tu wyraźnie jako energia potencjalna rozdrobnienia molekularnego.

**125. PRZYŁEGANIE.** Czem spójność dla cząstek jednorodnych, tem jest przyleganie (adhezya) dla cząstek dwu różnych ciał. Kropla zawieszona na rurce (fig. 89), albo na pręciku szklanym, dowodzi z jednej strony istnienia spójności cząstek, bez której one rozsypałyby się jak ziarna suchego piasku—z drugiej strony świadczy, że są także siły wzajemnego przyciągania się (przyleganie) między cieczą a szkłem. W podobny sposób pyłek rozrutej kredy lgnie do tablicy, klej do drzewa i t. p.

Zajmiemy się szczegółowo przyleganiem cieczy do ciał stałych. Za miarę przylegania uważać będziemy ilość pracy, której należałoby użyć, ażeby oderwać ciecz od ściany stałej, na jednostce pola (podobnie okreśiliśmy spójność w ust. 122). Oznaczmy tę pracę przez  $P$ .

Rozważaliśmy poprzednio energię powierzchniową i napięcie na swobodnej powierzchni cieczy. Jednakowoż jest rzeczą jasną, że na powierzchni zetknięcia ze ścianą stałą ciecz posiada również pewną energię powierzchniową i pewne napięcie — jakkolwiek one są w ogóle różne od energii i napięcia powierzchni swobodnej. Wnosimy to na tej zasadzie, że wydobyć cząstki z wnętrza cieczy na powierzchnię zetknięcia z ciałem stałym, a więc powiększenie tej powierzchni, wymaga również użycia pracy. Praca ta atoli zależy nietylko od przyciągania się cząstek cieczy, lecz także od sił działających między niemi a ścianą stałą. Praca ta może być ujemną, jeżeli mianowicie przyleganie do ściany przewyższa znacznie spójność; to zależy oczywiście od rodzaju cieczy i od rodzaju ściany.

Dajmy nato, że napięcie cieczy na powierzchni zetknięcia ze ścianą posiada wartość  $T'$ ; tyleż wynosi tam energia powierzchniowa na każdej jednostce pola, albowiem zwiększenie powierzchni zetknięcia o jednostkę pola wymaga pracy  $T'$ . Jeżeli ciecz taką oderwiemy od ściany, użyciem pracy  $P$ , wówczas utworzy się powierzchnia swobodna o napięciu  $= T$ , mająca teraz energię równą  $T$  na jednostce pola. Energia powierzchniowa zwiększy się przeto o  $T - T'$ . W myśl prawa zachowania energii zwiększenie nastąpiło na koszt pracy  $P$ . Uwaga ta prowadzi do następującego związku między przyleganiem  $P$ , a napięciem na powierzchni zetknięcia:

$$P = T - T', \text{ albo}$$

$$(1) \quad T' = T - P.$$

Przypadek 1.  $P = 0$ . Ciecz nie przylega wcale do ściany. W tym razie jest  $T' = T$ ; powierzchnia graniczna nie różni się co do napięcia od swobodnej.

Przypadek 2.  $P < T$ . Przyleganie jest liczebnie mniejsze od napięcia powierzchni swobodnej (t. j. od połowy spójności). Napięcie  $T'$  na powierzchni granicznej jest w tym razie dodatne. Znaczy to, że ciecz usiłuje zmniejszyć powierzchnię, na której dotyka się ciała stałego, o tyle, o ile inne warunki n.p. działanie ciężkości pozwalają. Za przykład może służyć kropla rtęci na poziomej szybie szklanej; nie rozlewa się, lecz zbiera się w sobie, dotykając się szkła na powierzchni możliwie małej.

Gdyby przyleganie było równe napięciu  $T$ , wówczas mielibyśmy  $T' = 0$ . Powierzchnia zetknięcia nie różniłaby się od jakiegokolwiek powierzchni wewnętrznej w cieczy.

Przypadek 3.  $P > T$ . Napięcie na powierzchni granicznej jest w tym przypadku ujemne. Ciecz usiłuje przylgnąć do ciała stałego na powierzchni możliwie wielkiej, rozlewa się na niem, jak n.p. woda na czystym (zwłaszcza niezatłuszczonym) szkłe, jak nafta na szkłe, rtęć na złocie lub srebrze. Powiadamy w tym przypadku, iż ciecz zwilża dane ciało stałe.

**126. KĄT ZETKNIĘCIA.** Od wartości przylegania zależy nie tylko napięcie  $T'$  na granicy między cieczą a ciałem stałym, lecz także kształt powierzchni swobodnej w pobliżu ściany. W naczyniu dostatecznie obszerne ciecz przedstawia (w stanie równowagi) powierzchnię płaską i poziomą. W pobliżu ścian można jednak zawsze dostrzedz większe lub mniejsze zboczenia, zależne od rodzaju cieczy i naczynia. Powierzchnia rtęci w naczyniu szklanem zniża się w pobliżu ścian (fig. 99a), zaokrągla się, wypukłością na zewnątrz, i przecina ścianę pod ostrym kątem. Woda natomiast wspina się po szkłe do góry, dzięki znacznemu przyleganiu; powierzchnia jej (fig. 99b) jest wklęsła w pobliżu ściany, przecina ją pod kątem rozwartym.

Kąt, pod którym swobodna powierzchnia cieczy przecina powierzchnię ciała stałego, posiada wartość określoną i stałą, zależną od stosunku spójności cieczy do jej przylegania ku powierzchni ciała stałego. Jest to t. zw. kąt zetknięcia. Weźmy bowiem



pod uwagę cząstki  $A$  cieczy (fig. 99a, albo  $b$ ) leżące na krawędzi przecięcia się swobodnej powierzchni cieczy ze ścianą. Na cząstki te działają napięcia  $T$  i  $T'$  obu powierzchni cieczy, swobodnej i granicznej. Ażebym cząsteczka była w równowadze napięcie  $T' = T - P$  (ust. poprz.), działające wzdłuż ściany, powinno być zrównoważone składową ( $AB$ ) napięcia  $T$ , równoległą do ściany — jak to okazują oba rysunki. Oznaczywszy więc przez  $\theta$  kąt zetknięcia otrzymamy następujący warunek równowagi:

$$(2) \quad T \cos \theta = T'$$

albo  $T \cos \theta = T - P$ , skąd wypada:

$$(3) \quad \cos \theta = 1 - \frac{P}{T}$$

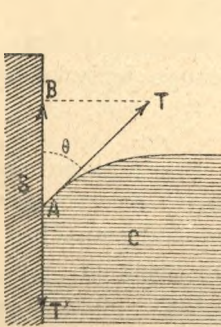


Fig. 99a.

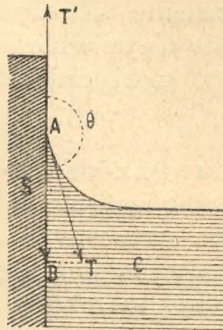


Fig. 99b.

Kąt zetknięcia jest ostry albo rozwarty, stosownie do tego, czy  $\cos \theta$  jest dodatnie lub ujemne. Wzór ostatni okazuje, że pierwszy przypadek zachodzi, gdy  $P < T$ ; drugi, gdy ciecz zwilża ścianę.

W szczególności znajdziemy:  $\theta = 0$ , gdy  $P = 0$ . Gdy  $P = T$ , wówczas jest  $\theta = 90^\circ$ . Kąt zetknięcia równa się  $180^\circ$  gdy  $P = 2T$ . Jeżeli zaś przyleganie jest tak silne, iż przewyższa spójność samej cieczy,  $P > 2T$ , wtenczas równowaga staje się wogóle niemożliwą, albowiem na  $\cos \theta$  wypadłaby wartość liczebnie większa od jedności. W tym razie niema wcale kąta zetknięcia, ciecz rozciąga się stopniowo po całej powierzchni ciała stałego (w ten sposób nafta wydobywa się ze zbiorników szklanych w lampach i okrywa z czasem nawet zewnętrzną ich stronę).

Rozumie się zresztą, że kąt zetknięcia nie zależy wcale od tego, czy ściana jest pionową, lub jakkolwiek pochyloną. Objasnia to fig. 100, wyobrażająca kuliste naczynie szklane i kształty powierzchni, jakie przyjmuje rtęć, dolewana w coraz większej ilości.

W zetknięciu ze szkłem woda, alkohol, oliwa i t. p. ciecze zwilżające, mają kąt zetknięcia mało różny od  $180^\circ$ ; rtęć blisko  $45^\circ$ . Alkohol przy stali około  $90^\circ$ . Wartość tego kąta zależy w wysokim stopniu od czystości powierzchni cieczy i ciała stałego. Warstewka ciała obcego, o grubości kilkudziesięciu mikromilimetrów wystarcza, aby zakryć całkowicie działanie ściany. Wiemy przecież, że działanie sił cząsteczkowych sięga tylko do niezmiernie małej głębokości; rodzaj cząsteczek położonych w głębi ciała niema żadnego wpływu na zjawiska przylegania.

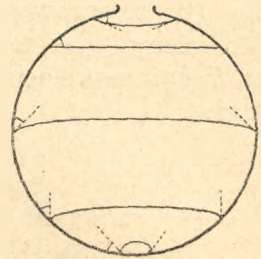


Fig. 100.

**127. ZJAWISKA WŁOSKOWATOŚCI.** Przyleganie cieczy do ciał stałych, jakoteż napięcie powierzchniowe, bywają powodem zjawisk z pozoru sprzecznych z prawami hydrostatyki. Objawy te występują najwydatniej w naczyniach wąskich, n.p. w rurkach mających otwór szerokości włosa; z tego powodu nazwano je zjawiskami włoskowatości (kapilarnemi).

Zanurzymy do wody koniec rurki szklanej, otwartej z obu stron. Przyleganie do szkła sprawia, iż warstewka wody wznosi się po szkłe do góry, wbrew działaniu ciężkości. Spójność wody samej jest znowu powodem, że za tą warstewką powierzchniową wyciąga się do góry pełny słupek wody. Przyleganie jest to atoli sprawa powierzchniowa, ona działa tylko na granicy wody i szkła. Ciężar podniesionego słupka zależy natomiast od objętości. Jasną jest przeto rzeczą, że wzniesienie znaczniejsze nastąpi tylko wtenczas, gdy objętość słupka będzie mała, w stosunku do pola zwilżonej powierzchni szkła — a więc w rurce bardzo wąskiej.

Fig. 101 wyobraża (w przesadnych rozmiarach) rurkę włoskowatą, zanurzoną w cieczy zwilżającej. Na granicy między cieczą a ścianą rurki działa napięcie powierzchniowe  $T'$  — w tym przypadku ujemne. Znaczy to, iż ciecz usiłuje powiększyć po-



wierzchnię zetknięcia z rurką, tak, jak gdyby na górny brzeg tej powierzchni działała siła  $T'$  na każdą jednostkę długości. Ponieważ obwód tego brzegu mierzy  $2\pi R$  jednostek ( $R$  oznacza promień rurki), przeto całkowita siła ciągnąca ciecz do góry jest  $2\pi R T'$ . Wznoszenie się cieczy ustanie wtenczas, gdy ciężar podniesionego słupka dorówna wspomnianej sile. Oznaczywszy

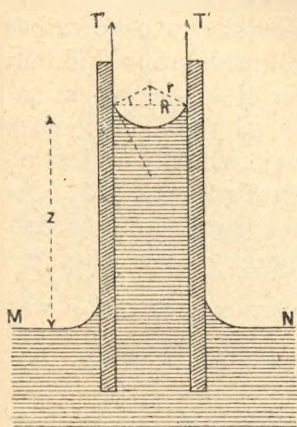


Fig. 101.

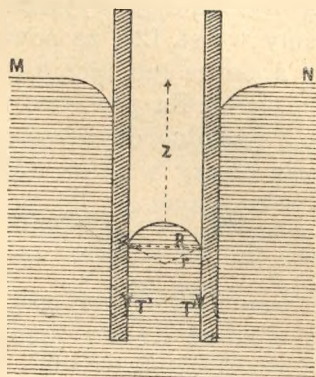


Fig. 102.

więc przez  $d$  gęstość cieczy, przez  $g$  natężenie ciężkości, przez  $z$  wysokość wzniesienia włoskowatego nad powierzchnią płaską i poziomą  $MN$  cieczy w naczyniu, znajdziemy następujące równanie równowagi:  $2\pi R T' = R^2 \pi d g z$ , skąd wypada:

$$z = \frac{2T'}{dgR}$$

Długość  $z$  liczy się tu w tym kierunku, w którym działa ciężkość; wzniesieniu odpowiada więc ujemne  $z$ . Okazuje się przeto, że wysokość wzniesienia włoskowatego jest odwrotnie proporcjonalna do promienia rurki. Napięcie  $T'$  na granicy między cieczą a ścianą można zresztą wyrazić przez napięcie  $T$  na powierzchni swobodnej, a to na podstawie równania (2) w poprzedzającym ustępie; znajdziemy wtenczas:

$$(4) \quad z = \frac{2T \cos \theta}{dgR}$$

Rozumie się, że wzór ten stosuje się także w przypadku dodatniego  $T'$ . W tym razie otrzymujemy  $z$  dodatnie, co oznacza zniżenie włoskowate. Rtęć w rurce szklanej (fig. 102) zniża się pod poziom  $MN$  w naczyniu, albowiem ciecz dąży do zmniejszenia powierzchni zetknięcia ze szkłem, napięcie  $T'$  ciągnie słupek cieczy na dół.

Do tych samych wypadków można dojść inną drogą, przyczem przekonamy się zarazem, że zjawiska włoskowatości nie stanowią bynajmniej wyjątku od ogólnych praw hydrostatyki. Okazaliśmy w ust. 124, że powierzchnia cieczy wywiera na ciecz ciśnienie dodatne lub ujemne, zależnie od tego, czy jest wypukłą, lub wklęsłą. Na powierzchni kulistej ciśnienie to jest odwrotnie proporcjonalne do jej promienia (wzór 2, ust. 124). Otóż powierzchnia cieczy w rurce wąskiej różni się istotnie bardzo mało od kuli. Oznaczywszy jej promień przez  $r$ , znajdziemy łatwo (z pomocą fig. 101 i 102)  $r = \frac{R}{\cos \theta}$ ; ujemna wartość  $r$  wskazuje przytem powierzchnię wklęsłą. Ciśnienie włoskowate, wywarne na ciecz w rurce wynosi przeto:

$$p = \frac{2T}{r} = \frac{2T \cos \theta}{R}.$$

Zważywszy, że ono równoważy się z ciśnieniem hydrostatycznym  $p = \rho g z$  (tom I, ust. 160), odnajdziemy natychmias wzór (4).

W słupku wody wzniesionym w rurce włoskowatej (fig. 101) ciśnienie hydrostatyczne tuż pod powierzchnią jest o  $p$  mniejsze od ciśnienia atmosfery; ku dołowi wzrasta, według praw hydrostatyki, a w głębokości  $z$ , t. j. w poziomie  $MN$  dorównywa ciśnieniu atmosfery. Pod wypukłą powierzchnią rtęci (fig. 102) ciśnienie przewyższa o  $p$  ciśnienie atmosfery, panujące w poziomie  $MN$ . Przy uwzględnieniu tych ciśnień włoskowatych prawa hydrostatyki zachowują tedy zupełną ważność.

Zmiany poziomu w rurkach wąskich, sprawione przez siły cząsteczkowe, są zatem takie same, jakie otrzymalibyśmy w rurach szerokich przez zmniejszenie albo zwiększenie ciśnienia powietrza w rurce o  $p = \frac{2T}{r}$ . One zależą zresztą tylko od promienia krzywizny powierzchni cieczy, bez względu na kształt całego słupa cieczy. Jeżeli n.p. wciągniemy wodę, przez ssanie,



do rury szerokiej *A* (fig. 103), tudzież do jej górnego, włoskowatego zakończenia *B*, natenczas woda utrzyma się sama, bez pomocy ssania, w tej wysokości, do jakiej wziosłaby się w rurze walcowej *C*, tak samo szerokiej jak *B*.

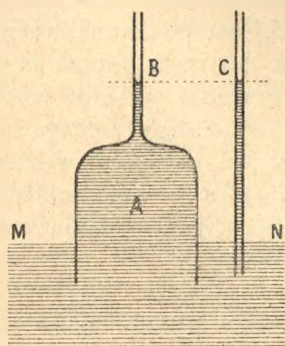


Fig. 103.



Fig' 104.

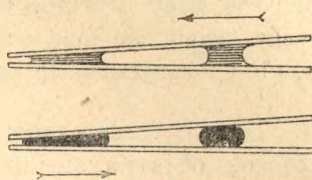


Fig. 105.

**INNE OBJAWY WŁOSKOWATOŚCI.** To, co powiedzieliśmy o rurkach włoskowatych stosuje się, przynajmniej w zasadzie, do naczyń wązkich wszelkiego kształtu. Ztąd wsiąkanie cieczy w ciała dziurkowane, wznoszenie się wilgoci w murach i t. p.

Uderzający przykład ciśnienia włoskowatego przedstawia fig. 104. Igła stalowa, lekko zatłuszczona dotknięciem palców, położona ostrożnie na powierzchni wody, utrzymuje się, nie tonąc, pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego i ciśnienia włoskowatego wklęsłej powierzchni wody.

Lekkie ciała pływające na wodzie, zbliżają się do siebie żywo, skoro znajdują się w tak małej odległości, iżby powierzchnia wody między nimi wzniosła się, albo zniżyła cokolwiek, jakby w rurce włoskowatej — ciecz powinna zwilżać oba ciała, albo nie zwilżać żadnego. Przekonałiśmy się istotnie, że w rurce włoskowatej zwilżanej, w słupku wzniesionym, ciśnienie jest mniejsze od atmosferycznego; ciśnienie zewnętrzne zgniotłoby więc ściany rurki, gdyby one były dostatecznie podatne. Ciała zaś niezwilżane zbliżają się ku sobie pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego otaczającej cieczy, która wznosi zewnątrz nich wyżej, aniżeli między nimi (por. fig. 102).

Kropla wody w rurce szklanej stożkowej biegnie ku wierzchołkowi, kropla rtęci posuwa się natomiast ku szerszemu końcowi (fig. 105). Zjawisko to możnaby tłumaczyć przewagą ciśnienia włos-

kowatego na powierzchni więcej zakrzywionej. Istotną jego przyczyną jest to, że woda, posuwając się ku cieńszemu końcowi rurki przylega do szkła na powierzchni coraz większej. Kropla rtęci natomiast dąży do zmniejszenia powierzchni przylegania, biegnie przeto ku szerskiemu końcowi.

Zjawiska przylegania i włoskowatości usiłowaliśmy w powyższym wykładzie sprowadzić do działania sił napięcia powierzchniowego, dodatniego lub ujemnego. Uważny czytelnik dostrzeże jednak łatwo, że w zjawiskach tych przejawia się ogólna własność układów materialnych, obdarzonych energią potencjalną: układ dąży do tego położenia (równowagi), w którym jego energia jest najwięcej wyczerpaną. Wznoszenie się wody w rurce włoskowatej, albo wspomniane przed chwilą ruchy kropli, nie inną mają przyczynę, jak spadanie kamienia ku ziemi, albo rozprężanie się zgiętej sprężyny.

**128. USTRÓJ KRYSTALICZNY.** Nowa a ważna cecha spójności cząsteczek objawia się w ustroju kryształów. Jest rzeczą prawdopodobną, że spójność nie działa równomiernie na wszystkie strony, albowiem cząsteczki łączące się w ciała stałe układają się niekiedy obok siebie w sposób geometrycznie prawidłowy, jak gdyby były obdarzone pewną liczbą biegunów silniejszego przyciągania. Ciało stałe, mające taką prawidłową budowę wewnętrzną nazywa się kryształem. Pospolity sposób otrzymywania kryształów polega na wydzielaniu ciała stałego z roztworu (sól, cukier), albo na zamrażaniu cieczy (lód, siarka), albo wreszcie na ścinaniu się par w ciało stałe (szron). Powstawaniu kryształów sprzyja powolny i spokojny przebieg wydzielania, albowiem wtenczas cząsteczki mogą układać się obok siebie w sposób prawidłowy, wskazany przez kierunki działania sił spójności, a nie zamącony uderzeniami wzajemnymi i spotkaniem, jakie towarzyszą burzliwemu przebiegowi zjawiska.

Kryształy ograniczone są na zewnątrz ścianami płaskimi, przecinającymi się w ostrych krawędziach. Postać zewnętrzna jest atoli cechą drugorzędą kryształów; właściwą ich istotę stanowi prawidłowe wewnętrzne ułożenie cząstek. Kryształ nie przestanie zachowywać się w obec czynników fizycznych (rozszerzalności, załamania światła i t. p.) jako kryształ, jeżeli potłuczemy go na kawałki postaci nieregularnej. Wielkość ścian jest również zależna od przypadkowych warunków wzrostu kryształów. Cechą stałą, albowiem zależną od wewnętrznego ustroju, są natomiast kąty wzajemnego nachylenia ścian; w różnych



okazach kryształów danego ciała kąty te są te same, albo co najwyżej zmieniają się w bardzo ciasnych granicach. Wiadomo przecież, że kryształom soli kamiennej, których typową postacią jest sześciąt prostokątny (kostka) można nadać łatwo, przez odłupanie, postać pryzmatów, albo też płytek prostokątnych. Pod względem krystalograficznym różne te bryły są zupełnie równoważne, bo nie różnią się wielkością kątów między ścianami.

Na jednym kryształe pojawia się częstokroć wielka liczba ścian, różnej postaci i wielkości, rozmaicie względem siebie pochylonych. Kierunki ich nie są jednakowoż dowolne, niezależne od siebie. Pomiar kryształów najrozmaitszych ciał wykazały, że bez wyjątku obowiązują t.

zw. prawo wymierności parametrów (Haüy, 1781). Treść jego jest taka: Wybierzmy jakiegokolwiek trzy ściany kryształu, jako płaszczyzny spólrzędne, a więc trzy krawędzie  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$  (fig. 106), w których one się przecinają, jako osi spólrzędne (zazwyczaj nie prostokątne). Położenie jakiegobądź ściany  $PQR$  kryształu

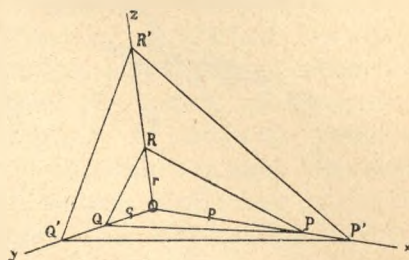


Fig. 106.

można wówczas określić przez trzy odcinki (parametry):  $OP = p$ ,  $OQ = q$ ,  $OR = r$  — dodatne, lub ujemne — które ściana ta, odpowiednio przedłużona, odcina na osiach. Kierunek ściany zależy widocznie tylko od stosunków tych odcinków; jeżeli bowiem pomnożymy je przez dowolną liczbę  $n$ , to otrzymane odcinki  $np$ ,  $nq$ ,  $nr$  przedstawiać będą parametry ściany równoległej do  $PQR$ . W krystalograficznem opisanu kryształu chodzi nam też tylko o kierunki ścian, a nie o odległość ich od punktu  $O$ ; wystarczy tedy znać tylko stosunki parametrów.

Wspomniane wyżej prawo wymierności parametrów orzeka, iż na podstawie znanych kierunków czterech ścian, mianowicie trzech płaszczyzn wybranych jako spólrzędne:  $xOy$ ,  $yOz$ ,  $zOx$ , tudzież czwartej  $PQR$ , można wskazać kierunki wszystkich innych ścian, które mogą pojawiać się spólcześnie z tamtymi, na tym samym kryształe. Pomnożmy mianowicie parametry ściany  $PQR$  przez jakiegokolwiek liczby wymierne  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , dodatne lub ujemne, całkowite albo ułamkowe, ale zawsze bardzo pro-

ste, n.p. 2, 3, 5,  $\frac{3}{2}$ ,  $-\frac{1}{2}$  i t. p.; między nimi mogą być także liczby nieskończenie wielkie ( $\infty$ ). Otrzymamy tym sposobem nowe trzy odcinki:  $p' = \alpha p$ ,  $q' = \beta q$ ,  $r' = \gamma r$ , które mogą być parametrami możliwej piątej ściany kryształu. Rozumie się, że te nowe parametry wskazują nam znowu tylko kierunek owej piątej ściany, a niekoniecznie jej istotne położenie na kryształ, które zresztą pod względem krystalograficznym jest bez znaczenia.

Nie jest też rzeczą konieczną, żeby wszystkie ściany, odpowiadające różnym układom liczb  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  rzeczywiście na danym kryształe istniały. Prawo wymierności orzeka tylko, iż ściana,

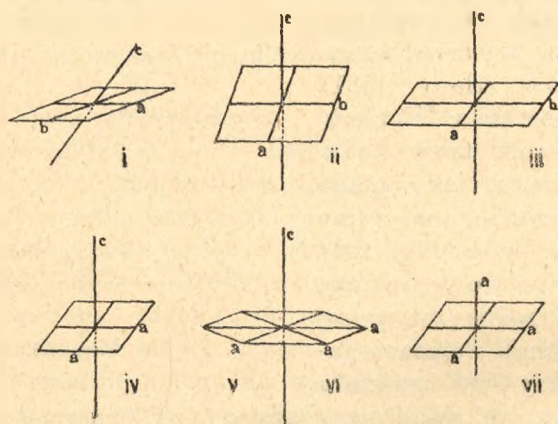


Fig. 107.

która istotnie znajduje się na kryształ, przesunięta w razie potrzeby, równoległe do siebie, posiada parametry  $p'$ ,  $q'$ ,  $r'$ , stojące w stosunkach wymiernych, a zarazem prostych, do odpowiednich parametrów  $p$ ,  $q$ ,  $r$ , innej dowolnej ściany  $PQR$ .

Drugą cechą charakterystyczną większości kryształów jest większy lub mniejszy stopień symetrii wewnętrznego ustroju i zewnętrznej postaci. Są jednak kryształy podlegające prawu wymierności a pozbawione wszelkiej symetrii.

W kryształach spotykamy mianowicie płaszczyzny i osi symetrii. Kryształ jest symetryczny względem płaszczyzny, jeżeli części leżące po obu jej stronach odpowiadają sobie tak, jak obraz w zwierciadle płaskim odpowiada przedmiotowi (chodzi tu znowu tylko o kierunek ścian, a nie o odstęp ich od środka



kryształu). Symetria względem osi objawia się wtenczas, gdy po obrocie o kąt mniejszy od  $360^\circ$  widok kryształu powtarza się. Osi symetrii nazywają się dwukrotne, trzykrotne, czterokrotne, lub sześciokrotne, gdy wspomniany kąt obrotu wynosi  $180^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $90^\circ$  albo  $60^\circ$ ; innych osi symetrii niema, albowiem nie dałyby się pogodzić z prawem wymierności.

Zależnie od liczby i rodzaju płaszczyzn, i osi symetrii, kryształy dzielą się na trzydzieści dwie grupy, które można sprowadzić do siedmiu typów czyli układów. Odróżnia się mianowicie (porówn. fig. 107): 1) Układ trójskośny (niesymetryczny), bez osi symetrii. 2) Układ jednoskośny (jednosymetryczny) z jedną dwukrotną osią, albo jedną płaszczyzną symetrii. 3) Układ rombowy (różnoosiowy), o trzech różnych dwukrotnych osiach symetrii, wzajemnie prostopadłych, albo trzech takichże płaszczyznach symetrii. 4) Układ kwadratowy (jedno-dwuosiowy) o jednej osi czterokrotnej; obok niej istnieją w niektórych grupach dwie, albo cztery osi dwukrotne w płaszczyźnie prostopadłej. 5) Układ trójboczny; jedna oś symetrii trzykrotnej, niekiedy w połączeniu z trzema, albo sześcioma, do niej prostopadłymi dwukrotnymi. 6) Układ sześcioboczny, o jednej osi sześciokrotnej; obok niej bywają osi dwukrotne, prostopadłe do pierwszej w liczbie sześciu. 7) Układ równoosiowy (regularny), z czterema równymi osiami trzykrotnymi, obok których pojawiają się trzy równe, wzajemne prostopadłe osi czterokrotne i sześć równych osi dwukrotnych, albo przynajmniej trzy równe osi dwukrotne.

Ażeby wytłumaczyć, na podstawie teorii molekularnej, zasadnicze prawo wymierności, tudzież wszystkie zdarzające się rodzaje symetrii, należy mieć przedewszystkiem to na względzie, że kryształy okazują w różnych kierunkach różne (wogóle) zachowanie się wobec czynników fizycznych, czem różnią się od ciał bezpostaciowych (równokierunkowych); jednakże wszystkie proste, wykreślone w kryształach równoległe do jakiegobądź kierunku, są pod każdym względem zupełnie równoważne. Wyobraźmy sobie tedy prostą  $ox$  (fig. 108), obsadzoną równomiernie cząsteczkami materii, w równych odstępach  $a$ ; podobnie proste  $oy$  i  $oz$ , pochylone pod dowolnymi kątami do pierwszej, obsadzone w podobny sposób cząsteczkami w odstępach  $b$  i  $c$ . Poprowadźmy przez każdą cząsteczkę, na każdej z tych prostych, płaszczyznę równoległą do dwu prostych pozostałych, a wszystkie punkty przecięcia się tych trzech szeregów płaszczyzn ob-

sadźmy również cząsteczkami. Otrzymamy tym sposobem najprostszy model wewnętrznego ustroju ciał krystalicznych, t. zw. siatkę trójwymiarową (Bravais, 1849). Za pomocą tego modelu można uwydatnić główne rodzaje symetrii kryształów, jakoteż zdać sprawę z prawa wymierności parametrów (rysunek wyobraża małą część siatki najogólniejszej, trójskośnej, czyli niesymetrycznej; przez odpowiedni dobór odstępów  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , jakoteż kątów między krawędziami  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$ , można jej nadać różne stopnie symetrii).

Zważmy naprzód, że jakakolwiek prosta  $os$  (fig. 108), poprowadzona przez dwie cząsteczki, przechodzi zarazem przez cały szereg innych i spotyka je w równych odstępach. Jakakolwiek płaszczyzna położona przez trzy cząsteczki przechodzi zarazem przez mnóstwo trójek, podobnie ułożonych. Do każdej takiej prostej można widocznie wykreślić cały szereg równoległych, przechodzących przez równoległe szeregi cząsteczek; podobnie do każdej płaszczyzny. Proste tego rodzaju, są to możliwe krawędzie kryształu; owe płaszczyzny to są możliwe ściany.

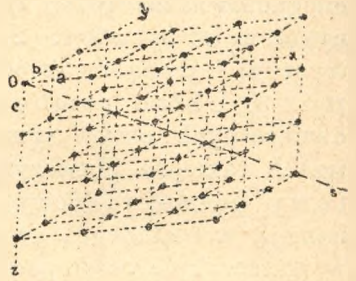


Fig. 109.

Tym sposobem teoria budowy krystalicznej tłumaczy zupełną równoważność równoległych ścian w każdym kryształcie i równoważność równoległych kierunków. Zarazem ona zdaje sprawę z łupliwości kryształów na blaszki ograniczone równoległymi płaszczyznami. Płaszczyzna łupliwości musi tedy być zawsze możliwą ścianą kryształu; własność tę mają przedewszystkiem te płaszczyzny, które są najgęściej obsadzone cząsteczkami.

Wybermy następnie trzy szeregi cząsteczek w siatce trójwymiarowej, wychodzące z dowolnej cząsteczki, a więc trzy możliwe krawędzie kryształu, jako osi  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$ , na których mierzyć będziemy parametry ścian. Dostrzeżemy natychmiast, że dowolna ściana kryształu przetnie każdą oś w punkcie, którego odległość od początku osi  $O$  (parametr) jest wymierną wielokrotnością odstepu cząsteczek na tejże osi; to jest zaś wyrazem zasadniczego prawa wymierności parametrów, albowiem tym sposobem parametry dwu różnych ścian muszą być względem siebie wymierne.



**129. WŁASNOŚCI FIZYCZNE KRYSZTAŁÓW.** Powyższa teoria budowy krystalicznej uwydatnia jasno ten fakt zasadniczy, że kryształy są ciałami doskonale jednolitemi, ale zarazem różnokierunkowymi (tom I, ust. 138). Dowolna część kryształu, jakiegokolwiek postaci i wielkości (byle obejmowała bardzo wielką liczbę oczek siatki krystalicznej) zachowuje się wobec wszelkich czynników fizycznych tak samo, jak każda inna część podobna, w kryształe równoległe do niej położona. Ciała różnokierunkowe, bezpostaciowe, nie mają tej różnicy kierunków; możemy je uważać jako zlepki cząstek krystalicznych rozrzuconych bez ładu, skierowanych we wszystkich możliwych kierunkach.

Do ciał różnokierunkowych zbliżają się najwięcej kryształy układu równoosiowego. Jest istotnie szereg czynników fizycznych, wobec których kryształy tego układu nie różnią się wcale od ciał różnokierunkowych, mianowicie: przewodzenie ciepła, przewodzenie i pochłanianie światła, ściśliwość, rozszerzalność cieplna, indukcya elektryczna i magnetyczna. Pod innymi jednak względami (n.p. spójność, sprężystość) objawiają one własności kierunkowe — jak to widzimy na kryształach soli kamiennej, łupliwych w pewnych tylko kierunkach.

Kula wycięta z kryształu soli kamiennej, albo innego kryształu równoosiowego, zachowuje po ogrzaniu kształt kulisty; kryształ należący do któregokolwiek z pozostałych układów zamieniłby się w podobnym przypadku na elipsoidę, o trzech osiach wzajemnie prostopadłych, w ogóle nierównych. Podobne elipsoidy cechują wszystkie własności fizyczne, wymienione wyżej na pierwszym miejscu; w układzie równoosiowym osi ich są równe, są to więc kule.

W kryształach układów: sześciobocznego, trójbocznego i kwadratowego, które posiadają jedną oś główną symetrii (porów. fig. 107) elipsoidy te są obrotowe około tejże właśnie osi. W układzie rombowym osi elipsoid są nierówne, ale równoległe do osi symetrii kryształu. W układzie jednooskośnym istnieje jedna płaszczyzna symetrii; ona jest też płaszczyzną symetrii wszystkich elipsoid, wyrażających wspomniane własności fizyczne. Nakoniec w układzie niesymetrycznym elipsoidy te mają nie tylko nierówne osi, ale nadto każda z nich posiada w ogóle inne położenie.

Wiadomości te możemy streścić w jednym twierdzeniu: symetria krystalograficzna (zewnątrznej postaci) wskazuje zarazem symetrię kryształu pod względem własności fizycznych.

### Z a d a n i a.

198) Z dolnego końca wężkiej rurki (fig. 89) wypływają krople wody. Średnica szyjki zwężonej, w której kropla się odrywa, wynosi 3 mm. Obliczyć ciężar kropli.

*Odp.* W przybliżeniu  $0,3 \cdot \pi \cdot T = 71 \text{ Mgr}$ .

199) Z mydlin, mających napięcie powierzchniowe 80 dyn na cm, wydęto bańkę o średnicy 4 cm. Obliczyć nadwyżkę prężności powietrza w bańce, nad ciśnieniem atmosfery i wyrazić ją w wysokości słupa wody. *Odp.* 1,6 mm.

200) Dwa krążki szklane, o średnicy 10 cm, utrzymywane w odstępnie 0,5 mm, za pomocą trzech ziaren piasku, zawierają między sobą warstewkę wody. Obliczyć siłę potrzebną do oderwania jednego krążka od drugiego. *Odp.* 240 Gr.

201) Przyjąwszy napięcie swobodnej powierzchni rtęci  $= 55 \text{ Gr}$  na metr bieżący, tudzież kąt zetknięcia ze szkłem  $= 45^\circ$ , obliczyć przyleganie rtęci do szkła ( $P$ ), tudzież napięcie na wspólnej granicy ( $T'$ ). *Odp.*  $T' = 39 \text{ Gr/m}$ ;  $P = 158 \text{ ergów na cm}^2$ .

202) Obliczyć wysokość wzniesienia wody w rurce włoskowatej szklanej, o średnicy 0,1 mm w świetle, przyjmując kąt zetknięcia  $= 180^\circ$ ,  $T = 75 \text{ dyn/cm}$ . *Odp.* 30,6 cm.

203) Górny, otwarty koniec tej rurki łączymy ze zbiornikiem, zawierającym zgęszczone powietrze i zwiększamy ciśnienie do tego stopnia, żeby wierzchołek słupka wody wzniesionej w rurce został zepchnięty do poziomu wody zewnątrz rurki. Obliczyć potrzebną prężność powietrza.

*Odp.* Zwyżka prężności  $= \frac{36,6}{13,6 \cdot 76}$  atmosfery.

204) Dwie płaskie płyty, trzymane równoległe do siebie w małym odstępnie  $= 2R$ , zanurzone są częściowo w cieczy, w położeniu pionowym. Podać wzór ogólny na wysokość  $z$  wzniesienia lub zniżenia cieczy między płytami.

*Odp.*  $z = \frac{T \cdot \cos \theta}{R \cdot \rho g}$  (połowa wzniesienia w rurce o średnicy  $2R$ ).



205) Rurka włoskowata szklana, zgięta jest nakształt odwróconego lewara (litera  $U$  o ramionach nierównych). Znaleźć różnicę wysokości powierzchni wody w obu ramionach: a) gdy w żadnym z ramion woda nie dosięga ujścia rurki; b) gdy przy ujściu ramienia krótszego posiada powierzchnię płaską; c) gdy występuje z ramienia krótszego w kształcie półkuli.

*Odp.* a) zero; b)  $z$  = wysokości wzniesienia w rurce tej samej średnicy; c)  $2z$ .

206) Pręcik szklany, o przekroju kolistym, zanurzony jest częściowo w wodzie, w położeniu pionowym. Obliczyć ciężar wody wznoszącej się dokoła niego ponad zwierciadłem poziomem wody (jak na fig. 101, po zewnętrznej stronie rurki).

*Odp.* Ciężar ten jest zrównoważony napięciem  $T'$  działającym na wodę z dołu do góry, na całej linii zetknięcia wody ze szkłem. Jeżeli  $R$  oznacza promień pręcika, wówczas ciężar ten wynosi  $2\pi RT'$  albo  $2\pi RT \cos \theta$ .

207) W cieczy o ciężarze właściwym  $\delta$ , pływa areometr mający ciężar  $Q$  i szyjkę walcową, o promieniu  $R$ . Znaleźć równanie, wyrażające równowagę, z uwzględnieniem działania włoskowatości.

*Odp.* Niechaj  $V$  oznacza objętość areometru, zanurzoną pod zwierciadłem płaskim. Do góry działa nań parcie cieczy =  $V\delta$ ; na dół ciężar  $Q$  i reakcja napięcia włoskowatego  $2\pi RT'$ , równa ciężarowi cieczy wzniesionej po brzegach, wiszącej przeto na szyjce. Mamy więc:  $V\delta = Q + 2\pi RT'$ .

208) Rurka włoskowata, o średnicy zewnętrznej =  $2R$ , wewnętrznej =  $2R'$ , zawieszona w położeniu pionowym na szalce wagi, zanurza się dolnym końcem w cieczy (ciężar właściwy =  $\delta$ , napięcie na powierzchni zetknięcia z rurką =  $T'$ ) na głębokość  $Z$ . Znaleźć jej ciężar pozorny.

*Odp.* Równa się ciężarowi prawdziwemu, mniej  $(R^2 - R'^2) \pi Z \delta + (R + R') 2\pi T'$ .

209) Obliczyć zniżenie włoskowate rtęci ( $20^\circ$ ) w rurce szklanej o średnicy  $D$  millimetrów, przyjmując kąt zetknięcia =  $45^\circ$ ,  $T = 540 \text{ dyn/cm}$ .

*Odp.*  $z = \frac{11,49}{D}$  millimetrów.

210) Wyrazić to samo zniżenie przez wysokość =  $s$  millimetrów (strzałkę) kopuły rtęciowej w rurce, przyjmując kąt zetknięcia w ogóle różny od  $45^\circ$ . *Odp.*  $z = \frac{65s}{D^2 + 4s^2}$ .

211) Jak wielkiego potrzeba ciśnienia, żeby wtłoczyć rtęć do rurki szklanej o średnicy  $\frac{1}{100}$  mm? Odp.  $\frac{1149}{760} = 1,5$  atm.

212) W barometrze lewarowym ramię dłuższe posiada średnicę 3 mm w świetle; średnica ramienia krótszego, otwartego, jest 5 mm. Znaleźć poprawkę z powodu zniżenia włoskowatego.

Odp. Wskazuje za mało o 1,5 mm.

213) Eudyometr mierzący 5 mm w świetle, zanurzony w wannie pneumatycznej rtęciowej zawiera powietrze, zamknięte słupkiem rtęci, wznoszącym się 130 mm nad poziom rtęci w wannie. Obliczyć prężność powietrza zamkniętego, przyjmując ciśnienie atmosferyczne = 740 mm.

Odp.  $740 - 130 - 2,3 = 607,7$  mm rt.



## CZEŚĆ PIĄTA.

### O PROMIENIOWANIU (OPTYKA).

---

#### ROZDZIAŁ XI.

##### PROMIENIOWANIE JAKO RUCH ENERGII.

---

###### 130. POWSTAWANIE, RUCH I ZANIKANIE PROMIENIOWANIA.

W rozdziale o „ruchu ciepła” zajmowaliśmy się już niektórymi własnościami promieniowania; wskazaliśmy tam, że wszelkie ciało, cieplejsze od swego otoczenia, ostyga, nawet wtenczas, gdy utrata ciepła przez przewodzenie jest wykluczona, gdy ciało znajduje się w próżni. Objaw ten uważaliśmy jako zamianę ciepła na inny, od ciepła różny, rodzaj energii, na energię promienistą. Ciepło jest najpospolitszem, zresztą nie jedynem źródłem tej energii.

Promieniowanie jest to energia będąca zawsze w ruchu; nie podobna zatrzymać jej w biegu, doprowadzić do stanu stycznego, bez zmiany jej natury; w chwili powstawania oddala się natychmiast od swego źródła z olbrzymią, ale skończoną szybkością. Okazemy niebawem, że n.p. promieniowanie wysłane przez słońce dochodzi do ziemi dopiero po upływie ośmiu minut; przedtem energia ta była ciepłem, na ziemi może się znowu w ciepło przemienić; w ciągu owych ośmiu minut, i tylko w ciągu tego czasu, była energią promienistą.

Ruch energii promienistej, jak wskazuje nazwa, odbywa się w ogóle po liniach prostych. Znaczy to, że nie omija przeszkód, nie zachodzi za węgły, jak głos, tylko biegnie mimo nich, po liniach prostych, zwanych promieniami, zostawiając za niemi cienie.

W próżni promieniowanie rozchodzi się bez ubytku, nie zamienia się tam nigdy na żaden inny rodzaj energii. Powiadamy też, że próżnia jest doskonale przezroczystą. Przezroczystymi są jednakże, w stopniu mniejszym lub większym, także różne ciała: powietrze, szkło, lód i t. p.

Początek bierze promieniowanie zawsze tylko w materji, na koszt innej formy energii; w próżni nie może się poczynać. Wydawanie energii promienistej przez materję nazywa się emisją; mówimy o zdolności emisyjnej różnych ciał, żeby zaznaczyć, iż w jednakowych warunkach jedne wydają więcej, inne mniej promieniowania.

Gdy promieniowanie trafi na jakie ciało nieprzezroczyste, wówczas w części wraca się wstecz (odbija się); w części zostaje w ciele i zamienia się tam pospolicie na ciepło \*). Taką zamianę -- odwrotną względem emisji -- połączoną ze zniszczeniem promieniowania, nazywamy pochłanianiem, albo absorbcją. Wspomnieliśmy już (ust. 59), że największą zdolność absorbcyjną mają powierzchnie czarne, matowe, w szczególności sadza.

Powierzchnia naszego ciała jest nieprzezroczysta i pochłania częściowo promieniowanie, dlatego odczuwamy ten rodzaj energii jako ciepło. Pewne odmiany promieniowania działają atoli także na nerw wzroku, te nazywamy światłem.

Nie posiadamy sposobu badania energii promienistej jako takiej, gdyż wszelkie promieniowanie porusza się z szybkością niesłychanie wielką. Własności tej energii poznajemy zawsze pośrednio, po różnych jej działaniach na ciała, a więc gdy już przestała być promieniowaniem. Badamy zatem promieniowanie w postaci ciepła (za pomocą termoskopów pokrytych sadzą, lub wprost zmysłem ciepła), albo też na podstawie jego działań chemicznych (fotografia, prawdopodobnie także wzrok), elektrycznych (prądy fotoelektryczne, działanie na selen) i t. p. Najważniejszymi z tych narządów wykrywających promieniowanie są: okopcony termoskop (aktinometr), oko i płyta fotograficzna. Pierwsze miejsce należy się termoskopowi, gdyż on mierzy ilość energii promienistej i znajduje zastosowanie do wszystkich odmian promieniowania, podczas gdy oko i płyta fotograficzna wrażliwymi są tylko na niektóre z nich.

---

\*) Dawniej nazywano promieniowanie „ciepłem promienistym”; nazwa widocznie niewłaściwa, gdyż jest to rodzaj energii zupełnie różny od ciepła.



Według planu przyjętego w tej książce zajmować się będziemy naprzód prawami ruchu, sposobem rozchodzenia się promieniowania; własności zaś materji, promieniste i optyczne, jak zdolność promieniowania i pochłaniania, przezroczystość i t. p. stanowić będą treść ostatniego rozdziału.

Do doświadczeń nad promieniowaniem używa się zwykle stałych źródeł promieniowania, t. j. takich, które w równych, choćby w najmniejszych odstępach czasu, wydają nieprzerwanie równe ilości energii promienistej. Źródła tego rodzaju muszą być oczywiście zasilane energią, któraby wyrównywała stratę poniesioną przez wydawanie promieniowania. Najważniejsze z nich, źródła światła (lampy, świece) bywają zasilane energią chemiczną nafty, gazu, stearyny, albo elektryczną (żarówki, lampy łukowe).

**131. RÓŻNE ODMIANY PROMIENIOWANIA.** Promieniowanie nie jest zjawiskiem jednolitem; jest wiele odmian tej energii, różniących się w sposobie oddziaływania na materję, n. p. w zdolności przenikania przez materję, w działaniach chemicznych, także w szybkości ruchu i t. d. Zdarza się, że promieniowanie pochodzące z pewnego źródła przenika obficie przez szkło, wodę, albo nawet przez ciała zwane w mowie potocznej nieprzeźroczystymi, podczas gdy te same ciała nieprzepuszczają wcale, lub tylko małą ilość promieni innego pochodzenia. Niepodobna unikać wniosku, że mamy tu do czynienia z różnemi odmianami energii promienistej. Wszystkie podobne odmiany obejmujemy wspólną nazwą promieniowania, gdyż pod innymi względami, przedewszystkiem pod względem praw ruchu, zachowują się jednakowo.

Te i tym podobne doświadczenia doprowadziły do wniosku, że promieniowanie ciał bywa w ogólności wielce złożoną mieszaniną różnych odmian tej energii. Można je rozdzielić i badać z osobna, bądź to na podstawie różnej zdolności przenikania przez różne ciała, bądź też, dokładniej, za pomocą osobnych do tego celu służących przyrządów (spektroskopów), które będą opisane w rozdz. XIV i XV.

**132. PROMIENIOWANIE CIEMNE I ŚWIATŁO.** Najdosadniej zaznacza się różnaitość promieniowania w podziale na odmiany niewidzialne i światło. Ogólnie mówiąc, promieniowanie nie działa na zmysł wzroku; jest jednak pewna grupa odmian promieniowania, która, obok innych własności, wspólnych wszelkim odmia-

nom, posiada jeszcze tę, że drażni nerw wzrokowy w taki sposób, iż odczuwamy jasność.

Należy zaraz dodać, że cecha ta, jakkolwiek nader ważna, ze względu na możliwość widzenia, nie uprawnia nas jeszcze do uważania światła jako czynnika fizyczny zasadniczo różny od ciemnych, t. j. niewidzialnych odmian promieniowania. Nie zapominajmy bowiem, że odczuwanie jasności, pod wpływem tej lub owej odmiany promieniowania, jest sprawą zależną o tyleż od własności tego czynnika fizycznego, o ile także od wrażliwości narządu wzroku. Wiadomo, że niektórzy ludzie nie widzą wcale pewnych odmian promieniowania, które bywają przez innych odczuwane jako światło; co jest światłem dla jednego, może być tylko promieniowaniem ciemnym dla drugiego.

Z tego wynika, że w wykładzie fizyki, ściśle biorąc, nie ma osobnego miejsca dla światła; badanie sprawy widzenia jest bowiem rzeczą fizjologii zmysłów. Że w nauce o promieniowaniu mówi się osobno o świetle, a nawet mówi się więcej, niż o innych odmianach promieniowania, to pochodzi ztąd, że własności tej małej grupy odmian są łatwiejsze do zbadania i najwcześniejsze były poznane; nauka o świetle, optyka (od gr. *optein* = widzieć) stanowiła bowiem zawiązek nauki o promieniowaniu w ogóle.

Gdybyśmy nie zważali wcale na działanie światła na oko ludzkie, a ograniczyli się wyłącznie do termoskopu i kalorymetru, jako przyrządów do wykrywania i mierzenia energii promienistej, wówczas światło nie różniłoby się niczem od pozostałych odmian promieniowania. W szczególności należy zaznaczyć, że spuszczając z uwagi działanie na wzrok, nie dostrzegliśmy nigdy w doświadczeniach i pomiarach tego rodzaju, żadnego braku w ilości energii. Światło nie przedstawia tedy energii osobnej, różnej od energii promienistej w ogóle. Gdzie nie ma promieniowania, tam nie ma też światła (wrażenia świetlne możemy jednak odczuwać nie tylko pod działaniem promieniowania świetlnego, lecz także pod wpływem innych podrażnień nerwu wzrokowego, jak uderzenie, prąd elektryczny); nawzajem wszelkie światło obiektywne przedstawia pewną ilość energii, tego samego rodzaju, jak energia promieniowania niewidzialnego.

Promieniowanie świetlne nie jest również objawem jednolitym. Podobnie jak promieniowanie ciemne zdarza się ono w niezliczonej liczbie odmian, różniących się sposobem oddziaływania na materję; w oku one wywołują wrażenia rozmaitych barw.



Nazwę barwa używa się w przenośni także w zastosowaniu do promieniowania ciemnego, celem zaznaczenia różnych jego odmian.

**133. RUCH PROSTOLINIJNY PROMIENIOWANIA.** Na fig. 109  $P$  oznacza źródło promieniowania (n.p. naczynie napełnione gorącą wodą, albo kulę metalową rozgrzaną);  $T$  jakikolwiek termoskop, odpowiednio czuły, pokryty warstewką sadzy, żeby chłonał promieniowanie;  $Z_1, Z_2, Z_3$  szereg zasłon nieprzeźroczystych (blaszanych) mających okrągłe otwory. Z pomocą tego prostego urządzenia można się przekonać, że termoskop ogrzeje się tylko wtenczas, pod działaniem ciała promieniejącego, jeżeli można będzie poprowadzić od źródła do termoskopu linię prostą, któraby przechodziła przez otwory, nie przebijając samych zasłon. Promieniowanie powinno tedy mieć tor wolny, przez ośrodek przeźroczysty, żeby mogło osiągnąć jakiegokolwiek punktu tego ośrodka, a tor ten ma postać linii prostej.

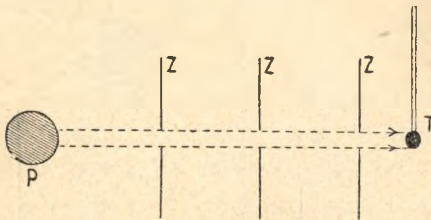


Fig. 109.

Ta własność energii promienistej, o ile dotyczy promieniowania widzialnego, znana jest z codziennych spostrzeżeń; wszakże widzimy przedmiot świecący lub oświetlony (odbijający światło innego źródła) tylko wtenczas, gdy na prostych, które można poprowadzić od tego przedmiotu do oka, niema żadnego ciała nieprzeźroczystego, (a ośrodek przeźroczysty jest jednolity). Tę samą własność okazują najwyraźniej cienie rzucone przez ciała nieprzeźroczyste i pęki światła przechodzące przez otwory w nieprzeźroczystych zasłonach. Na fig. 110 i 111  $P$  oznacza świecącą kulę,  $Z$  zasłonę z otworem kolistym,  $T$  białą tablicę. Poprowadźmy stożki  $K$  i  $K'$  dotykające się kuli i brzegów otworu. Po za objęciem stożka  $K$  tablica nie będzie wcale oświetlona. Z każdego punktu w obrębie koła  $BB'$ , wyciętego z tablicy stożkiem  $K'$  zobaczymy cały otwór w świetle, lub całą kulę w otworze (jeżeli, jak na figurze 111, ten ostatni jest większy od kuli), z każdego punktu między kołami  $AA'$  i  $BB'$  zoba-

czymy tylko część kuli w otworze. Pierwszy z tych obszarów otrzymuje więc pełne oświetlenie, drugi tylko częściowe, gasnące stopniowo ku obwodowi  $AA'$ .

Im mniejszy otwór, tem węższy będzie pas częściowo oświetlony, między kołami  $AA'$  i  $BB'$ ; pełne oświetlenie przechodzić będzie niemal bezpośrednio w całkowity cień. W tych warunkach otrzymuje się na białej tablicy obraz perspektywiczny ciała świecącego. Jego zarysy będą tem wyrazistsze, im mniejszy będzie otwór (ciemnia optyczna bez soczewek); wyrazistość otrzymuje się jednak na koszt jasności, gdyż przez mały otwór przejdzie mało światła.

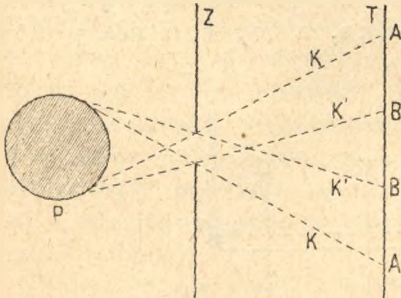


Fig. 110.

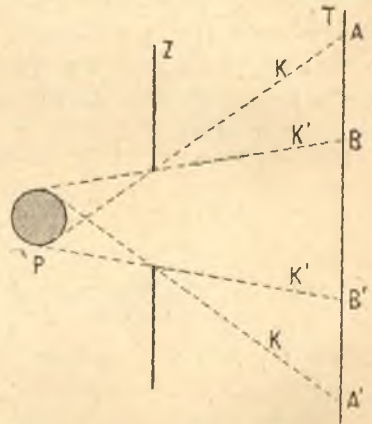


Fig. 111.

**134. PUNKT ŚWIECĄCY. PROMIEŃ.** Ażeby zrozumieć doświadczenia opisane w poprzedzającym ustępie, trzeba widocznie uwzględnić to, że każda część powierzchni kuli świecącej, lub ciała ogrzanego, jest samodzielnem, odrębnem źródłem promieniowania. Ta uwaga prowadzi bezpośrednio do określenia t. zw. punktu świecącego. Tak będziemy nazywali każde ciało promieniące, tak małe, w porównaniu z odległością od naszych przyrządów (oko, termoskop, zastona z otworami), iżby jego rozmiary nie wchodziły wcale w rachubę. Gwiazdy stałe można uważać jako punkty świecące, z powodu niezmiernej odległości od ziemi. Otworek przebity igłą w kartce papieru, oświetlony płomieniem świecy, zachowuje się również jako punkt świecący, albowiem zwyczajnie nie uczyniłoby to już różnicy w sposobie działania promieniowania wysyłanego przezeń, gdybyśmy jego



rozmiary jeszcze bardziej zmniejszyli, a jednocześnie oświetlili go o tyle mocniej, iżby ilość promieniowania nie zmieniła się.

Doświadczenia poprzedzającego ustępu można widocznie wytłumaczyć w zupełności, przyjmując, że powierzchnia ciała świecącego promienieje tak, jak gdyby była gęsto usiana świecącymi punktami, z których każdy wysyła promieniowanie po liniach prostych.

Weźmy jeden tylko punkt świecący  $P$  (fig. 112); wyprowadźmy z tamtąd jakąkolwiek prostą ( $Pp$  albo  $Pq$ ) i przedłużmy ją tak daleko, jak daleko sięga jednolity przezroczysty ośrodek, otaczający punkt  $P$ , a więc do granicy nieprzezroczystej zasłony  $Z$ , albo do tablicy białej  $AA'$ . Każdą taką prostą nazwiemy promieniem; do każdego punktu każdego promienia dochodzi światło (promieniowanie), w innych punktach ośrodka niema go wcale (n.p. w objęciu stożka  $APA'$  za zasłoną; zasłona rzuca na tablicę cień  $AA'$ ).

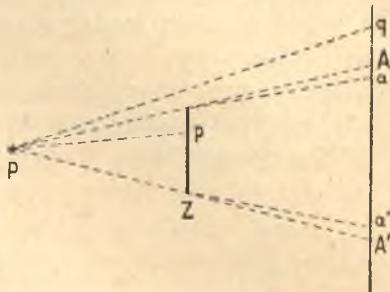


Fig. 112.

Promienie są to linie tylko pomyślane, to są tory, po których porusza się energia promienista, wysyłana przez punkt świecący. W przestrzeni zajętej przez promieniowanie, one niczem się nie uwydatniają; można je dostrzedz chyba w powietrzu zapyłonym, na granicy światła i cienia.

**135. GRANICE WAŻNOŚCI prawa o prostolinijnym ruchu promieniowania:**

a) Gdybyśmy wykonali starannie doświadczenie z punktem świecącym, według fig. 112, okazałoby się natychmiast, że prawo rzucone nie sprawdza się zupełnie ściśle. Przekonalibyśmy się, że cień zasłony  $Z$  na tablicy  $AA'$  nie rysuje się całkiem ostro, gdyż przejście od pełnego oświetlenia tła, do cienia, nie jest nagłe lecz stopniowe. Jeżeli nazwiemy cieniem geometrycznym obszar  $AA'$  na tablicy, wycięty stożkiem, wyprowadzonym z  $P$ , a dotykającym się brzegu zasłony, wówczas okaże się, że pewna ilość światła przenika w obręb tego cienia, n.p. do  $a$  i  $a'$ . Objaw ten nazywamy uginaniem się światła.

Zjawiska uginania się, jakkolwiek nader ważne w teorii promieniowania, stanowią jednak w rzeczywistości (wyjąwszy niektóre przypadki, o czem będzie mowa w rozdziale XIII) mało znaczne zboczenia od prawa prostoliniowego ruchu. Pomimo tych zboczeń teoria cieniów może być stosowaną do optycznego wyznaczania kierunków w przestrzeni. Uczyńmy w doświadczeniu fig. 112 zasłonę  $Z$  bardzo małą. Jej cień, lubo nie zupełnie wyrazisty, zaznaczy się na tablicy  $AA'$  jako mała ciemniejsza plamka. Otóż środek tej plamki i środek zasłony wyznaczają linię prostą, t. zw. linię celową, albo kollimacyjną, na której, jak uczy doświadczenie, znajduje się także punkt świecący. Jest to wyraz znanej prawdy, że punkt wydający światło znajduje się rzeczywiście w tym kierunku, w którym go widzimy.

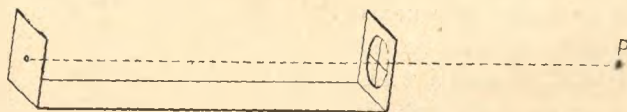


Fig. 113.

Że linia celowa, wskutek uginania się światła, nie jest zupełnie ściśle określoną, to ma tem mniejsze znaczenie, że i zasłona, choćby najmniejsza, posiada pewne rozmiary, a punkt świecący jest w rzeczywistości także małą świecącą powierzchnią. Do wyznaczania kierunków, na zasadzie optycznej (w miernictwie, astronomii), służy celownica, czyli diopter, którego najprostszą postać wyobraża fig. 113. Dokładniejszą i dalej sięgającą jest celownica połączona z lunetą (ust. 198), lecz i ta nie jest wolną od wpływu uginania się światła.

b) Stopień ściśłości, w jakim sprawdza się prawo prostoliniowego ruchu światła, zależy od jego barwy. Teoria promieniowania wyjaśni nam (rozd. XIV), że w świetle błękitnem, albo fioletowem, uginanie się jest mniej znaczne, kollimacja pewniejszą, aniżeli w czerwonym lub białem.

c) Stosownie do prawa kollimacji, widzimy każdy punkt świecący w tym kierunku, w którym on rzeczywiście się znajduje. Jednakowoż to jest prawdą tylko wtenczas, gdy ośrodek przewodzący promieniowanie jest jednolity. W ośrodkach niejednolitych promienie—tory energii promienistej—nie są proste. Wschodzące słońce i gwiazdy widzimy nad poziomem, gdy one



w rzeczywistości znajdują się jeszcze poniżej poziomu; patrzymy bowiem przez ośrodek niejednorodny, przez powietrze, którego gęstość w dolnych warstwach jest większa niż w górnych. Prawa tych zbieżności poznamy w rozdziale o załamaniu się światła (ust. 177).

d) Promienie wychodzące z kilku niezależnych od siebie źródeł, nie przeszkadzają sobie wzajemnie w prostoliniowym biegu, nawet jeżeli przechodzą przez te same części ośrodka (patrzac n.p. przez to samo okno, różni ludzie widzą jednocześnie różne przedmioty, we właściwych kierunkach i t. p.).

**136. WIĄZKI PROMIENI. WIDZENIE PUNKTÓW.** W celu zaznaczenia na rysunku, w jaki sposób promieniowanie rozchodzi się z punktu promieniejącego, prowadzimy z tego punktu dowolną liczbę prostych w różnych kierunkach. Jeżeli ośrodek jest jednorodny każda z tych prostych będzie promieniem. Zbiór promieni, wykreślonych z jednego punktu promieniejącego, nazywamy wiązką promieni.

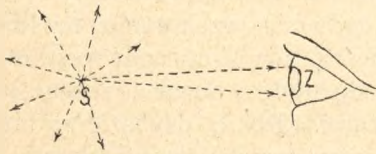


Fig. 114.

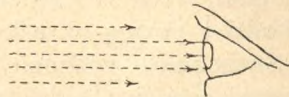


Fig. 115.

Jeżeli do oka wpada przez źrenicę *Z* wiązka rozbieżna, jak na fig. 114, wówczas widzimy przed sobą punkt świecący. Nie ma potrzeby zajmować się obecnie wytłumaczeniem tego faktu; trzeba jednak dodać, że odległość punktu świecącego od oka nie powinna być mniejszą od t. zw. odległości wyraźnego widzenia, która bywa u różnych ludzi różna, w przeciwnym razie nie widzielibyśmy punktu wyraźnie. Większość ludzi, z wyjątkiem krótkowzrocznych, widzi natomiast wyraźnie z odległości większej, a nawet niezmiernie wielkiej (gwiazdy). Promienie wpadające w ostatnim przypadku do oka tworzą widocznie wiązkę równoległą (fig. 115). Ludzie krótkowzroczni muszą w tym razie używać okularów albo lunet, które to przyrządy mają na celu zamianę wiązki równoległej na rozbieżną.

Z pomocą podobnych narzędzi optycznych można również zamieniać wiązki rozbieżne, albo równoległe, na wiązki zbieżne (fig. 116, po lewej punktu  $F$ ). Punkt przecięcia się promieni takiej wiązki zowiemy ogniskiem, albowiem wskutek nagromadzenia się w małej objętości, promieniowanie dochodzi tam do znacznego natężenia. Minąwszy ognisko promienie rozchodzą się znowu, w postaci wiązki rozbieżnej. Oko umieszczone za ogniskiem, w właściwej odległości, odbiera podobne wrażenie, jak gdyby w  $F$  znajdował się rzeczywisty punkt świecący. Gdybyśmy jednak umieścili oko w samym ognisku, wówczas nie zobaczylibyśmy oczywiście punktu, lecz jednostajnie świecące tło, odpowiadające rozwartości stożka, ograniczającego wiązkę promieni.

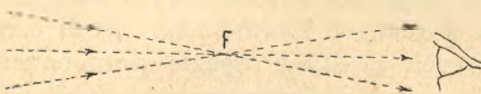


Fig. 116.

**137. PRĘDKOŚĆ ŚWIATEŁA.** Istota zjawisk świetlnych stała się dopiero wtenczas zrozumiałą, gdy się przekonano, że światło rozchodzi z pewną określoną, wielką, ale skończoną prędkością.

Świecenie i widzenie zdają się być, z pozoru, stanami statycznymi raczej, aniżeli zjawiskami. Pokój oświetlony stałym źródłem światła przedstawia się nam trwale w jednakowej jasności, jak gdyby przedmioty, na które patrzymy, znajdowały się w pewnym „stanie” świecącym i widzialnym. W rzeczywistości zaś jest tam ciągły ruch energii wydawanej przez lampę; energia ta rozchodzi się z olbrzymią szybkością we wszystkich kierunkach, odbija się i rozprasza wśród przedmiotów oświetlonych, pochłonięta w końcu, zamienia się na ciepło. Gdyby lampa zgasła nagle, widzielibyśmy te przedmioty jeszcze przez niezmiernie krótką chwilę. Światło powstające dostrzegamy również dopiero po upływie pewnego czasu. Czas ten można zmierzyć.

Odkrycie skończonej prędkości światła, jedno z największych w dziejach nauk przyrodniczych, uczynił Olaf Römer, astronom, w r. 1675. Spostrzegął on pewne zjawisko świetlne na niebie, o którym wypadało sądzić, na podstawie praw ruchu ciał niebieskich, że powtarza się w równych odstępach czasu. Były to nagle zaćmienia jednego z księżyców Jowisza, zdarza-



rzające się za każdym obiegiem, gdy księżyc wstępuje w cień Jowisza (t. j. mniej więcej co  $42\frac{1}{2}$  godziny). Römer dostrzegł, że te okresy wydają się dłuższymi, gdy ziemia oddala się od Jowisza i jego księżycy, aniżeli wtenczas, gdy się ku nim zbliża. Należało przyjąć, albo że zaćmienia owego satelity zależą w jakikolwiek niewyjaśniony sposób od rocznego obiegu ziemi około słońca, albo też, że patrząc z ziemi, nie dostrzegamy ich wtenczas, gdy się zdarzają rzeczywiście, lecz później; inaczej, że światło potrzebuje pewnego czasu na przejście od układu Jowisza do ziemi. Podobne rozumowanie wyjaśniło nam—w myśl prawa Dopplera (tom I, ust. 209) — że dźwięk powinien wydawać się niższym, gdy oddalamy się od jego źródła, wyższym, gdy się zbliżamy, gdyż wstrząśnienia udzielone powietrzu przez ciało drgające, rozchodzą się w powietrzu z prędkością skończoną.

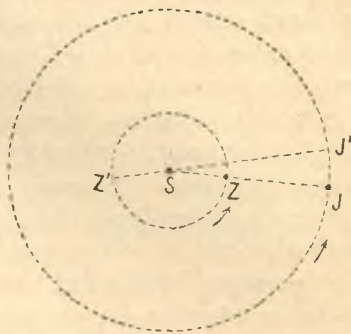


Fig. 117.

Spostrzegając zaćmienia od chwili, gdy ziemia Z (fig. 117) była w najmniejszej odległości od Jowisza, t. j. gdy znajdowała się na linii SJ, słońce—Jowisz, (w położeniu zwanem opozycją), aż do chwili, gdy jej odległość zwiększyła się o całą średnicę drogi rocznej (położenie Z', J, S' zwane konjunkcją), Römer znalazł, że ostatnie z tych zaćmień wydarzyło się 16 minut 42 sekundy (okrągle 1000 sekund) później, aniżeli by wypadało spodziewać się, sądząc ze znanego okresu obiegu tego księżycy. Przyjąwszy, że to opóźnienie równa się czasowi, którego światło potrzebuje do przebycia średnicy toru ziemi (około 297 milionów kilometrów), znajdziemy, że prędkość światła w próżni międzyplanetarnej, wynosi okrągle 300000 kilometrów w sekundzie.

**138. ABERRACYA ŚWIATEŁA.** Pół wieku po odkryciu Römera Bradley dostrzegł inne zjawisko astronomiczne, zależne również od prędkości światła. Znalazł mianowicie, że gwiazdy stałe ulegają w przeciągu roku małym przesunięciom peryodycznym, spółczesnym z obrotami ziemi około słońca. Gwiazdy położone w płaszczyźnie ekliptyki przesuwają się na sklepieniu nieba tam i na powrót po liniach prostych, równoległych do ekliptyki; te zaś, które znajdują się około biegunów ekliptyki, zakreślają jed-

nocześnie małe koła; inne kreślą elipsy. Objaw ten, nazwany aberracją gwiazd tłumaczy się w następujący sposób. Niech  $G$  (fig. 118) oznacza rzeczywiste miejsce gwiazdy,  $C$  skierowaną ku niej celownicę, n.p. lunetę astronomiczną. Jeżeli celownica porusza się (razem z ziemią) w kierunku  $OA$ , wówczas nie zobaczymy gwiazdy na krzyżu służącym w tym przyrządzie do celowania, albowiem w ciągu czasu, gdy światło przebiegało długość celownicy  $BO$ , jej otwór oczny  $O$  posunął się naprzód, a miejsce jego zajął inny punkt  $O'$ , położony wstecz na linii  $OA$ . Ażeby sprowadzić gwiazdę na środek krzyża, trzeba widocznie ustawić linię kollimacyjną celownicy równoległe  $O'B$ , a więc pochylić ją o pewien kąt  $\alpha$  w tę stronę, w którą ziemia się porusza. Ponieważ kierunek prędkości ziemi w biegu rocznym jest zmienny, przeto i pochylenie celownicy będzie zmieniało się w okresie rocznym, t. j. będzie się wydawało, jakoby gwiazda przesuwała się na niebie\*).

Ażeby znaleźć pozorne miejsca gwiazdy, w różnych porach roku, należy więc kreślić z  $G$  odcinki takie jak  $GG'$ , równoległe do  $OO'$ , t. j. do każdorazowej prędkości ziemi i do niej proporcjonalne. Wynika ztąd, że pozorny roczny tor gwiazdy — linia, którą zakreśla  $G'$  w ciągu roku — nie jest czem innym, jak hodografem ruchu ziemi, a więc kołem (tom I, ust. 20) równoległym do ekliptyki. Widziane z ziemi koło to przedstawia się jako prosta, elipsa lub koło, zależnie od położenia gwiazdy.

Aberracja  $\alpha$  jest widocznie największa wtenczas, gdy ziemia porusza się prostopadle do promienia  $OG$  łączącego ziemię z gwiazdą. Pomiar wykazały, że ta wartość największa (wspólna dla wszystkich gwiazd) t. zw. stała aberracji wynosi  $20,5''$ . Ponieważ odcinki  $OO'$  i  $OB$  mają się jak prędkość zie-

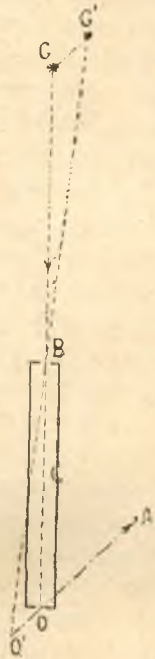


Fig 118.

\*) Niektóre gwiazdy mają obok tego rzeczywisty ruch własny; inne znowu (których odległość od ziemi nie jest nadmiernie wielka w stosunku do średnicy toru ziemi), zdają się poruszać w skutek zmiany stanowiska, z którego na nie patrzymy — ruch paralaktyczny; ruch aberracyjny mają wszystkie.



mi  $v$ , do prędkości światła  $V$ , przeto jest  $\frac{v}{V} = \text{tg } 20,5'' = 0,000099$ .

Uwzględnivszy, że prędkość ziemi w ruchu około słońca wynosi średnio  $29,6 \text{ km/sek}$ , znajdujemy znowu  $V = 300000 \text{ km/sek}$ .

**139. DOŚWIADCZENIA FIZEAU I FOUCAULT'A.** W połowie 19-go stulecia fizycy francuscy Fizeau i Foucault okazali, że prędkość światła można wymierzyć za pomocą doświadczeń robionych na ziemi, a nawet na odległościach nie większych jak kilka metrów. Wyobraźmy sobie punkt świecący, przed którym porusza się, tam i na powrót, zasłona nieprzeźroczysta, w taki sposób, żeby punkt był naprzemian zakryty, przez  $n$ -tą część sekundy, i przez taki sam czas znowu odsłonięty. Wyobraźmy sobie jeszcze drugą podobną zasłonę, przed okiem, poruszającą się

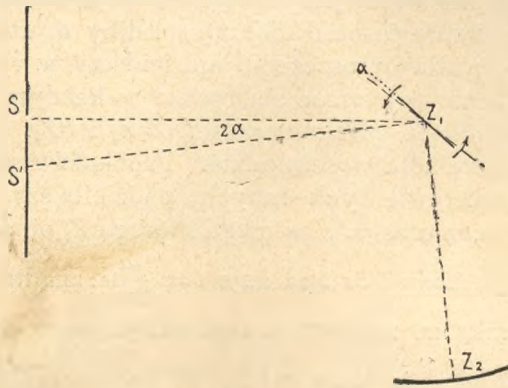


Fig. 119.

tak samo jak pierwsza, zakrywającą oko wtenczas, gdy i światło jest zakryte. W tych warunkach będziemy wciąż widzieli światło, byle liczba  $n$  była dostatecznie wielką, gdyż jak wiadomo, wrażenia świetlne, często przerywane, zlewają się w jedno wrażenie ciągłe. Jeżeli wszakże oddalimy punkt świecący, razem z migającą zasłoną, tak daleko od oka, iżby czas, w którym światło przebiega tę odległość, równał się właśnie  $n$ -tej części sekundy, wówczas każdy przybywający błysk światła zastanie oko zasłoniętem. W odległości dwa razy większej światło doszłoby znowu do pełnego natężenia, w trzykrotnej zgasłoby ponownie i t. d. Wystarczy, jak widać, zmierzyć tę odległość i liczbę  $n$ , aby módz obliczyć prędkość światła. Do doświad-

czeń tego rodzaju można użyć jednej zasłony (zęby wirującego koła); miejsce drugiej może zająć jej obraz odbity w zwierciadle odległym.

Taką była zasada doświadczeń Fizeau. Foucault\*) postępował inaczej. Promień światła przepuszczony przez wąską szczelinę  $S$  (fig. 119) pada na zwierciadło  $Z_1$ ; odbiwszy się od niego trafia prostopadle na drugie zwierciadło  $Z_2$  (lekko zakrzywione, według łuku mającego promień  $Z_1Z_2$ ). Od tego znowu odbity wraca wstecz tą samą drogą, przez  $Z_1$  do  $S$ . Pomyślny teraz, że zwierciadło  $Z_1$  wiruje bardzo szybko (kilkaset obrotów w sekundzie) około osi prostopadłej do płaszczyzny rysunku. Promień odbity od  $Z_1$ , następnie od  $Z_2$ , wróciwszy do  $Z_1$ , po przebyciu dwukrotnem odległości  $Z_1Z_2$ , znajdzie to zwierciadło w położeniu zmienionem, obrócone o pewien mały kąt  $\alpha$ . Wskutek tego nie wróci już do  $S$ , lecz do sąsiedniego  $S'$ . W  $S'$  widać będzie trwale jasność (obraz szczeliny  $S$  utworzony przez soczewkę, którą dla uproszczenia opuściliśmy w rysunku), gdyż opisane zбочzenie powtarza się będzie w każdym obrocie. Mierzy się przesunięcie  $SS'$ , odległości  $Z_1Z_2$  i  $SZ_1$ , tudzież liczbę obrotów  $n$  zwierciadła w sekundzie. Prędkość światła  $V$  można obliczyć na podstawie tych danych, podzieliwszy podwójną odległość  $Z_1Z_2$  przez czas  $= t$ , w ciągu którego  $Z_1$  obraca się o kąt  $\alpha$ .

Otóż proporcya  $2\pi n : 1 = \alpha : t$  daje  $t = \frac{\alpha}{2\pi n}$ ; nadto jest  $SZ_1S' = 2\alpha$ , co wynika ze znanego prawa odbijania się światła. Mamy tedy, ze względu, że kąty  $\alpha$  i  $2\alpha$  są bardzo małe:  $\alpha = \frac{SS'}{2 \cdot SZ_1}$  i ostatecznie:  $V = 8\pi n \cdot Z_1Z_2 \cdot \frac{SZ_1}{SS'}$ .

Według najnowszych pomiarów, wykonanych sposobami podobnymi do wyżej opisanych, przez Michelsona, Newcomba i Cornu, prędkość światła w próżni wynosi:

$$V = 299890 \text{ km/sek};$$

poszczególne pomiary, na podstawie których obliczono tę wartość średnią, różniły się zaledwie o kilkadziesiąt kilometrów. Liczba powyższa, jedna z najważniejszych stałych fizycznych, jest zatem określoną tak dokładnie, że można jej użyć do obliczenia

\*) Czytaj: Fizo, Fuko.



średniej odległości ziemi od słońca, na podstawie zaćmień księżyca jowiszowego, albo aberracyi gwiazd.

W doświadczeniach Foucaulta odległość zwierciadeł  $Z_1$  i  $Z_2$  wynosiła zaledwie kilka metrów. Można było zatem mierzyć prędkość światła nie tylko w powietrzu, lub w próżni, lecz i w innych ciałach przezroczystych. Wstawiwszy między oba zwierciadła długą rurę, której końce zamknięte były płytkami szklanymi, a napelniwszy rurę wodą, Foucault odkrył ważny fakt, że prędkość światła w wodzie jest znacznie mniejsza niż w próżni, lub w powietrzu, bo wynosi tylko 225000 *km/sek.* Poniżej podajemy tablicę prędkości w różnych ośrodkach. Liczby pomieszczone tam wyprowadzono przeważnie z prędkości w powietrzu, sposobem pośrednim, który poznamy w ust. 178.

We wszystkich ośrodkach, z wyjątkiem próżni, prędkość światła okazała się także zależną od rodzaju promieniowania (barwy), o czem świadczą zjawiska rozszczepienia (ust. 185). W próżni wszelkie odmiany promieniowania mają jednakową prędkość.

Żadnego natomiast wpływu na prędkość niema ani natężenie promieniowania, ani rodzaj źródła, z którego ono pochodzi.

TABLICA PRĘDKOŚCI ŚWIATŁA.

*w km/sek.*

Próżnia (wszelkie barwy) . . . . .	299890
Powietrze (0°,760 <i>mm</i> ), światło czerwone . . .	299802
" . . . . . " niebieskie . . .	299800
Woda 20°, . . . . . " czerwone . . .	225260
" . . . . . " niebieskie . . .	223800
Szkło (średnio) . . . . . " czerwone . . .	196000
" . . . . . " niebieskie . . .	194000
Srebro *) . . . . . " czerwone . . .	858000
" . . . . . " niebieskie . . .	1500000
Miedź . . . . . " czerwone . . .	623000
" . . . . . " niebieskie . . .	268000

140. DZIELNOŚĆ PROMIENIOWANIA. Promieniowanie jest to wydawanie energii. Właściwą tedy miarą zdolności promieniowania różnych źródeł otrzymamy, porównyując ilości energii

\*) Bardzo cienkie blaszki przepuszczają cokolwiek światła.

promienistej, wydawanej przez nie w jednakowych czasach. Boć jasną jest rzeczą, że mały płomyk może wydać ogółem, w ciągu kilku godzin, więcej promieniowania, aniżeli słońce w ciągu małego ułamka sekundy. Podobnie też porównujemy maszyny parowe i inne motory pod względem zdolności pracowania, sprowadzając pracę do jednakowych czasów, zwykle do sekundy.

Mówimy tedy o dzielności promieniowania lamp, świec, słońca i t. p., w tem samym znaczeniu, w jakim używamy tego wyrażenia w zastosowaniu do motorów, lub jakich innych źródeł energii. Dzielność promieniowania kulista jest to ilość energii promienistej, obliczona na jednostkę czasu, którą źródło uważane wysyła na wszystkie strony. Obok tego mówi się o dzielności promieniowania w pewnych określonych kierunkach (ust. 142).

Miary dzielności promieniowania są te same, jak dzielności w ogóle (tom I, ust. 112), a więc erg w sekundzie, albo:

Kilogrammetr w sekundzie = 98 100 000 *erg/sek.*

Koń parowy . . . . . = 75 *Kgm/sek.*

Watt . . . . . = 10<sup>7</sup> *erg/sek.*

„ . . . . . =  $\frac{1}{9,81}$  *Kgm/sek.*

Gramstopień w sek. . . . . = 41 890 000 *erg/sek.*

„ „ . . . . . = 0,427 *Kgm/sek.*

„ „ . . . . . = 4,187 *Wattów.*

W zastosowaniu do światła bywa nadto w użyciu osobna jednostka dzielności promieniowania: świeca (ust. 147).

Wymierzenie dzielności promieniowania jest sprawą łatwą, jeżeli można zmierzyć zużycie tej energii, z której promieniowanie powstaje. Tak n.p. promieniowanie lamp elektrycznych żarowych odbywa się w całości kosztem pracy prądu elektrycznego, którą mierzy się łatwo sposobami jakie podaje nauka o elektryczności. Znaleziono tą drogą, że lampka żarowa wydająca tyle światła jak *S* świec, zużywa średnio 3,5 *S* watów. Dzielność jej całkowitego (t. j. widzialnego i niewidzialnego) promieniowania wynosi tedy  $\frac{3,5}{4,187} = 0,84$  gramstop. w sekundzie od jednej świecy.



Trudniej jest wyznaczyć dzielność promieniowania, jeżeli energia zużyta zamienia się tylko częściowo na promienistą. Wtenczas trzeba promieniowanie oddzielnie wyłowić, przez pochłonięcie, i zmierzyć je sposobami kalorymetrycznymi. Tak n.p. świeca stearynowa spala około  $2\frac{1}{2}$  mgr stearyny w sekundzie, co daje okrągło 20 gramstopni ciepła. Zmierzywszy atoli całkowite promieniowanie kuliste świecy, znaleźlibyśmy tylko około 2 gramstopni w sekundzie, reszta zostaje jako ciepło w produktach spalania. Stosunek ten okaże się jeszcze mniej korzystnym, jeżeli się zważy, że pośród tych 2 grst. promieniowania całkowitego znajduje się tylko około  $\frac{1}{40}$  grst. światła \*), o które tu jedynie chodzi. Wydajność ekonomiczna świecy stearynowej przedstawia się tedy stosunkiem  $\frac{1}{40}:20$ , albo 1:800. t. j.  $\frac{1}{800}$  całkowitego spożyczenia energii zamienia się na formę użyteczną, na światło. W lampce elektrycznej żarowej stosunek ten jest korzystniejszy, gdyż światło jednej świecy otrzymuje się tam kosztem 0,84 gramstopni w sekundzie; w lampie elektrycznej łukowej wypada nawet tylko  $\frac{1}{2}$  Watta, t. j. 0,12 grst. w sekundzie od świecy. Wydajność ekonomiczna byłaby tedy w pierwszym przypadku  $\frac{1}{40}:0,84$ , czyli 3%, w drugim 21%. Również bardzo korzystnym jest ten stosunek w palnikach gazowych Auera. Do najekonomiczniejszych źródeł światła należą ciała jarzące się (n.p. robaczki świętojańskie), które wydają światło niemal bez ciepła. W promieniowaniu słonecznem znajduje się około 25% promieniowania świetlnego.

**141. NATĘŻENIE PROMIENIOWANIA.** Promieniowanie wydawane przez źródło rozchodzi się po liniach prostych na wszystkie strony. Z tego wynika, że w miarę rosnącej odległości natężenie jego zmniejsza się. Za miarę natężenia promieniowania, w jakiegokolwiek odległości od źródła, przyjmuje się ilość energii promienistej, która przechodzi w jednostce czasu (*sek*), przez jednostkę pola ( $cm^2$ ) ustawionego prostopadle do promieni. Określenie to stosuje się widocznie tylko do takich źródeł, które są, albo mogą być uważane jako punkty promieniejące.

Z samego określenia wypada, że natężenie promieniowania (w ośrodku doskonale przezroczystym) jest proporcjonalne do dzielności źródła, zaś odwrotnie proporcjonalne

\*) Liczbę tę znaleziono, przepuściwszy promieniowanie świecy przez kilkucentymetrową warstwę wody, która pochłania niemal całkowicie promieniowanie ciemne, a przepuszcza tylko światło.

do kwadratu odległości od źródła. Jeżeli bowiem  $K$  oznacza dzielnosc promieniowania kulistą stalego źródła  $S$  (fig. 120), wówczas przez całą powierzchnię kuli zakreślonej około  $S$  promieniem  $r$ , w każdej sekundzie, przechodzi właśnie  $K$  jednostek energii. Na jednostkę pola tej kuli przypada tedy:

$$J = \frac{K}{4\pi r^2},$$

a to jest właśnie natężenie w odległości  $r$ .

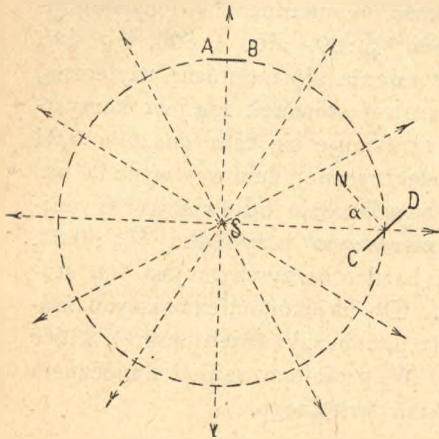


Fig. 120.

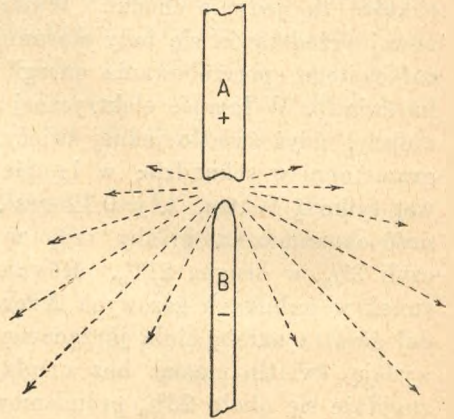


Fig. 121.

**142. DZIELNOŚĆ PROMIENIOWANIA W RÓŻNYCH KIERUNKACH** bywa częstokroć rozmaita. Przykładem t. zw. światło łukowe, powstające pod wpływem prądu elektrycznego między końcami dwu prętów węglowych  $A$  i  $B$  (fig. 121). Pomimo nierówności promieniowania (uwydatnionej na rysunku rozmaitym długością strzałek, a zależnej od kształtu węgli i nierównego ich rozgrzania), prawo odwrotnych kwadratów stosuje się i w tym przypadku, do każdego kierunku osobno, o ile, rozumie się, można całe ognisko pojmować jako punkt. Wyprowadzmy bowiem ze źródła nieskończenie wązki stożek, w tym kierunku, w którym zamierzamy określić natężenie promieniowania. Oznaczmy przez  $\omega$  pole jego przecięcia poprzecznego w odległości  $= 1$  od wierzchołka (jest to t. zw. kął bryłowy tego stożka). W odległości  $r$  od wierzchołka przecięcie stożka mieć będzie pole  $= r^2\omega$ . Otóż, jeżeli dzielnosc promieniowania ku wnętrzu stożka oznaczmy



przez  $k$ , wówczas na jednostkę pola, w odległości  $r$ , wypadnie  $\frac{k}{r^2 \omega}$ . Oznaczywszy dla krótkości  $\frac{k}{\omega}$  literą  $S$  otrzymamy znowu:

$$(1) \quad J = \frac{S}{r^2}, \text{ w czem } S = \frac{k}{\omega}.$$

Stała  $S$  mieć będzie w ogóle różne wartości w różnych kierunkach. Dla odróżnienia od dzielnosci kulistej nazywamy  $S$  dzielnością promieniowania w kierunku uważanym. Jest to dzielnosc obliczona na jednostkę kąta bryłowego; jej miarą jest natężenie wywołane w danym kierunku, w odległości  $r = 1$  od źródła. W przypadku promieniowania równomiernego we wszystkich kierunkach, z dzielnością kulistą  $= K$ , byłoby  $S = \frac{K}{4\pi}$ , jak w ust. 141.

**143. PROMIENIOWANIE POWIERZCHNI. EMISSYA. JASNOŚĆ.**

W wielu przypadkach nie można uważać ciał promieniejących jako punkty, lecz trzeba uwzględnić rozciągłość ich powierzchni, a co zatem idzie, określić jej zdolność właściwą promieniowania. Powierzchnia żelaza gorącego promieniuje więcej niż ciepłego; słońce więcej, niż płomień lampy — nawet gdy się porównywa jednakowe pola. W celu zaznaczenia różnic gatunkowych różnych źródeł, będziemy je porównywali pod względem promieniowania jednostki powierzchni ( $1 \text{ cm}^2$ ). Stosunek dzielnosci promieniowania pewnej powierzchni, do wielkości jej pola nazwiemy emisyją. Emissya wyraża się n.p. w koniach na  $\text{cm}^2$ , albo w świecach na  $\text{cm}^2$ . I w tym przypadku należy odróżnić emisyję wszechstronną, a więc półkulistą, od emisyji w poszczególnych kierunkach. Jeżeli mała część powierzchni (element)  $AB$  (fig. 122), mająca pole  $= a$ , daje w punkcie  $P$ , w odległości  $r$ , natężenie promieniowania

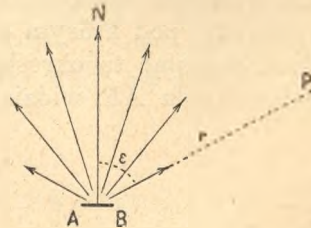


Fig. 122.

$$(2) \quad J = \frac{aE}{r^2}$$

wówczas stała  $E$  mieć będzie znaczenie emisyji w kierunku promienia  $r$  (pod kątem emisyji  $= \epsilon$ , licząc ten ostatni od nor-

malnej  $N$ ). Wielkość ta zależy od pochylenia promienia ku powierzchni promieniejącej; największa w kierunku normalnej  $N$ , maleje zazwyczaj gdy kąt  $\epsilon$  rośnie (ust. 146).

Przypuśćmy, że  $AB$  jest powierzchnią świecąca, (bądź to samodzielnie, jak słońce, bądź tylko światłem odbitem, jak księżyc), tudzież, że w  $P$  znajduje się oko, którego źrenica (otwór dopuszczający światło do oka) ma pole  $= O$ . Ilość światła wcho-  
dząca w przeciągu sekundy w źrenicę, wyraża się (według 2)

przez  $JO = \frac{aE}{r^2} \cdot O$ , jeżeli mianowicie odnosić będziemy  $E$  wy-

łącznie do promieniowania widzialnego. Ilość tego światła zależy od  $r$  i od  $\epsilon$ , a wychodzi ono ze wszystkich punktów pola  $a$ ; wskutek tego całe to pole wydaje się patrzącemu jasnym. Jasność pola świecącego określamy jako stosunek ilości światła przesyłanej do oka, do pozornej wielkości powierzchni świecącej. Pozorną wielkość rozumiemy zaś jak następuje. Wyobraźmy sobie kartkę papieru, ustawioną przed okiem w odległości  $= 1$ , n.p. metra, a wyciętą tak, żeby zakrywała dokładnie jakkolwiek mały przedmiot. Pole tej kartki będzie miarą pozornej wielkości tego przedmiotu, ze stanowiska oka. Pozorna wielkość nie jest tedy niczem innym, jak kątem bryłowym, pod którym dany przedmiot przedstawia się patrzącemu. Stosując to określenie do fig. 122, znajdziemy, że pozorna wielkość pola  $AB$ , widziana z  $P$ , jest

$$\bar{v} = \frac{a \cos \epsilon}{r^2}.$$

Jasność  $I$  tego pola, określona, jak wyżej, będzie zatem:

$$I = \frac{aE}{r^2} \cdot O : \frac{a \cos \epsilon}{r^2} = \frac{E}{\cos \epsilon} \cdot O.$$

Wzór ten dowodzi, że jasność nie zależy wcale od odległości  $r$  pola świecącego od oka, co pochodzi stąd, że z odległości n.p. zdwojonej oko otrzymuje wprawdzie cztery razy mniej światła, ale zarazem powierzchnia wydaje się tyleż razy mniejszą, wskutek czego światło jest na niej bardziej skoncentrowanem. Jasność zależy natomiast od wielkości  $O$  źrenicy, maleje gdy ta ostatnia się zwęża (przez bardzo mały otworek można patrzeć bezkarnie na słońce; wiadomo zresztą, że oko przystosowuje się automatycznie do jasności otoczenia, albo-



wiem w silnem świetle źrenica zwęża się). Jasność obliczoną na jednostkę pola źrenicy, a więc  $\frac{E}{\cos \varepsilon}$ , nazywa się także blaskiem danej powierzchni, widzianej pod kątem  $\varepsilon$ . Jest to obiektywna, czyli fizyczna miara jasności.

Jednostka blasku jest ta sama jak emisyyi. Można wyrażać tę wielkość w świecach na  $cm^2$ , albo w stosunku do blasku płomienia świecy, przyjętego za jednostkę.

Doświadczenia bardzo pospolite uczą, że jasność świecących ciał stałych jest prawie niezależna od pochylenia powierzchni świecącej ku linii patrzenia (prawo Lamberta), a więc, że  $\frac{E}{\cos \varepsilon}$  jest wielkością stałą, niezależną od kąta  $\varepsilon$ ; oznaczymy ją przez  $E_0$ . Znaczy to, że

$$E = E_0 \cos \varepsilon$$

w czem  $E_0$  będzie widocznie emisją w kierunku prostopadłym do powierzchni. Istotnie, kula rozżarzona (słońce) wygląda jak płaski krążek; rozżarzona blacha wydaje się jednakowo jasną, czy patrzymy na nią prostopadle, czy ukośnie (w tym ostatnim razie wydaje się mniejszą). Uwzględnivszy prawo Lamberta, znajdziemy zamiast poprzedniego, prostszy wzór na jasność:

$$(3) \quad I = E_0 O.$$

Natężenie promieniowania elementu  $a$  w kierunku  $\varepsilon$ , w odległości  $r$  będzie, zamiast (2):

$$J = \frac{aE_0 \cos \varepsilon}{r^2}$$

albo po prostu:

$$J = E_0 \omega$$

jeżeli przez  $\omega$  oznaczymy pozorną wielkość elementu  $a$ , jak się ona wydaje z punktu  $P$ .

Wspominamy tu, że powyższa miara fizyczna jasności nie jest bynajmniej zarazem miarą odczuwanego wrażenia wzrokowego. Zdwojenie słabej jasności dostrzegamy bardzo wyraźnie; zdwojenia nader jaskrawej nie zdołalibyśmy ani odczuć ani ocenić.

144. OŚWIETLENIE. Powierzchnia dowolnego ciała, znajdującego się wobec jednego lub wielu źródeł światła, wydaje się nam więcej lub mniej jasną, zależnie od tego, czy odrzuca promienie do oka, jak biały papier, czy też je chłonie, jak sadza, lub czarny aksamit. Nie troszcząc się o te właściwości powierzchni, określamy oświetlenie jej, w pewnym punkcie, jako stosunek ilości promieniowania padającego w jednostce czasu na nieskończenie mały element powierzchni, około uważanego miejsca, do pola tego elementu. Inaczej, jest to ilość promieniowania, obliczona na jednostkę czasu i pola

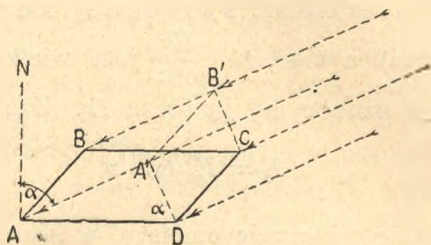


Fig. 123.

oświetlonego, a zatem miara skupienia promieni na danej powierzchni. Oświetlenie małej płaskiej powierzchni, ustawionej prostopadle do promieni, równa się widocznie natężeniu promieniowania  $J$  w temże miejscu. Z tego wynika, że oświetlenie wywołane przez punkt świecący jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości od tego punktu. Jeżeli zaś promienie trafiają uważane pole  $ABCD$  (fig. 123) ukośnie, pod kątem  $\alpha$ , liczonym od normalnej  $N$ , wtenczas oświetlenie  $J'$  będzie słabsze, mianowicie:

$$(5) \quad J' = J \cos \alpha,$$

jak to łatwo poznać z rysunku, jeżeli się zważy, że pole  $ABCD$  odbiera tyle promieniowania, ile przechodzi przez prostopadłe przecięcie  $A'B'CD$  wiązki padającej. Oświetlenie jest tedy proporcjonalne do dostawy kąta padania promieni.

Oświetlenie pola  $CD$  (fig. 120) ustawionego przed punktem świecącym, będzie zatem (według 1 i 5)

$$(6) \quad J' = \frac{S}{r^2} \cos \alpha$$



byle rozmiary pola były tak małe, iżby promienie padające można było uważać jako równoległe.

Jednostką oświetlenia, a zarazem natężenia promieniowania jest erg na sekundę i centymetr kwadratowy (albo, zamiast erga, kilogrammetr, kalorya i t. p.). W zastosowaniu do promieni widzialnych mierzy się oświetlenie w praktyce na świece metrowe; jest to prostopadłe oświetlenie przez jedną świecę, z odległości metra. Stosownie do prawa odwrotnych kwadratów świeca w odległości 2, 3, 4... metrów daje oświetlenie  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{9}$ ,  $\frac{1}{16}$ ... świec metrowych. Według wspomnianych w ust. 140 pomiarów, oświetlenie jedną świecą metrową odpowiada w przybliżeniu 18 ergom promieniowania (widzialnego) w sekundzie, na centymetr kwadratowy (Angström).

Oświetlenia za pomocą kilku niezależnych od siebie źródeł światła sumują się wprost (dowód: 4 świece z odległości 2 m oświetlają tak, jak jedna z odległości metra). Jeżeli źródła nie są niezależne, oświetlenia mogą znosić się w pewnych warunkach (patrz rozdział XII o interferencji). — Oceniając oświetlenie pewnego ciała, należy brać w rachubę nie tylko promienie przesłane wprost od źródeł, lecz także promienie odbite, tudzież rozproszone, przez to samo i inne ciała (t. zw. refleksy). Oświetlenie przedmiotów w mieszkaniu zależy przeważnie od rozpraszania się światła dziennego, albo lamp, na jasnych ścianach. W pokoju pomalowanym czarną farbą jest ciemno, nawet gdy się pali jasna lampa. Jako zastosowanie prawa dostaw przypominamy, że promienie słoneczne ogrzewają dany obszar kraju o wiele słabiej rankiem, wieczorem, albo zimą, aniżeli w południe albo latem, gdy kierunek ich jest więcej zbliżony do prostopadłego; wchodzi tu zresztą w rachunek także czas trwania insolacji.

Najsłabsze oświetlenie, przy którym można jeszcze odczytać zwykajny druk wynosi około 0,025 świec metrowych. Higieniści radzą, żeby oświetlenie książki, przy dłuższem czytaniu, nie było mniejsze, jak 50 św. metr. — Oświetlenie słoneczne waha się od 12000 do 50000 św. metr.; księżycowe wynosi tylko 0,19 św. metr., w przybliżeniu.

Stosując powyższe zasady zrozumiemy bez trudu, w jaki sposób oblicza się oświetlenie przez bryły świecące, (płomień i t. d.), których nie można uważać jako punkty. Dajmy na to, że  $A$  (fig. 124) jest bryłą świecącą; znaleźć oświetlenie w punkcie  $P$  na powierzchni drugiego ciała  $B$ . Ono jest sumą oświetleń, wywołanych przez wszystkie elementy powierzchni ciała  $A$ ,

których promienie mogą dostać się do  $P$ . Jeden z takich elementów,  $a$ , przedstawiający się z  $P$  w pozornej wielkości  $\tilde{\omega}$ , daje tam według 2 i 5, albo 4 i 5) oświetlenie

$$(7) \quad \frac{a E \cos \alpha}{r^2} \text{ albo } E_0 \tilde{\omega} \cos \alpha.$$

Obliczywszy sumę podobnych wyrażeń, obejmujących wszystkie skuteczne elementy ciała świecącego, znajdziemy całkowite oświetlenie w  $P$ .

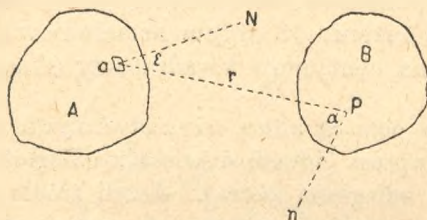


Fig. 124.

**145. AKTINOMETRYA.** W badaniach dotyczących ilości energii promienistej zdarzają się zadania dwójakiego rodzaju: 1) pomiary względne, t. j. porównywanie natężeń dwu promieniowań; 2) pomiary bezwzględne, czyli określenia natężeń, albo dzielności promieniowania, w stosunku do jednostek energii, takich jak erg, kalorya i t. p. Przyrządy służące do wyznaczeń jednego i drugiego rodzaju, t. zw. aktinometry, są to w istocie swej przyrządy kalorymetryczne, przystosowane do możliwie zupełnego pochłaniania energii promienistej; one mierzą tę energię w postaci uzbieranego ciepła.

Najprostszym aktinometrem względnym byłby n.p. termometr, albo termoskop, którego bańka jest okopcona warstewką sadzy. Wystawiony na działanie promieniowania ogrzewa się, ale jednocześnie promienieje sam, oddając ciepło przedmiotom otaczającym. Wiadomo, że utrata ciepła wzrasta, w miarę podnoszenia się temperatury (ust. 59, 60); skoro tedy utrata ciepła dorówna promieniowaniu jednocześnie pochłanianemu, temperatura ustali się, i to na stopniu tem wyższym, im większe jest natężenie promieniowania. Ażeby być niezależnym od wahań temperatury otoczenia, używa się niemal wyłącznie termoskopów różnicowych (ust. 4). Nadto zamyka się je w odpo-



wiednich osłonach, których zadaniem jest ochrona od ubocznych promieniowań i od przeciągów powietrza.

Opiszemy tu przyrząd typowy, dziś wprawdzie już nie używany, z powodu zbyt małej czułości, który jednak ułatwi nam zrozumienie teorii wszelkich podobnych aktinometrów. Osłona z materiału nieprzeźroczystego (metalowa), przedzielona jest przegrodą, również nieprzeźroczystą, na dwie komory  $K$  i  $K'$  (fig. 125); w bocznej ścianie jednej z nich znajduje się otwór  $O$ ,

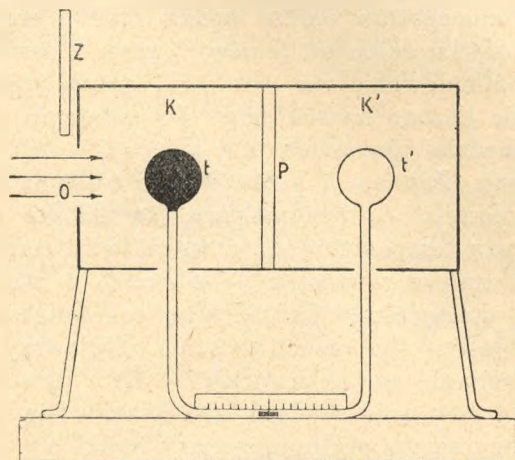


Fig. 125.

dający się przysłaniać za pomocą ruchomej, nieprzeźroczystej zasłony  $Z$ . Zasłona powinna być tak urządzona, żeby temperatura jej była stała i określona (n.p. płaskie naczynie blaszane, w którym krąży strumień wody). Obie komory należy również chronić od nierównego rozgrzewania się. W komorach umieszczone są szklane bańki  $t$  i  $t'$  różnicowego termoskopu Leslie'go, napełnione powietrzem; bańka stojąca naprzeciw otworu jest okopcona. Wskazówką przyrządu jest kropla ciecży w poziomej części rurki szklanej, łączącej obie bańki.

Dopóki temperatury bańek są równe, kropla zajmuje pewne położenie środkowe, dajmy na to przy kresce  $O$  podziałki. Gdy jedna z bańek ogrzewa się, wówczas kropla przesuwa się w stronę chłodniejszej, o odstęp podziałki proporcjonalne do przyrostów temperatury. Przyrosty te są zresztą zawsze bardzo małe.

Przypuśćmy, że po usunięciu zasłony skierowaliśmy przez otwór  $O$ , na bańkę okopconą, promieniowanie o natężeniu  $J$ . Bańka chłonać będzie w przeciągu każdej sekundy pewną ilość proporcjonalną do  $J$ , dajmy na to  $AJ$ , w czym  $A$  oznacza stały czynnik zależny od rozmiarów bańki, tudzież od zdolności absorbcyjnej sadzy. Nadto bańka utrzymywać będzie od ścian komory  $K$ , również w każdej sekundzie, pewną ilość promieniowania  $= q$ . Wskutek tego ogrzeje się niebawem do pewnej temperatury  $= t$ , a wskazówka posunie się do odpowiedniej kreski  $c$  podziałki. Jednocześnie bańka będzie traciła ciepło: 1) przez promieniowanie ku ścianom komory i przez konwekcję ilość  $Q$ ; 2) przez promieniowanie na zewnątrz, przez odsłonięty otwór ilość  $S$  — obie liczone na sekundę. Po ustaleniu się wskazówki spełnionem będzie równanie:  $AJ + q = Q + S$ . Spuśćmy następnie zasłonę. Zamiast  $J$  padać będzie teraz na bańkę promieniowanie zasłony  $= J_0$ , przypuśćmy, że słabsze od  $J$ . Bańka przyjmie niższą temperaturę  $t_0$ , a wskazówka cofnie się do kreski  $b$ . Będzie znowu równanie:  $AJ_0 + q = Q_0 + S_0$ , w którym  $Q_0$ ,  $S_0$  oznaczają utratę ciepła bańki, w tej cokolwiek niższej temperaturze  $t_0$ ;  $q$  jest w obu razach to samo. Odjawszy od pierwszego drugie równanie znajdziemy  $A(J - J_0) = (Q + S) - (Q_0 + S_0)$ . Prawa strona równania wyraża zwiększenie się utraty ciepła, wskutek podwyższenia się temperatury bańki o  $t - t_0$ . Możemy je zawsze uważać jako proporcjonalne do tego podwyższenia, tem pewniej, że w czułych aktinometrach zmiany temperatury liczą się zaledwie na milionowe części stopnia. Ponieważ wreszcie przesunięcie wskazówki (o  $c - b$  działek) jest także proporcjonalne do  $t - t_0$ , przeto, rozumiejąc przez  $B, C$  pewne stałe, zależne od urządzenia i czułości przyrządu, można napisać

$$A(J - J_0) = B(c - b),$$

lub krócej:

$$J - J_0 = C(c - b).$$

Przsuniecie wskazówki aktinometru, wskutek uchylenia zasłony, jest miarą zwyżki promieniowania zewnętrznego, nad promieniowaniem zasłony.

Jeżeli się mierzy promieniowania bardzo silne, n.p. ciał rozżarzonych, słońca i t. p. wówczas można śmiało opuścić słabe promieniowanie chłodnej zasłony; wtenczas] będzie krócej:  $J = C(c - b)$ . Nie można tego uczynić jeżeli chodzi o promieniowa-



nie ciał zimnych (n.p. lodu, albo o nocne promieniowanie pogodnego nieba), które będą z natury rzeczy słabsze, aniżeli promieniowanie samej zasłony. W takich przypadkach wskazówka odchyła się w stronę ujemną ( $c < b$ ), co jednak nie znaczy, jakoby ciała te promieniowały „zimno” zamiast „ciepła”; znaczy to tylko, że  $J < J_0$ .

W roku 1830 Nobili i Melloni zastosowali do aktinometrii, zamiast nie dość czułego termoskopu Lesli'ego, ogniwa termoelektryczne, połączone z galwanometrem (termomultiplikator). Z pomocą tego przyrządu Melloni wykonał słynne badania, które stały się podstawą nauki o „cieple promienistem.” Stosowano także inne termoskopy. Obecnie bywa najczęściej używany bolometr wynaleziony w roku 1881 przez Langleya. Jego działanie polega na tem, że opór elektryczny drutów, albo pasków metalowych (platyna, żelazo, staniol) wzrasta dość znacznie wskutek ogrzania. W skład tego przyrządu wchodzi dwa wązkie, bardzo cienkie paski, zazwyczaj platynowe, (n.p. długość 10 mm, szerokość  $\frac{1}{5}$  mm, grubość  $\frac{1}{1000}$  mm) okopcone sadzą, z których jeden bywa trzymany w cieniu, drugi wystawia się na działanie promieniowania; zmiany oporu elektrycznego, a więc zarazem zmiany temperatury paska oświetlonego, poznaje się po odchyleniu wskazówki galwanometru. Szczegóły tego urządzenia należą do nauki o prądzie elektrycznym. Z pomocą podobnych środków zdołano powiększyć czułość aktinometrów do tego stopnia, że mogą one wykazać promieniowanie świecy z odległości 3 mil., a nawet pozwalają mierzyć promieniowanie gwiazd stałych.

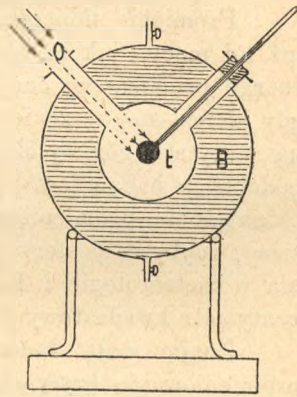


Fig 126.

Dzielność promieniowania słonecznego. Aktinometr do pomiarów względnych można zamienić na przyrząd bezwzględny, skoro się go tak urządzi, iżby można było wyznaczyć dokładnie masę i ciepło właściwe (równoważnik wodny) termometru. Można też ciepło otrzymane z promieniowania porównywać wprost z ciepłem pochodzącem z jakiego innego źródła (n.p. prądu elektrycznego), dającem się łatwiej zmierzyć (aktinometr Angströma).

Przyrządy tego rodzaju były stosowane przedewszystkiem do pomiarów natężenia promieniowania słonecznego. W aktinometrze

bezwzględny *Violle'a* (fig. 126) widzimy dużą okopconą bańkę termometru *t*, umieszczoną w środku kulistej osłony *B*; ściany tej osłony, podwójne, utrzymuje się w stałej temperaturze za pomocą strumienia wody. Przez boczny otwór *O*, o dokładnie odmierzonem polu, dajmy nato  $a \text{ cm}^2$ , puszcza się na bańkę termometru wiązkę promieni słonecznych. Termometr chłonie tedy w sekundzie  $aJ$  jednostek ciepła, jeżeli *J* oznacza natężenie promieniowania, a zdolność absorbcyjną sadzy przyjmiemy jako  $= 1$ . Skoro temperatura ustali się na stopniu *t*, będziemy mieli równanie  $aJ = q$ , gdzie *q* oznacza stratę ciepła termometru w sekundzie, wskutek konwekcji i promieniowania ku otoczeniu, a więc jego „szybkość ostygnięcia kalorymetryczną” w temperaturze *t*. Wyznaczwszy tę ostatnią, sposobem opisanym w ustępie 20, obliczymy następnie łatwo bezwzględną wartość natężenia *J*.

Promienie słoneczne dochodzące do powierzchni ziemi nie mają już tej mocy, jak za obrębem atmosfery ziemi, gdyż znaczną część energii promienistej pochłania i rozprasza sama atmosfera (około  $\frac{1}{3}$ , gdy słońce stoi w zenicie). Za pomocą pomiarów aktinometrycznych na szczytach gór wysokich można tę stratę ocenić dokładniej. Celem podobnych badań jest wyznaczenie t. zw. stałej słonecznej; jest to natężenie promieniowania słonecznego, jakie otrzymalibyśmy na ziemi, gdyby atmosfery wcale nie było. Liczba ta, wielkiego znaczenia w meteorologii i fizyce nieba wynosi około  $\frac{1}{20}$  gramstopnia na centymetr kwadratowy i sekundę.

Znając stałą słoneczną możemy łatwo obliczyć dzielność kulistą promieniowania bryły słonecznej, t. j. ilość energii wydawanej przez nią w sekundzie, gdyż ilość ta jest równa tej, która przechodzi jednocześnie przez powierzchnię kuli, zakreślonej około słońca promieniem równym odległości ziemi od słońca ( $148,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}$ ). Znajdziemy tym sposobem:  $4 \cdot (148,7)^2 \cdot 10^{22} \cdot 3,1416 \cdot \frac{1}{20} = 1,38 \cdot 10^{26}$  grst. w sekundzie  $= 78,5 \cdot 10^{22}$  koni parowych.

Ponieważ powierzchnia kuli słonecznej mierzy  $6,025 \cdot 10^{22} \text{ cm}^2$ , przeto emisja słońca oblicza się na  $78,5 : 6,025 = 13$  koni parowych na centymetrze kwadratowym. Według wyrażenia Kelvina należałoby wyobrazić sobie na każdym  $\text{cm}^2$  powierzchni słońca motor o dzielności 13 koni; gdyby całkowita jego praca zamieniała się przez tarcie na ciepło i była całkowicie wypromieniowaną, wówczas promieniowanie to byłoby równoważne słonecznemu.

**146. PRAWO LAMBERTA DLA PROMIENI CIEMNYCH.** Ustawmy przed aktinometrem *A* (fig. 127), w niezbyt małej odległości, zasłoneg nieprzeźroczystą *Z*, mającą otwór równej wielkości jak



aktinometr; przed otworem zasłony jakąkolwiek płytę, albo blachę rozgrzaną  $BC$ , znacznie większą od otworu. Przekonamy się, że położenie wskazówki aktinometru nie zmieni się, jeżeli pochylać będziemy płytę pod różnymi kątami względem linii łączącej oba otwory. Znaczący to, że prawo Lamberta, sprawdzone w ust. 143 dla promieni świetlnych, stosuje się również do ciemnych. W kierunku ukośnym, pod kątem  $\epsilon$ , pro-

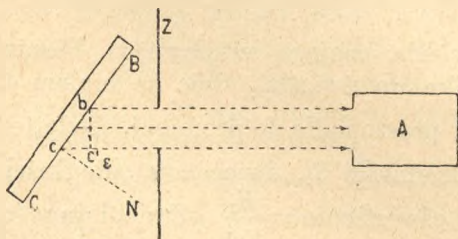


Fig. 127.

mienieje bowiem pole blachy większe w stosunku  $1 : \cos \epsilon$ , aniżeli w kierunku normalnym; przeto emisyja ukośna każdej jednostki powierzchni musi być w tym samym stosunku mniejszą od emisyji prostopadłej. Jest więc

$$E = E_0 \cos \epsilon,$$

jak było dla światła.

Warto zaznaczyć, że prawo to oparte jest na doświadczeniu, podczas gdy analogiczne „prawo dostaw” dotyczące się oświetlenia (ust. 144) było wnioskiem logicznym, wypadającym ze stosunków geometrycznych promieniowania. W rzeczywistości też prawo Lamberta nie stosuje się do wszystkich ciał; najlepiej, zdaje się, odpowiadają mu ciała nieprzeźroczyste, o powierzchni matowej.

**147. FOTOMETRYA.** Aktinometr wskazuje natężenie całkowitego promieniowania ciał, pochłania bowiem zarówno promieniowanie widzialne, jak niewidzialne. Jeżeli chodzi o ocenę ciał promieniących tylko pod względem zdolności świecenia i oświetlania, wówczas sędzią decydującym może być jedynie oko, gdyż różnica między promieniami ciemnymi a świetlnymi istnieje tylko w obec oka. Otóż oko nie posiada zdolności rozpoznawania ile razy jedno światło lub oświetlenie jest silniej-

szem od drugiego; natomiast jesteśmy zdolni orzec, czy oświetlenia dwu pól (niezbyt jaskrawe, ani też zbyt słabe) graniczących bezpośrednio z sobą, oświetlonych światłem jednakowo zabarwionem, są równe lub nie. Na tej zasadzie polega urządzenie przyrządów służących do porównywania dzielności świetlnej dwu źródeł światła, t. zw. fotometrów. Nie wdając się tu w opisywanie rozlicznych konstrukcyi tych przyrządów (porówn. zadanie 225, tudzież fig. 192 ust. 183), wskażemy tylko zasadę pomiaru.

Źródło światła, mające w pewnym kierunku dzielność  $S_1$  (odniesioną tylko do światła), daje na białem tle, ustawionem w odległości  $r_1$ , prostopadle do promieni, oświetlenie  $= \frac{S_1}{r_1^2}$ . Drugie źródło, o dzielności  $S_2$ , świecąc z odległości  $r_2$ , daje na sąsiednim polu oświetlenie  $= \frac{S_2}{r_2^2}$ . Zmieniajmy odległości  $r_1$  i  $r_2$  dopóty, dopóki oba pola nie będą wydawały się nam jednakowo jasnymi. Wtenczas będzie:

$$\frac{S_1}{r_1^2} = \frac{S_2}{r_2^2}, \text{ przeto } \frac{S_1}{S_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}.$$

Za pomocą fotometru wyznaczamy tedy stosunek dzielności promieniowania świetlnego dwu źródeł. Jeżeli za  $S_2$  weźmiemy świecę, albo jakie inne źródło dostatecznie stałe, przyjęte powszechnie za jednostkę, wówczas stosunek  $r_1^2 : r_2^2$  wyrażać będzie  $S_1$  w stosunku do tejże właśnie jednostki.

Jednostki światła. Fizyczne jednostki światła, t. j. jednostki dzielności promieniowania świetlnego, są to ogólne jednostki dzielności (ust. 140). Praktyczną jednostką, używaną w fotometrii, jest świeca. Dzielność świecy zależy jednak od materiału palnego (wosk, stearyna, parafina), od wysokości płomienia, czystości powietrza i t. p. Określa się tedy, żeby średnica świecy (parafinowej) wynosiła 20 mm, wysokość płomienia 50 mm. Używana we Francyi lampa Carcela (olejna) posiada dzielność około 8 świec. Stalszą od zwyczajnej jest świeca amylo wa Hefner-Altenecka (= około 0,84 świec parafin.). Jest to lampka spalająca, bez kominka, czysty octan amylo wy, za pośrednictwem knota bawełnianego, wypełniającego rurkę metalową, wystającą ze zbiornika na 25 mm, średnicy wewnętrznej 8 mm, zewnętrznej 8,3 mm. Wysokość płomienia powinna wynosić dokładnie 40 mm; kierunek promieni poziomy. Najstalszą ze



wszystkich, ale nie przydatną do użytku praktycznego jest jednostka Violle'a; jest to ilość światła, wydawana przez  $1\text{ cm}^2$  platyny, w temperaturze krzepnięcia, w kierunku prostopadłym do powierzchni ( $= 16,4$  świec  $= 2,08$  Carceli  $= 19,5$  świec amyłowych).

### Z a d a n i a.

214) Promienie słoneczne padają przez otworek o średnicy  $1\text{ mm}$  na kartkę papieru odległą na  $1\text{ m}$ . Obliczyć wielkość obrazu słońca, wiedząc, że pozorna średnica słońca mierzy  $32'$ .

*Odp.* Koło o średnicy  $8,31\text{ mm}$ , otoczone obwódką szeroką na  $1\text{ mm}$ , o stopniowo zmniejszającej się jasności.

215) Na słońcu znajduje się plama, o pozornej średnicy  $2'$ . Jak wielki powinien być otworek, żeby w powyższym urządzeniu plama zaznaczyła się na obrazie?

*Odp.* Średnica otworka  $< 0,58\text{ mm}$ .

216) Środki słońca, księżycy i ziemi znajdują się w pewnej chwili na linii prostej. Odległości słońca i księżycy od ziemi wynoszą  $148,5 \cdot 10^6$  i  $384450\text{ km}$ ; ich średnice  $1384850$  i  $3482\text{ km}$ ; średnica ziemi  $12740\text{ km}$ . Obliczyć rozmiary obszarów na ziemi, na których widzialne będzie wtenczas całkowite i częściowe zaćmienie słońca.

*Odp.* Koło o średnicy  $53\text{ km}$ ; pas okalający, o szerokości  $33,28$  stopni geogr.

217) Z gwiazdy  $\alpha$  Centaura średnica rocznego toru kuli ziemskiej przedstawiałaby się pod kątem  $1,44''$ . Jak długiego czasu potrzebuje światło na przejście od tej gwiazdy do ziemi?

*Odp.*  $(297 \cdot 10^6 \cdot 206265) : (1,44 \cdot 3 \cdot 10^5 \cdot 86400 \cdot 365) = 4,5\text{ lat}$ .

218) Ile energii zawiera kilometr sześcienny promieni słonecznych, w pobliżu ziemi (stała słoneczna  $= 0,05$  gramst. na  $\text{cm}^2$  i sek)?

*Odp.*  $\frac{0,05 \cdot 10^{10}}{300000} = 1666\text{ grst.} = 711\text{ Kgm}$ .

219) Ile energii otrzymuje od słońca kilometr kwadratowy powierzchni ziemi, w ciągu sekundy, w południe, dnia 21 marca, a) na równiku, b) w szerokości  $60^\circ$ , c) na biegunie (opuszczając absorbcję atmosfery)? *Odp.*  $500000$ ;  $250000$ ;  $0$  kaloryi.

220) Natężenie całkowitego promieniowania jednej z najjaśniejszych gwiazd stałych (Arcturus) mierzone na ziemi, równa się całkowitemu promieniowaniu świecy (dzielność w kierunku poziomym około  $0,18$  grst. w sek.) z odległości  $8\text{ km}$ . W jakiej odległości miałyby natężenie promieniowania słonecznego tę samą wartość?

$$\text{Odp. } \frac{0,18}{64 \cdot 10^{10}} = \frac{0,05 (148,7)^2 \cdot 10^{12}}{d^2}; \quad d = 6 \cdot 10^{13} \text{ km.}$$

221) Światło słoneczne, wprowadzone do pokoju zaciemnionego, przez otworek mierzący 0,9 mm w średnicy, oświetla białe tło tak, jak gdyby w otworze świeciło 126 świec (Kelvin). Obliczyć blask tarczy słonecznej. *Odp.*  $\frac{126}{(0,045)^2 \pi} = 20000$  świec na  $\text{cm}^2$ .

222) Ile świec należałoby zatem pomieścić na tarczy słonecznej (promień = 692400 km), żeby zastąpić niemi światło słoneczne?

$$\text{Odp. } (692400 \cdot 10^5)^2 \cdot \pi \cdot 20000 = 3 \cdot 10^{26}.$$

223) Wyprowadzić stąd wartość oświetlenia słonecznego na ziemi (odległość słońca = 148,5 · 10<sup>9</sup> m).

$$\text{Odp. } \frac{3 \cdot 10^{26}}{(148,5 \cdot 10^9)^2} = 13600 \text{ świec metrowych.}$$

224) Obliczyć to oświetlenie wprost, z danych zadania 221, przyjąwszy, że pozorna średnica słońca wynosi 32', albo 0,00931 w mierze łukowej. *Odp.*  $126 \cdot \left(\frac{0,00931}{0,0009}\right)^2 = 13400$ .

225) Fotometr Bunsena składa się z blaszanej latarni, której przednią ścianę tworzy kartka białego papieru, opatrzona płamą przeświecającą, ostro odgranieczoną (płamę taką daje kropla roztopionej stearyny, po zeszkobaniu jej nadmiaru). Wewnątrz świeci się stale mały płomyk gazowy. Płama wydaje się jasną lub ciemną, zależnie od tego, czy kartka jest z zewnątrz oświetlona słabo czy silnie. Sprawdziliśmy, że płama stała się niewidzialną, gdy zbliżyliśmy lampę na odległość 125 cm, albo świecę na odległość 54 cm. Obliczyć dzielność lampy. *Odp.* 5,36 świec.

226) W odległości 3 m od świecy ustawiona jest lampa o dzielności 4 świec. Między lampą i świecą ustawiona jest kartka papieru, prostopadle do linii łączącej. Znaleźć położenie, w którym kartka będzie z obu stron jednakowo oświetloną. *Odp.* 1 m od świecy.

227) W wysokości 4 m nad poziomym placem zawieszona jest latarnia, świecąca w każdym kierunku z dzielnością 100 świec. Obliczyć oświetlenie placu w punkcie leżącym pionowo pod lampą, tudzież w punktach oddalonych od pierwszego o 5 i 10 m.

$$\text{Odp. } 6,25; 1,52; 0,32 \text{ św. m.}$$

228) W doświadczeniach Fizeau nad prędkością światła punkt świecący był naprzemian zasłaniany i odsłaniany przez zęby koła zębatego, wirującego około poziomej osi. Zębów było 720 i tyleż luk, równie szerokich jak zęby. Patrząc przez też same luki na obraz



punktu świecącego, odbity w zwierciadle, oddalonym o 8633 *m*, znaleziono, że przy dostatecznie wielkiej liczbie obrotów koła, światło odbite gasło. Obliczyć tę liczbę.

*Odp.*  $n =$  blisko 12 w *sek*, albo  $3n$ ,  $5n$ , i t. d.

229) Gwiazda stała, leżąca w płaszczyźnie ekliptyki znajduje się w chwili  $t = 0$  na linii ruchu ziemi. Znaleźć jej pozorne kątowne oddalenie się z tego miejsca, wskutek aberracji, po upływie  $t$  dni, przyjmując, że ziemia porusza się po kole.

$$\text{Odp. } 20'',5 \cdot \sin \frac{2\pi t}{365,26}.$$

## ROZDZIAŁ XII.

### TEORYA PROMIENIOWANIA (INTERFERENCYA).

148. TEORYA EMISYJNA I TEORYA FALOWA. Zjawiska promieniowania w ogóle, a w szczególności zjawiska świetlne są tak dalece różnorodne i urozmaicone, że zrozumienie ich, a nawet samo poznanie i ugrupowanie, będzie wielce ułatwione, gdy za nic przewodnią wykładu przyjmiemy z góry pewne poglądy teoretyczne. Zadanie teorii promieniowania, jak wszelkiej teorii fizycznej, polega na znalezieniu prostych założeń, z którychby wszystkie zjawiska tej dziedziny wypływały w sposób wolny od sprzeczności. O ile cel ten został osiągnięty dowiemy się w ciągu dalszego wykładu.

Wszelka teoria promieniowania powinna liczyć się przede wszystkim z faktami zasadniczymi, o których mówiliśmy w poprzedzającym rozdziale; w pierwszym rzędzie z tem, że promieniowanie jest energią, która w ośrodku jednolitym rozchodzi się z prędkością określoną i stałą. Poznaliśmy już, w poprzednich działach fizyki, dwa typy zjawisk, wykazujące podobne cechy zasadnicze, mianowicie: ruch jednostajny masy rzuconej, poruszającej się mocą bezwładności, i ruch fal w jednolitym sprężystym ośrodku. W obu tych objawach spotykamy jednostajne przenoszenie się energii z miejsca na miejsce; w pierwszym ona jest wyłącznie kinetyczną i przenosi się razem z materią, w drugim energia jest w części kinetyczną, w części potencjalną (tom I, ust. 194), a rozchodzi się ośrodku, w ogóle biorąc, nieruchomym; fala przebiegająca sprawia bowiem tylko przemijające zaburzenie równowagi samego ośrodka.



Zjawiska promieniowania łączone były kolejno z obu temi wyobrażeniami. Teorya emisyjna, panująca w nauce do początku XIX-go wieku, której rzecznikiem, obok innych, był Newton, przyjmowała, że ciała świecące (o innych rodzajach promieniowania nie wiele wówczas wiedzano) wyrzucają z siebie materję świetlną, w postaci bardzo drobnych ciałek, poruszających się następnie ruchem jednostajnym, po liniach prostych. Tory tych ciałek były to promienie światła. Natężenie, ilość światła, według tej teoryi, była to ilość materyi świetlnej. Wyobrażano sobie, że ciała świetlne są tak małe, iż mogą przelatywać swobodnie wśród atomów ciał przezroczystych, a zarazem tak lekkie, że mimo olbrzymią prędkość, przedstawiają niezmiernie małą energję kinetyczną.

Nie ulega wątpliwości, że teorya emisyjna zdawała sprawę, w sposób równie prosty jak ścisły, że zjawisk takich jak ruch prostoliniowy światła, aberracya, prawa natężenia i t. p. Wszelako, żeby wytłumaczyć chociażby tylko odbijanie się i załamowanie się światła, zwolennicy tej teoryi zmuszeni byli przyjmując hipotezę dodatkową, że materya zwyczajna odpycha w pewnych razach ciała świetlne, w innych je przyciąga. Częstki przyciągnięte, odpowiadałyby promieniowi wnikającemu w wodę, szkło i t. p. Przyciąganie miałooby za skutek zmianę kierunku promienia (załamanie), które istotnie zachodzi. Zarazem jednak prędkość światła powinna być większą w wodzie i t. p. niż w powietrzu, albo w próżni—ten wniosek sprzeciwia się jednak wynikom doświadczeń Foucault'a (ust. 139).

Doświadczenia Foucault'a przyczyniły się ostatecznie do tego, że odrzucono teoryę emisyjną, tem więcej, że pierwej już odkryto wiele nowych zjawisk optycznych, które albo nie dawały się z nią pogodzić, albo wymagały coraz nowych i coraz zawilszych hipotez dodatkowych, tyczących się własności ciałek świetlnych.

Miejsce teoryi emisyjnej zajęła teorya falowa, postawiona pierwotnie jeszcze w XVII wieku przez Huygensa (*Traité de la lumière*, 1690), wznowiona na początku w. XIX-go przez angielskiego lekarza Tomasza Younga (1801) i francuskiego inżyniera Augusta Fresnela \*) (1818). Założenia teoryi falowej są mniej określone i proste, aniżeli emisyjnej, mają natomiast tę zaletę, iż tłumaczą, w najdrobniejszych szczegółach, wszelkie, nawet

\*) Czyt. Jung, Frenel.

najbardziej zawikłe objawy promieniste, a niejednokrotnie wiodły do odkrycia zjawisk nowych, przedtem nieznanych. Według tej teorii rozchodzenie się światła jest to rozchodzenie się peryodycznych, drobnych, niedostrzegalnych z osobna fal, w ośrodku otaczającym ciało świecące. Prędkość światła jest to prędkość rozchodzenia się tych fal. One niosą z sobą energię, podobnie jak fale na wodzie, fale głosowe i inne. Nie są jednak konieczne falami ruchu, energia nie jest może dynamiczną; w każdym razie światło polega na rozchodzeniu się zmian podobnych do falowania.

Założenia te nie są pustymi przypuszczeniami. One ukształtowały się ściśle według wskazówek doświadczenia. Zanim przedstawimy w szczegółach zasady teorii falowej, wypada poznać naprzód te zjawiska, które rzuciły najwięcej światła na ustrój promienia świetlnego. Są to zjawiska interferencyi.

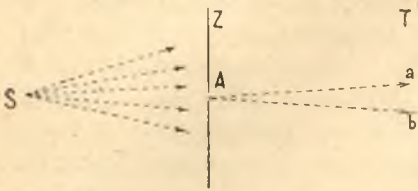


Fig. 128.

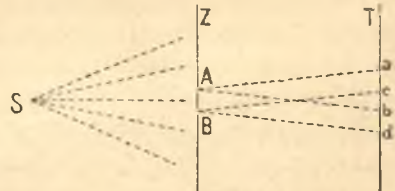


Fig. 129.

**149. DOŚWIADCZENIE YOUNGA.** Przetnijmy ostrym nożem prostolinijną wąziutką szczelinę *A* (fig. 129) w kartce niezbyt cienkiego papieru (albo staniolu). Rzućmy na szczelinę promienie światła, wychodzące z wąskiej również, świecącej linii *S*, równoległej do szczeliny (linię taką można otrzymać, oświetlając drugą podobną szczelinę silnym światłem, n.p. promieniami słonecznymi, albo lampą elektryczną). Jeżeli po przeciwnej stronie ustawimy białą tablicę *T*, przekonamy się, że światło przechodzące przez szczelinę *A*, odchyła się szeroko od prostolinijnego biegu i oświetla na tablicy pas *ab*, nierównie szerszy, aniżeli odpowiadał jej obrazowi geometrycznemu. Po obu stronach tego jasnego pasa można jeszcze dostrzedz słabe, równoległe do niego smugi, naprzemian jasne i ciemne. Temi smugami nie będziemy zajmowali się obecnie (patrz ust. 165, *a*). One wpadają zresztą tem mniej w oko, im węższą jest szczelina *A*; wtenczas także pas środkowy jest szerszy. Po brzegach pasa



i na smugach pojawiają się zabarwienia czerwone i niebieskawe, jeżeli światło użyte było zupełnie białem. Ażeby pozbyć się tych barw, a mieć do czynienia tylko z jasnością i ciemnością, będziemy przypuszczali, że do tego doświadczenia i do wszystkich innych, które będą w tym rozdziale opisane, użyto t. zw. jednorodnego, czyli jednobarwnego światła. Światło czerwone, dostatecznie jednorodne co do barwy, przepuszcza n.p. szkło czerwone, ustawione przed lampą, (albo przed okiem). Jednorodnym również, ale mniej silnym jest t. zw. światło sodowe, barwy pomarańczowo-żółtej, które wydaje płomień spirytusowy (albo gazowy nieświecący), jeżeli się w nim umieści odrobinę soli kuchennej, n.p. knot asbestowy, napojony solą.

W zjawisku opisanym wyżej spotykamy najprostszy, typowy przykład uginania się światła. Zużytkujemy go za przykładem Younga, do następującego doświadczenia. Przetnijmy w kartce papieru, zamiast jednej, dwie szczeliny bardzo wąskie ( $A, B$  fig. 129), równoległe, w małej od siebie odległości, n.p. 1  $mm$  albo 0,5  $mm$ . Oświetlwszy je, jak poprzednio, promieniami równoległej do nich świecącej linii, otrzymamy na tablicy  $T$  dwa szerokie jasne pasy  $ab$  i  $cd$ , które będą częściowo zachodziły na siebie, między  $c$  i  $b$ . Young dostrzegł, że te dwa oświetlenia, pochodzące, jedno od szczeliny  $A$ , drugie od  $B$ , nie dodają się do siebie wprost; przeciwnie, na wspólnym im obszarze pojawia się szereg prążków, równoległych do szczelin i równoodległych, naprzemian jasnych i ciemnych. Spotykamy się tu poraz pierwszy z faktem, że światło dodane do światła daje, w pewnych warunkach, zamiast wzmożonej jasności, zupełną ciemność. Objaw ten nie jest zresztą przeciwny zasadzie zachowania energii; nie zachodzi tu zniszczenie energii promienistej, tylko odmienne jej rozmieszczenie. Prążki bowiem jasne, przedzielające ciemne, wykazują istotnie jasność znacznie większą, aniżeli by odpowiadało prostej sumie obu oświetleń. Young, który zjawisko powyższe, i inne podobne, badał, opisał i wytłumaczył, nazwał je interferencyą światła.

Okazanie prążków interferencyjnych na białej tablicy (obiektywnie) wymaga silnego światła. Natomiast można je łatwo zobaczyć, bez osobnych przyrządów, następującym sposobem. Usunąwszy zupełnie tablicę patrzymy przez szkło powiększające (lupe) na to miejsce, w powietrzu, w którym znajdowała się tablica, jak to objaśnia (fig. 130).

Zamiast linii świecącej może służyć płaski płomień lampy naftowej, widziany od strony węższej, z odległości kilku, albo kilkunastu metrów.

Z pomocą podobnych urządzeń można sprawdzić następujące prawa opisanego zjawiska:

1) Prążki pojawiają się tylko wtenczas, gdy na tle rzeczywistem (na białej tablicy), albo też na płaszczyźnie, na którą wzrok jest skierowany przez szkło powiększające, spotykają się promienie wychodzące z obu szczelin; znikają natychmiast gdy się jedną z nich przysłoni.

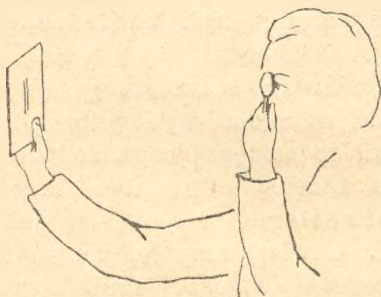


Fig. 130.

2) Prążki rozsuwają się szerzej, gdy zwiększamy odległość tła od szczelin; odległość linii świecącej nie ma w tym względzie wpływu.

3) Małe przesunięcie linii świecącej na bok sprawia, że system prążków przesuwają się cokolwiek w przeciwną stronę.

4) Z poprzedzającego wynika, że linia świecąca powinna być bardzo wąską, żeby prążki interferencyjne wystąpiły wyraźnie; szeroka bowiem płaszczyzna świecąca może być uważana jako zbiór świecących linii, z których każda tworzy na tablicy własny system prążków; prążki te nakrywając się, zacierają się.

5) Przykrycie obydwu szczelin płytką przezroczystą, n.p. szklaną, jednostajnej grubości, nie ma żadnego wpływu; nakrycie jednej tylko sprawia, iż cały system prążków, przesuwają się w stronę nakrytej szczeliny. Żeby prążki nie znikły wtenczas zupełnie, płytka powinna być niezmiernie cienką (blaszka wydętego szkła, lub łyseczku).



6) Prążki pojawiają się tylko wtenczas, gdy obie szczeliny są oświetlone promieniami pochodzącymi pierwotnie z tego samego źródła; promienie wysłane przez dwa różne, niezależne, źródła światła, nie dają nigdy interferencyi.

7) Za pomocą odpowiedniego, wazkiego aktinometru (n.p. bolometru) można wykazać, że prążki interferencyjne tworzą się również w promieniowaniu ciemnem.

Doświadczenie Ycunga było w różne sposoby odmieniane. Zamiast dwu szczelin oświetlonych można wziąć dwa obrazy linii świecącej, odbite w dwu zwierciadłach, stykających się brzegiem, pochylonych ku sobie pod kątem bardzo niewiele różnym od  $180^\circ$  (Fresnel); albo linię świecącą i obraz jej odbity w jednym zwierciadle (Lloyd) i t. p.

**150. TEORYA INTERFERENCYI ŚWIATŁA.** Zadawalniające wytłumaczenie zjawiska Younga, jako też innych zjawisk interferencyi, na podstawie teorii emisyjnej, wydaje się niemal niemożliwym. Niepodobna przyjąć, żeby dwa strumienie materyi świetlnej, wypływające z dwu szczelin przyrządu interferencyjnego, mogły gdziekolwiek niszczyć się wzajemnie. Jakąkolwiekby była, materya nie może zniknąć; są natomiast liczne przykłady znikania, albo znoszenia się wzajemnego zmian zachodzących w materyi. Tak n.p. ogrzanie może być zniesione przez równe mu oziębienie; namagnesowanie kawałka żelaza znosi się przez namagnesowanie przeciwne; prędkość jakiegokolwiek masy przez nadaną jej jednocześnie prędkość przeciwną i t. p. Należy tedy przyjąć, że światło nie jest materją, lecz zmianą materyi.

Ażeby zdać na razie sprawę ze zjawisk interferencyi, utworzymy sobie następujący obraz zjawisk świetlnych. Wyobraźmy sobie, że ze źródła światła wychodzą, w równych odstępach czasu, zmiany albo zaburzenia, naprzemian przeciwnego znaku lub kierunku, mogące znosić się wzajemnie — o jakich była właśnie mowa. Przyjmijmy, że zmiany te rozchodzą się w otaczającym ośrodku w kierunku promieni, z prędkością jednostajną, o ile ośrodek jest jednolity, i że one to stanowią właśnie światło. Założenia tego rodzaju, stanowiące właściwą istotę teorii falowej, pozwalają wytłumaczyć zjawisko Younga z łatwością.

Istotnie, niechaj  $S$  (fig. 131) wyobraża linię świecącą w przyrządzie Younga. Z tej linii rozchodzą się na wszystkie strony peryodyczne zmiany ośrodka, a przeniknąwszy przez szczeliny

$A$  i  $B$  promieniują w podobny sposób w stronę tła  $OC$ . Na rysunku zaznaczone są kropkami te miejsca, w których ośrodek jest w pewien sposób przez te zaburzenia zmieniony; krzyżyki oznaczają zmiany tamtych przeciwne. Trzeba pamiętać, że cały ten system kropek i krzyżyków posuwa się nieustannie naprzód, w kierunku promieni, z prędkością światła, podczas gdy coraz nowe wychodzą ustawicznie ze źródła  $S$ .

Zrozumiemy natychmiast, że w takim punkcie  $C$  tła, w którym spotykają się zawsze zmiany przeciwne, jedna pochodząca od  $A$ , druga od  $B$ , panować będzie trwale ciemność; w punkcie takim znajdziemy prążek ciemny. Będą inne punkty, w których spotykać się będą zawsze zmiany jednakowe: one odpowiadają prążkom jasnym.

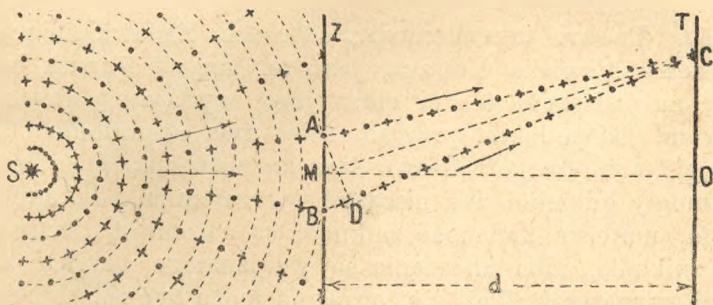


Fig. 131.

Nazwijmy długością fali światła  $= \lambda$  odstęp dwu sąsiednich, na promieniu, kropek albo krzyżyków, ogólnie mówiąc, odstęp dwu miejsc sąsiednich, na promieniu, będących w tej samej fazie zmiany. Warunek pojawienia się ciemnego prążka w  $C$  będzie ten, żeby odległość  $BC$  przewyższała  $AC$  o połowę długości fali, albo o trzy połowy, w ogóle o wielokrotność nieparzystą  $(2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ . Warunek pojawienia się prążka jasnego będzie, żeby wspomniana różnica odstępów była równa jakiegokolwiek całkowitej wielokrotności całej fali, a więc:  $0$ , albo  $\lambda$ , albo  $2\lambda \dots$  w ogóle  $n\lambda$ , czyli inaczej:  $2n \frac{\lambda}{2}$ .

Spotykamy tu zatem nic innego, jak ogólną zasadę interferencji fal, którą poznaliśmy już w rozdz. XIII tomu I-go. Fig. 167, w ust. 199 tegoż tomu, odpowiada w zupełności powyższemu



rysunkowi (fig. 131) i objaśnia nas jednocześnie, w jaki sposób prążki ciemne rozmieszczone są, nie tylko na tle, lecz w całej przestrzeni między szczelinami a tłem. Odsuwając stopniowo tło od szczelin, znajdziemy, że którykolwiek oznaczony prążek zakreśla hiperbole, mającą ogniska w  $A$  i  $B$ , gdyż hiperbola jest tą krzywą, na której różnica odległości od ognisk jest w całym jej przebiegu stałą. To tłumaczy nam prawo 2 (ust. poprz.).

Zupełna prawidłowość prążków interferencyjnych, odpowiadająca ściśle ogólnym prawom interferencyi fal, prowadzi do wniosku, że każdy z promieni ulegających interferencyi, pomimo spotkania się z innymi promieniami, zachowuje swoje cechy bez zmiany. Jeżeli n.p. promień  $AC$  przynosi, w pewnej chwili, do  $C$ , modyfikację ośrodka, oznaczoną dajmy na to krzyżkiem—gdy jest sam—to mimo spotkania się z promieniem  $BC$ , jego udział w wywoływaniu zmian w tym punkcie, pozostanie niezmieniony. Innemi słowy, do zmian świetlnych stosuje się zasada niezależności zmian, pochodzących z różnych źródeł (tom I, ust. 198). Gdybyśmy usunęli tło, na którem rysowały się prążki interferencyjne, każdy z promieni, które spotykały się w ciemnym prążku  $C$ , biegłby dalej, niedoznawszy żadnej zmiany ze strony drugiego promienia. To tłumaczy nam fakt, że możemy widzieć wzajemnie swoje oczy, patrzeć przez to samo okno na różne przedmioty i t. p. (ust. 135, d).

Nie należy tedy dać się wprowadzić w błąd przez niestosowną nazwę interferencyi; zjawiska interferencyi zachodzą bowiem dlatego właśnie, że między promieniami niema żadnej zgoła interferencyi, t. j. wzajemnego przeszkadzania sobie.

**151. ŚWIATŁO JEDNORODNE. PRAWA DRGAŃ ŚWIETLNYCH.** Przyjeliśmy, że zmiany świetlne są peryodyczne, a więc podobne do drgań. Zjawisko interferencyi da nam podstawę do dokładniejszego określenia prawa przebiegu tych drgań. Jeżeli interferencya ma być zupełną, o prążkach czarnych, równoodległych, nie dość jest, żeby zmiany świetlne były peryodycznymi, one muszą mieć przebieg odpowiadający drganiom prostym, albo, jak je inaczej nazywaliśmy, harmonicznym, czyli wahadłowym; zmiany takie wyrażają się przez znany wzór:

$$s = a \sin \left( \frac{2\pi t}{T} + \delta \right).$$

Tymże samym wzorem wyrażaliśmy w akustyce drgania tonów prostych. Dwa drgania, albo ogólniej mówiąc, dwie zmiany odbywające się w myśl tego wzoru, składają się, jak wiadomo (tom I, ust. 25a), na zmianę albo drganie wypadkowe, które jest znowu harmoniczne i posiada tenże sam okres  $T$ , jak drgania składowe; amplituda zaś jego zależy od różnicy faz tych składowych. Jeżeli przytem amplitudy drgań składowych są jednakowe, a fazy są przeciwne, t. j. różne o  $180^\circ$ , wówczas one znoszą się zupełnie, amplituda wypadkowa jest zero.

Inne zmiany peryodyczne, odbywające się według odmiennego od powyższego prawa, nie dawałyby w ogólności czarnych i równoodległych prążków interferencyjnych. Zważmy bowiem, że każdą zmianę peryodyczną można rozłożyć na szereg zmian harmoniczných, podobnie jak dźwięki rozkładają się na tony (tom I, ust. 215). Każda z tych składowych tworzyłaby własny system interferencyjny, o różnych odstępach prążków; zasadnicza cecha zjawiska Younga zatarłaby się zupełnie.

Otóż faktem jest, że nie każde światło daje czarne prążki interferencyjne. Można je otrzymać w świetle lampy lub słońca, przepuszczonem przez szkło czerwone, również w świetle sodowem, w ogóle w tych światłach, które nazywamy jednorodnemi. W świetle białem powstają prążki, ale nie czarne, lecz kolorowe, w nie wielkiej liczbie. To co powiedzieliśmy w ust. poprz. o interferencji stosuje się tedy do światła jednorodnego; zjawiska te dają nam zarazem możność określenia światła jednorodnego. Powiemy z jednej strony: światło jednorodne jest takie, które zdolne jest do zupełnej interferencji; temu odpowiada definicya teoretyczna: światło jednorodne jest to światło, powstające wskutek drgań harmoniczných prostych.

Z doświadczenia Younga nie można jednak wyprowadzać wniosku, jakoby szereg zmian peryodycznych, albo drgań, wysyłanych przez punkt świecący światłem jednorodnem, był koniecznie ciągły i nieprzerwany (jak drgania struny nieprzerwanie dźwięczącej). Szereg tych drgań mógłby urywać się tysiące razy w sekundzie i tyleż razy zaczynać się na nowo (jak drgania struny fortepianowej, gdy uderzamy raz po raz w ten sam klawisz), a nie dostrzegliśmy tego wcale. Jest to właściwość naszego oka, że nie dostrzegamy szybkiego migotania się światła, jeżeli ono powtarza się choćby tylko kilkanaście razy w sekundzie, przeciwnie, sumujemy je w jeden obraz ciągły. Takie



przerwy w ciągłości drgania nie przeszkadzałyby zresztą występowaniu prążków interferencyjnych, albowiem dotyczyłyby w jednakowy sposób obydwu spotykających się promieni. Zniweczenie prążków mogłoby nastąpić w tym jedynie przypadku, gdyby różnica długości dróg obu promieni była nader wielką, gdyż promień idący drogą krótszą, spotykałby się z drugim, który wyszedł ze źródła daleko wcześniej, z inną fazą początkową, zmienną w sposób przypadkowy. Że tego rodzaju częste, a przypadkowe przerwy ciągłości drgania źródeł światła zdarzają się istotnie, tego można było spodziewać się zgóry, mając na uwadze ustrój molekularny materii i bezładny ruch cząsteczek ciał gorących, który musi być w ten lub ów sposób w związku ze sprawą wysyłania fal świetlnych.

Niezależnie od tych wyobrażeń molekularnych, trzeba przyjąć istnienie nagłych przeskoków w sposobie drgania, ażeby mógł wytłumaczyć, dlaczego prążki interferencyjne nie pojawiają się nigdy przy spotykaniu się promieni pochodzących z dwu różnych źródeł światła (prawo 6, ust. poprz.). Drgania dwu osobnych punktów, nawet jeśliby zgadzały się co do okresów, będą jednak niezależne co do fazy, gdyż każdy z nich zaczyna co chwila drgać na nowo, a za każdym razem faza początkowa jest inna. Prążki interferencyjne powstają wprawdzie, ale skaczą nieustannie z miejsca na miejsce, za każdą zmianą sposobu drgania jednego ze źródeł. Wynikiem dostrzegalnym dla oka będzie tylko jednostajne oświetlenie tła.

W końcu usprawiedliwimy prawo 5. Nakrycie jednej ze szczelin przyrządu Younga cienką płytką szklaną ma ten skutek, że promień idący przez szczelinę nakrytą spaźnia się, z powodu mniejszej w szkłe prędkości światła. Doszedłszy do  $C$ , gdzie pierwaj znajdował się prążek ciemny, nie może już zniweczyć drgań drugiego promienia; ale uczyni to widocznie w innym miejscu tła, położonem bliżej nakrytej szczeliny, gdzie opóźnienie w szkłe wyrównywa się krótszą drogą w powietrzu.

**152. DŁUGOŚĆ FALI ŚWIATEŁA.** Odstępy prążków ciemnych, albo jasnych, na obrazie interferencyjnym zależą od długości fali światła zastosowanego. Zmierzywszy ten odstęp, możemy obliczyć długość fali, jak następuje. Z punktu  $M$  (fig. 131), leżącego po środku między szczelinami, poprowadźmy prostą  $MO$  prostopadłą do tła i do  $AB$ .  $O$  jest środek obrazu interferencyjnego. Poprowadźmy jeszcze proste  $MC$  i  $AD$ , tę ostatnią pro-

stopadle do  $BC$ . Można przyjąć, że odcinek  $BD$  równa się różnicy dróg promieni  $BC$  i  $AC$ , gdyż w rzeczywistości odstęp  $AB$  i  $OC$  będą daleko mniejsze niż na rysunku; odstęp tła od szczelin  $MO = f$  jest stosunkowo większy. Z tego samego powodu popełni się błąd niezmiernie mały, skoro się przyjmie  $MC = MO = f$ . Otóż w  $C$  pojawi się prążek ciemny, ilekroć różnica  $BD$  będzie równa połowie długości fali  $\frac{\lambda}{2}$ , albo jej nieparzystej wielokrotności. Z podobieństwa trójkątów  $ABD$  i  $MCO$  wypada, że  $BD : AB = OC : MC$ . Oznaczywszy odstęp szczelin  $AB$  przez  $a$ , znajdziemy:

$$OC = \frac{f}{a} \cdot BD.$$

Podstawmy tu za  $BD$  po kolei:  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $3 \cdot \frac{\lambda}{2}$ , .... i t. d., a otrzymamy odstęp od  $O$  pierwszego, drugiego i t. d. prążka ciemnego, mianowicie:  $\frac{f\lambda}{2a}$ ,  $\frac{3f\lambda}{2a}$ ,  $\frac{5f\lambda}{2a}$  ... i t. d. Odstęp od prążka do prążka, jak widać, jest stale równy  $\delta = \frac{f\lambda}{a}$ ; jest tem większy, im dłuższe fale, im bliższe szczeliny, im dalsze tło. Zmierzywszy  $\delta$  i  $a$  i obliczymy długość fali według wzoru:

$$\lambda = \frac{a\delta}{f}.$$

W pewnem doświadczeniu ze światłem sodowem odstęp szczelin wynosił  $a = 0,5 \text{ mm}$ , odległość tła  $f = 600 \text{ mm}$ . Znaleziono  $\delta = 0,71 \text{ mm}$ . Obliczamy:  $\lambda = 0,5 \cdot 0,71 : 600 = 0,00059 \text{ mm}$ . W świetle przepuszczonem przez szkło czerwone, znaleźlibyśmy podobnie  $\lambda = 0,00066 \text{ mm}$ . Fale świetlne mają tedy długości bardzo małe, ale skończone; nie trudno je zmierzyć; na średnicy włosa zmieściłoby się ich około stu. Dokładniejszy sposób mierzenia ich poznamy w ust. 166. Ażeby uniknąć zbyt małych ułamkowych liczb, wyrażać będziemy długości fal zwyczajnie w mikronach (tysiącznych millimetra), a więc n.p.  $\lambda = 0,59\mu$  w świetle sodowem.

**153. CZĘSTOŚĆ DRGAŃ ŚWIETLNYCH.** Zmiany ośrodka, ułożone falisto na promieniu świetlnym, biegną naprzód, wzdłuż promienia, z prędkością światła  $V$ . Przez każdą cząstkę ośrodka przechodzi ich w sekundzie tyle, ile znajduje się na odcinku pro-



mienia o długości  $V$ . W każdej cząstce znajdziemy zatem zmiany powtarzające się peryodycznie, naprzemian to w jednym, to w przeciwnym kierunku. Nie przesądzając, na czym one polegają, obliczymy ich liczbę w sekundzie—częstość drgania  $n$ —według znanego wzoru (tom I, ust. 192).

$$n = \frac{V}{\lambda}.$$

W świetle sodowem n.p. znaleźliśmy wyżej długość fali w powietrzu :  $\lambda = 0,00059$  mm; prędkość  $V$  w powietrzu (wyrażona w tej samej mierze) wynosi w okrągłej liczbie 300 000 000 000 mm w sek; zatem częstość drgań będzie:

$$n = \frac{300\,000\,000\,000}{0,00059} = 500 \cdot 10^{12}$$

t. j. 500 bilionów sekundzie. W świetle czerwonym znaleźlibyśmy około 450 bilionów.

Ponieważ każdy promień zaczyna się w jakiejś cząstce materialnej, trzeba przyjąć koniecznie, że w cząstkach ciał promieniających zachodzą również objawy powtarzające się szybko, prawidłowo, wiele bilionów razy w sekundzie — a więc drgania, albo jakieś zmiany analogiczne do drgań.

Rozbiór doświadczenia Younga doprowadził nas tedy do wniosku, że światło jest zjawiskiem peryodycznym, zarówno w przestrzeni jak w czasie, innemi słowy, że polega na rozchodzeniu się fal peryodycznych. Jaka jest istota tych fal, na czym polegają owe objawy peryodyczne w ośrodku przewodzącym światło, tego nie można wywnioskować ze zjawisk interferencyi.

**154. PRAŻKI NEWTONA.** Do tego samego wniosku prowadzą także inne zjawiska interferencyi, których znamy bardzo wiele. Do ważniejszych należą zjawiska interferencyi pojawiające się, gdy światło odbija się od cienkiej warstewki jakiegokolwiek przezroczystego ciała. Przypuśćmy, że światło, n.p. płomienia sodowego, odbija się od cienkiej płytki szklanej, od blaszki lyszczku, od błonki z mydlin lub t. p. Otrzymuje się wtenczas dwa obrazy odbite, które, jeżeli płytka jest bardzo cienka, niemal się nakrywają. Część światła odbija się bowiem od ściany przedniej, część zaś wnika w płytkę i odbija się od tylnej, poczem miesza

się ze światłem odbitem od przedniej. Ta część druga, dogoniwszy pierwszą, będzie względem niej opóźniona o czas potrzebny do przejścia przez grubość płytki tam i z powrotem. Gdyby z tego opóźnienia wynikało przeciwieństwo faz obu tych części odbitych, wówczas one znosiłyby się wzajemnie (w przypuszczeniu jednakowych natężeń), nie otrzymalibyśmy wtedy światła odbitego.

Istotnie, cienkie przezroczyste płytki, odbijają, zależnie od grubości, więcej lub mniej światła; niekiedy nie odbijają wcale (wtenczas przepuszczają wszystko). Obraz płomienia, widziany przez odbicie w płytce o grubości niejednostajnej, okazuje się rzeczywiście przeciętym szeregiem prążków, naprzemian jasnych i ciemnych, łączących miejsca jednakowej grubości. Wystarczy przyłożyć do siebie płaszczyznami dwa kawałki pospolitych szyb szklanych, żeby zobaczyć te prążki w świetle jednorodnym n.p. sodowem; one tworzą się w cienkiej warstwie powietrza, zamkniętej między szybami.

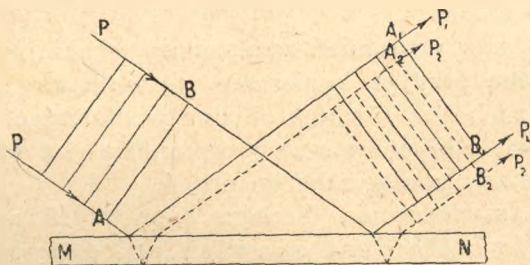


Fig. 132.

W świetle niejednorodnym, n.p. w białym, dziennym świetle, płytki tego rodzaju okazują częstokroć żywe barwy, jakkolwiek same są bezbarwne (bańki mydlane, warstewki tłuszczu na wodzie). O barwach tych będzie mowa w rozdziale XIV.

Rozpatrzmy te zjawiska dokładniej. Dajmy na to, że na płytkę  $MN$  (fig. 132) padają promienie równoległe, albo prawie równoległe, pochodzące z jednego, oddalonego punktu świecającego. Znaczy to, że na płytkę padają fale płaskie; w każdym punkcie płaszczyzny prostopadłej do promieni, takiej jak  $AB$ , cząstki ośrodka mają jednakową fazę drgania; są to powierzchnie fal. Promienie  $P, P, \dots$  odbijają się raz jako  $P_1, P_1, \dots$  od przedniej, drugi raz jako  $P_2, P_2, \dots$  od tylnej powierzchni



plytki. Tym promieniom odbitym odpowiadają dwa systemy fal odbitych:  $A_1 B_1 \dots$  od przedniej,  $A_2 B_2$  (na rysunku kreskowane) od tylnej powierzchni.

Chodzi o to, o ile ten drugi system jest opóźniony względem pierwszego. Łatwo na to odpowiedzieć, jeżeli promienie padają na płytkę i odbijają się od niej prostopadle. Opóźnienie fal odbitych od ściany tylnej równa się wówczas czasowi, w ciągu którego światło przechodzi dwukrotnie przez grubość płytki, a więc:  $\frac{2a}{V}$  w czem  $a$  oznacza grubość,  $V$  prędkość światła w materyale, z którego płytka zrobiona. Obliczenie opóźnienia fal odbijających się ukośnie podamy później; rozpoczniemy od odbicia prostopadłego. Z ogólnych zasad interferencyi wypada, że obadwa systemy fal odbitych powinny znosić się, gdy opóźnienie drugiego względem pierwszego równa się połowie okresu drgania (tom I, ust. 199), albo nieparzystej wielokrotności połowy okresu:  $(2i + 1) \cdot \frac{T}{2}$ \*, a więc gdy:  $\frac{2a}{V} = (2i + 1) \frac{T}{2}$ . Zważywszy, że iloczyn  $VT = \lambda$  oznacza długość fali świetlnej w materyale płytki, wnosimy, że grubość płytki, od której światło nie odbija się, powinnyby wynosić  $a = (2i + 1) \cdot \frac{\lambda}{4}$ . Natomiast oba szeregi fal odbitych powinnyby wzmacniać się najdzielniej, gdy opóźnienia niema, albo gdy ono równa się parzystej wielokrotności  $2i \cdot \frac{T}{2}$  połowy okresu. Odpowiednie grubości płytki byłyby w tym razie:  $a = i \cdot \frac{\lambda}{2}$ , a więc: zero, albo  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\lambda$ ,  $\frac{3}{2} \lambda \dots \dots$  i t. d.

We wniosku tym zawiera się jednak sprzeczność: płytka o grubości zero nie może odbijać światła najsilniej, gdyż jej wcale niema. Wniosek ten jest także sprzeczny z doświadczeniem; ono pokazuje bowiem, że płytki mające grubości: zero, albo  $\frac{\lambda}{2}$ ,  $\lambda \dots$  nie dają maximów, lecz wprost odwrotnie, minima odbicia; najsilniejsze odbicie przypada na grubości, leżące po środku między temi.

Doświadczenia tego rodzaju nie są trudne. Zamiast kilku płytek, o różnej grubości, można wziąć jedną, o grubości zmien-

\*)  $i$  oznacza zero, albo 1, 2, 3. ....

nej. Złożmy dwie płaskie tafelki szklane w taki sposób, żeby między nimi została bardzo cienka, klinowata warstewka powietrza (fig. 133) albo, jak to czynił Newton, przyciśnijmy do płaskiej tafelki szklanej, drugą, zlekką wypukłą (słabo zakrzywioną soczewkę płasko-wypukłą, fig. 134). Oświetlwszy światłem sodowym, w pokoju zaciemnionym, obaczmy w pierwszym przypadku szereg prążków równoległych do krawędzi klina, naprzemian ciemnych i jasnych; w drugim szereg pierścieni współśrodkowych, również naprzemian ciemnych i jasnych, o środku ciemnym (fig. 135). Zmierzywszy średnice pierścieni ciemnych,

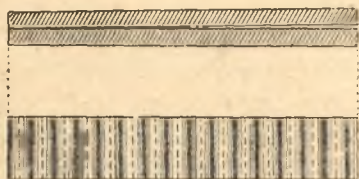


Fig. 133



Fig. 134.

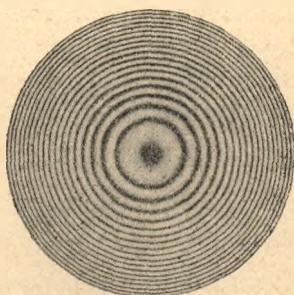


Fig. 135.

tudzież promień krzywizny soczewki, można łatwo obliczyć grubość warstewki powietrza w tych miejscach, które nie odbijają światła (zadanie 239). Okazało się, że grubości te są we wszystkich podobnych przyrządach jednakie, byle materiał warstewki był ten sam; nadto okazało się, że grubości te równają się wielokrotnościom tej samej małej długości, od której zależą także prążki Younga, mianowicie połowy długości fali. Kolejne minima i maxima odbicia odpowiadają następującym grubościom warstwy:

$$\text{Minima: } 0, \frac{1}{2}\lambda, \lambda, \frac{3}{2}\lambda, \dots, i \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{Maxima: } \frac{1}{4}\lambda, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda, \dots, (2i + 1) \frac{\lambda}{4}.$$

Interferencya odbywa się tedy zupełnie tak, jak gdyby opóźnienie promieni odbitych od tylnej powierzchni było jeszcze o pół okresu większe po nad to, co daje grubość warstwy, albo—co to samo czyni—jak gdyby promienie, odbijające się od powierzchni



przedniej, zyskiwały przy tem na czasie połowę okresu (znaczyłoby to, że każda faza promienia padającego rodzi przeciwną w promieniu odbitym). Nie wiedząc, na czym polegają drgania świetlne, nie możemy faktu tego wytłumaczyć. Zwracamy jednak uwagę, że on stanowi nową analogię między promieniowaniem a falowaniem. Wiadomo n.p., że fale w ciałach sprężystych odbijają się inaczej od granicy przewodnika, jeżeli po za tą granicą znajduje się drugi przewodnik, bardziej bezwładny, — aniżeli wtenczas, gdy granica jest swobodna, albo gdy prowadzi do drugiego przewodnika, bardziej podatnego ruchowi falowemu. W pierwszym przypadku faza prędkości drgania zmienia się w chwili odbicia na przeciwną — co

znaczy właśnie zysk albo stratę połowy okresu, — w drugim nie czyni tego (tom I, ust. 201). Otóż podobne przeciwieństwo cech odbicia zachodzi i w naszym przypadku. Weźmy n.p. warstewkę powietrza, jak na fig. 133 lub 134; pierwsze odbicie odbywa się w szkłe od powietrza, drugie w powietrzu od szkła. Weźmy warstewkę szkła, mydlin lub

łyszczku, otoczoną powietrzem; znajdziemy znowu to przeciwieństwo w odwrotnym porządku. Otóż powietrze, szkło i t. p. różnią się we względzie optycznym przedewszystkiem prędkością przewodzenia światła. W zamiarze zaznaczenia wspomianej analogii światła i fal zgodzono się nazywać ciała, w których prędkość światła jest mniejsza, optycznie gęstszymi od tych, w których jest większa. Szkło jest optycznie gęstsze od wody, woda od powietrza i t. d. Nazwa ta oczywiście nie tłumaczy niczego; wskazuje tylko, że odbicie światła od szkła różni się tem od odbicia od powietrza, iż w jednym z nich należy przyjmować stratę lub zysk na fazie, odpowiadający połowie okresu drgania.

Prążki interferencyjne na płytkach niejednostajnej grubości (klinowatych, soczewkowatych i t. p.) widzi się w pełnym oświetleniu jakimkolwiek światłem jednorodnym; nie potrzeba ograniczać źródła światła szczeliną, jak w doświadczeniu Younga. Szczelinę zastępuje tu źrenica oka. Ażeby to wyrozumieć, zważmy, że w którymkolwiek punkcie *A* cienkiej płytki *MN* (fig. 136) odbijają się promienie, pochodzące od różnych punk-

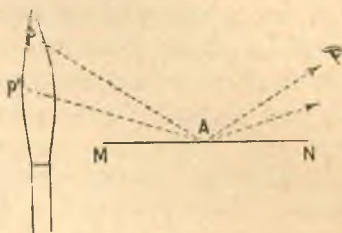


Fig 136.

tów  $P, P'$ ... płomienia sodowego. Przebiegając przez płytkę pod rozmaitymi kątami, one odbijają się z najrozmaitszemi opóźnieniami; niektóre tworzyłyby prążki ciemne, inne jasne i t. d. Jednakowoż do źrenicy oka patrzącego na punkt  $A$  dostaje się tylko wąskie pasmo fal, pochodzące rzeczywiście od jednego tylko punktu  $P$ , i od jego najbliższego otoczenia. Do interferencji zdolne są tylko te promienie, które wyszły pierwotnie z tego samego punktu świecącego (ust. 151). Jeżeli tedy promienie punktu  $P$  tworzą w  $A$  n.p. ciemny prążek, to najbliższe jego otoczenie tworzyć tam będzie, niezależnie, również prążki prawie zupełnie ciemne, albowiem kierunki idących ztamtąd promieni różnią się bardzo mało od kierunku  $PA$ . Dalsze promienie, jak  $P'A$ , które mogłyby istotnie zatrzeć czystość zjawiska, nie dostają się już do oka. To ograniczenie wiązki promieni będzie tem skuteczniejsze, im węższy otwór źrenicy, tudzież im cieńszą jest płytka. Grube płyty nie dają też wcale prążków.

Obliczmy jeszcze opóźnienie promieni padających i odbitych ukośnie. Fala padająca w kierunku promienia  $PA$  (fig. 137) daje początek fali odbitej od przedniej powierzchni w kierunku  $AP_1$  i fali wnikającej w płytkę, w kierunku  $AB$ . Kreski prostopadłe do promieni oznaczają na rysunku kolejne położenia tych fal. Weźmy pod uwagę którekolwiek położenie  $CD$  fali odbitej i jednocześnie  $CE$  fali wnikającej. Ta ostatnia musi przebyć drogę  $EB$ , a następnie, po odbiciu się od tylnej powierzchni płytki, jeszcze drogę  $BC$ , zanim zrówna się z położeniem  $CD$ , zajmowanym poprzednio przez pierwszą. Jej opóźnienie jest to czas potrzebny do przebycia drogi  $EB + BC$ . Wykreśliwszy  $CF' = 2a$ , prostopadłe do płytki, znajdziemy, że  $EB + BC = EF = 2a \cos \beta$ , w czem  $\beta$  oznacza kąt odchylenia promieni w płytce od jej normalnej. Uwzględnivszy nadto (jak w przypadku promieni prostopadłych) stratę połowy okresu, wskutek nierównych warunków obu odbić, znajdziemy następujący warunek, żeby światło odbite było zgaszone przez interferencyę:

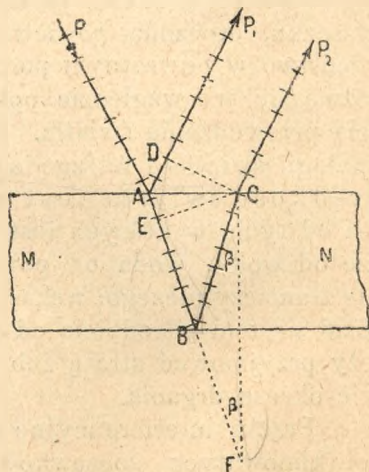


Fig. 137.



$$\frac{2a \cos \beta}{V} + \frac{T}{2} = (2i + 1) \frac{T}{2},$$

skąd grubość warstwy, dającej prążek ciemny pod kątem  $\beta$ , wypada:

$$a = \frac{i}{\cos \beta} \cdot \frac{\lambda}{2}, \text{ albo } a = \frac{a'}{\cos \beta},$$

jeżeli  $a'$  oznacza grubość warstwy pod tym samym prążkiem ciemnym, jeżeli promienie odbijają się prostopadle.

Prążki można widzieć także w świetle przepuszczonem przez warstewkę przezroczystą. One są wtenczas bardzo blade i nieznaczne. Istotnie, gdzie w świetle odbitem powstaje prążek czarny, tam całe światło padające (100%) przechodzi przez płytkę — jak być powinno w myśl zasady zachowania energii; gdzie natomiast tworzy się prążek jasny, tam część światła, n.p. 20%, odbija się, a reszta, t. j. 80%, przechodzi przez płytkę. W świetle odbitem znajdziemy tedy silne kontrasty: 0 i 20%, podczas gdy w przepuszczonem różnica między 80% a 100% będzie mniej widoczną.

**155. INTERFEROMETR.** Pośród wielu jeszcze innych sposobów otrzymania zjawisk interferencyi optycznej, warto poznać następujący, wynaleziony przez Michelsona i zastosowany przezeń do mierzenia długości za pomocą fal świetlnych, tudzież do wykazywania najmniejszych różnic prędkości światła w różnych ciałach. Przyrząd jego, zwany interferometrem, składa się z czterech płytek szklanych  $A, B, C, D$  (fig. 138), ustawionych pionowo na poziomej płycie żelaznej, albo marmurowej  $M$ .  $B$  i  $C$  są to dwa prostopadłe do siebie zwierciadła, otrzymane przez chemiczne posrebrzenie i wypolerowanie przednich ścian płytek.  $A$  i  $D$  są dwie płytki szklane przejrzyste, jednakowej grubości, pochylone ku tamtym pod kątem  $45^\circ$ ; płytka  $A$  powleczonea jest po stronie zwróconej ku  $D$ , nader cienką, przezroczystą, warstewką srebra, która tyleż prawie światła przepuszcza, ile odbija. Na tę warstewkę pada światło jednorodne, sodowe, lub inne. Weźmy naprzód pod uwagę ten promień, który trafia płytke  $A$  pod kątem  $45^\circ$ . Na warstewce srebrzonej dzieli się on na część odbitą  $ab$  i na przepuszczoną  $ade$ . Pierwsza dąży do zwierciadła  $B$ , druga do  $C$ ; po odbiciu się, obie wracają po tych samych drogach do płytki  $A$ . Pierwsza przenika ją wzdłuż  $aco$ , druga odbija się od warstewki srebra na drodze  $dac$  i łączy się z pier-

wszłą na drodze  $co$ . Tu może nastąpić interferencja tych promieni, o ileby jeden z nich opóźnił się o połowę okresu. Drogi ich są jednak o tyle nierównoważne, że promień przepuszczony przeszedł przez płytkę  $A$  trzy razy ( $a$  do  $d$ ,  $d$  do  $a$  i  $a$  do  $c$ ) przez co opóźniłby się znacznie względem odbitego, który przebył drogę przez szkło tylko raz (od  $a$  do  $c$ ); do wyrównania tej różnicy służy właśnie płytka  $D$ , którą ostatni z tych promieni przenika dwukrotnie.

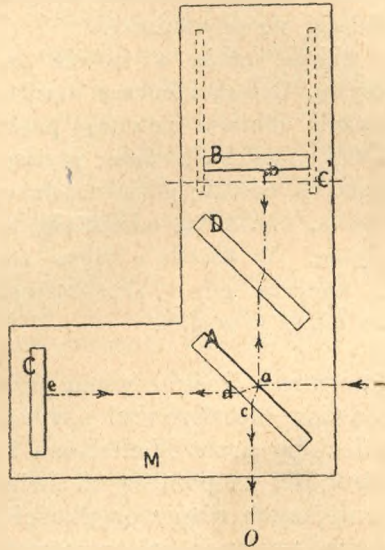


Fig. 138.

Jeżeli odległości zwierciadeł  $B$  i  $C$  od płytki  $A$  są takie, iż oba uważane promienie przebywają w powietrzu drogi jednakowej długości, wówczas mimo to jeden z nich będzie opóźniony o połowę okresu, z powodu różnicy w sposobie odbicia się (jak w ust. 153); wtenczas oba promienie znoszą się. Wystarczy jednak przesunąć jedno ze zwierciadeł  $B$  lub  $C$  (za pomocą śruby mikrometrycznej) o ćwierć długości fali, żeby na miejsce ciemności wystąpiła jasność, i tak na przemian, za każdym przesunięciem o  $\frac{\lambda}{4}$ .

Promienie padające na  $A$  pod kątami różnymi od  $45^\circ$ , opuszczają przyrząd z różnemi, zależnie od kierunku, różnicami faz; z tego powodu, patrząc przez lunetę w kierunku  $oc$ , widzi się



na zwierciadle  $B$  szereg prążków interferencyjnych, naprzemian ciemnych i jasnych. Podczas przesuwania zwierciadła  $B$  lub  $C$  cały ten system prążków przesuwa się w polu widzenia lunety.

Interferometr należy do najdoskonalszych narzędzi mierniczych, jakimi fizyka praktyczna obecnie rozporządza. Do najważniejszych jego zastosowań należy mierzenie długości za pomocą fal świetlnych. Przesuwając bowiem zwierciadło za pomocą śruby mikrometrycznej, możemy wprost policzyć ile prążków przesuwa się przez środek pola, podczas jednego obrotu śruby: tyleż połówek fali mieści się w długości jednego jej kroku. Fale świetlne stały się tym sposobem najlepszymi, bo zupełnie niezmiennymi jednostkami miary. Michelson znalazł, że w długości metra mieści się 1553164,13 fal światła czerwonego, jakie wydają rozżarzone pary kadmu (ten rodzaj światła zaleca się doskonałą jednorodnością).

**156. FALE ŚWIETLNE STOJĄCE.** Szereg fal peryodycznych, przewodzących drgania wahadłowe proste, spotykając się z drugim podobnym szeregiem, postępującym w kierunku przeciwnym, tworzy, jak wiemy, fale stojące (tom I, ust. 202, 225, 230). Opisywaliśmy fale tego rodzaju w pischalkach, na sznurach, strunach, w prętach, na wodzie i t. p. Powstawanie fal stojących nie jest jednakowoż przywiązane wyłącznie do fal ruchowych. Wszelkie zmiany kierunkowe, zdolne do interferencji, powinny w tych warunkach tworzyć fale stojące, gdyż objaw ten zależy tylko od stosunków geometrycznych, od kształtu fal, a bynajmniej nie od istoty zaburzenia stanowiącego falę, ani od działań fizycznych, które ją pędzą.

Jeżeli promieniowanie polega na rozchodzeniu się fal, powinno również tworzyć fale stojące. Tworzy je istotnie, jak to okazał Wiener w r. 1889, następującym sposobem. Na płaskie srebrne zwierciadło  $AB$  (fig. 139) pada prostopadle wiązka jednorodnych i równoległych promieni świetlnych  $P, P\dots$  i odbija się wstecz również prostopadle do  $AB$ . Promienie są to kie-

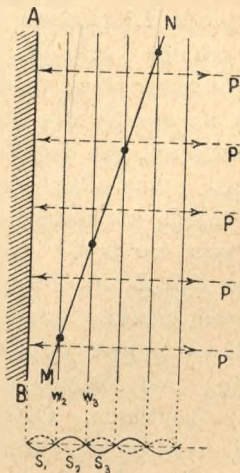


Fig. 139.

runki ruchu fal; mamy zatem szereg fal płaskich dążących ciągle do zwierciadła, i drugi podobny szereg, poruszający się w kierunku przeciwnym. W tych warunkach tworzą się istotnie węzły, albo raczej płaszczyzny węzłowe  $AB$ ,  $w_1$ ,  $w_2$ ,  $w_3$ ..., równoległe do zwierciadła, oddalone od siebie o połowę długości fali, w których drganie świetlne jest trwale zniesione; w strzałkach natomiast  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$ ..., pośrodku między węzłami, wypadkowe drganie jest najsilniejsze.

Trudność sprawdzenia tego zjawiska leży w tem, że odstępów płaszczyzn węzłowych są niezmiernie małe, około  $0,2\mu$ ; Wiener ominął ją następującym sposobem. Pomyślmy płaszczyznę  $MN$ , przecinającą ukośnie płaszczyzny węzłowe; im mniejsze będzie jej pochylenie ku płaszczyźnie zwierciadła, tem szerzej rozstąpią się na niej ślady płaszczyzn węzłowych. Można uczynić je widzialnymi, jeżeli się wstawi, na miejsce  $MN$ , płytkę fotograficzną, przezroczystą i możliwie cienką. Po wywołaniu obrazu fotograficznego otrzymano rzeczywiście prążki, odpowiadające węzłom fal stojących. Pierwszy węzeł działania fotograficznego znajdował się na powierzchni samego zwierciadła; następne w równych odstępach, co pół długości fali.

Na tworzeniu się fal stojących świetlnych polega też wynaleziony przez Lippmanna sposób fotografowania przedmiotów w rzeczywistych ich barwach. Płytkę fotograficzną szklaną przykładą się do powierzchni rtęci, tą stroną, po której znajduje się warstewka wrażliwa na światło (ile możności przezroczysta i jednolita). Płytkę taką ustawia się, jak zwykle, w kamerze fotograficznej. Promienie naświetlające przechodzą przez szkło i warstewkę, a odbiwszy się od rtęci przenikają warstewkę ponownie w przeciwnym kierunku. W samym miąższu warstewki czulej na światło tworzą się wówczas fale stojące, a po wywołaniu obrazu występuje tamże osad srebra, w postaci niezmiernie cienkich warstewek, równoległych do powierzchni. Położenie tych warstewek odpowiada płaszczyznom strzałkowym fal stojących; odstępów ich równają się zatem połowie długości fali światła użytego do naświetlenia. Oglądając następnie taką płytkę w odbitem świetle białem widzi się obraz w barwach bardzo zbliżonych do rzeczywistości. Istotnie, płytka wybiera z mieszaniny fal różnej długości, jaką jest światło białe, te fale, t. j. te barwy, które służyły do naświetlenia i odbija je najsilniej, inne słabo, lub wcale nie. Światło odbija się bowiem nie tylko od zewnętrznej powierzchni warstewki, lecz także od warstewek srebra położonych w głębi, z powodu cienkości nie-



mal przezroczystych. Otóż promienie odbite od którejkolwiek z nich spotykają się z promieniami odbitymi od następnej i dalszych; wydatne wzmocnienie się tych promieni, wskutek interferencji, nastąpi tylko wtenczas, gdy różnica dróg (t. j. podwójny odstęp warstewek, jeżeli odbicie jest prostopadłe) będzie równa długości fali światła; temu warunkowi odpowiada tylko ten rodzaj światła, który wytworzył warstewki. Barwy tych fotogramów zmieniają się cokolwiek, gdy kąt odbicia się zmienia, od niego bowiem zależy różnica dróg.

**157.** ETER. Wszelka teoria falowa promieniowania musi oprzeć się, zaraz na początku, na bardzo doniosłej hipotezie. Światło przenika przez próżnię; próżnia jest nawet najdoskonalszym jego przewodnikiem. Światło dochodzi do nas od gwiazd, których odległość od ziemi jest niezmiernie duża, przez przestworza, w których niema ani powietrza, ani żadnej innej materii pospolitej. Ażeby uzmysłowić sobie falowanie w przestrzeni pustej, przyjmuje się, że cały wszechświat wypełniony jest pewnego rodzaju substancją, zdolną nagromadzać w sobie energię i przewodzić w postaci fal owe szybkie, peryodyczne zmiany, które stanowią promieniowanie. Substancję tę nazwano eterem.

Eter znajduje się nietylko w próżni, on przenika wszystkie ciała. W powietrzu n.p. promieniowanie rozchodzi się według praw podobnych jak w próżni, a prędkość jego jest tylko nieznacznie mniejsza (299800 *km w sek*) od prędkości w próżni (299890 *km w sek*). Obecność powietrza wywiera tedy na ruch fal świetnych wpływ tak nieznaczny, że nie podobna uchylić się od wniosku, że właściwym przewodnikiem światła nie jest powietrze, lecz tenże sam eter, który znajduje się w t. zw. próżni; cząstki powietrza wywołują zaledwie drugorzędną, nieznaczną zmianę ruchu fal.

Uczyniwszy ten krok, musimy pójść dalej i rozszerzyć powyższy wniosek na wszelką materię, bo nawet w ciałach tak gęstych i zbitych, jak woda lub szkło, ruch energii promienistej posiada, w ogóle biorąc, też same cechy, jak w próżni, a prędkość nie zbyt wiele różną; wpływ cząstek zwyczajnej materii jest tu zapewne większy. Przyjmuje się tedy, że każda cząsteczka i każdy atom materii pospolitej jest otoczony eterem (być może zresztą, że atom sam jest tylko jakąś modyfikacją eteru). Tenże eter jest ośrodkiem, w którym promieniowanie się rozchodzi, zarówno w próżni, jak we wnętrzu ciał przezroczystych; obecność materii wywiera tylko drugorzędny wpływ (naj-

mniej w gazach rozrzedzonych, nawiększy w nieprzeźroczystych metalach, p. ust. 222).

**158. PODSTAWOWE ZAŁOŻENIA TEORII FALOWEJ.** Czemże jest ów eter, jaki jego stosunek do materji zwyczajnej? Jaka jest jego gęstość, bezwładność? Dlaczego obecność jego w t. zw. próżni nie tamuje ruchów ciał, n.p. planet? Czy jest ciężki, czy też nie podpada pod prawa grawitacyi? Czy może poruszać się, czy też zalega przestworza wszechświata, zupełnie nieruchomy? Są to pytania, na które nauka nie dała nam dotychczas określonej odpowiedzi. Tyle możemy powiedzieć na pewne, że eter może przyjmować energię od materji zwyczajnej, że nigdy jej nie rozprasza i oddaje ją materji z powrotem, w ilości nieuszczuplonej; przewodzi energię z prędkością stałą 299890 kilometrów w sekundzie.

Być może zresztą, że o własnościach eteru nie będzie można nigdy wiele więcej powiedzieć, bo jest to forma materji najprostszą. Być może, że materja zwykła nie jest czem innym, jak pewnym zaburzeniem eteru. Być może, że eter nie jest ani bezwładny, ani ruchomy, a to co nazywamy ruchem materji, polega tylko na przenoszeniu się owego zaburzenia z miejsca na miejsce. Próbowano mierzyć interferometrem prędkość światła obok krążka metalowego, wirującego niezmiernie szybko; nie znaleziono żadnego wpływu, jak gdyby krążek wcale nie porywał ze sobą eteru. Być może, że eter nie jest ani ciężki, ani nie podlega prawu ciężenia, bo sam jest sprawcą grawitacyi.

W eterze tym mogą jednak zachodzić pewne zmiany stanu, połączone z nagromadzeniem się energii, a zmiany te, o ile odbywają się peryodycznie i dostatecznie często, stanowią właśnie światło. Twórcy teorii falowej światła wyobrażali sobie owe zmiany jako ruchy eteru, połączone z jego odkształcaniem się, a eter sam uważali jako ciało sprężyste. Na podstawie tych wyobrażeń, teoria falowa rozwijała się niemal do naszych czasów. Między siódmym a ósmym dziesiątkiem XIX-go wieku nastąpił jednak zwrot w kierunku zupełnie odmiennym. Nie tyczył się on natury falistej światła, która jest faktem niewzruszonym, lecz natury tych zmian, które rozchodzą się w eterze w postaci fal. Dzięki badaniom teoretycznym Maxwella i doświadczeniom Hertza przekonano się, że działania elektromagnetyczne rozchodzą się w przestrzeni z prędkością skończoną, co więcej, że prędkość ta jest dokładnie równa prędkości światła. Nauczono się wywoływać objawy elektroma-



gnetyczne, powtarzające się peryodycznie, w bardzo krótkich odstępach czasu, i znaleziono (o czem powiemy więcej w tomie trzecim niniejszego dzieła), że odpowiadające im działania rozchodzą się w dal z prędkością 300000 *km w sek* (w próżni lub w powietrzu); rozchodzą się w postaci fal, mających też same cechy, jak fale świetlne, tylko nierównie dłuższych. Gdybyśmy wprowadzili w ruch drgający n.p. kulkę metalową naelektryzowaną, albo też magnes, otrzymalibyśmy takie właśnie fale elektromagnetyczne. Gdybyśmy mogli poruszać ją tam i na powrót kilkaset bilionów razy w sekundzie, nie ma wątpliwości, że otrzymalibyśmy fale świetlne—zobaczylibyśmy światło promieniejące z kulki lub magnesu. Podobieństwo zupełne fal elektromagnetycznych do świetlnych, jednakowy ich ustrój i jednakowa prędkość rozchodzenia się, były powodem zastąpienia teorii sprężystej teoryą elektromagnetyczną światła.

Ostatnia z tych teorii, panująca dzisiaj w nauce, nie daje nam żadnych wyjaśnień co do natury zmian peryodycznych, stanowiących światło; stwierdza tylko, że to są zmiany tego samego rodzaju, jak te, (również co do istoty swej nieznanne), które wywołują ciała naelektryzowane i magnesy. Badanie fal elektromagnetycznych wykazało nadto dowodnie, co zresztą optyka przyjmowała od dawna (ku wytłumaczeniu polaryzacji światła, rozdz. XVII), że zmiany elektromagnetyczne, a więc i świetlne, są wielkościami kierunkowymi (wektorami) i że mają kierunek poprzeczny, t. j. prostopadły do kierunku promieni. Nie można tedy wyobrażać sobie tych drgań jakoby czegoś podobnego n.p. do szybko następujących po sobie ogrzewań i oziębień, gdyż byłyby to zmiany nie mające żadnego kierunku w przestrzeni; raczej należy je sobie przedstawiać na podobieństwo ruchów drgających, dajmy na to cząstek struny, albo wody falującej. W rzeczywistości zmiany te polegają na elektryzowaniu się i magnesowaniu eteru (zawsze jedno i drugie razem) w kierunkach prostopadłych do promienia i względem siebie prostopadłych.

Są zagadnienia optyczne (n.p. odbijanie się fal świetlnych) których rozwiązanie wypada inaczej według teorii sprężystej, inaczej według elektromagnetycznej. Ta ostatnia okazała się zawsze zgodną z doświadczeniem i utrzymała się w nauce. Większą część zjawisk optycznych można jednak wytłumaczyć, bogdaj w ogólnych zarysach, na podstawie założenia, że promieniowanie polega na rozchodzeniu się falistym peryodycznych i po-

przeczynnych zmian w ośrodku, nie wchodząc zresztą bliżej w istotę tych zmian. Tego sposobu trzymać się będziemy w dalszym wykładzie, a tę wielkość kierunkową, prostopadłą do promienia, która określa w każdym miejscu wielkość i kierunek zmiany świetlnej w eterze, nazywać będziemy wektorem świetlnym.

**159. CIĄG DALSZY.** Natężenie promieniowania określimy jako ilość energii promienistej, przechodzącej prostopadle, w ciągu sekundy, przez pole centymetra kwadratowego; podobnie określa się oświetlenie (ust. 141, 144). Otóż wiadomo, że wszelkie fale niosą z sobą energię. W falach sprężystych energia ta jest w części kinetyczną, w części potencjalną; w falach elektromagnetycznych w części elektryczną, w części magnetyczną. W obu przypadkach jest ona proporcjonalna do kwadratu amplitudy drgania, jeśli chodzi o fale przewodzące drgania proste, harmoniczne (tom I, ust. 194). Stosując to do promieniowania, wnosimy, że natężenia dwu promieniowań jednakowej częstości (barwy) mają się jak kwadraty amplitudy odpowiednich drgań wektora świetlnego. To samo stosuje się w szczególności do natężenia dwu światel jednobarwnych. Nie należy przytem zapominać, że chodzi tu o natężenie obiektywne, fizyczne, o ilości energii, jakiby także wykazał aktinometr; wielkość wrażenia odczuwanego (subiektywnego), zależy ponadto od wrażliwości oka.

Barwa światła jest związana nierozdzielnie z częstością drgań. Wszelkie promieniowanie, z jakiegokolwiek zresztą pochodziło źródła, odpowiadające częstości n.p. 500 bilionów drgań w sekundzie (ust. 153), sprawiać będzie także same wrażenie barwne, jak płomień sodowy (pomarańczowo-zółte); 450 bilionów drgań odpowiada barwie czerwonej, i t. d. Znajdujemy tu podobną zależność, jak w akustyce pomiędzy częstością drgania, a wysokością tonu. O zakresie częstości, na które jest wrażliwem oko ludzkie, powiemy więcej w rozdziale o „barwach”. Tutaj trzeba jednak znowu zaznaczyć, że częstość drgania określa barwę tylko w znaczeniu fizycznym; wrażenie subiektywne, wywołane drganiem o pewnej częstości, może jeszcze zależeć od stanu oka, od kierunku patrzenia, od natężenia i t. p.

Częstość drgania danego promienia, a więc i barwa, jest jego cechą stałą i niezmienną; gdy promień odbija się od zwierciadeł, gdy przechodzi z jednego ośrodka do innego, gdy natężenie jego zmniejsza się przez oddalenie od źródła, lub przez



pochłanianie przez ośrodki niezupełnie przezroczyste, częstość drgania i barwa pozostają też same. Podobnie dźwięk każdy zachowuje właściwą sobie częstość i wysokość, czy słyszymy go z bliska lub z daleka, przez powietrze, przez ścianę lub przez telefon.

Z tego wypada zarazem, że długość fali promieniowania jednobarwnego nie jest jego cechą stałą, zależy bowiem jeszcze od prędkości światła w danym ośrodku. Oznaczywszy przez  $V$ ,  $V_0$  i  $\lambda$ ,  $\lambda_0$  prędkości i długości fali w dwu ośrodkach, przez  $n$  tę samą w obydwu częstość, mamy (ust. 153).

$$\lambda = \frac{V}{n}, \quad \lambda_0 = \frac{V_0}{n}, \quad \text{zatem } \lambda : \lambda_0 = V : V_0.$$

Długości fal tego samego promieniowania, w różnych ośrodkach, mają się jak prędkości przewodzenia (które zresztą bywają zwykle różne dla promieni różnej barwy). Że jednak częstości są ogromnemi liczbami, przeto określa się dogodniej rodzaj (barwę) promieniowania długością fali; należy jednak dodać w jakim ośrodku, a więc albo w próżni, albo też w powietrzu normalnem ( $0^\circ, 760 \text{ mm. rt}$ ).

**ZASADA DOPPLERA.** Barwa promienia jednorodnego, jaką odczuwamy wzrokiem i jego zachowanie się względem przyrządów optycznych, zależy jedynie od częstości drgania, a więc od okresu, w jakim kolejne fale trafiają oko lub przyrząd. Opierając się na tej zasadzie, należy przypuszczać, że prawo akustyczne Dopplera powinno stosować się także do światła. Jeżeli rzeczywista częstość drgania źródła (n.p. płomienia sodowego) jest  $n$ , a źródło oddala się od przyrządu z prędkością  $v$ , wówczas poszczególne fale będą spotykały przyrząd w dłuższych odstępach czasu, niż  $n$  razy w sekundzie; barwa wydawać się będzie zmienioną, jak gdyby pochodziła ze źródła nieruchomego o częstości  $n' = n \left(1 - \frac{v}{V}\right)$ , w czem  $V$  oznacza prędkość światła w ośrodku (tom I, ust. 209). Jeżeli za pomocą danego przyrządu można mierzyć długość fal, wówczas nie znajdziemy wartości  $\lambda = \frac{V}{n}$ , lecz  $\lambda' = \frac{V}{n'} = \frac{V}{n} \left(1 - \frac{v}{V}\right)^{-1}$ , co czyni z dostatecznym przybliżeniem  $\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{v}{V}\right)$ , ile że stosunek  $\frac{v}{V}$  bywa zawsze bardzo mały. Gdyby źródło zbliżało się do przyrządu (lub przyrząd do źródła, znaleźlibyśmy podobnie  $\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{v}{V}\right)$ . Zmian tych, prze-

widzianych w teorii, nie podobna sprawdzić w pracowni, gdyż prędkość  $v$  musiałaby wynosić conajmniej kilkadziesiąt kilometrów w sekundzie, żeby skutek był wyraźny. Natomiast sprawdzono je na promieniowaniu gwiazd, których ruch względem ziemi był skądinąd znany, (komety, oba brzegi równikowe słońca), a które wydają światło jednej lub kilku określonych barw. Zasada Dopplera znajduje ważne zastosowanie w astronomii, umożliwia bowiem mierzenie ruchu gwiazd w kierunku promienia widzenia; przyrządem, służącym do określenia długości fal w pomiarach tego rodzaju, jest spektroskop (ust. 186).

### Z a d a n i a.

230) Ile fal mieści się na długości 1 mm, na promieniu światła czerwonego o częstości drgania  $= 450 \cdot 10^{12}$  w sek., w powietrzu, albo w szkle (prędkości z tablicy)?

*Odp.* W powietrzu  $450 \cdot 10^{12} : 299802 \cdot 10^6 = 1500$ ; w szkle około 2300.

231) Ile okresów drgania wynosi opóźnienie promienia czerwonego, przechodzącego prostopadle przez płytkę szklaną o grubości 1 mm, w porównaniu z promieniem, który biegnie przez 1 mm powietrza? *Odp.* 800.

232) O ile zmienia się faza drgania, gdy promień światła czerwonego przenika przez warstewki tych ciał o grubości  $\frac{1}{1000}$  mm?

*Odp.* W powietrzu zmniejsza się o  $1,5$ ,  $2\pi$ , w szkle o  $2,3 \cdot 2\pi$ ; lub, co znaczy to samo, w powietrzu różnie o  $180^\circ$ , w szkle maleje o  $108^\circ$ , stosownie do wzoru  $s = a \sin \left( nt - \frac{x}{\lambda} \right) 2\pi$ .

233) W przyrządzie Younga (fig. 131) odległość szczelin wynosi 0,5 mm, odległość białej tablicy 600 mm. Obliczyć amplitudę i fazę drgania wypadkowego w punkcie środkowym  $O$ , tudzież w punkcie  $C$ , którego odległość od  $O$  wynosi 5 mm, przyjmąwszy, że każda szczelina z osobna dałaby tam drganie o amplitudzie  $a$ , tudzież, że długość fali światła jest 0,0005 mm (patrz tom I, zadanie 370).

*Odp.* W  $O$  faza mniejsza o  $37,5^\circ$  niż w szczelinach, amplituda  $= 2a$ ; w  $C$  faza większa o  $82,8^\circ$ , amplituda  $= 1,737 a$ .

234) Obliczyć stosunek oświetleń tych dwóch punktów.

*Odp.* 1 : 0,75.

235) Ile prążków ciemnych znajduje się między nimi? *Odp.* 8.

236) Obie szczeliny przyrządu Younga nakryto płytkami szklanymi, grubości dokładnie jednakowej  $= 0,2$  mm; jedną płytką ze szkła



ołowiowego (flint), drugą z pospolitego szkła zwierciadlanego. O ile przesunął się wskutek tego system prążków, w świetle sodowym ( $\lambda = 0,5893 \mu$ ; prędkość tego światła w flincie  $= 190600$ , w szkłe zwierciadlanem  $= 194900$ , w powietrzu  $299800 \text{ km w sek}$ ).

*Odp.* Przesunięcie w stronę płytki z flintu o 11,8 prążków.

237) Obliczyć grubość płytki szklanej, któraby nie odbijała wcale światła czerwonego ( $\lambda = 0,66 \mu$  w powietrzu) padającego pod kątem  $45^\circ$ ?

*Odp.*  $\frac{0,66 \cdot 196000}{299800 \cdot \sqrt{2}} \mu$ , t. j.  $0,000305 \text{ mm}$ , albo wielokrotność tej liczby.

238) Jakie rodzaje promieniowania płytka ta odbijałaby najsilniej, w kierunku prostopadłym?

*Odp.* Ścisłą odpowiedź możnaby dać, gdyby prędkość światła w szkłe była wiadomą dla każdej barwy; w przybliżeniu:  $\lambda = 1,8 \mu$ ,  $\lambda = 0,6 \mu$ ,  $\lambda = 0,366 \mu$ , i t. d.

239) Kula o wielkim promieniu  $= r$ , dotyka się płaszczyzny. Znaleźć grubość warstwy powietrza między kulą a płaszczyzną, w odległości  $x$  od punktu zetknięcia.

*Odp.*  $\frac{x^2}{2r}$ , jeśli wolno opuścić kwadrat tej grubości w porównaniu z  $x^2$ .

240) Światło sodowe (odbite od pochylonej szyby szklanej), pada prostopadle na przyrząd Newtona (fig. 136); patrząc przez szymbę, dostrzeżemy pierścienie interferencyjne. Obliczyć średnice pierścieni jasnych, wiedząc, że promień krzywizny soczewki wynosi  $1 \text{ m}$ .

*Odp.* 1,09; 1,88; 2,43; 2,87; 3,26; 3,60; 3,91 i t. d. millimetrów.

241) Pomiędzy soczewkę a płytę powyższego przyrządu wprowadzono zamiast powietrza warstwę wody. Obliczyć średnice ukazujących się wówczas pierścieni jasnych (prędkość światła sodowego w wodzie jest 1,33358 razy mniejsza niż w powietrzu).

*Odp.* Średnice wszystkich pierścieni będą  $\sqrt{1,33358} = 1,155$  razy mniejsze niż poprzednio.

242) Do tego samego przyrządu wprowadzono kolejno alkohol i dwusiarczyk węgla. Średnica trzynastego pierścienia jasnego wynosiła  $4,65 \text{ mm}$  w pierwszym,  $4,26 \text{ mm}$  w drugim przypadku. Znaleźć prędkość światła sodowego w tych płynach?

*Odp.* W alkoholu  $\left(\frac{5,43}{4,65}\right)^2 = 1,36$ , w dwusiarczku węgla 1,63 razy mniejsza niż w powietrzu.

243) Światło sodowe nie jest dokładnie jednorodne; jest mieszaniną dwu bardzo zbliżonych odcieni barwy pomarańczowo-żółtej, którym odpowiadają długości fali w powietrzu:  $\lambda_1 = 0,5896156 \mu$  i  $\lambda_2 = 0,5890188 \mu$ . Każda barwa tworzy własny system prążków interferencyjnych, a odstępy ich są niejednakowe. Zdarzy się więc, że maxima jednego systemu padną na minima drugiego. W tem miejscu prążki nie będą widzialne. Ile pierścieni jasnych można będzie zatem policzyć w przyrządzie Newtona, aż do pierwszego ich zatarcia się?

*Odp.*  $2i\lambda_1 = (2i + 1)\lambda_2$ , stąd  $i = 494$ .

244) Celem sprawdzenia swej teorii, dotyczącej zmiany fazy o pół okresu, wskutek odbijania się światła, Young wytwarzał pierścienie Newtona między soczewką ze szkła t. zw. koronnego, a płytą z optycznie gęstszego flintu. Między płytę a soczewkę wprowadził kroplę takiego płynu (n.p. mieszaninę olejku gwoździkowego i bobkowego), w którym światło miało prędkość pośrednią między prędkościami w obu szklach. O ile zmieniły się wskutek tego pierścienie.

*Odp.* Środek jasny.

245) O ile zmieniłyby się pierścienie w świetle sodowym, gdyby źródło tego światła oddalało się od przyrządu z prędkością 30 km na sekundę?

*Odp.* Rozszerzyłyby się o  $1/20000$ .

246) Pomiedzy płytę  $A$ , a zwierciadło  $C$  interferometru wstawiono, prostopadle do promieni, blaszkę szklaną, grubości  $1/10$  mm. Jak należy przesunąć zwierciadło  $C$ , żeby sprowadzić prążki interferencyjne w świetle czerwonym, na pierwotne miejsce?

*Odp.* Stosownie do odpowiedzi na zadanie 231, należy zbliżyć je do  $A$  o  $80\lambda = 0,053$  mm.

247) Tamże wstawiono rurę metalową, długości 20 cm, zamkniętą dwiema płytkami szklanymi, zawierającą powietrze. Takież same dwie płytki wstawiono między  $B$  i  $D$ , celem zrównowazenia opóźnienia światła w szkłe. Ile prążków interferencyjnych światła czerwonego ( $\lambda = 0,66 \mu$  w powietrzu) przesunie się przez środek pola widzenia interferometru, gdy będziemy stopniowo wypompowywać powietrze z rury, aż do zupełnego jej opróżnienia?

*Odp.* 
$$\frac{2 \cdot 20 \cdot 10000}{0,66} \cdot \frac{299890 - 299802}{299890} = 177,6.$$



## ROZDZIAŁ XIII.

### UGINANIE SIĘ ŚWIATŁA.

160. TEORYA CIENIÓW. Z teorią falową nie zgadza się, na pozór, fakt prostolinijnego ruchu światła, a więc tworzenie się cieniów. Fale wodne, albo głosowe, nie dają zazwyczaj cieniów, okrążają nieprzenikliwe dla nich przeszkody, nie rozchodzą się tedy po liniach prostych; wszakże głos można słyszeć dobrze z poza węgła. Sprzeczność ta opóźniła nie mało rozpowszechnienie się teorii falowej; w końcu okazała się jednak tylko pozorną. Przedewszystkiem wiemy już, że światło nie rozchodzi się dokładnie po liniach prostych, istnieje bowiem zjawisko uginania się; należy tylko wytłumaczyć, dla czego to uginanie się jest stosunkowo tak nieznaczne, w porównaniu z uginaniem się głosu lub fal wodnych. Okazało się, że przyczyną odmiennego zachowania się światła jest nadzwyczajna małość jego fal. Fresnel uzasadnił to następującym sposobem.

Rozważmy naprzód swobodne rozchodzenie się fal kulistych, wychodzących z punktu świecącego  $O$  (fig. 140). Stosując sposób rozważania wprowadzony przez Huygensa, wyłożony obszerniej w rozdziale o falach (tom I, ust. 200), możemy uważać drganie w którymkolwiek punkcie  $A$  ośrodka, jako wypadkową drgań wywołanych tamże przez fale cząstkowe, biorące początek na dowolnej powierzchni  $M$ , okalającej punkt  $O$ . Jeżeli powierzchnia ta, jak na rysunku, jest kulą mającą środek w  $O$ , a więc jedną z powierzchni falowych, wtenczas wszystkie cząstki ośrodka, znajdujące na niej, drgają w tej samej fazie, wszystkie posyłają do  $A$  drgania, które należy złożyć według praw interferencyi.

Połączmy punkty  $O$  i  $A$  prostą. Dokoła punktu przecięcia się  $a$  tej prostej z powierzchnią  $M$ —t. zw. bieguna—wykreślmy na powierzchni  $M$ , według przepisu podanego w tomie I (fig. 170 do ust. 200), szereg stref  $bb'$ ,  $cc'$ , ..., które uważać będziemy jako źródła fal cząstkowych. Odległości tych stref od punktu  $A$  powiększają się kolejno o połowę długości fali w danym ośrodku, a więc jest:

$$Ab = Aa + \frac{\lambda}{2}; \quad Ac = Aa + 2 \cdot \frac{\lambda}{2}; \quad Ad = Aa + 3 \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \text{i t. d.}$$

Pierwsza ma kształt małego krążka, okalającego biegun, następne stanowią szereg pierścieni, o coraz rosnącej średnicy. Stosując to wykreślenie do światła, którego fala ma długość nader małą, n.p.  $0,0005 \text{ mm}$ , otrzymamy strefy niezmiernie liczne, a bardzo wąskie. Jeżeli n.p. przyjmiemy  $Oa = aA = 1 \text{ metr}$ , prosty rachunek przekona nas, że średnica strefy środkowej będzie zaledwie  $2 \text{ mm}$ , szerokość następnej  $1,4 \text{ mm}$ , i t. d.

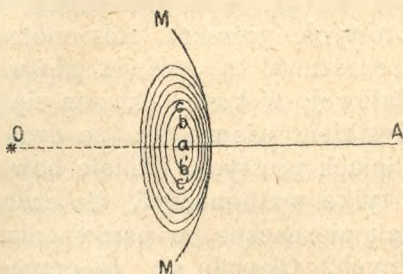


Fig. 140.

Otóż fale cząstkowe, wysłane z powierzchni dwu stref sąsiednich, spotykają się w punkcie  $A$  (do którego odnosi się rysunek stref) zawsze w fazach przeciwnych, z powodu, że każda strefa jest od  $A$  o połowę długości fali więcej oddalona, aniżeli strefa bezpośrednio poprzedzająca. Gdyby amplitudy tych fal były jednakowe, znosiłyby się one wzajemnie, wskutek tego właśnie przeciwieństwa faz. Amplitudy te nie są jednak równe, gdyż amplituda każdego z drgań składowych, przesłanych do  $A$ , zależy przedewszystkiem od wielkości pola strefy, na której ono powstało, następnie od odległości strefy od punktu  $A$ , nakoniec od pochylenia promienia ku powierzchni strefy; każda strefa pro-



mienieje bowiem najsilniej w kierunku prostopadłym do swej powierzchni. Największe jest przeto działanie strefy przybiegunowej, dalsze działają coraz słabiej, zarówno z powodu wzrastającej odległości od  $A$ , jak i rosnącego pochylenia promieni. Z tych też powodów strefy bardzo od bieguna odległe nie wchodzi już prawie wcale w rachubę. Oznaczywszy przez  $s$ , czy to wielkość zmienną wypadkowego wektora świetlnego w punkcie  $A$ , czy też amplitudę wypadkowego drgania, możemy więc napisać:

$$(1) \quad s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + \dots; \text{ albo inaczej:}$$

$$s = \frac{1}{2}s_1 + \frac{1}{2}(s_1 - s_2) - \frac{1}{2}(s_2 - s_3) + \frac{1}{2}(s_3 - s_4) \dots$$

$s_1, s_2, \dots$  oznaczają tu wielkości działań, n.p. amplitudy, pochodzące od kolejnych stref;  $s_n$  to w każdym razie wielkości stopniowo malejące. Działania każdej pary stref sąsiednich różnią się zawsze bardzo mało, (pominąwszy znak), gdyż i pola, i odległości od  $A$ ,

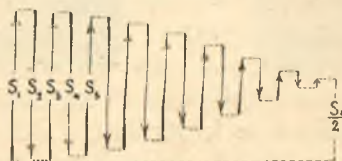


Fig. 141.

i pochylenia promieni zmieniają się od strefy do strefy bardzo nieznacznie. W tych warunkach powyższa suma działań wszystkich stref sprowadza się z wielkim przybliżeniem do połowy działania strefy przybiegunowej, t. j. do  $\frac{1}{2} s_1$ , o czem przekonywa także rzut oka na (fig. 141), gdzie działania kolejnych stref wyobrażone są graficznie przez odcinki skierowane naprzemian do góry i na dół.

Założyliśmy tu, że wszystkie strefy są istotnie czynne. Gdyby z jakichkolwiek powodów było zniesione działanie stref dalszych, (n.p. przez zasłonięcie), począwszy od strefy  $(n + 1)$ -szej, wówczas mielibyśmy:

$$s = \frac{1}{2}s_1 + \frac{1}{2}(s_1 - s_2) - \frac{1}{2}(s_2 - s_3) + \dots \pm \frac{1}{2}(s_{n-1} - s_n) \mp \frac{1}{2}s_n,$$

co czyni znowu z wielkim przybliżeniem:

$$(2) \quad s = \frac{1}{2} s_1 \mp \frac{1}{2} s_n$$

przyczem wchodzi znak  $-$ , gdy  $n$  jest parzyste, znak  $+$ , gdy  $n$  jest nieparzyste. W pierwszym przypadku działanie wypadkowe  $s$  byłoby prawie zero, jeżeli liczba  $n$  stref czynnych jest niewielka, gdyż wtedy  $s_n$  nie różni się wiele od  $s_1$ ; w drugim ( $n$  nieparzyste) działanie wypadkowe  $s$  byłoby bez mała  $= s_1$ , a więc dwa razy większe (co do amplitudy) od działania pełnej fali. Niebawem poznamy zajmujące zastosowanie tego przypadku (ust. 162).

Gdyby zaś, naodwrot, zniesione było działanie pierwszych  $n$  stref, z pozostawieniem wszystkich następnych, wtenczas otrzymalibyśmy:

$$(3) \quad \pm s = s_{n+1} - s_{n+2} + \dots = \frac{1}{2} s_{n+1} + \frac{1}{2} (s_{n+1} - s_{n+2}) + \dots$$

co daje znowu blisko  $\frac{1}{2} s_{n+1}$ , a nawet, jeśli liczba stref zakrytych jest niewielka, prawie  $\frac{1}{2} s_1$ , t. zn. że w tym przypadku fala okrojona działa tak samo, jak pełna.

Wracając do przypadku pełnej fali, wnosimy z tego, co było powiedziane, że źródłem światła dla punktu  $A$  jest w istocie tylko biegun  $a$  na fali  $M$  i najbliższe jego otoczenie, mianowicie połowa strefy przybiegunowej. To wyjaśnia nam istotę przybliżonego prawa o prostoliniowym ruchu światła. Gdyby fale świetlne były nieskończenie krótkimi, źródłem tem byłyby sam tylko punkt  $a$ , gdyż strefa pierwsza ściągnęłaby się do tego jednego punktu; wtedy mielibyśmy ruch ściśle prostoliniowy, wtedy, jak to zaraz zobaczymy, nie byłoby też wcale uginania się światła.

**161. CIĄG DALSZY.** Przypuśćmy teraz, że promieniowanie punktu  $O$  nie rozchodzi się swobodnie, lecz spotyka zaporę, w postaci nieprzeźroczystej zasłony  $Z$  (fig. 142), w której wycięty jest otwór tak duży, (n.p. 1 lub 2 *cm* szerokości), iżby mógł pomieścić w sobie bardzo wielką liczbę stref. Natężenie światła w punkcie  $A$ , leżącym za zasłoną, ale takim, iżby prosta  $OA$  przechodziła swobodnie przez otwór, zdala od jego brzegów, będzie niemal takie same, jak gdyby zasłony wcale nie było. Narysowawszy bowiem z punktu świecącego  $O$  powierzchnię falową kulistą  $M$ , przechodzącą możliwie przez brzeg otworu, a na niej system stref, dostrzeżemy natychmiast, że strefa środkowa i szeregi następnych działają bez przeszkody; zasłona przykrywa tylko strefy bardzo odległe od bieguna, które, jak wiemy, są i tak bez znaczenia.



Przyjmijmy natomiast, że punkt  $A$  leży w cieniu geometrycznym zasłony, dość daleko od granicy światła. Prosta  $OA$  spotyka wtenczas zasłonę. Biegun i strefy bliższe są za nią ukryte; na tej części kuli  $M$ , która jest widoczną w otworze, znajdziemy tylko skrawki stref dalszych (fig. 143). One posyłają wprawdzie fale cząstkowe do punktu  $A$ , słabsze lub silniejsze, w miarę pochylenia promieni; fale te znoszą się jednak parami, gdyż każde dwa skrawki sąsiednie mają parami pola i pochylenia prawie równe, a odległości ich od punktu  $A$  różnią się stale o mały stopień  $\frac{\lambda}{2}$  — co nie znaczy prawie nic dla amplitud, ale wystarcza, żeby wywołać przeciwieństwo faz. W takim punkcie  $A$  natężenie światła będzie zero.

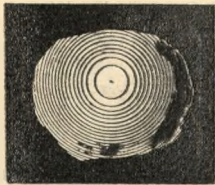


Fig. 142.



Fig. 143.

Warto zwrócić uwagę, że możliwość tej teoryi cieniów opiera się przedewszystkiem na tem, że, dzięki krótkości fal świetlnych, w otworze zasłony (fig. 143) mieści się bardzo wielka liczba wąziutkich skrawków stref, które można było uszykować w pary, znoszące się wzajemnie, nie troszcząc się o mogące wyniknąć przytem niedobory na krańcach. Gdyby fale świetlne miały długość głosowych, a więc w przecięciu milion razy większą, wtenczas w otworze szerokości  $1\text{ mm}$ , lub nawet kilku milimetrów, nie pomieściłaby się nawet jedna strefa, nie możnaby też mówić o znoszeniu się głosu przez interferencję. Jednakże wobec otworu milion razy większego  $10^6\text{ mm} = 1\text{ kilometr}$ , fale głosowe zachowywałyby się istotnie tak samo, jak świetlne wobec otworka millimetrowego, t. j. rzucałyby cień. Można to nieraz sprawdzić w dolinach zamkniętych górami i t. p. zwłaszcza przy zastosowaniu tonów wysokich, które tworzą fale krótkie.

**162.** ZJAWISKA UGINANIA SIĘ W ŚWIETLE ROZBIEŻNEM (SPÓŚÓB FRESNELA). W przypadku, który pozostał nam jeszcze do omówienia, mianowicie, gdy punkt  $A$ , którego oświetlenia szu-

kamy, leży blisko granicy cienia geometrycznego, pojawiają się znaczne zбочzenia od prawa prostoliniowego ruchu: są to zjawiska uginania się światła. Podobne zбочzenia występują także, gdy otwory lub zasłony, umieszczone w promieniach punktu świecącego, są tak małe, iż obejmują tylko niewielką liczbę stref fali świetlnej.

Przypuśćmy n.p., że chodzi o cień brzegu  $Z$  dużej zasłony  $ZZ$ , rzucony na białą tablicę  $AA'$  (fig. 144). Brzeg  $Z$  jest prostopadły do płaszczyzny rysunku. (W tym razie, jak w ogóle gdy chodzi o proste brzegi, albo o wąskie prostoliniowe szczeliny, korzystnym jest zastąpić punkt świecący  $O$  linią świecącą, równoległą do brzegu, n.p. oświetloną szczeliną, albo płaskim płomieniem lampy; zjawiska będą wówczas jaśniejsze). Gdyby

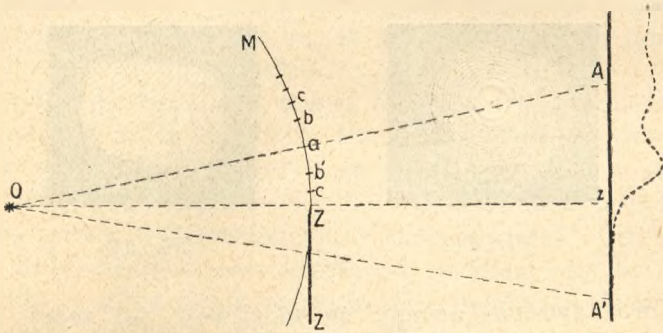


Fig. 144.

światło rozchodziło się ściśle według prawa linii prostej, mielibyśmy zupełną ciemność poniżej  $z$ , gdzie przypada cień geometryczny brzegu, a oświetlenie jednostajne tablicy  $AA'$  powyżej tego miejsca. Wykonawszy jednak to łatwe, a pouczające doświadczenie, przekonamy się, że poniżej  $z$ , a więc w obrębie cienia geometrycznego, znajduje się słabe oświetlenie; najsilniejsze w pobliżu granicy  $z$  przechodzi szybko i równomiernie w zupełną ciemność. Powyżej  $z$  natomiast dostrzeżemy na tablicy naprzód bardzo jasny rąbek biegnący w niewielkiej odległości równoległe z granicą cienia geometrycznego, następnie drugi prążek ciemniejszy, dalej znowu jaśniejszy, poczem, po kilku podobnych wahaniach, coraz słabszych, następuje jasność jednostajna.

W ogólnych zarysach zjawisko to tłumaczy się bardzo łatwo. Ażeby znaleźć oświetlenie, dajmy na to w punkcie  $A$  tabli-



cy (fig. 144), wykreślmy na kulistej powierzchni falowej  $M$ , poprowadzonej przez brzeg zasłony, strefy pół falowe, należące do punktu  $A$ : a więc biegun  $a$ , strefę środkową  $bb'$ , i t. d. Część powierzchni  $M$  zakrywa zasłona; oświetlenie punktu  $A$  pochodzi od reszty. Składa się na nie naprzód cała wolna połowa fali, od  $a$  w górę, co czyni (według ust. 160, 1)  $\frac{1}{2}s = \frac{1}{2}s_1 - \frac{1}{2}s_2 + \frac{1}{2}s_3 \dots$ . Obok tego, z drugiej połowy fali, zostaje działanie odcinka zawartego między biegunem  $a$ , a brzegiem zasłony  $Z$ . Ono wzmacnia działanie tamtej połowy, jeżeli łuk  $aZ$  zawiera tylko resztę pierwszej strefy, albo 3, 5... stref; nie działa zaś prawie wcale, jeżeli liczba ta jest parzysta, gdyż działania stref znoszą się wtedy parami. I tak, jeżeli punkt  $A$  leży tak blisko granicy  $z$ , że  $aZ$  zawiera tylko resztę pierwszej strefy, drganie wypadkowe w  $A$  była będzie  $\frac{1}{2}s + \frac{1}{2}s_1$  (w przybliżeniu; tak byłoby ściśle, gdyby fala walcowata, nie kulista), a więc znacznie wzmożone; to odpowiada pierwszemu jasnemu rąbkowi. Odsuńmy  $A$  dalej od  $z$ , w górę, żeby  $z$  poza zasłony wyszły dwie strefy, otrzymamy wtenczas:  $\frac{1}{2}s + \frac{1}{2}s_1 - \frac{1}{2}s_2$ , co czyni prawie tylko  $\frac{1}{2}s$ . Trzy strefy dałyby:  $\frac{1}{2}s + \frac{1}{2}s_1 - \frac{1}{2}s_2 + \frac{1}{2}s_3$ , a więc w przybliżeniu  $\frac{1}{2}s + \frac{1}{2}s_3$ ; jest to drugi rąbek, mniej jasny od pierwszego i t. d. Na samej granicy cienia geometrycznego, w  $z$ , mamy widocznie tylko  $\frac{1}{2}s$ , drganie o połowę mniejsze od tego, które dałaby pełna fala bez zasłony; natężenie proporcjonalne do kwadratu amplitudy, będzie tam czwartą częścią pełnego.

Po stronie cienia, w punkcie takim, jak  $A'$ , ale niezbyt odległym od  $z$ , oświetlenie będzie słabe, gdyż odpowiedni biegun  $a'$ , a może i kilka głównych głównych stref początkowych, ukryte są za zasłoną. Zostaje tylko połowa (w przybliżeniu) strefy  $n$ -tej i następnych, których działanie jest:  $\frac{1}{2}s_n - \frac{1}{2}s_{n+1} + \frac{1}{2}s_{n+2} \dots$ , co daje według ust. 160 (3) najwyżej  $\frac{1}{4}s_n$ , a więc tem mniej, im wyższy numer strefy. Prążków żadnych niema więc z tej strony.

Warto jeszcze wspomnieć o zasłonach mających małe koliste otwory. Na prostej, przechodzącej przez środek otworu, prostopadłej do jego płaszczyzny, leży z jednej strony punkt świecący  $O$  (fig. 145), z przeciwnej strony ustawioną jest biała tablica  $T$ . Oświetlenie tablicy przedstawia się w tym przypadku pod postacią współśrodkowych pierścieni, naprzemian jasnych i ciemnych. Zajmującą jest rzeczą, że sam środek  $A$  tego obrazu może być ciemny (w świetle jednorodnem). W istocie, jeżeli ustawimy tablicę  $T$  w takiej odległości od otworu, iżby w otworze pomieściła się liczba parzysta stref, wykreślonych względ-

nie do punktu  $A$ , wówczas działania ich zniosą się parami (ust. 159, wzór 2); w punkcie  $A$  będzie ciemno. Podczas stopniowego odsuwania tablicy, w punkcie  $A$  ciemność zmieniać się będzie naprzemian z jasnością.

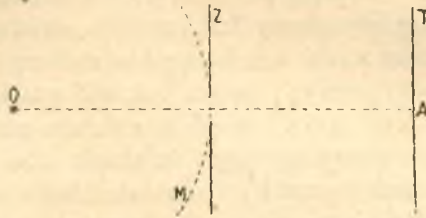


Fig. 115.

Gdyby otworek był tak mały, żeby nawet pierwsza strefa nie mogła się w nim w całości pomieścić, wtenczas uginanie się byłoby zupełne. Z otworka rozchodzi się w tym przypadku snop światła na wszystkie strony, podobnie jak głos rozchodzi się przez otwarte drzwi. Jest to przypadek, w którym ani prawo prostoliniowego ruchu, ani teoria cieniów nie stosuje się już nawet w przybliżeniu.

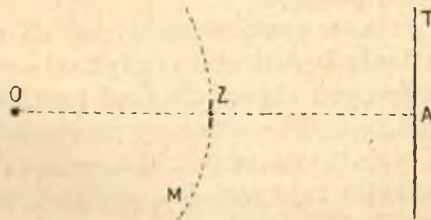


Fig. 146.

Gdybyśmy na prostej  $OA$ , zamiast okrągłego otworka, umieścili mały krążek nieprzeźroczysty  $Z$  (fig. 146), wówczas w punkcie  $A$ , t. j. w środku cienia rzuconego na tablicę, znajdziemy zawsze prawie pełną jasność. Wynika to z wzoru (3) ust. 160. Jeśli bowiem krążek zasłania, dajmy na to,  $n$  pierwszych stref, wówczas pozostałe dają w  $A$  drganie wypadkowe  $\pm s = s_{n+1} - s_{n+2} + \dots$ , co jak wiemy, równa się prawie  $\frac{1}{2}s$ , a więc działaniu pełnej fali.



Opisane wyżej zjawiska uginania się pojawiają się w świetle rozchodzącem się z punktu albo z linii świecącej, a więc w świetle rozbieżnem. Spostrzegamy je, za przykładem Fresnela, w postaci cieniów rzuconych na białą tablicę; wymaga to światła silnego (elektrycznego, albo słonecznego). Można też, usunąwszy zupełnie tablicę, oglądać te objawy za pomocą szkła powiększającego, skierowanego na miejsce zajmowane pierwiej przez tablicę, jak to było opisane w ust. 149, (fig. 130).

**163. OGNISKA I OBRAZY.** Działanie pełnej fali, wychodzącej z punktu świecącego  $O$  (fig. 140), w jakimkolwiek innym punkcie  $A$ , zastąpiliśmy szeregiem działań pochodzących od stref półfalowych, nakreślonych na jednej z powierzchni kulistych  $M$ , otaczających punkt  $O$ . Działania te miały na przemian znaki przeciwne, wskutek czego, znosząc się częściowo, dawały sumę odpowiadającą tylko połowie działania strefy przybiegunowej. Gdybyśmy mogli usunąć jakimkolwiek sposobem działanie wszystkich stref nieparzystych, albo też wszystkich parzystych, wtenczas działania pozostałych miałyby wszystkie ten sam znak i składałyby na sumę bardzo wielką. W punkcie  $A$ , względem którego kreślone były strefy, otrzymalibyśmy oświetlenie nader silne. Punkt tego rodzaju nazywamy ogniskiem, albo obrazem punktu świecącego. Tu gromadzi się przeważająca część energii wydawanej przez punkt świecący.



Fig. 147.

Wskazany wyżej warunek daje się łatwo urzeczywistnić za pomocą t. zw. siatki ogniskowej. Jest to płytka szklana, na której nakreślone są strefy (fig. 147), odpowiadająca punktom  $O$  i  $A$  (fig. 140), w taki sposób, iż strefy n.p. parzyste pokryte są farbą nieprzezroczystą; fale cząstkowe przenikają tylko przez pozostałe przezroczyste paski i gromadzą się w punkcie  $A$ , tworząc ognisko. Ściśle biorąc, płytka powinna być zakrzywiona w kształcie kuli  $M$ , mającej środek w  $O$ . Jednakowoż ten sam skutek może być osiągnięty także za pomocą siatki płaskiej, jaką okazuje w przecięciu fig. 148. Chodzi o to, żeby fale, dostające się z  $O$  do  $A$  przez szparki koliste  $a, b, c, \dots$ , spotykały się w  $A$  w fazach zgodnych, a więc, żeby drogi ich różniły się o całkowite wielokrotności długości fali  $\lambda$ . Powinno tedy być  $Ob + bA = OA + \lambda$ ;  $Oc + cA = OA + 2\lambda$ , i t. d. Siatka spo-

rzędzona według tego przepisu mieć będzie własności ogniskowe. Jeżeli w  $O$  umieścimy punkt, albo niewielkich rozmiarów przedmiot świecący, wówczas na białej tablicy, ustawionej w odległości  $aA$  od siatki, odbije się obraz przedmiotu.

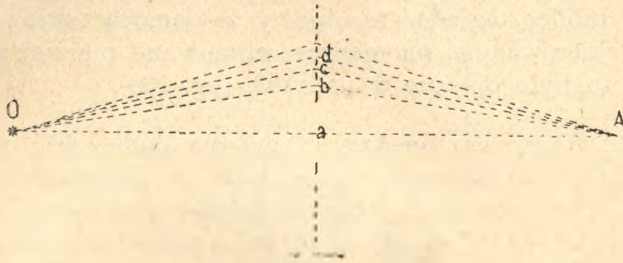


Fig. 148.

**161. SOCZEWKI I ZWIERCIADŁA KULISTE.** Ten sam cel, któremu służą siatki ogniskowe — sprowadzenie fal cząstkowych do jednego punktu w fazach zgodnych — daje się osiągnąć prościej i łatwiej za pomocą soczewek zbierających, albo zwierciadeł wklęsłych. Soczewka zbierająca jest to płytka szklana, ograniczona z obu stron wypukłymi odcinkami powierzchni kulistych, w ten

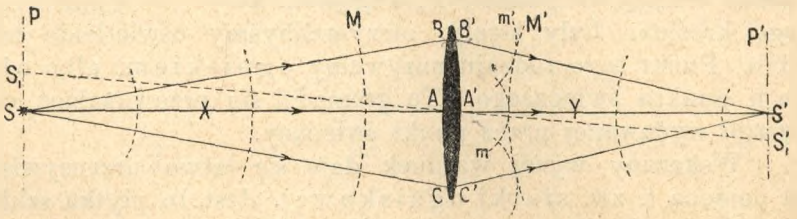


Fig. 149

sposób, iż grubość jej, największa w środku, zmniejsza się stopniowo ku obwodowi, jak okazuje w przecięciu fig. 149. Jest to bryła obrotowa, mająca za oś prostą  $XY$  przechodzącą przez środki kul, których odcinki stanowią jej boczne ściany (oś soczewki). Pozostawiając pełny wykład teorii soczewek do jednego z dalszych rozdziałów, ograniczymy się tu do ogólnikowego wytłumaczenia, w jaki sposób soczewki tworzą ogniska, albo obrazy, a to głównie w tym celu, żeby wykazać, że tu chodzi o te same zasady, na których opiera się teoria cieniów i uginania się światła.



Działanie soczewek polega na tym fakcie, że fale świetlne biegną w szkłe wolniej, aniżeli w powietrzu (ust. 139). Jeżeli tedy w  $S$ , na osi soczewki (fig. 149), umieścimy punkt świecący, natenczas część pierwotnej fali świetlnej, poruszająca się wzdłuż osi  $SAA'$ , przeniknie przez soczewkę w jej środku, gdzie grubość  $AA'$  jest największa, po czem, wytworzywszy w  $A'$ , po drugiej stronie soczewki, falę cząstkową  $m$ , dosięgniemy po upływie czasu zależnego od długości dróg przebytych w powietrzu i w szkłe, pewnego punktu  $S'$  na osi. Część fali zaś, poruszająca się wzdłuż drogi  $SBB'$ , ku obwodowi soczewki, dająca w  $B'$  początek fali cząstkowej  $m'$ , rozszerzającej się następnie do  $S'$ , i dalej, ma wprawdzie dłuższą drogę do przebycia, gdyż  $SBB'S' > SAA'S'$ ; ponieważ jednak przenika przez soczewkę w miejscu, gdzie jej grubość  $BB'$  jest mniejsza niż w środku, przeto, doznawszy mniejszego opóźnienia w szkłe, może zdążyć do  $S'$  jednocześnie z falą  $m$  idącą od  $A'$ . Na obu tych drogach mieścić się będą wtenczas jednakowe ilości fal; fale te będą się też spotykały w  $S'$  w fazach zgodnych. To jest właśnie warunkiem utworzenia się w  $S'$  ogniska, — o ile nietylko te dwie:  $m$  i  $m'$ , lecz i wszystkie inne fale, przenikające soczewkę między  $A$  i  $B$ , przyłączać się będą do tamtych w tej samej fazie. Udowodnimy później (ust. 190, 191), że to zgodne spotkanie się wszystkich fal cząstkowych w jednym punkcie  $S'$  zdarza się istotnie, przynajmniej z wielkiem przybliżeniem, pod warunkiem jednak, żeby soczewka nie była zbyt silnie wypukłą, tudzież, żeby padające na nią promienie nie zawierały zbyt wielkich kątów z osią.

Gdybyśmy, nawzajem, umieścili punkt świecący w  $S'$ , otrzymalibyśmy widocznie obraz w  $S$ , gdyż czasy przebiegu wstecznego różnych promieni pomiędzy punktami  $S'$  i  $S$  byłyby znowu jednakowe. Z tego powodu punkty takie, jak  $S$  i  $S'$ , nazywają się sprzężonymi. Światło wychodzące z jednego daje obraz w drugim.

Można zresztą otrzymać obrazy także takich punktów, jak  $S_1$  (fig. 149), które nie leżą na osi, lecz z boku, pod warunkiem, żeby odległość  $SS_1$  od osi była bardzo mała. Ponieważ teraz odległość od  $S_1$  do  $B$  jest krótsza, do  $C$  dłuższa, niż odpowiednie odległości punktu osiowego  $S$ , przeto obraz przesunie się do  $S'_1$ , w ten sposób, żeby czasy przebiegu fal po różnych promieniach były znowu jednakowe. Punkty  $S_1$  i  $S'_1$  leżą z wielkiem przybliżeniem na prostej przechodzącej przez środek soczewki. Wogóle, jeżeli przez punkty sprzężone  $S$  i  $S'$  na osi po-

prorowadzimy płaszczyzny  $P$  i  $P'$ , prostopadłe do osi, będą to płaszczyzny sprzężone. Punkty leżące na jednej z nich, blisko osi dają obrazy na drugiej.

W przypadku, do którego odnosi się fig. 149, soczewka zamienia pierwotną falę wypukłą  $M$  na falę kulistą wklęsłą  $M'$ . Istotnie bowiem, na falę  $M'$  składają się wszystkie fale cząstkowe  $m \dots m'$ , ona jest wspólną ich styczną; fala cząstkowa  $m$ , jako najwięcej opóźniona przez szkło, ma promień najkrótszy, promień brzeżnej  $m'$  jest najdłuższy, przeto fala wypadkowa  $M'$  jest wklęsłą.

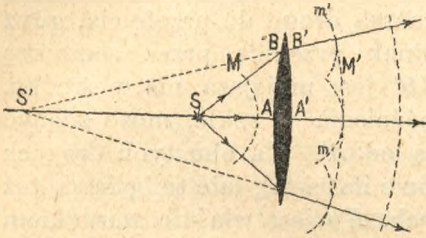


Fig. 150.

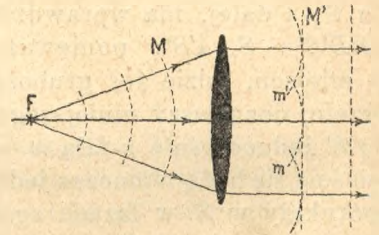


Fig. 151.

Gdyby jednakże punkt świecący znajdował się w znacznie mniejszej, niż na poprzednim rysunku, odległości od soczewki (jak  $S$  na fig. 150), wtenczas długość, w powietrzu, promienia brzeżnego  $SB$  przewyższałaby tak znacznie długość środkowego  $SA$ , że różnica prędkości światła w szkło i w powietrzu nie wystarczyłaby do przeważenia opóźnienia fali środkowej  $m$ . Fala brzeżna  $m$ , rozwinięta w tym samym czasie, jak środkowa  $m$ , miałaby teraz promień mniejszy. Fala wypadkowa  $M'$ , będzie zatem wypukłą, aczkolwiek nie tak silnie, jak  $M$ . Odpowiadająca jej wiązka promieni opuszcza soczewkę rozbieżnie, tak, jak gdyby wychodziła z pewnego punktu  $S'$ , leżącego przed soczewką. Punkt taki nazywamy znowu obrazem punktu  $S$ , ale obrazem pozornym. Nazwę obrazu usprawiedliwia to, że patrząc w soczewkę od strony przepuszczonych promieni, ujrzelibyśmy istotnie w  $S'$  punkt świecący (ust. 136). Ogniska lub obrazy poprzednio rozważane, odpowiadające rzeczywistemu skupieniu energii, nazywają się, dla odróżnienia, rzeczywistymi. Obraz rzeczywisty można rzucić na białą tablicę, na szybę matową, albo na płytę fotograficzną; pozorny może być widziany tylko przez bezpośrednie ujęcie promieni okiem.



Na pograniczu między obrazami rzeczywistymi, a pozornymi, leży obraz w nieskończoności. Na osi soczewki znajduje się takie miejsce  $F$  (fig. 151), iż fala kulista  $M$ , wychodząca z  $F$ , po przejściu przez soczewkę jako  $M'$ , nie będzie ani wklęsłą, ani wypukłą. Będzie więc płaską, a odpowiadające jej promienie utworzą wiązkę równoległą (jak gdyby wychodzącą z punktu nieskończenie odległego po lewej — albo też zdążającą do punktu nieskończenie odległego, po prawej stronie. Punkt  $F$  nazywa się ogniskiem soczewki (por. zadania 225, 226). Gdybyśmy bowiem odwrócili bieg światła, a więc rzucili na soczewkę wiązkę promieni równoległych, dajmy na to słonecznych, zgromadziłyby się one w  $F$  i wywołałyby tam silne działanie ogrzewające, jak gdyby w ognisku.

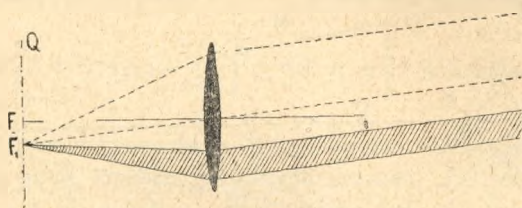


Fig. 152.

Własności ogniska posiada zresztą nie tylko punkt  $F$ , leżący na osi soczewki (ognisko główne), lecz cała płaszczyzna ogniskowa  $Q$  (fig. 152) poprowadzona przez  $F$ , prostopadłe do osi. Wiązka promieni, wychodząca z punktu takiego jak  $F_1$ , zamienia się, działaniem soczewki, znowu na wiązkę równoległą, lecz kierunek tej wiązki nie będzie już równoległy do osi soczewki, lecz do t. zw. osi bocznej, łączącej punkt  $F_1$  z środkiem soczewki. Nawzajem, światło równoległe, trafiające w jakimkolwiek kierunku, choćby nie cały otwór soczewki, lecz tylko część (jak na fig. 152), zgromadzi się w punkcie  $F_1$  płaszczyzny ogniskowej, wskazanym przez kierunek promieni padających.

Wszystkie te własności soczewki czytelnik zdoła bez trudu uzasadnić przez składanie fal cząstkowych. Żeby nie powtarzać się, odłożymy uzasadnienie ścisłe do rozdziału XVI, gdzie podamy teorię soczewek na podstawie praw załamania się światła.

**ZWIERCIADŁA KULISTE.** Zajmiemy się natomiast nieco obszerniej obrazami i ogniskami zwierciadeł kulistych, gdyż do tego przedmiotu nie mamy zamiaru powracać. Płyta wygięta w kształcie odcin-

ka kuli, polerowana po stronie wklęsłej, lub wypukłej, stanowi zwierciadło kuliste, wklęsłe lub wypukłe. Zwierciadła tego rodzaju dają skutek swego wygięcia objawy podobne do tych, (ogniska, obrazy), jakie soczewka sprawia wskutek różnicy prędkości światła w szkle i w powietrzu.

Naprzeciw wklęsłego kulistego zwierciadła (które fig. 153 wyobraża w przecięciu przez środek kuli  $O$ ) świeci się punkt  $S$ . Promienie  $SA, SB, SC, \dots$  wychodzące z tego punktu utrzymują w drganiu cząstki eteru  $A, B, C, \dots$  na powierzchni zwierciadła. Z cząstek tych rozchodzą się kuliste fale cząstkowe, zarówno we wnętrzu samego

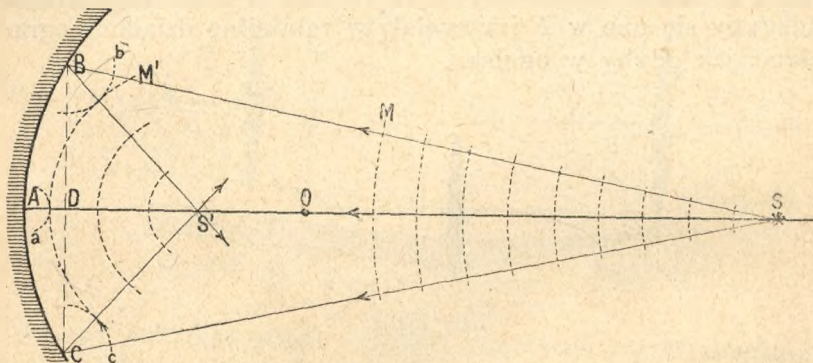


Fig. 153.

zwierciadła (o ileby ono było przezroczyste), jako też w ośrodku znajdującym się przed zwierciadłem — tym samym, w którym znajduje się punkt świecący; te ostatnie, jak  $a, b, c, \dots$  (fig. 153) nazywamy falami odbitymi. Wszystkie te odbite fale cząstkowe składają się na falę wypadkową  $M'$ , której kształt jest w ogóle zawiły. Pod pewnymi warunkami jednak, jak się zaraz okaże,  $M'$  jest kulą.

Do jej środka  $S'$  zdążają wtenczas wszystkie fale cząstkowe w fazach zgodnych; punkt ten jest ogniskiem, obrazem punktu  $S$ . Ponieważ cały układ fal cząstkowych jest symetryczny względem prostej  $SOA$ , zwanej promieniem głównym, przeto ognisko, jeżeli istnieje, musi znajdować się również na tej prostej.

Ażeby fale cząstkowe spotykały się w  $S'$  w fazach zgodnych, potrzeba, iżby całkowite drogi przebyte przez nie, licząc od  $S$ , miały długości jednakowe, a więc:  $SA + AS' = SB + BS' = SC + CS' = \dots$ . Nie trudno przekonać się, że warunek ten nie może być nigdy spełniony ściśle. Można mu jednak uczynić zadość w przybliżeniu, jeżeli ograniczymy wiązkę promieni padających do bardzo wąskiego



stożka  $BSC$ , trafiającego zwierciadło prawie prostopadle, t. j. jeżeli oświetlimy tylko małą część zwierciadła, w pobliżu punktu  $A$  i założymy przytem, że zwierciadło nie jest zbyt silnie zakrzywione. Obliczmy n.p. długość drogi  $SB + BS'$  w tem założeniu. Poprowadźmy prostopadłą  $BD$  do promienia głównego, oznaczmy promień  $AO$  zwierciadła literą  $r$ , odległości  $SA$  i  $AS'$ , punktu świecącego i szukanego obrazu od zwierciadła, literami  $x$  i  $y$ . Według znanego twierdzenia z geometrii koła jest:  $BD^2 = AD(2r - AD)$ , albo  $BD^2 + AD^2 = 2r \cdot AD$ .

Obliczmy z osobna  $SB$  i  $BS'$  według wzorów:

$$SB = [BD^2 + (x - AD)^2]^{\frac{1}{2}}; \quad BS' = [BD^2 + (y - AD)^2]^{\frac{1}{2}}$$

Podstawmy tu za  $BD^2 + AD^2$  powyższą wartość, a otrzymamy:

$$SB = x \left[ 1 + 2AD \cdot \frac{r - x}{x^2} \right]^{\frac{1}{2}}; \quad BS' = y \left[ 1 + 2AD \cdot \frac{r - y}{y^2} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

W obu tych wyrażeniach drugi wyraz w nawiasie jest liczbą bardzo małą, gdyż, wobec przyjętych założeń,  $AD$  jest nader krótkie w porównaniu z  $x$ ,  $y$  lub  $r$ . Zastosujmy tedy do tych pierwiastków znane rozwinięcie ułamkowej potęgi dwumianu według wzoru:

$$(1 + \epsilon)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{\epsilon}{2} - \frac{\epsilon^2}{2 \cdot 4} + \frac{1 \cdot 3 \cdot \epsilon^3}{2 \cdot 4 \cdot 6} - \dots$$

Opuszczając wyrazy zawierające drugą i wyższe potęgi małego ułamka  $\epsilon$ , znajdziemy:

$$SB = x + AD \cdot \frac{r - x}{x}; \quad BS' = y + AD \cdot \frac{r - y}{y};$$

$$SB + BS' = x + y + AD \left[ \frac{r}{x} + \frac{r}{y} - 2 \right].$$

Celem osiągnięcia zgodności faz droga ta powinna być równie długa, jak droga  $SA + AS'$  fali biegnącej wzdłuż promienia głównego, czyli jak  $x + y$ . Warunkowi temu stanie się zadość, gdy ostatni wyraz poprzedniego wyrażenia będzie zerem, a więc gdy:

$$(1) \quad \frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{2}{r}.$$

W równaniu tem nie ma nic, co by się odnosiło do punktu  $B$ . Wnosimy przeto, że, wobec przyjętych założeń, fale cząstkowe z  $B$ ,  $C$  i innych podobnych punktów składać się będą zgodnie na wytworzenie ogniska czyli obrazu w  $S'$ .

Obraz ten będzie rzeczywistym, odpowiadać będzie rzeczywistemu skupieniu energii w  $S'$ , o ile ten punkt  $S'$  znajdować się będzie przed zwierciadłem. On nie dochodzi jednak zawsze do skutku; podobnie jak soczewki, zwierciadła kuliste tworzą w pewnych warunkach obrazy pozorne. Wzór (1) napisany w postaci:

$$(2) \quad y = \frac{rx}{2x - r}$$

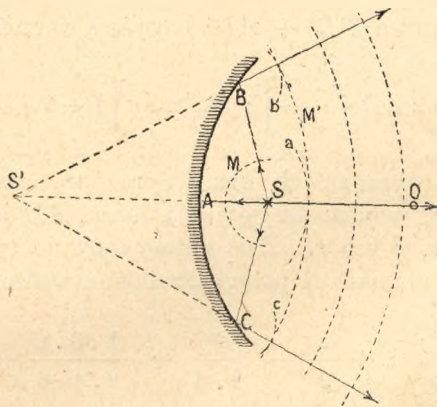


Fig. 154.

okazuje istotnie, że na  $y$  wypadają wartości dodatnie tylko wtenczas, gdy odległość  $x$  punktu świecącego od zwierciadła nie jest mniejsza od  $\frac{r}{2}$ . W przeciwnym razie, jak okazuje fig. 154, fale cząstkowe z  $A, B, C, \dots$  składają się na falę wypadkową wypukłą. Odpowiednia wiązka promieni wysłanych przez zwierciadło biegnie tak, jak gdyby pochodziła z punktu  $S'$  leżącego za zwierciadłem. Takie jest znaczenie ujemnej wartości  $y$ ; w tym przypadku obraz jest widocznie pozornym. Punkt  $F$ , znajdujący się w odległości od zwierciadła równej połowie promienia  $r$ , leży na pograniczu zakresów dających obrazy rzeczywiste i pozorne. Punktowi temu odpowiada obraz w nieskończoności, gdyż istotnie z wzoru (2) wypada:  $y = \infty$ , gdy  $x = \frac{r}{2}$ ; punkt ten  $F$  nazywa się ogniskiem zwierciadła. Promie-



nie wychodzące z ogniska zwierciadło odrzuca tedy jako wiązkę równoległą; a nawzajem wiązka równoległa, trafiająca zwierciadło w jakimkolwiek kierunku, zbiera się w tem ognisku, które leży na odpowiednim promieniu głównym.

Pozostawiając uzasadnienie czytelnikowi, nadmieniamy jeszcze, że gdy światło pada z odległości  $x$  na zwierciadło wypukłe, wówczas otrzymuje się:

$$(3) \quad \frac{1}{x} + \frac{1}{y} = -\frac{2}{r}, \text{ albo } y = -\frac{rx}{2x + r},$$

gdzie  $x$  i  $y$  liczą się jako dodatnie, jeżeli punkt świecący  $S$  i obraz  $S'$  znajdują się przed zwierciadłem. W tym przypadku obrazy są zawsze pozorne ( $y < 0$ ), chyba że  $x$  jest ujemne, a liczebnie większe od  $\frac{r}{2}$ , co znaczyłoby, że wiązka promieni padających na zwierciadło jest już z początku zbieżną.

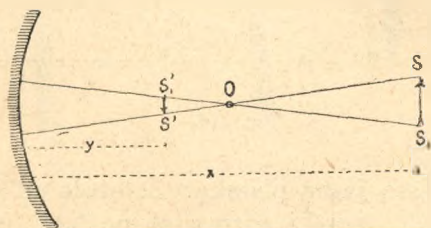


Fig. 155.

Świecący przedmiot, jak  $SS_1$  (fig. 155) można uważać jako zbiór punktów świecących, z których każdy wytwarza obraz własny na odpowiednim promieniu głównym; w ten sposób powstaje obraz  $S'S_1$  całego przedmiotu. Obrazy te mogą być rzeczywiste lub pozorne, większe albo mniejsze od przedmiotu. Dyskusję różnych przypadków czytelnik znajdzie w zadaniach nr. 257, 258, 261.

Podana wyżej teoria zwierciadeł kulistych tłumaczy nam, dla czego zwierciadła powinny być starannie polerowane i gładkie, jeżeli mają dawać obrazy jasne i wyraźne. Widać bowiem, że nierówność albo rysa, nie grubsza jak na ćwierć długości fali, będzie powodem, że odpowiednia fala cząstkowa, odbita w tem miejscu, spóźni się o połowę okresu; nie tylko, że nie przyczyni się do wzmocnienia obrazu, lecz przeciwnie będzie go osłabiać.

165. Zjawiska uginania się w świetle zbieżnym, albo równoległym (Sposób Fraunhofera). Za pomocą soczewek, albo zwierciadeł kulistych, nauczyliśmy się wytwarzać fale świetlne wklęsłe, a więc wiązki promieni zbieżne, dążące do jednego punktu. Wiązki takich promieni, przechodząc przez wąskie otwory w zasłonach nieprzeźroczystych, okazują zjawiska uginania się podobnie, jak wiązki rozbieżne. Jeżeli tedy w miejscu, gdzie znajduje się ognisko  $S$  danej wiązki (fig. 156) umieścimy białą tablicę  $T$ , nie obaczymy tam, jakby można przypuszczać, jednego jasnego punktu  $S$  na tle zresztą ciemnym. Przeciwnie, zwłaszcza jeżeli otwór w zasłonie  $Z$  jest mały, a więc uginanie się znaczne, dostrzeżemy w otoczeniu punktu  $S$

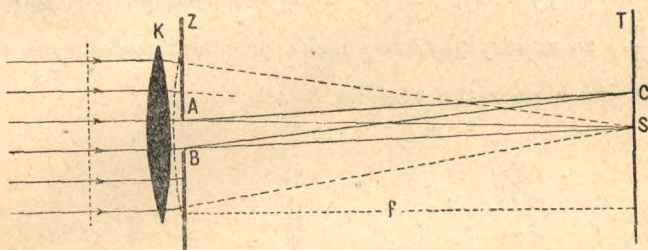


Fig. 156.

większą lub mniejszą jasną plamkę. Zależnie od kształtu otworu obaczymy tam nadto prążki rozmaitej postaci, jasne i ciemne, w świetle białym częstokroć żywo zabarwione. Oświetlenie to, pojawiające się obok właściwego ogniska  $S$ , w punktach bocznych, jak  $C$ , jest wynikiem interferencji fal cząstkowych przepuszczonych przez otwór w zasłonie. Całe zjawisko, otaczające punkt  $S$ , wynikające z uginania się promieni w otworze, nazywamy obrazem dyfrakcyjnym Fraunhofera. Im mniejszy jest otwór, tem bardziej światło ugina się, tem większe są rozmiary obrazu dyfrakcyjnego. Ponieważ wiązki zbieżne z konieczności są ograniczone, choćby tylko brzegami samej soczewki, lub zwierciadła wklęsłego, użytego do ich wytworzenia, przeto obrazy optyczne, uzyskane za pomocą tych przyrządów nie mogą być nigdy punktami matematycznymi; są to zawsze obrazy dyfrakcyjne, zależne od wielkości i kształtu wolnego otworu.

Jeżeli odległość punktu świecącego, rzucającego promienie na soczewkę, tudzież odległość ogniska  $S$  od tej ostatniej jest dość wielka, wówczas wiązki promieni ugięte do  $S$ ,  $C$  i t. d. będą



tak słabo zbieżne, że można uważać, jakoby były złożone z promieni równoległych. Wtenczas będzie rzeczą obojętną, czy umieścimy zasłonę z otworem tuż za soczewką, czy też przed nią. W tym ostatnim razie możemy powiedzieć, że uginają się wiązki równoległych promieni, a soczewka sprowadza je na tło, jako obraz dyfrakcyjny rzeczywisty. Ścisłe spostrzeżenia wykonywa się też zazwyczaj w świetle dokładnie równoległym, jak to objaśnia fig. 157. Promienie świecącego punktu, albo świecącej linii  $P$ , zamieniają się naprzód na wiązkę równoległą, działaniem pierwszej soczewki  $K_1$ . Promienie te, ugięte w otworze zasłony  $Z$ , padają — wciąż jako wiązki równoległe — na drugą soczewkę  $K_2$ , która zbiera je w odpowiednich ogniskach  $S, S', \dots$ . Można też (jak w ust. 149), usunąwszy tablicę, oglądać obraz dyfrakcyjny bezpośrednio, przez szkło powiększające.

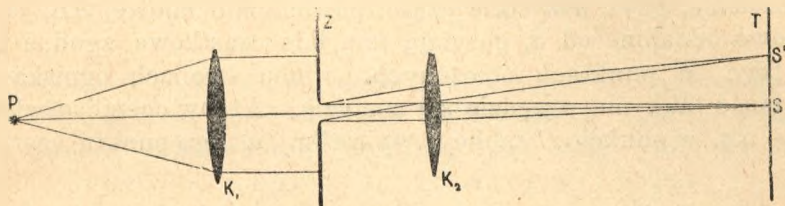


Fig. 157.

Najprostszy sposób spostrzegania tych zjawisk, bez wszelkich przyrządów, jest następujący. Tuż przed źrenicą trzymamy kartkę papieru, lub staniolu, w której wycięty jest malutki otwór, żądanej postaci i spoglądamy przez ten otwór na odległy punkt świecący albo na linię świecącą (postępujemy zatem odmiennie jak w ust. 162, albo fig. 130). Soczewka  $K_1$  jest w tym razie niepotrzebna, gdyż promienie punktu odległego są i bez niej prawie równoległe; soczewkę  $K_2$  zastępuje soczewka znajdująca się w oku, tablicę  $T$  dno oka (siatkówka).

a) Wązka szczelina. Jeżeli w kartce papieru przetniemy wązką szczelinę i spojrzymy przez nią na wiązkę płomień odległej lampy, zobaczymy w świetle jednorodnym (n.p. przez czerwone szkło) obraz dyfrakcyjny, podobny do fig. 158: pośrodku szeroki pas jasny — tem szerszy, im węższa szczelina — po obu tegoż stronach prążki naprzemian ciemne i jasne; jasność tych ostatnich zmniejsza się szybko w miarę oddalania się

od środka. W świetle białym prążki okazują zabarwienie, które opiszemy dokładniej w rozdziale XIV.

Wytłumaczenie tych prążków jest następujące. Poprowadźmy przez otwór szczeliny powierzchnię falową  $AB$  (fig. 159), odpowiadającą wiązce promieni zbieżnych w ognisku  $S$ . Na rysunku zaznacza się ona jako słabo zakrzywiony łuk, mający środek w  $S$ . W punkcie  $S$  białej tablicy  $T$  mieć będziemy jasne

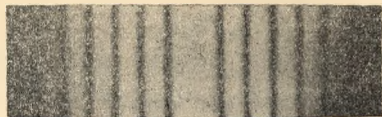


Fig. 158.

oświetlenie, gdyż wszystkie części powierzchni falowej  $AB$ , jednakowo oddalone od  $S$ , posyłają tam fale cząstkowe zgodne co do fazy. W punktach położonych po obu stronach ogniska  $S$  zgodność taka nie wszędzie się znajdzie. Ażeby ocenić oświetlenie n.p. w punkcie  $C$  tablicy, wykreślmy z tego punktu szereg

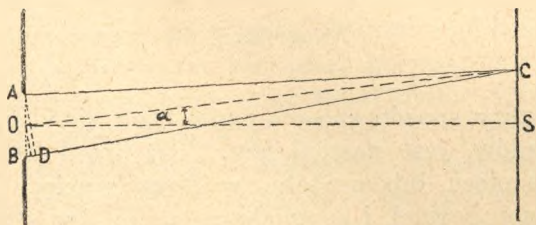


Fig. 159.

łuków kołowych o promieniach  $CA$ ,  $CA + \frac{\lambda}{2}$ ,  $CA + 2 \frac{\lambda}{2}$ , i t. d. Łuki te podzielią falę  $AB$  na szereg stref półfalowych, które należy wyobrazić sobie jako wąskie paski równoległe do brzegów szczeliny. Ilość położenie punktu  $C$  będzie takie, iż w szerokości szczeliny  $AB$  pomieści się, bez reszty, parzysta liczba takich stref, znajdziemy w  $C$  prążek ciemny, gdyż fale cząstkowe, wysłane przez nie, będą się tam parami znosiły. To nastąpi widocznie ilekroć różnica odległości  $BC - AC = BD$  mieści w sobie parzystą liczbę połówek fali, a więc gdy  $BD = 2i \cdot \frac{\lambda}{2} = i\lambda$ ,



w czym  $i$  oznacza 1, albo 2, 3, ... w ogóle jakąkolwiek liczbę całkowitą — z wyjątkiem zera. W każdym innym przypadku punkt  $C$  będzie oświetlony, gdyż po potrąceniu parzystej liczby stref, które jak pierwiej znoszą się wzajemnie, pozostanie jeszcze reszta, której działanie nie będzie zniesione. Im dalej od środka  $S$  znajduje się punkt  $C$ , tem mniejszą będzie ta reszta, dlatego też dalsze prążki są bardzo słabe.

Zważywszy, że szerokość  $AB = a$  szczeliny jest tak mała, iż łuk  $AD$  uważać można jako prostą, zaś  $ABD$  jako trójkąt prostokątny, podobny do trójkąta  $OCS$ , znajdziemy położenie prążków ciemnych według następującej proporcji:  $CS : OC = = BD : AB$ , albo  $CS : OC = i\lambda : a$ , skąd obliczymy odległość  $CS$  prążków, ciemnych od środka obrazu dyfrakcyjnego. Ponieważ  $OC$  różni się nader mało od  $OS$ , t. j. od odległości  $f$  ogniska, możemy napisać:

$$CS = i \cdot \frac{f\lambda}{a}.$$

Odstęp dwu prążków sąsiednich wynosi zatem  $f\lambda : a$ ; oba środkowe mają jednak odległość dwa razy większą. Odstęp prążków w obrazie dyfrakcyjnym szczeliny jest tedy proporcjonalny do odległości  $f$  ogniska, do długości  $\lambda$  fali świetlnej, natomiast jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości szczeliny.

Jeżeli czynimy spostrzeżenia w świetle ściśle równoległym (według fig. 157), wówczas nie chodzi nam o położenie punktu  $C$ , który jest nieskończenie odległy, lecz o kierunek, w którym pojawia się ten lub ów prążek. Kierunek ten określa się przez kąt  $COS = \alpha$  (fig. 159). Ponieważ  $CS : OC$ , albo  $CS : f = \sin \alpha$ , przeto z poprzedzającego wzoru wynika równanie:

$$\sin \alpha = i \cdot \frac{\lambda}{a}, \quad (\text{gdzie } i = 1, 2, 3, \dots)$$

określające kierunki, w których tworzą się prążki czarne.

b) Dwie szczeliny równoległe, jednakowej szerokości. W tym przypadku obraz dyfrakcyjny będzie przecięty dwoma systemami czarnych prążków. Naprzód w tych kierunkach  $\alpha$  (fig. 160), w których znoszą się fale cząstkowe w obrębie każdej szczeliny z osobna, znajdziemy prążki ciemne także w obrazie dwu szczelin. Obok tego fale cząstkowe jednej szczeliny będą teraz (w innych znowu kierunkach  $\alpha$ ) znosiły się z od-

powiedniemi falami drugiej szczeliny, n.p.  $A$  z  $A_1$ ,  $B$  z  $B_1$  i t. d. To nastąpi w tych kierunkach  $\alpha$ , w których różnica dróg  $= A_1D$  odpowiadających sobie promieni równa się nieparzystej wielokrotności połowy fali. Pierwszy system prążków (dyfrakcyjne) przedstawia się tak samo, jak w obrazie jednej szczeliny, zależy tylko od szerokości  $a$  szczelin. Drugi jest zupełnie podobny do prążków interferencyjnych Younga (ust. 149), zależy od odległości jednej szczeliny od drugiej. Zwracamy uwagę, że dwu szczelinom nie odpowiadają bynajmniej dwa, lecz jeden tylko obraz dyfrakcyjny; nie należy bowiem zapominać, że wiązki równoległe wychodzące z  $AB$  i  $A_1B_1$  zbierają się (n.p. działa-

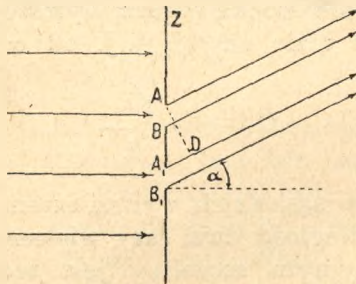


Fig. 160.

niem soczewki jak na fig. 157) w jednym punkcie, lub w jednym prążku. Obraz ten różni się tylko obecnością prążków interferencyjnych od obrazu jednej szczeliny.

c) Wielka liczba szczelin równoległych, w odstępach nierównych. Prążki dyfrakcyjne występują oczywiście tak samo, jak w obrazie dyfrakcyjnym jednej, lub dwu szczelin. Prążków interferencyjnych zaś nie będzie wcale, gdyż wskutek nierówności odstępów jedna para szczelin tworzy je w odstępach mniejszych, inna w większych, przeto zacierają się one zupełnie. Obraz dyfrakcyjny nie różni się tedy w tym przypadku wcale od obrazu jednej szczeliny. Będzie jednak nierównie jaśniejszy, z powodu większej ilości światła, przepuszczonego przez liczne otwory.

d) Otwór kolisty. Przypuśćmy, że w zasłonie  $Z$  (fig. 156) wycięty jest otwór kolisty, o średnicy  $AB = D$ . Ognisko  $S$  zbieżnej wiązki promieni niechaj leży na osi tego otworu. Z powodu symetrii obraz dyfrakcyjny musi być okrągły, a prążki, jeżeli jakie się tworzą na tle  $T$ , muszą być kołami zakreślonymi oko-



ło  $S$ . Istotnie, nie trudno zrozumieć, że środek  $S$  i najbliższe jego otoczenie będą jasne, gdyż on znajduje się w jednakowej odległości od wszystkich punktów fali wklęsłej, padającej na otwór. W pewnej jednak odległości n.p.  $SC$  od środka, fale cząstkowe, wychodzące z różnych punktów otworu, będą znosiły się wzajemnie, ujrzymy tam pierścień ciemny, dalej znowu jasny i t. d., jak okazuje fig. 161. Podobnie jak prążki w obrazie szczeliny, pierścienie jasne stają się szybko coraz ciemniejszymi. W silnym świetle dojrzeć można jednego lub dwu, w słabym tylko środkową jasną plamkę. Dokładne obliczenie, wymagające rachunku wyższego, prowadzi do następujących wyrażań na promienie pierścieni ciemnych i jasnych:



Fig. 161

Jasne:	Ciemne:
$r_0 = 0,$	$r_1 = 1,220 \frac{\lambda f}{D},$
$r_2 = 1,638 \frac{\lambda f}{D},$	$r_3 = 2,233 \frac{\lambda f}{D},$
$r_4 = 2,692 \frac{\lambda f}{D}.$	$r_5 = 3,238 \frac{\lambda f}{D}.$

Rozmiary obrazu dyfrakcyjnego (środkowej plamki pierścieni) są tedy wprost proporcjonalne do długości fali  $\lambda$  i do odległości ogniska  $f$ ; odwrotnie proporcjonalne do średnicy otworu  $D$ .

Zrozumiemy teraz, że obraz optyczny punktu świecącego, utworzony przez soczewkę, albo zwierciadło wklęsłe, nie będzie nigdy punktem, lecz w najlepszym razie przedstawia się jako mała plamka, o średnicy tem większej, im mniejszy otwór soczewki lub zwierciadła.

e) Otwory koliste, jednakowej wielkości, lecz rozsiane na zasłonie, w bardzo wielkiej liczbie, zupełnie bezładnie (n.p. papier pokłóty igłą na chybił trafił), dają taki sam obraz dyfrakcyjny, jak jeden otwór; w tym przypadku bowiem, jak w c), sumują się prążki dyfrakcyjne, interferencyjne zaś nie tworzą się wcale.

f) Zastony koliste, n.p. małe nieprzeźroczyste krążki lub kulki, rozsiane beładnie, tamujące bieg, zresztą zupełnie swobodnej fali, dają taki sam obraz dyfrakcyjny, jak otwory równej wielkości, przekłóte w zastonie nieprzeźroczystej. Obaczymy więc i w tym przypadku, patrząc na punkt świecący, środkową jasną plamkę (rozszerzony obraz tego punktu), tudzież szereg pierścieni o średnicach tem większych, im mniejsze są krążki. Dowód tej zgodności jest prosty. Przypuśćmy, że w obrazie dyfrakcyjnym zastony przedziurawionej, drganie wypadkowe w pewnym punkcie  $C$  tła, opodal od środka  $S$ , posiada ampli-

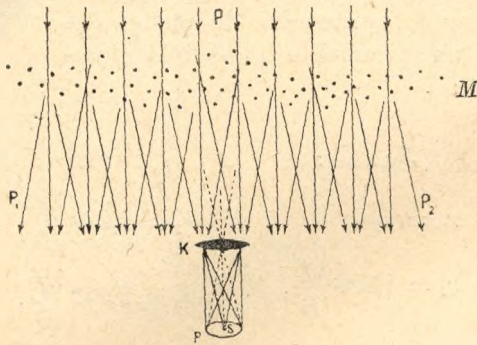


Fig. 162.

tudę  $a$ . Gdybyśmy usunęli i pozostałe między otworami części zastony, obraz dyfrakcyjny zciągnąłby się do bardzo małych rozmiarów, niemal do jednego punktu  $S$ , gdyż wtenczas fala miałaby bieg swobodny; wszelkie oświetlenie w punkcie bocznym  $C$  znikłoby zupełnie. Wnosimy stąd, że przysłonięta część fali wywołałaby w tymże punkcie  $C$  drganie mające również amplitudę  $a$ , lecz fazę wprost przeciwną drganiu przesłanemu przez otwory. Otóż w przypadku małych krążków ta właśnie część fali jest czynną, brakuje zaś tej, która szła przez otwory. Ponieważ natężenie światła zależy tylko od amplitudy i jest proporcjonalne do jej kwadratu, przeto obrazy dyfrakcyjne powinny być w obu tych przypadkach jednakowe.

Opisane tu zjawisko łatwo dostrzedz, patrząc na odległy jasny punkt przez szybę zapyloną zarodnikami widłaka (*lycoperdium*), które są kuleczkami jednakowej wielkości. Dokoła punktu ujrzymy szereg pierścieni, naprzemian jasnych i ciemnych



(jak fig. 161); w białem świetle są one tęczoowo zabarwione. W tenże sam sposób tłumaczą się pierścienie okalające niekiedy płomień lamp, gdy patrzymy na nie przez spotniałą szybę, tudzież t. zw. korony, okalające księżyc, albo słońce, jeżeli niebo jest lekko zamglone. Światło ugina się wtenczas u kuleczek mgły, albo pyłu. Na fig. 162 warstwa mgły oznaczona jest przez  $M$ ; linie  $P$  oznaczają promienie (równoległe) idące od jednego punktu księżycy lub słońca,  $P_1$ ,  $P_2$  promienie ugięte, odpowiadające pierwszemu pierścieniowi jasnemu (dalsze nie mają dość światła, żeby były widzialnymi). Rysunek ma objaśnić, w jaki sposób te wiązki promieni równoległych, padające w najrozmaitszych kierunkach na wielki obszar kraju, składają się w naszym oku na obraz pierścieni, okalających każdy punkt słońca lub księżycy. Dzieje się to za pośrednictwem soczewki  $K$ , znajdującej się w oku, która zbiera te wiązki na siatkówce oka w punkcie  $S$  i w punktach pierścienia  $p$ . Pozorna średnica pierścieni bywa tem większa, im mniejsze są kropelki mgły. Zresztą nie są one zbyt wyraźne, gdyż tarczy księżycy nie można uważać jako punkt świecący; każdy punkt tej tarczy tworzy własny pierścień, a całe zjawisko powstaje przez nakładanie się tych pierścieni na siebie.

Oprócz koron zdarza się widzieć kręgi słoneczne lub księżycowe, w kształcie kół otaczających księżyc lub słońce, mających określoną średnicę:  $22^\circ$  albo  $46^\circ$ . Zjawisko to ma inną przyczynę; tłumaczy się załamywaniem się światła w kryształach lodowych, unoszących się w górnych warstwach atmosfery. Zasady interferencji i uginania się światła tłumaczą także zjawisko tęczy, powstające przy odbijaniu się światła słonecznego od kropli deszczu.

**166.** SIATKI DYFRAKCYJNE są to zasłony opatrzone bardzo wielką liczbą szpar równoległych, jednakowej szerokości, w równych od siebie odstępach. Grubsze sporządzają się z drucików napiętych na ramce w równych odstępach; dokładniejsze otrzymuje się, kreśląc na szklanej płytce, ostrzem dyamentu, szereg rys równoległych. Przesuwając ostrze od jednej szpary do następnej za pomocą śruby mikrometrycznej, otrzymano siatki, w których liczba rys lub szpar dochodzi do 1000 na millimetrze.

Objawy uginania się światła, dzięki którym siatka dyfrakcyjna stała się jednym z najważniejszych narzędzi optycznych, przedstawiają się w następujący sposób. Rzucmy na białą tab-

licę  $T$  (fig. 163), z pomocą soczewki  $K$ , obraz rzeczywisty jasnej świecącej linii, lub oświetlonej szpary. Jeżeli otwór soczewki nie będzie zbyt mały, otrzymamy na tablicy jeden jasny i wąski pasek  $S$ . Ustawmy po jednej lub drugiej stronie soczewki, prostopadle do jej osi, siatkę  $D$ , w ten sposób, żeby rysy czy szparki na siatce były równoległe do szpary świecącej. Dostrzeżemy teraz, zamiast jednego, cały szereg równoległych obrazów szpary  $S, S_1, S'_1, S_2, \dots$ . Linie  $S_1$  i  $S'_1$  leżące najbliżej pierwotnego obrazu  $S$ , symetrycznie po obu jego stronach, nazywają się widmami pierwszego rzędu; dalej idą widma drugiego rzędu  $S_2$  i  $S'_2$  i t. d.; dalsze są coraz mniej jasne. Cały ten obraz dyfrakcyjny zajmuje na tablicy tem więcej miejsca, im mniejszy jest odstęp szpar lub rys na siatce. W świetle jednorodnym wszystkie widma przedstawiają się jako wązkie i ostre jasne linie, na tle zupełnie ciemnem.

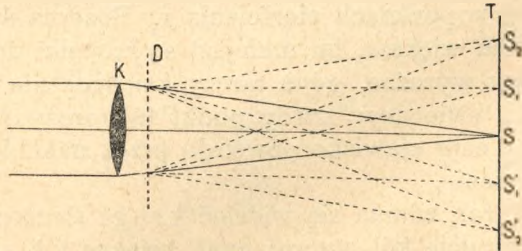


Fig 163.

Opisane zjawisko tłumaczy się jak następuje. Każda szparka siatki daje na tle własny obraz dyfrakcyjny, podobny do fig. 158, złożony z prążków jasnych i ciemnych, w odstępach zależnych od szerokości szparek. Wszystkie szparki, razem wzięte, składają się na taki sam obraz, nierównie jednak jaśniejszy (ust. 165, b, c). Obok tego jednak, jak to wyjaśniliśmy już w przypadku dwu szparek, na tle tego obrazu dyfrakcyjnego, występują ciemne prążki interferencyjne, w odstępach zależnych od odległości szparek. Otóż jeśli odstęp szpar są równe, a liczba ich bardzo wielka, prążki te rozszerzają się do tego stopnia, że zaciemniają całe tło, z wyjątkiem szeregu wązkich prążków, odpowiadających opisanym wyżej widmom  $S, S_1, S_2, \dots$

Łatwo to sprawdzić. Fig. 164 wyobraża kawałek siatki  $D$  w przecięciu i powiększeniu. Rozważmy interferencję fal cząstkowych, wychodzących ze szparek  $O, O_1, O_2, \dots$  wzdłuż pro-



mieni  $OP, O_1 P_1, O_2 P_2, \dots$  (które uważać będziemy jako równoległe, przyjmując, że tło jest dostatecznie oddalone). Kierunek tych promieni zawiera z normalną  $N$  siatki jakikolwiek kąt  $\alpha$ . Wynik interferencji zależy od wartości różnicy dróg  $= OA_1$  promieni wychodzących z odpowiadających sobie punktów dwu szparek sąsiednich. Jeżeli różnica ta wynosi 0, albo  $\lambda, 2\lambda, \dots$  w ogóle jakąkolwiek wielokrotność  $i\lambda$  długości fali, wówczas promienie  $P$  i  $P_1$ , a także  $P$  i  $P_2$ , wogóle wszystkie promienie będą wzmacniały się wzajemnie; ale też tylko wtenczas. Gdyby różnica dróg  $OA_1$  różniła się tylko odrobinę od całkowitej wielokrotności  $\lambda$ , gdyby wynosiła dajmy na to:  $i\lambda + \frac{1}{100}\lambda$ , znaleźlibyśmy dla promieni  $P$  i  $P_2$  różnicę:  $2i\lambda + \frac{2}{100}\lambda$ , dla  $P$  i  $P_3$ :  $3i\lambda + \frac{3}{100}\lambda$ , i t. d., dla  $P$  i  $P_{50}$ :  $50i\lambda + \frac{50}{100}\lambda$ , t. j.  $50i\lambda + \frac{1}{2}\lambda$ . Widzimy tedy, że działania szparek Nr. 0 i Nr. 50 znosiłyby się wz-

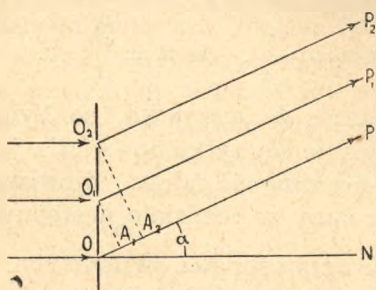


Fig. 164.

jemnie; tak samo szparek 1 i 51, 2 i 52, ... 49 i 99, dalej 100 i 150, 101 i 151, ... Zostanie tylko niewielka liczba (mniej niż 50 w tym przykładzie) szparek, dla których nie znajdziemy pary. Światło, któreby od nich pochodziło, będzie zupełnie nieznaczne w porównaniu ze światłem, jakie daje cała siatka w tych kierunkach wyjątkowych, w których wszystkie promienie  $P$  wzmacniają się — pod warunkiem, żeby całkowita liczba rys na siatce była istotnie bardzo wielką. Ostatecznie pozostaną na tle tylko wąskie paski w tych kierunkach, którym odpowiadają różnice dróg  $OA_1=0$ , albo  $OA_1=\lambda, 2\lambda, \dots$  Gdyby jednakże który z tych jasnych pasków przypadł przypadkiem w takim miejscu, gdzie znajduje się prążek czarny pierwotnego obrazu dyfrakcyjnego jednej szparki, wówczas brakowałoby odnośnego widma.

Widma dyfrakcyjne siatek przedstawiają się pod postacią jasnych linii, tem węższych i tem ostrzejszych, im większą jest całkowita liczba rys lub szparek na siatce. Wtenczas bo-

wiem działanie owych 50-ciu, w naszym przykładzie, pozostałych szparek będzie tem mniej znaczne. Moglibyśmy nawet zamiast różnicy  $\frac{1}{100}$  przyjąć wtenczas n.p. tylko  $\frac{1}{1000}$ , co oznaczałoby oczywiście jeszcze dokładniejsze ograniczenie światła do tych kierunków wyjątkowych, w których tworzą się widma siatki. Kierunki w których pojawiają się poszczególne widma określimy w następujący sposób.

Zważywszy, że  $OA_1 = OO_1 \sin \alpha$  (fig. 164), w czem  $OO_1 = d$  oznacza stały odstęp szparek; zważywszy dalej, że linie jasne pojawiają się wówczas, gdy  $OA_1 = i\lambda$  znajdziemy:

$$d \sin \alpha = i\lambda.$$

Liczbie  $i = 0$  odpowiada obraz środkowy; kolejne widma 1-go, 2-go, ... rzędu pojawiają się po obu jego stronach pod kątami  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$  wynikającymi z równań:

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{d}, \quad \sin \alpha_2 = \frac{2\lambda}{d}, \dots$$

Zaznaczymy jeszcze, że wszystko, co było tu powiedziane o widmach siatek stosuje się tylko do światła jednorodnego, mającego jedną określoną długość fali  $\lambda$ . Zjawiska w świetle mieszanem i białem poznamy w rozdziale następnym.

**167. MIERZENIE DŁUGOŚCI FAL ŚWIETLNYCH.** Pierwszem ważnem zastosowaniem widm siatek dyfrakcyjnych jest dokładne mierzenie długości fal świetlnych. W tym celu wytwarza się te widma w świetle ściśle równoległym, jak to objaśniliśmy już pierwej (fig. 157). Do pomiaru kątów ugięcia służy t. zw. spektrometr, czyli teodolit optyczny (fig. 165). Jest to poziome koło  $L$ , podzielone na obwodzie na stopnie; na osi jego, zrobionej ze stali i gładko toczonej, osadzony jest pozio. my stolik  $M$ . Na stoliku tym ustawia się pionowo siatkę dyfrakcyjną  $D$ . Światło badane wchodzi do przyrządu przez szczelinę  $P$ , umieszczoną w ognisku głównem soczewki  $K_1$ , i zamienia się tu na wiązkę równoległą. Płytkę metalową, w której wycięta jest szczelina, tudzież

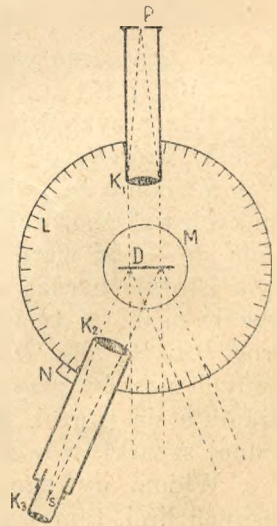


Fig. 165.



soczewka  $K_1$ , oprawione są na końcach metalowej rury, zwanej kollimatorem. Światło ugięte, wychodzące ze siatki, również w wiązkach równoległych, zbiera się w ognisku drugiej soczewki  $K_2$  w obraz  $S$ , który oglądamy przez szkło powiększające  $K_3$ . W płaszczyźnie ogniskowej, gdzie powstaje ten obraz, napięte są dwie krzyżujące się nitki pajęczyny. Soczewki  $K_2$  i  $K_3$ , tudzież ramka z nitkami, oprawione również w metalowej rurze, stanowią lunetę, przez którą spostrzegamy kolejne widma dyfrakcyjne. Luneta złączona stale z noniusem  $N$ , służącym do odmierzenia drobniejszych podziałów stopnia, daje się obracać około osi koła  $L$ ; w tym celu jest złączona z tulejką, gładko wytoczoną, nasadzoną na tej osi.

Przypuszczam, że nastawiliśmy środek krzyża pajęczego na pierwsze widmo po lewej; nastawmy go następnie na pierwsze widmo po prawej i zmierzmy na kole  $L$  kąt, o który należało obrócić lunetę. Połowa tego kąta będzie to szukany kąt ugięcia  $\alpha_1$  pierwszego widma. Zmierzmy następnie całą szerokość  $D$  siatki; policzmy — w danym razie przez mikroskop — całkowitą liczbę szczelin  $= N$ . Obliczymy stąd odstęp szczelin  $d = \frac{D}{N-1}$ , a następnie  $\lambda = \frac{D \sin \alpha_1}{N-1}$ . Dla sprawdzenia zmierzmy także widma 2, 3, ... rzędu.

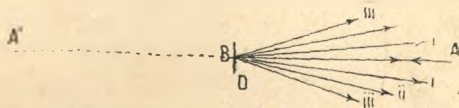


Fig. 166.

**168. SIATKI ZWIERCIADLANE.** Zamiast siatki przezroczystej można z równym skutkiem użyć metalowego zwierciadła, na którym nakreślone są równoległe i równoodległe rysy. Wąziutkie paski zwierciadlane, pozostawione między rysami, odbijając fale cząstkowe, działają zupełnie tam samo, jak szparki siatki przezroczystej.

Wiązka światła, padająca prostopadłe na siatkę zwierciadlaną  $O$  (fig. 166) w kierunku  $AB$ , odbija się naprzód wstecz wzdłuż  $BA$ , co odpowiada środkowemu, nieugiętemu obrazowi. Obok tego siatka odbija wiązki I, I; II, II; III, III; i t. d., ugięte pod kątami  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots$  odpowiadające widmom 1-go, 2-go, 3-go, ... rzędu. Słowem obraz dyfrakcyjny jest taki sam, jaki

wytworzyłyby siatka przezroczysta, mająca szparki zamiast prążków zwierciadlanych, gdyby światło padało na nią w kierunku  $A'B$ .

Zwykle siatki dyfrakcyjne, tudzież siatki zwierciadlane płaskie rozkładają rzeczywisty obraz linii świecącej, rzucony za pomocą soczewki na białą tablicę, na szereg widm. Ażeby uniknąć użycia soczewek Rowland wpadł na pomysł kreślenia siatek zwierciadlanych na powierzchni zwierciadła wklęsłego. Siatka wklęsła Rowlanda spełnia podwójną funkcję: ugina światło i jednocześnie zbiera wiązki ugięte w ogniska. Na fig. 167  $DD$  wyobraża przekrój takiego zwierciadła kulistego; w  $S$  znajduje się jego środek krzywizny. Należy sobie wyobrazić, że rysy

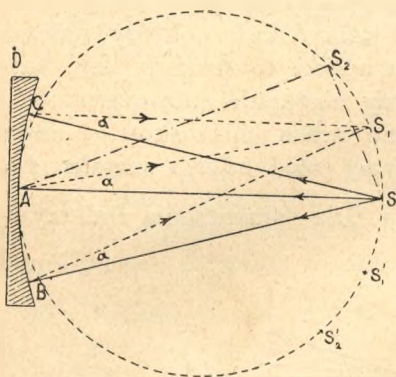


Fig. 167.

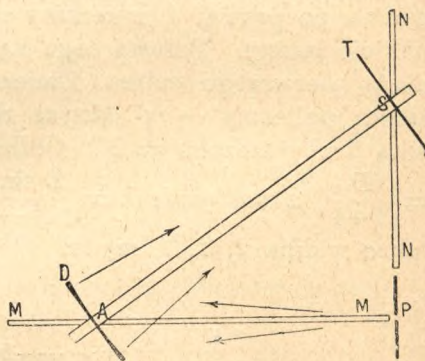


Fig. 168.

siatki, nacięte na zwierciadle, biegną prostopadle do płaszczyzny rysunku. Przypuśćmy, że linia albo szczelina świecąca, równoległa do rys, znajduje się naprzód w środku  $S$ . Każde wąskie pasemko promieni, takie jak  $SA$ ,  $SB$ , lub  $SC$ , trafia siatkę prostopadle i rozszczepia się, przy odbiciu od odpowiedniego kawałeczka siatki, na szereg pasemek ugiętych, tak, jak to objaśniliśmy w przypadku siatek zwierciadlanych płaskich (fig. 166). Możemy bowiem małą cząstkę siatki, około  $A$ ,  $B$ , lub  $C$ , uważać za płaską. Weźmy n.p. pod uwagę pasemka pierwszego rzędu, ugięte na lewo:  $AS_1$ ,  $BS_1$ ,  $CS_1$ . One wszystkie będą odchylone od pasemek padających o ten sam kąt  $\alpha$ , a przecinając się bardzo przybliżenie w jednym punkcie  $S_1$ , wytworzą tam obraz rzeczywisty, widmo pierwszego rzędu, w postaci jasnej linii, równoległej do  $S$ . Linie tę można rzucić na białą tablicę, albo na płytkę



fotograficzną, albo wreszcie oglądać przez szkło powiększające. Punkt  $S_1$  leży na obwodzie koła stycznego do siatki, mającego średnicę  $AS$  równą promieniowi siatki. Pasemka ugięte przecinałyby się ściśle w punkcie  $S_1$ , gdyby punkty  $B, C, \dots$  leżały dokładnie na obwodzie tego koła, gdyż wtenczas kąty  $SAS_1 = = SBS_1 = = SCS_1 = = \alpha'$  byłyby kątami obwodowymi, wspartymi na wspólnym łuku  $SS_1$ . Zboczenie nie jest wielkie, wskutek tego też obraz rzeczywisty  $S_1$  jest nie gorszy od obrazów, jakie zwierciadła kuliste wogóle dają.

W podobny sposób pasemka odpowiadające widmu drugiego rzędu, ugięte pod kątem  $\alpha_2$ , składają się na obraz rzeczywisty  $S_2$ , po lewej, tudzież  $S'_2$  po prawej i t. d. Wszystkie widma są uszeregowane na obwodzie tego samego koła  $ASS_1S_2 \dots$

Ponieważ  $S_1$  jest ogniskiem promieni pochodzących z  $S$ , przeto, na odwrót, gdybyśmy linię świecącą ustawili w  $S_1$ , widmo 1-go rzędu utworzyłoby się w  $S$ . Podobnie, przesunawszy linię do  $S_2$  sprowadzilibyśmy do  $S$  widmo drugiego rzędu i t. d. Przytem kąty  $AS_1S, AS_2S, \dots$  jako kąty w półkołu, są wszystkie prostymi. Na tej uwadze opiera się następujący sposób użycia siatki wklęsłej, zalecony przez Rowlanda.

Siatka  $D$  i biała tablica  $T$  przymocowane są stale do dwu końców sztywnej listwy  $AS$  (fig. 168).  $A$  odpowiada środkowi siatki,  $S$  środkowi jej krzywizny. Listwa daje się przesuwac w ten sposób, żeby punkty  $A$  i  $S$  ślizgały się na dwu szynach  $MP$  i  $NP$ , przytwierdzonych stale do stołu, pod kątem prostym względem siebie. W wierzchołku  $P$  kąta prostego ustawia się linię świecącą, albo szczelinę oświetloną.

Z przedstawionych wyżej własności siatki wklęsłej wynika, że gdy będziemy przesuwali koniec  $S$  listwy wzdłuż szyny  $N$ , od  $P$  ku  $N$ , wówczas na tablicy  $T$  pojawiać się będą po kolei wyraźne widma dyfrakcyjne, naprzód 1-go, dalej 2-go i t. d. rzędu. Całe to urządzenie, stanowiące obecnie jeden z najużyteczniejszych przyrządów optycznych, nazywa się spektroskopem Rowlanda. Może on służyć także do mierzenia długości fal świetlnych. Nastawmy na środek tablicy  $S$ , dajmy na to widmo  $i$ -go rzędu, wówczas będzie kąt  $PAS = \alpha_i$ . Ponieważ  $\frac{PS}{AS} = \sin \alpha_i$ , zaś według praw uginania się (ust. 166) jest  $\sin \alpha_i = = \frac{i\lambda}{d}$ , przeto  $PS = i \cdot \frac{AS}{d} \cdot \lambda$ . Odległość środka tablicy od szczeliny  $P$  jest tedy proporcjonalna do długości fali światła poja-

wiającego się na środku tablicy. Wystarczy tedy wyznaczyć sobie raz na zawsze czynnik proporcjonalności, światłem znaniem, n.p. sodowem, ażeby mózdz następnie obliczyć od razu długość fali jakiegokolwiek innego światła.

### Zadania.

248) Dana jest powierzchnia fali kulistej, o promieniu  $= a$ . Podzielić ją na strefy półfalowe, z punktu oddalonego o  $a + b$  od środka. Obliczyć promienie  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$  kolejnych stref, w założeniu, że długość fali  $\lambda$  jest bardzo mała.

$$\text{Odp. } \sqrt{\left(b + n \cdot \frac{\lambda}{2}\right)^2 - \rho_n^2} + \sqrt{a^2 - \rho_n^2} = a + b;$$

stąd, opuszczając  $\lambda^2$ , z pomocą przybliżonego wzoru:

$$\sqrt{1 + \epsilon} = 1 + \frac{\epsilon}{2}, \text{ wypada } \rho_n = \sqrt{\frac{abn\lambda}{a+b}}.$$

249) Jaką wartość przyjmie powyższe wyrażenie, gdy fala będzie płaską ( $a = \infty$ )?

$$\text{Odp. } \rho_n = \sqrt{bn\lambda}.$$

250) W odległości 1 m od linii świecącej ustawiliśmy brzeg nieprzeźroczystej zasłony (fig. 144); za nią znowu w odległości 1 m białą tablicę. Obliczyć odstępów jasnych rąbków, okalających cień, licząc je od granicy cienia geometrycznego. Długość fali światła  $= 0,5 \mu$ . *Odp.* 1 mm; 1,73 mm; 2,24 mm;...

251) Otworek o średnicy 1 mm, w zasłonie nieprzeźroczystej, oświetlony jest przez punkt świecący ( $\lambda = 0,5 \mu$ ), leżący na osi otworaka, w odległości 1 m. W jakich odstępach od zasłony środek obrazu na białej tablicy będzie ciemny. *Odp.* 333 mm; 143 mm;...

252) Jak daleko należy odsunąć tablicę, żeby granice obrazu otworaka zatarły się zupełnie? *Odp.* 1 m.

253) Obliczyć średnice pierścieni siatki ogniskowej płaskiej (fig. 148), któraby zbierała promienie ( $\lambda = 0,5 \mu$ ), trafiające ją prostopadle, w ognisko oddalone na 30 cm (por. zad. 249).

$$\text{Odp. } 0,77; 1,10; 1,34; 1,55 \text{ mm}; \dots$$

254) Jaką odległość ogniskową dałaby ta sama siatka w świetle:  $\lambda = 0,3 \mu$ .

*Odp.*  $30 \cdot 0,5 = f \cdot 0,3$ ;  $f = 50 \text{ cm}$  (prócz tego będą jeszcze ogniska w odległościach  $50/2 \text{ cm}$ ,  $50/3 \text{ cm}$ ;...).



255) Dana jest soczewka, okrągło obtoczona, wypukła z obu stron. Odcinki kuliste, ograniczające ją z obu stron, mają promienie krzywizny  $r_1$  i  $r_2$ . Grubość jej w środku wynosi  $G$ , promień zaś od środka do brzegu  $= \rho$ . Obliczyć grubość  $g$  soczewki na brzegu, zakładając, że  $r_1$  i  $r_2$  są bardzo wielkie, w stosunku do  $\rho$ .

$$\text{Odp. } g = G - \frac{\rho^2}{2} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

256) Na soczewkę taką padają promienie równoległe do osi. Znaleźć odległość  $f$  ogniska, w którym promienie przecinają się za soczewką. Prędkość światła w szkle oznaczymy przez  $V$ , przez  $V_0$  prędkość w powietrzu.

*Odp.* Droga promieni od brzegu soczewki do ogniska jest o  $\frac{\rho^2}{2f}$  dłuższa, aniżeli od środka. To sprawia opóźnienie  $\frac{\rho^2}{2fV_0}$  promieni brzeżnych. Natomiast promienie środkowe doznają opóźnienia, przechodząc przez warstwę szkła o  $\frac{\rho^2}{2} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$  grubszą; opóźnienie to wynosi:  $\frac{\rho^2}{2V} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \frac{\rho^2}{2V_0} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$ . Z porównania wypada:  $f = \frac{V_0 - V}{V} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$ .

257) W odległości  $x$  przed zwierciadłem wklęsłym (fig. 155), mającym promień  $r$ , umieszczono przedmiot świecący; obraz jego tworzy się w odległości  $y$  od zwierciadła. Znaleźć wzór ogólny na stosunek  $w$  wielkości obrazu do wielkości przedmiotu (powiększenie). Liczyć wielkość obrazu ze znakiem —, jeżeli jego kierunek jest przeciwny kierunkowi przedmiotu, t. j. jeżeli obraz jest odwrócony.

*Odp.* Podobieństwo trójkątów  $SOS_1$  i  $S'OS'_1$  prowadzi do wzoru  $w = -\frac{r-y}{x-r}$ , albo, ze względu na wzór (2) ust. 164:  $w = -\frac{r}{2x-r}$ , czyli  $w = -\frac{y}{x}$ .

258) Określić miejsce, rodzaj, położenie i wielkość obrazów wytworzonych przez to zwierciadło: a) gdy przedmiot znajduje się gdziekolwiek poza środkiem krzywizny ( $x$  zawarte między  $r$  i  $\infty$ ); b) w tymże środku ( $x = r$ ); c) gdziekolwiek między środkiem, a ogniskiem ( $x$  między  $r$ , a  $\frac{r}{2}$ ); d) w ognisku ( $x = \frac{r}{2}$ ); e) gdziekolwiek między ogniskiem, a zwierciadłem ( $x$  między  $\frac{r}{2}$  a  $0$ ).

*Odp.* a) Między środkiem a ogniskiem obraz rzeczywisty ( $y > 0$ ), odwrócony, pomniejszony ( $-w < 1$ ); b) również w środku, rzeczywisty, odwrócony, równej wielkości, jak przedmiot ( $-w = 1$ ); c) między środkiem, a nieskończonością, rzeczywisty, odwrócony, powiększony ( $-w > 1$ ); d) w nieskończoności, nieskończenie wielki; e) za zwierciadłem, pozorny ( $y < 0$ ), prosty ( $w > 0$ ), powiększony ( $w > 1$ ).

259) Za pomocą zwierciadła wklęsłego o promieniu  $= 1 m$ , rzucamy obraz rzeczywisty słońca na kartkę białego papieru. Obliczyć średnicę tego obrazu, wiedząc, że tarcza słoneczna ma pozorną średnicę  $= 32'$ .

$$\text{Odp. } \frac{x}{500} = \text{łuk } 32' = 32 \cdot \frac{\pi}{180 \cdot 60}; \quad x = 4,65 \text{ mm.}$$

260) Jak wielki obraz słońca dawało zwierciadło wielkiego teleskopu Herschel'a, które miało promień krzywizny  $= 16 m$ ?

$$\text{Odp. } 16 \cdot 4,65 \text{ mm} = 7,4 \text{ cm.}$$

261) Na wzór zadania 257-go znaleźć wyrażenie ogólne na powiększenie obrazów w zwierciadle wypukłym o promieniu  $= r$ .

*Odp.*  $w = \frac{r}{2x + r}$  (t. zn., że obrazy rzeczywistych przedmiotów są zawsze pomniejszone).

262) Za pomocą soczewki, mającej ognisko w odległości  $1 m$ , zebraliśmy promienie bardzo odległego punktu świecącego na białej tablicy. Światło jest jednorodne o fali  $\lambda = 0,66 \mu$ . Obliczyć średnice pierścieni jasnych, które będą otaczały obraz punktu, gdy tuż za soczewką umieścimy zasłonę opatrzoną okrągłym otworkiem o średnicy  $1 mm$ . *Odp.* 2,2; 3,6 mm;...

263) Patrząc na księżyc zamglony, przez szkło czerwone, przepuszczające światło o długości fali  $0,66 \mu$ , dostrzegliśmy krąg czerwony, otaczający tarczę księżyca, o średnicy 4 razy większej od średnicy księżyca (pozorna średnica księżyca  $= \frac{1}{2}$  stopnia). Obliczyć średnicę kropelek mgły, które wywołały ten krąg, uważając księżyc w przybliżeniu za punkt świecący.

*Odp.* Z odpowiedzi na poprzednie zadanie wypada, że pozorna średnica pierwszego jasnego kręgu wynosiłaby  $\frac{2,2}{1000}$  łuku  $= 7\frac{1}{2}'$ , gdyby kropelki miały średnicę  $1 mm$ . Rzeczywisty ich rozmiar jest tyle razy mniejszy, ile razy średnica kręgu jest większa, a więc  $0,06 mm$ .

264) Jak wielką powinna być soczewka teleskopu astronomicznego (refraktora), przez który możnaby rozróżnić dwie gwiazdy oddalone od siebie tylko na  $1''$ . (Środek jasnej plamki w obrazie dyfrakcyjnym jednej gwiazdy powinien znajdować się przynajmniej na pierwszym ciemnym pierścieniu drugiej).



*Odp.*  $1,22 \frac{\lambda}{D} = \text{luk } 1'' = \frac{1}{206\,265}$ ; stąd, przyjmąwszy  $\lambda = 0,56 \mu$ ,

średnica soczewki  $D = 140 \text{ mm}$ .

265) Trzymając tuż przy oku siatkę dyfrakcyjną, mającą 200 rys na millimetrze, patrzymy przez nią na płomień sodowy, stojący po środku ławki długiej na 2 m. Oddalamy się od płomienia tak daleko, iżby jego pierwsze dwa obrazy dyfrakcyjne padły na oba końce ławki. Odległość każdego z tych końców od oka wynosi wtenczas  $8\frac{1}{2}$  metrów. Obliczyć długość fali światła sodowego.

*Odp.*  $\sin \alpha_1 = \frac{1}{8,5}$ , zatem  $\lambda = \frac{1}{200} \cdot \frac{1}{8,5} = 0,00059 \text{ mm}$ .

266) Dowieść, że ilekroć szerokość szczelin siatki ma się do szerokości przerw nieprzeźroczystych, dokładnie jak dwie najmniejsze całkowite liczby  $m$  i  $n$ , wówczas siatka nie daje wcale widm rzędu  $(m + n)$ ,  $2(m + n)$  i t. d.

*Odp.* Jeżeli  $d$  oznacza odstęp szczelin, wówczas szerokość szczelin będzie  $\frac{dm}{m+n}$ . W obrazie dyfrakcyjnym jednej szczeliny wypadają prążki ciemne w kierunkach  $\sin \alpha_i = i \cdot \frac{\lambda(m+n)}{dm}$ . Widma siatki wypadają w kierunkach:  $\sin \alpha_j = \frac{j\lambda}{d}$ . Widmo rzędu  $j$  będzie wygaszone, ilekroć  $j = \frac{i}{m}(m+n)$ .

## ROZDZIAŁ XIV.

### B A R W Y.

**169.** ŚWIATŁO MIESZANE I JEGO ROZSZCZEPIENIE. Do doświadczeń opisanych w ostatnich dwu rozdziałach, używaliśmy wyłącznie promieniowania jednorodnego (ust. 151). Takim jest n.p. bardzo przybliżenie światło pomarańczowo-żółte, jakie wydaje płomień wyskokowy lub gazowy (nieświecący), jeżeli się w nim umieści na druciku odrobinę soli kuchennej, lub innego związku sodowego. Daje on liczne, jasne i ciemne prążki inter-

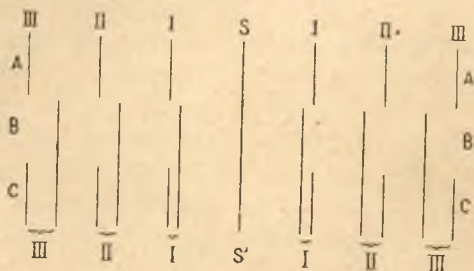


Fig. 169.

ferencyjne; badany spektroskopem dyfrakcyjnym daje szereg widm: I, II, III, ... (fig. 169 A), z których każde jest wąską, pomarańczowo-żółtą linią. Gdybyśmy w podobny sposób umieścili w płomieniu odrobinę chlorku talowego, otrzymalibyśmy światło zielone, znowu jednorodne, mające jednak fale krótsze od sodowego, gdyż badane tym samym spektroskopem dałoby szereg widm mniej ugiętych, a więc bliższych siebie i obrazu środko-



wego *S* (fig. 169 B). Umieścimy nakoniec w płomieniu mieszaninę obu tych soli, otrzymamy wówczas światło żółto-zielonej barwy. Nie będzie to już światło jednorodne; badane jakimkolwiek przyrządem interferencyjnym okazywałoby rozmieszczenie prążków odmienne od tego, jakie daje światło sodowe, albo światło talowe czyste. W spektroskopie dyfrakcyjnym daje znowu szereg widm I, II, III, ... (fig. 169 C), ale każde widmo składa się z dwu linii, żółtej i zielonej; linie te pojawiają się w tych samych miejscach, gdzie pierwiej były linie pojedyncze, tych samych barw.

Światło tego rodzaju nazywamy mieszanem; w danym przykładzie składa się ono z dwu promieniowań jednorodnych. Wszelkie działanie fizyczne, skutkiem którego składniki jednorodne światła mieszanego zostają oddzielone od siebie w przestrzeni, nazywa się rozszczepieniem. Rozszczepienie zachodzi w każdym przyrządzie interferencyjnym, a najzupełniej odbywa się w siatce dyfrakcyjnej; ono zachodzi także w pewnych zjawiskach załamania się (ust. 186) i w wielu innych. Każdy przyrząd, rozdzielający obraz optyczny linii świecącej światłem mieszanem, na szereg obrazów, odpowiadających jednorodnym tego światła składnikom, nazywa się spektroskopem (łac. spectrum = widmo). Faktem jest, że składniki jednorodne, otrzymane przez rozszczepienie danego światła mieszanego są zawsze te same, jakiegokolwiekbyśmy użyli sposobu rozszczepienia, jakimkolwiekbyśmy się posługiwali spektroskopem. Wielkość rozszczepienia mierzy się odległością składników, na które rozpada się światło mieszane. Rzut oka na fig. 169 przekona nas, że rozszczepienie otrzymane za pomocą spektroskopu dyfrakcyjnego, jest dwa razy większe w widmie II rzędu, aniżeli w widmie rzędu I, trzy razy większe w widmie III i t. d. Obraz środkowy *S* nie jest wcale rozszczepiony, wszystkie składniki są w nim zmieszane.

Drganie świetlne na promieniu światła mieszanego nie jest, ogólnie mówiąc, peryodyczne (chyba że przypadkiem okresy drgań składowych są spójmierne). Są to zmiany wypadające ze złożenia dwu, trzech..., albo nawet nieskończenie wielu drgań prostych. Do tych składników stosuje się jednak widocznie zasada wzajemnej niezależności; o tem świadczy właśnie możność wydzielenia ich z beładnej mieszaniny przez rozszczepienie. Siatka dyfrakcyjna, albo inny jaki przyrząd rozszczepiający,

spełnia wobec promieniowania mieszanego podobną funkcję, jak resonatory wobec fal głosowych.

Wszystko co powiedzieliśmy tu o świetle stosuje się również do promieniowań niewidzialnych. W badaniach odnośnych oko zastępuje się aktinometrem.

**170. ŚWIATŁO BIAŁE.** Nie jest to nazwa umiejętna, oznaczająca jedno zupełnie określone zjawisko. Białem nazywamy światło dzienne, a więc słoneczne, białem nazywamy również żółtawe światło świecy i światło lampy elektrycznej łukowej, mające odcień wyraźnie niebieskawy. Zobaczymy zaraz, co te światła mają wspólnego, czem się różnią.

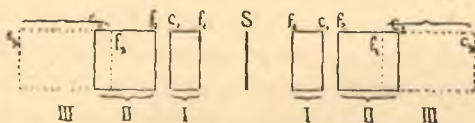


Fig. 170.

Światło białe świecy, albo lampy, poddane badaniu w spektroskopie, w podobny sposób, jak badaliśmy żółte światło sodowe, albo zielone talowe, daje zamiast widm złożonych z jednej linii, wielobarwne wstęgi, czerwone u jednego końca, fioletowe u drugiego.

Fig 170 okazuje te widma, jak je daje siatka dyfrakcyjna;  $f_1 c_1$  jest widmem pierwszego rzędu,  $f_2 c_2$  drugiego i t. d. Koniec fioletowy  $f$  jest zawsze mniej odchylony od środka  $S$ , aniżeli czerwony  $c$ ; środkowy, nieugięty obraz szczeliny jest biały. Jedno z takich widm  $fc$  oddane jest w barwach naturalnych w górnej części tablicy I, dołączonej do niniejszego tomu.

Pomiędzy temi barwami skrajnymi, fioletową i czerwoną, znajduje się nieskończenie wiele odcieni barwnych, przechodzących stopniowo jeden w drugi, ułożonych w pasach równoległych do szczeliny spektroskopu. Wśród tych odcieni znajdziemy i tę pomarańczowo-żółtą barwę, którą wydaje płomień sodowy, i ten odcień zielony, który jest właściwy światłu talowemu. Jeden i drugi zajmują w tem widmie wielobarwnem dokładnie to samo miejsce, t. j. zostały o ten sam kąt ugięte, jak czyste promienie sodowe lub talowe. Wynika stąd konieczny wniosek, iż w świetle, które nazywamy białem, znajdują się, jako składniki, i światło sodowe i światło talowe, obok nieskończenie



wielu innej barwy. Światło białe jest mieszaniną nieskończenie wielu promieniowań jednorodnych różnej barwy i różnej długości fali. Nie ma w żadnym języku tylu wyrazów określających barwy, aby mógł nazwać wszystkie odcienie barwne widma. Zwykle odróżnia się siedm barw wybitnych: czerwoną, pomarańczową, żółtą, zieloną, niebieską, błękitną i fioletową; między nimi znajduje się nieskończona liczba odcieni pośrednich i przejściowych.

Wniosek powyższy, jedną z najistotniejszych i najważniejszych prawd optyki, wygłosił po raz pierwszy Newton (r. 1672) na podstawie doświadczeń, w których do rozszczepienia światła białego używał pryzmatu szklanego (ust. 186); siatki i widma dyfrakcyjne odkrył Fraunhofer dopiero w r. 1821. Prawdziwość tego wniosku, wyprowadzonego z rozszczepienia, a więc z analizy światła białego, potwierdza się w zupełności przez syntezę, t. j. przez złożenie. Zbierzmy mianowicie różnobarwne promienie widma za pomocą soczewki, albo zwierciadła wklęsłego, w jedno miejsce, rzućmy je n.p. na białą tablicę, wówczas otrzymamy napowrót światło białe. Nie potrzeba zresztą, żeby te promienie barwne były wyjęte z widma; z tym samym skutkiem można użyć jakichkolwiek światel barwnych. Kartka papieru, która wydaje się nam białą w oświetleniu dziennem, wydałaby się białą, gdybyśmy oświetlili ją jednocześnie światłem czerwonym, pomarańczowym i t. p. pod warunkiem, żeby natężenia tych światel odpowiadały bodaj w przybliżeniu natężeniu barw w widmie światła białego. Przewaga jednej lub drugiej barwy nadałaby światłu mieszanemu odcień czerwony, żółtawy, niebieskawy i t. p. To tłumaczy nam, dlaczego światło świecy jest żółtawe, lampy łukowej niebieskawe. W różnych źródłach światła białego stosunek natężeń składników nie bywa dokładnie jednaki. Za normalne światło białe uważa się zwyczajnie światło:dzienne, jakkolwiek i ono miewa odcienie zmienne (n.p. wieczorem bywa czerwony).

Składniki barwne światła białego, które znajdujemy w widmie, należy uważać jako promieniowania jednorodne. Wynika to już stąd, że każda barwa zajmuje w widmie to miejsce, w którym powstawałaby linia pojedyncza, gdybyśmy oświetlili szczelinę spektroskopu światłem jednorodnym tej samej barwy. Całe widmo światła białego przedstawia się tym sposobem jako ciągłe uszeregowanie linii widmowych, z których każda odpowiada światłu jednorodnemu, określonej barwy i określonej długości

fali. Można zresztą sprawdzić to doświadczeniem, które jeszcze Newton wykonał, ażeby okazać, że barwy widmowe są proste i nie ulegają dalszemu rozszczepieniu. Rzućmy widmo rzeczywiste (n.p. widmo, jakie daje siatka wklęsła), na zasłone nieprzezroczystą, w której wycięta jest wązka szczelina, równoległa do szczeliny spektroskopu. Przesuwając szczelinę wzdłuż widma, będziemy mogli badać po kolei wązkie różnobarwne jego wycinki. Przekonamy się, że światło przepuszczone przez szczelinę, zachowuje się zupełnie, jak światło jednorodne, n.p. sodu lub talu, i to tem dokładniej, im węższy pasek widma będzie ujęty w szczelinę \*).

Że promienie różnobarwne, działając jednocześnie na nasze oko, sprawiają wrażenie światła białego, w którym już nie jesteśmy zdolni rozróżnić składników barwnych, jest to fakt, którego rozbiór nie jest rzeczą fizyki, lecz fizjologii zmysłów i psychologii. Tutaj wystarczy stwierdzić, że oko ludzkie pozbawione jest zdolności analizowania wrażen światlnych, wyczuwania składników prostych w świetle złożonym, zdolności, którą, jak wiadomo, posiada ucho, wobec dźwięków złożonych. Ten brak zdolności wzrokowej idzie tak daleko, że nie dozwala nam nawet odróżnić światła białego, złożonego z nieskończenie wielu barw prostych, od światła białego, które, jak niżej obaczymy, można złożyć, i to w różne sposoby, z dwu tylko barw prostych.

Wrażliwość oczu różnych osobników, wobec różnych promieniowań jednorodnych, bywa także różna. Nie możemy nawet dokładnie określić, gdzie widmo światła białego zaczyna się, a gdzie się kończy. Okiem dobrze wypoczętem można rozróżnić słabe światło czerwone już przy długości fali  $0,812 \mu$ , a fioletowy koniec widma sięga szarym światłem aż do  $\lambda = 0,310 \mu$ . W zwyczajnych warunkach widać widmo dobrze od  $\lambda = 0,759 \mu$  do  $\lambda = 0,390 \mu$ . W następującej tablicy podane są granice wybitniejszych obszarów barwnych widma, jak się przedstawiają oku normalnemu.

\*) Powstawanie wielobarwnego widma, przez rozszczepienie światła białego, można tłumaczyć sobie jeszcze inaczej. Zamiast uważać promieniowanie białe jako mieszaninę promieni jednorodnych, przewodzących drgania peryodyczne, można przyjąć, że ono polega na rozchodzeniu się wstrząśnień zgoła bezładnych. Peryodyczność drgania, jaką okazują jednorodne składniki widma, zawdzięczałaby powstanie swoje rozbijaniu się tych fal bezładnych o peryodycznie rozmieszczone rysy siatki dyfrakcyjnej. Podobnie daje się słyszeć dźwięk, gdy jakiegokolwiek wstrząśnienie głosowe powietrza trafia sztachety złożone z równoodległych prętów.



TABLICA BARW WIDMOWYCH.

	Długość fali ( $\lambda$ ) w mikron.	Częstość drgania ( $n$ ) na sek.
Czerwona . . . . .	0,760	$395 \cdot 10^{12}$
Pomarańczowo-czerwona . . . . .	0,639	469 "
Pomarańczowa . . . . .	0,601	499 "
Pomarańczowo-żółta . . . . .	0,592	506 "
Żółta . . . . .	0,582	515 "
Zielonawo-żółta . . . . .	0,578	519 "
Zielona . . . . .	0,542	553 "
Niebieskawo-zielona . . . . .	0,511	587 "
Niebieska . . . . .	0,505	594 "
Błękitna . . . . .	0,486	617 "
Fioletkowo-błękitna . . . . .	0,459	653 "
Fioletkowa . . . . .	0,417	719 "
Fioletkowa . . . . .	0,390	769 "

Możemy więc w ogóle powiedzieć, że oko ludzkie odczuwa światło pod wpływem drgań, których częstość jest zawartą w granicach od 400 do 800 bilionów w sekundzie.

**171. BARWY MIESZANE.** Przez zmieszanie dwu, albo więcej barw widmowych otrzymuje się światło mieszane, wywołujące znowu wrażenie pewnej barwy. Jakiej? Na to może tylko doświadczenie dać odpowiedź, i to, ściśle biorąc, doświadczenie, które każdy sam powinien na sobie wykonać. Stawiając bowiem to pytanie, opuszczamy dziedzinę fizyki, a wkraczamy w zakres optyki fizjologicznej. Przez zmieszanie barw prostych widmowych nie otrzymuje się już żadnych nowych barw, z wyjątkiem białej i różnych odcieni purpurowej (od czerwono-purpurowej do fioletkowo-purpurowej); te ostatnie powstają przez zmieszanie w różnych stosunkach skrajnych barw

widmowych\*). Każda ze znanych nam barw (przedmioty kolorowe, farby) podobna jest, co do odcienia, do jednej z barw widmowych, albo do jednego z odcieni purpurowych. Obok odcienia należy jednak w każdej danej barwie odróżniać natężenie, którego miarą obiektywną jest ilość energii świetlnej i nasycenie. Barwy widmowe są prawie całkiem nasycone; barwa nienasycona (blada) powstaje przez zmieszanie barwy nasyconej z światłem białym (blado-czerwona = różowa, blado-czerwono-purpurowa = karminowa i t. p.). Przy bardzo wielkiem natężeniu wszystkie odcienia wydają się prawie białe; przy małym natężeniu (co znaczy tyle, jakby zmieszanie z czarną) barwa czerwona i pomarańczowa wydają się brunatnymi, żółta oliwkowa, dalsze tylko ciemnieją.

Dopełniające się barwy są takie, które zmieszane dają białą. Jeżeli podzielimy widmo światła białego na dwie części i zmieszamy (n.p. soczewką) każdą część z osobna, wówczas otrzymamy dwie różne barwy mieszane, oczywiście dopełniające się. Można jednak otrzymać białą przez zmieszanie tylko dwu czystych barw widmowych: od czerwonego końca widma aż do żółto-zielonej idą szeregiem barwy, które zmieszane z sobą po dwie dają zawsze jedną z pośrednich; podobnie w drugiej połowie widma, od niebiesko-zielonej aż do fioletowej. Barwy natomiast dobierane stosownie z tych obu połówek dopełniają się parami do białej; mianowicie: czerwona z zielonawo-niebieską, pomarańczowa z niebieską, żółta z błękitną, zielonawo-żółta z fioletową.

Zielona niema dopełniającej wśród barw widmowych, dopełnia się natomiast z pewnym odcieniem purpury. Że jednak purpura daje się utworzyć z czerwonej i fioletowej, przeto z trzech barw: czerwonej, zielonej i fioletowej można złożyć białą. Przyciemniając jedną, drugą, lub trzecią, otrzymamy widocznie mieszaninę białej z wypadkową dwu pozostałych. Z tego wynika, że przez mieszanie, w odpowiednich stosunkach, tych trzech barw zasadniczych, można otrzymać wszystkie istniejące odcienie barwne, od nasyconych, aż do zupełnie białych. Doświadczenie okazuje nadto, że przy mieszanii

---

\*) Przez mieszanie barw rozumiemy tutaj zawsze mieszanie światel barwnych, nie zaś barwników. Można n.p. wydzielić z widma kilka odcieni i oświetlić nimi białą tablicę. Najczęściej maluje się papierowy krążek w barwne sektory; wprowadzony w szybki obrót, krążek przedstawia się w barwie jednostajnej, stanowiącej mieszaninę barw użytych. Tłumaczy się to tem, iż każde wrażenie świetlne trwa przez pewien czas, po zgaszeniu światła.



barw, każdą barwę prostą można zastąpić jakąś bądź mieszaniną mającą ten sam odcień i nasycenie; oko nie dostrzega wówczas żadnej różnicy. Zdarzają się ludzie, dla których cała różnorodność barw daje się złożyć z dwu tylko barw zasadniczych, najczęściej z żółtej i niebieskiej; są i tacy, którzy barw w ogóle nie odróżniają, tylko jasność i ciemność.

Składanie wszelkich odcieni barwnych z trzech barw zasadniczych znalazło zastosowanie praktyczne w różnych odmianach fotografii barwnej. Wyobraźmy sobie trzy fotogramy, zdjęte z obrazu kolorowego przez t. zw. filtry, t. j. przez szyby kolcrowskie: czerwoną, zieloną i fioletową, albo niebieską. Sporządźmy z tych fotogramów trzy odbitki, każdą w barwie odpowiedniego filtra, a więc drukiem czerwonym, zielonym, fioletowym (lub niebieskim). Jeżeli urządzimy się tak, żeby widzieć wszystkie trzy odbitki naraz (n.p. rzucając przez soczewkę wszystkie trzy odbitki na tę samą tablicę, lub inaczej, wówczas zobaczymy obraz w barwach naturalnych.

**172.** POWSTAWANIE BARW. Wszystkie zjawiska barwne w przyrodzie pochodzą, albo od źródeł wydających światło barwne, albo też powstają przez wydzielenie składników barwnych ze światła białego, w ten lub ów sposób.

1) w świetle barwnem. Są ciała świecące światłem jednorodnym, a więc barwnem. Do takich należą n.p. światła sodowe i talowe. Barwa światła jednorodnego zależy od częstości drgania, a ta nie zmienia się ani przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego, ani przez odbicie, uginanie się, ani w żadnym innym razie \*). W pokoju oświetlonym światłem sodowym, wszystkie przedmioty, bez względu na kolory, jakie okazują w świetle dziennym, wydają się nam tedy albo żółte, albo czarne, zależnie od tego, w jakim stopniu odbijają, albo przepuszczają światło o długości fali  $\lambda = 0,589$ .

Są następnie ciała świecące światłem barwnem, które jednak nie jest jednorodnym (światło bengalskie, węgle żarzące się czerwono, i t. p.; tu można wreszcie zaliczyć latarnię oszkloną szybami kolorowymi). W takim oświetleniu tylko ciała zwane białymi (papier), przedstawiają się nam w barwie zgodnej z barwą źródła światła, gdyż odbijają równomiernie wszystkie jej

---

\*) Pozorny wyjątek stanowią zjawiska fosforescencji i fluorescencji, t. j. świecenie niektórych ciał pod wpływem podnieci świetlnej. Ono może mieć barwę różną od barwy światła podniecającego świecenie.

składniki jednorodne. Inne zmieniają barwę, n.p. papier zielony w oświetleniu czerwonym wydaje się czarnym, gdyż czerwonych promieni nie odbija.

2) w świetle białym. Światło białe, zawierające w sobie wszelkie barwy, jest najobfitszym źródłem objawów barwnych. Powstają one:

a) przez absorbcję niektórych składników światła białego (patrz także ust. 218). Szyby kolorowe, n.p. czerwone, przepuszczają światło czerwone, gdyż wobec tych promieni są najwięcej przezroczyste; inne chłoną i zamieniają na ciepło. Barwniki i farby wszelkiego rodzaju zawdzięczają swój kolor tej samej przyczynie. Odbijają bowiem światło nie tylko na powierzchni zewnętrznej, lecz i takie światło, które weszło do wnętrza i tam dopiero odbiło się, czy to od białego podkładu (papier pomalowany karminem), czy to od powierzchni ziarenek samej farby, jeżeli ta jest ziemistą. Ta druga część światła przewyższa zwykle pierwszą bardzo znacznie, zwłaszcza jeżeli powierzchnie odbijające są liczne. Wiadomo n.p., że szkło w szybie odbija mało światła, ale szkło tłuczone jest jasno białe, podobnie śnieg. Natomiast szyba kolorowa daje często po potłuczeniu proszek biały, gdyż absorbcya zależy od grubości warstwy przez którą światło przechodzi, a ziarenka są zbyt małe, żeby mogły zabarwić światło w znaczniejszym stopniu.

b) przez rozszczepienie. Tu należą zjawiska barwne, towarzyszące załamaniu światła białego (rozdz. nast.), uginaniu się w siatkach dyfrakcyjnych, wogóle objawy, w których składniki światła białego zostają rozdzielone przestrzennie z jakiegokolwiek powodu. Najważniejszymi są w tym względzie:

**173. BARWY INTERFERENCYJNE.** Jeżeli w jakimkolwiek zjawisku interferencyjnym powstają prążki jasne i czarne (w świetle jednorodnym), wówczas ich rozmieszczenie i odstępki zależą, jak wiemy, od długości fali światła. W świetle białym, które jest mieszaniną nieskończenie wielu różnobarwnych, a niezależnych od siebie światel jednorodnych, ten sam przyrząd okażywać będzie nieskończoną liczbę systemów prążków, każdy w innej barwie, z różnymi odstępami. Systemy te nakrywają się, a z ich zmieszania się wynikają barwy mieszane, niekiedy bardzo żywe. Tak np. cieniutka klinowata warstewka powietrza, między dwiema szybami (fig. 133), oświetlona po kolei światłem jednorodnym fiołkowym, niebieskim, zielonawo-żółtym, poma-



rańczowem, czerwonym, okazywałyby kolejno systemy prążków uwidocznione na fig. 171 *f, n, z, p, c*; w świetle fioletowym prążki byłyby najgęstsze, najszerzej rozstawione w czerwonym (ust. 154). W świetle białym otrzymalibyśmy natomiast jeden tylko prążek czarny, na krawędzi klina, gdyż tam przypada prążek czarny we wszystkich barwach. W każdym innym miejscu światło odbite byłoby barwnem, o takiej barwie, jaka wypada ze zmieszania udziałów światła fioletowego, niebieskiego i t. d., odbijających się od warstewki w uważanem miejscu. Tak n.p. gdzie przypada pierwszy prążek w świetle zielono-żółtem (*MN*, fig. 171; jest to najjaśniejszy odcień widma światła dziennego), należy

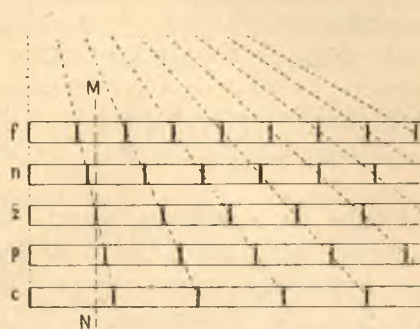


Fig 171.

zmieszać wszystkie pozostałe barwy, nie mające prążków w tem miejscu, t. j. zsumować barwy rozmieszczone na poszczególnych paskach wzdłuż linii *MN*. Otrzymana w ten sposób barwa mieszana będzie to rodzaj purpury, gdyż, jak rysunek okazuje, w skład jej wchodzi głównie fioletowa i czerwona. Gdybyśmy przesunęli linię sumowania *MN* odrobinę dalej na prawo, purpura ta przeszłaby w odcień niebieski, gdyż zbliżylibyśmy się do prążków czarnych światła pomarańczowego i czerwonego. Po przeciwnej stronie przechodzi w odcień czerwony, gdyż zbliżamy się do prążków światła fioletowego. Jeszcze bliżej ku krawędzi klina znajdujemy miejsce, w którym wszystkie barwy odbijają się prawie równomiernie; barwa wypadkowa jest tam prawie czysto białą.

Na tab. II, przy końcu tomu, znajdujemy wykonany w barwach obraz, odpowiadający zupełnie fig. 171, uwzględnione są tam jednak wszystkie barwy widmowe. Poniżej, na pasku *AB*, znajduje się t. zw. skala barw interferencyjnych, wypa-

dających ze zmieszania wszystkich znajdujących się powyżej każdego miejsca odcieni. Barwy te dzielą się na rzędy. Do pierwszego rzędu zaliczamy wszystkie barwy od prążka czarnego aż do tego miejsca, gdzie przypada pierwszy prążek czarny w świetle zielonawo żółtem, mającem długość fali  $\lambda = 0,55 \mu$ , t. j. do wspomnianej wyżej purpury przejściowej. Grubość warstewki powietrza wynosi tu  $\frac{\lambda}{2} = 0,275$ . Barwy wyższych rzędów, n.p. 7-go,

8-go, i t. d. stają się coraz bledszymi i w końcu warstewka nie okazuje barw wcale. Tłumaczy się to nagromadzeniem coraz większej liczby prążków czarnych w widmie światła odbitego, tak, iż w końcu wszystkie odcienie widma są prawie równomiernie osłabione, żadna barwa nie otrzymuje przewagi.

Na pasku *CD* (tab. II) znajdujemy skalę barw dopełniających do poprzednich (barwy interferencyjne o początku białym). Odcienie podobne okazywałaby warstewka klinowata w świetle białem przepuszczonem, lecz, jak wiemy, z dużą domieszką światła białego.

W zamieszczonej na następnej stronie tablicy spisane są barwy interferencyjne pierwszych dwu rzędów, jakie okazuje, w świetle odbitem i przepuszczonem, cienka warstewka powietrza, o grubości  $= d$ . Grubość ta wyrażoną jest w połówkach długości  $0,55 \mu$ . Tak n.p. warstewka o grubości  $0,47 \times 0,275 = 0,129 \mu$  okazuje w świetle odbitem barwę zielonawo-białą.

Barwy te okazuje, niekiedy bardzo żywo, każde ciało bezbarwne, a przezroczyste, wyciągnięte w błonkę nader cienką — oczywiście przy oświetleniu światłem białem, a więc: bańki mydlane, cienkie blaszki szkła lub łyszczku, warstewki powietrza w przyrządzie Newtona (fig. 134, 135), warstewki tłuszczu na powierzchni wody; przedmioty stalowe, ogrzewane w ogniu pokrywają się cienką warstewką tlenku, która grubiejąc, okazuje szereg barw interferencyjnych i t. p. Grubość warstewki, dającej tę lub ową barwę zależy też od kąta, pod jakim światło się odbija i od prędkości światła w materyale płytki, jak to wynika z teorii prążków Newtona (ust. 154).

**174. BŁĘKIT NIEBA.** Okazaliśmy w ust. 162, że światło przepuszczone przez otwory niezmiernie małe nie rozchodzi się nawet w przybliżeniu w liniach prostych, przeciwnie, rozprasza się na wszystkie strony, podobnie jak głos przechodzący przez otwarte drzwi. Zupełnie podobnie (ust. 165) muszą działać za-



TABLICA BARW INTERFERENCYJNYCH \*).

POCZĄTEK CZARNY		POCZĄTEK BIAŁY	
<i>d</i>	<i>Rzęd I</i>	<i>d</i>	<i>Rzęd II</i>
0,00	czarna	0,99	fiolkowa
0,09	błękitno-szara	1,02	błękitna
0,20	sino-szara	1,09	niebieska
0,40	biała z odcien. zielon. niebiesk.	1,24	ziel.-niebieska
0,43	biała z odcien. nieb. zielonym	1,34	niebies.-zielona
0,46	zielonawo-biała	1,42	zielona
0,48	biała z odcien. żółto-zielonym	1,47	żółto-zielona
0,51	biała z odcien. zielono-żółtym	1,52	zielono-żółta
0,59	jasno-żółta	1,61	żółta
0,66	cisawa	1,70	pomarańczowa
0,79	pomarańczowa	1,72	czerw.-pomar.
0,86	czerw.-pomar.	1,81	jasno-czerw.
0,89	jasno-czerwona	1,86	różowa
0,91	różowa	1,89	purpurowa
0,93	purpurowa	1,99	fiolkowa
0,99		2,05	
0,00	biała	0,00	biała
0,20	żółto-biała	0,20	zielono-żółta
0,29	cisawa	0,29	żółta
0,41	czerw.-pomar.	0,41	pomarańczowa
0,43	czerwona	0,43	czerw.-pomar.
0,45	ciemno-różowa	0,45	jasno-czerw.
0,46	ciemno-purpur.	0,46	różowa
0,49	ciemno-fiolk.	0,49	purpurowa
0,51	błękitna	0,51	fiolkowa
0,63	niebieska	0,63	błękitna
0,74	ziel.-niebieska	0,74	niebieska
0,89	nieb.-zielona	0,89	ziel.-niebieska
0,94	zielona	0,94	nieb.-zielona
0,97	żółto-zielona	0,97	zielona
1,01		1,01	żółto-zielona
			2,02
			zielono-żółta
			2,10

słonki nieprzeźroczyste, równie małych rozmiarów. Istotnie też, drobne pyłki rozsiane w powietrzu, lub w innym ośrodku przezroczystym (woda zabelona nieco mlekiem, t. zw. szkło mleczne, i t. p.), oświetlone promieniami słońca lub lampy, rozrzucają, rozpraszają to światło na wszystkie strony (chmura). Że jednak małość tych pyłków powinna być ocenianą w stosunku do długości fali światła, przeto różne składniki światła białego będą

\*) Według Krafta, w świetle jasnej chmury.

rozpraszały się rozmaicie, powstaną przeto znowu barwy. Pyłki o rozmiarach dających się porównać z najkrótszymi widzialnymi falami, będą rozpraszały przeważnie promienie fioletowe i niebieskie; fale długie, czerwone, pomarańczowe, nie zawadzą prawie wcale o takie pyłki, podobnie jak długie fale na wodzie przechodzą bez przeszkody przez cienkie sitowie, podczas gdy krótkie rozbijałyby się o nie. W powietrzu, nawet najczystszym, unoszą się podobne pyłki w wielkiej ilości, one to rozpraszają składniki fioletowe i niebieskie światła słonecznego, a to światło rozprószone stanowi błękit nieba. Podobną błękitną lub błękitną barwę można wywołać sztucznie (woda, do której dodano bardzo mało mleka, albo lepiej roztworu żywicy w wysoku, obłoczki dymu i t. p.). W dni wilgotne a chmurne na pyłkach zagęszcza się para wodna, tworzą się istotne, stosunkowo duże, kropelki mgły, które odbijają i rozpraszają już wszystkie barwy i wyglądają, n.p. w chmurze, biało. Wogóle, im grubsze są ziarna rozpraszające, tem bielszy jest błękit.

Promienie słoneczne przenikające skośnie, a więc przez bardzo grubą warstwę atmosfery, blisko ziemi, gdzie liczba pyłków i kropelek mgły jest największa, tracą tyle ze swych składników fioletowych i niebieskich, że wypadkowa ich barwa przyjmuje odcień czerwony lub czerwony (zorza wieczorna i poranna).

#### 175. BARWY NIEWIDZIALNE, PODCZERWONE I NADFIOŁKOWE.

Czy szereg barw, tworzących widzialne widmo światła białego, obejmuje już całość promieniowania ciała rozżarzonego, które umieściliśmy przed szczeliną spektroskopu? Na podstawie tego, co powiedzieliśmy (ust. 132) o promieniowaniu ciemnym i o jego własnościach możemy powiedzieć naprzód, że nie. To co wzrok nasz dostrzega, stanowi małą tylko część całkowitego, rzeczywistego widma, część odpowiadającą granicom wrażliwości oka na drgania eteru. Poniżej końca czerwonego i powyżej fioletowego ciągną się szeregi barw niewidzialnych, pierwsze o falach dłuższych od krańcowego czerwonego światła, drugie o krótszych od krańcowego fioletowego. Faktu tego, pierwszorzędnej w nauce o promieniowaniu wagi, dowiódł naprzód F. W. Herschel w r. 1800, wykazawszy, że czuły termometr, przesuwany wzdłuż widma rzeczywistego, ogrzewa się nie tylko w części widzialnej, jasnej, lecz także poza końcem czerwonym. Wollaston i Ritter dowiedli w r. 1801, że istnieją promienie niewidzialne także poza końcem fioletowym widma. Badania te ustaliły raz



na zawsze nasze wyobrażenia o stosunku światła do tego, co dawniej nazywano ciepłem promienistym; wykazały, że obydwaj zjawiska, ze stanowiska fizyki, są objawami tego samego rodzaju, że ciepło promieniste różni się od światła tylko tem, że nie drażni optycznie nerwu wzrokowego; nakoniec że to, co nazywamy światłem, jest zarazem ciepłem promienistym, gdyż działanie na wzrok nie daje się oddzielić od działania ogrzewającego.

a) Promieniowanie podczerwone (infra-czerwone) obejmuje wszystkie barwy o falach dłuższych od  $0,812\mu$  (w powietrzu), t. j. o częstości mniejszej od 370 bilionów w sekundzie (granica ta jest przybliżoną, zależy bowiem od indywidualnej wrażliwości oka). Do badania tej części widma służy aktinometr jakiegokolwiek konstrukcyi (bolometr, albo ogniwo termoelektryczne) w kształcie wąskiego paska, który ustawiamy równolegle do szczeliny spektroskopu. Jedyńy sposób pewny tworzenia widma podczerwonego polega na użyciu siatki dyfrakcyjnej; spektroskopy działające przez rozszczepienie w pryzmatach szklanych są w tych badaniach nieużyteczne, z powodu nieprzeźroczystości szkła wobec tych promieni; można jednak w pewnym zakresie barw podczerwonych używać pryzmatów z soli kamiennej, lub z fluorytu. Nawet powietrze (a głównie zawarty w niem bezwodnik węglowy i para wodna), jest wobec niektórych barw podczerwonych mało przezroczyste (por. rozdział ostatni).

Dolnej granicy widma podczerwonego nie zdołano dotąd osiągnąć; być może, że nie ma jej wcale. Z udoskonaleniem aktinometrów i sposobów obserwacyi odnajdywano coraz dłuższe fale. Najdłuższe, poznane dotąd, mierzą około  $60\mu$ , t. j. bez mała  $\frac{1}{10}$  milimetra (Rubens); natężenie ich, we wszystkich badanych źródłach promieniowania, jest niezmiernie małe. W promieniowaniu słonecznym Langley znajdował fale o długości aż do  $5\mu$  i więcej (patrz dolną część tab. II, gdzie wyobrażone jest widmo słoneczne w całej rozciągłości; światło zaznaczone właściwemi barwami, promieniowanie ciemne barwą ciemną; obok znajduje się krzywa, wykazująca natężenie promieniowania w różnych barwach). Rozumie się, że promieniowanie ciał zupełnie nieświecących, dajmy na to, ogrzanych tylko do  $+50^{\circ}$  lub  $+100^{\circ}$ , albo nawet wręcz zimnych, daje również widmo. Widmo to zaczyna się i kończy całkowicie w zakresie podczerwonym, nie dochodząc wcale do granicy światła. N.p. ciała

czarne wydają w temperaturze  $100^{\circ}$  najobficiej promienie około  $\lambda = 8 \mu$ , w temperaturze  $0^{\circ}$  około  $\lambda = 11 \mu$ , a więc leżące daleko w zakresie podczerwonym.

b) Promieniowanie nadfiołkowe (ultra-fiołkowe) zaczyna się około  $\lambda = 0,310 \mu$ , obejmuje tedy wszelkie drgania o częstości większej od 960 bilionów w sekundzie, a praktycznie biorąc, nawet od 800 bilionów, gdyż drgania o częstości większej są nader słabo widzialne. Natężenie tych barw, określone aktinometrycznie, a więc jako energia, bywa nawet w silnych, t. j. bardzo gorących źródłach promieniowania nader nikłe (por. znowu widmo słoneczne na tab. II). Stosunkowo najwięcej tych promieni wydaje płonący magnez, cynk, siarka, glin rozżarzony iskrą elektryczną i światło elektryczne łukowe. W dodatku promienie nadfiołkowe, o bardzo krótkich falach, bywają tak silnie pochłaniane przez powietrze, że nieodzowną staje rzeczą umieszczać spektroskop w próżni, jeżeli chodzi o badanie tej części widma (por. ust. 221). Z tej przyczyny promieniowanie słoneczne nie zawiera prawie promieni nadfiołkowych, o falach krótszych od  $0,3 \mu$ . Z ciał stałych przepuszcza je kryształ skalny (kwarc), szpat islandzki, najlepiej fluoryt. Te właściwości promieni nadfiołkowych utrudniają niezmiernie ich badanie, zdołano jednak wysledzić fale o długości zaledwie  $0,100 \mu$  (Schumann).

Łatwiej, aniżeli aktinometrem, można promienie nadfiołkowe wykazać za pomocą fotografii. Promienie te bowiem, niewidzialne, posiadają własność działania chemicznego na sole srebrne. Dawniej nazywano je nawet promieniami chemicznymi, chociaż niesłusznie, gdyż własność działania chemicznego posiadają i inne promienie; zależy to od rodzaju związku chemicznego, jaki poddajemy działaniu promieni (por. rozdział ostatni).

Inny jeszcze sposób uwidocznienia promieni nadfiołkowych polega na własności (którą zresztą dzielą także z innymi promieniami) podniecania niektórych ciał (t. zw. fluoryzujących), do świecenia promieniami widzialnymi. Widmo rzeczywiste, rzucone na tablicę pokrytą kryształkami platynocyanku barowego, staje się widzialnem także w części swojej nadfiołkowej—świeci tam barwą zielonawo-żółtą, t. j. barwą, w której wspomniane właśnie ciało fluoryzuje.

**176. OKREŚLENIE BARW ZA POMOCĄ LINII WIDMOWYCH.** Promieniowanie słoneczne, rozwinięte na widmo czyste, za pomocą jakiegokolwiek spektroskopu, przedstawia tę osobliwość, że pew-



nych określonych barw niema w niem wcale, albo są bardzo osłabione. W części widzialnej i nadfioletowej widma barwy brakujące są tak ściśle określone, że przedstawiają się w postaci wąskich, mniej lub więcej ciemnych linii, przecinających widmo na poprzek (równoległe do szczeliny spektroskopu, gdyż są to obrazy, jakoby ujemne tej szczeliny). Linie te, nieznanne jeszcze Newtonowi, dostrzegł pierwszy Wollaston w r. 1802; dokładniej opisał je i oznaczył wybitniejsze literami Fraunhofer w r. 1814. Na tab. II, poniżej widma barwnego i pod odpowiednimi barwami, znajdujemy rysunek, wykazujący rozmieszczenie tych linii w części widzialnej widma słonecznego. Skąd one pochodzą, o tem będzie mowa w innem miejscu (ust. 228); zaznaczamy tylko, że ich położenie w widmie słonecznem jest niezmienne, dlatego też mogą służyć do określenia barwy z równą dokładnością, jak długość fali. Zdjęcia fotograficzne widma słonecznego dowiodły, że podobne linie znajdują się także w części niewidzialnej, nadfioletowej; są one także w części podczerwonej, zazwyczaj jednak rozlane w szersze pasy.

TABLICA LINII FRAUNHOFERA.

Nazwa	Długość fali w pow. w mikron.	Barwa tła
<i>A</i>	0,76	Ciemno-czerwona
<i>B</i>	0,6870	} Czerwona
<i>C</i>	0,65629	
<i>D</i> <sub>1</sub>	0,58960	} Pomarańczowo-żółta
<i>D</i> <sub>2</sub>	0,58900	
<i>E</i>	0,527	Zielona (grupa linii)
<i>b</i>	0,517	Zielona (3 linie)
<i>F</i>	0,48614	Niebieska
<i>G</i>	0,4308	Fioletowo-błękitna
<i>H</i>	0,3968	} Fioletowa
<i>K</i>	0,3934	

## Z a d a n i a .

267) W spektroskopach dyfrakcyjnych widma światła białego, różnych rzędów (fig. 170), nakrywają się częściowo. Obliczyć, o ile to ma miejsce. (Część widzialną liczyć od  $\lambda = 0,39$  do  $0,76 \mu$ ).

*Odp.* Widmo pierwszego rzędu jest czyste. Koniec czerwony widma 2-go rzędu pada na część niebieskawo-zieloną widma rzędu 3-go i t. d.

268) Obliczyć długość widma światła białego, jakie daje siatka łącząca 100 kresek na millimetrze. Wyrazić tę długość przez różnicę kątów ugięcia obu końców widma.

*Odp.* Pierwszego rzędu  $2,12^\circ$ ; drugiego  $4,27^\circ$  i t. d.

269) Jakiego rodzaju promieniowania widzialnego i niewidzialnego spotykają się na czerwonym ( $0,76$ ) końcu widma 3-go rzędu siatki dyfrakcyjnej?

*Odp.* Z widzialnych niebieskawo zielone ( $\lambda = \frac{2}{3} \cdot 0,76$ ); z podczerwonych  $\lambda = 1,52 \mu$ ; z nadfioletowych:  $0,38$ ;  $0,304$ ;  $0,253$  i t. d. z natężeniem coraz słabszym.

270) Obliczyć grubość warstewki powietrza (między dwiema płytami szklanymi), która odbija światło białe, w kierunku prostopadłym, w barwie białej, z odcieniem żółto zielonym.

*Odp.* Około  $0,000136 \text{ mm}$ .

171) O ile zmieni się barwa, skoro między obie te płyty, na miejsce powietrza, wprowadzimy warstewkę wody (przyjąć prędkość światła w wodzie  $= \frac{3}{4}$  prędkości w powietrzu, bez różnicy barwy).

*Odp.* Warstewka wody działa jak warstewka powietrza  $\frac{4}{3}$  razy grubsza; barwa między jasno-żółtą a ciemną.

272) Światło białe, odbite prostopadle od warstewki powietrza, o grubości  $0,0015 \text{ mm}$ , pada na szczelinę spektroskopu; o ile widmo otrzymane różni się będzie od zwyczajnego?

*Odp.* Wystąpią cztery czarne prążki: w polu czerwonym ( $0,75$ ), pomarańczowym ( $0,60$ ), niebieskim ( $0,50$ ) i fioletowo-błękitnym ( $0,429$ ).



## ROZDZIAŁ XV.

### ODBIJANIE SIĘ I ZAŁAMYWANIE ŚWIATŁA.

177. PRAWO GEOMETRYCZNE ODBIJANIA SIĘ ŚWIATŁA. Promieniowanie padające na gładką powierzchnię graniczną pomiędzy dwoma różnymi ośrodkami wraca się, zmieniając kierunek biegu, do pierwszego ośrodka; nazywamy to odbijaniem się. Niekiedy wraca się niemal *A* całości (z zwierciadło nieprzeźroczyste,

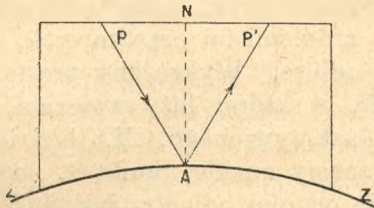


Fig. 172.

ste, srebrne); w innych przypadkach część tylko wraca się, reszta wnika w ośrodek drugi (powierzchnia wody albo szkła). Każda powierzchnia gładka odbija światło; jeżeli odbija wszystko, a przynajmniej bardzo wiele, zowiemy ją zwierciadłem. Niektóre zwierciadła (miedź, złoto) odbijają pewne barwy w większej ilości, niż inne; światło białe odbija się wtenczas z odcieniem barwnym. Wszelako wszystkie barwy, widzialne i niewidzialne, odbijają się w tym samym kierunku; rozszczepienia nie ma przytem nigdy.

Prawo geometryczne odbijania się światła, t. j. prawo zmiany kierunku, znane było już w starożytności (Euklides, w r. 300

przed Chr.). Najprościej daje się ono wyrazić za pomocą pojęcia promieni. Promień  $P$  (fig. 172) trafia powierzchnię płaską lub zakrzywioną, ale gładką  $Z$ , w punkcie  $A$ . Poprowadźmy przez promień padający płaszczyznę, stojącą w punkcie  $A$  prostopadle na powierzchni  $Z$ ; płaszczyzna taka (płaszczyzna padania) przechodzi przez normalną  $N$ , wyprowadzoną w punkcie  $A$  prostopadle do zwierciadła. Promień odbity  $P'$  znajdować się będzie w płaszczyźnie padania, po przeciwnej stronie normalnej. Kąt odbicia  $NAP'$ , t. j. pochylenie promienia odbitego ku normalnej, równa się kątowi padania  $NAP$ . (Prawa te staną się oczywistymi, skoro się przyjmie, że bieg promieni może być odwrócony, t. j. że  $P$  stanie się promieniem odbitym, gdy  $P'$  będzie padającym.)

**178. UZASADNIENIE. GRANICE WAŻNOŚCI. OPTYKA GEOMETRYCZNA.** Stosownie do założeń teorii falowej należy przyjąć, że światło odbite bierze początek w cząstkach eteru, znajdujących się na powierzchni zwierciadła, a pobudzonych do drgania przez światło padające.  $ZZ$  (fig. 173), wyobraża w przecięciu zwierciadło płaskie, albo — jeżeli chodzi o zwierciadło zakrzywione — tak małą część powierzchni odbijającej, iżby można ją uważać za płaską.  $A, B, C$  są cząstki eteru na tej powierzchni. Wprowadzone w drganie przez promieniowanie punktu świecącego, stają się one źródłami fal cząstkowych, które składają się na promieniowanie odbite. Wykreślmy prostą  $SPS'$  prostopadle do płaszczyzny  $MN$ , w której leży zwierciadło (jeżeli  $ZZ$  jest częścią zwierciadła zakrzywionego,  $MN$  będzie płaszczyzną styczną do  $ZZ$ ) i zaznaczmy na niej punkt  $S'$ , po przeciwnej stronie płaszczyzny, równie od niej odległy, jak  $S$  ( $S'P = SP$ ); obydwa punkty  $S$  i  $S'$  będą zatem równie odległe od cząstek  $A, B, C$ . Gdybyśmy usunęli zwierciadło, a punkt świecący  $S$  zastąpili innym w  $S'$ , cząstki  $A, B, C$  byłyby podniecane do drgania w takich samych fazach względnych, jak pierwiej, przeto też i fale cząstkowe, wychodzące z nich, miałyby taki sam przebieg, jak pierwiej. Stąd wniosek, że fale świetlne odbijają się od zwierciadła tak, jak gdyby wychodziły z punktu  $S'$ , zwanego obrazem punktu  $S$ . Prawo geometryczne odbijania się promieni jest prostem tego następstwem. Trójkąty  $SPA$  i  $S'PA$  są bowiem przystające do siebie, zatem kąty  $SAP, S'AP$  i  $ZAA'$  są równe, a więc także kąt padania = kątowi odbicia; nadto promień odbity znajduje się w płaszczyźnie trójkąta  $SPA$ , t. j. w płaszczyźnie padania.



Prawo odbijania się, wyrażone za pomocą promieni, jest jednakowoż o tyle tylko ważnem, o ile samo pojęcie promieni się stosuje, a więc, o ile ruch światła może być uważany jako prostolinijny. Też same zastrzeżenia, które poznaliśmy w ust. 135, w zastosowaniu do ruchu prostolinijnego światła, ograniczają również ważność powyższego prawa odbijania się.

Przyjmijmy n.p., że zwierciadło  $Z$  (fig. 174), na które świeci punkt  $S$ , jest tak małe, iż otwór tej samej wielkości dawałby już wyraźne objawy uginania się. Fale odbite będą wtenczas miały taki sam przebieg, jak gdyby zamiast zwierciadła był otwór

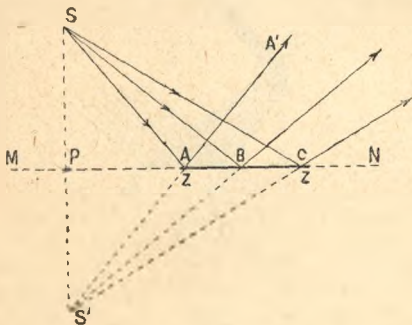


Fig. 173.

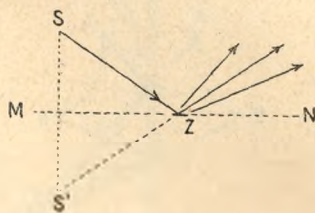


Fig. 174.

w płaszczyźnie  $MN$ , a zamiast punktu  $S$ , jego obraz  $S'$ . Objawy uginania się mogą sprawić, że zwyczajne prawo odbijania się nie będzie stosowało się nawet w przybliżeniu. Podobne zboczenia zachodzą także na brzegach zwierciadeł.

Pomimo swej niedokładności prawo odbijania się—podobnie jak prawo prostolinijnego ruchu—oddaje jednak ważne usługi, albowiem w wielkiej liczbie przypadków zboczenia od tego prawa są nieznaczne; jaskrawe odstępstwa zdarzają się tylko w takich doświadczeniach, które wypadałoby raczej nazwać doświadczeniami nad uginaniem się światła. Badanie zjawisk optycznych z tem tylko przybliżeniem, w którym zaniedbuje się objawy uginania się, należy do zakresu t. zw. optyki geometrycznej. Wychodzi to na jedno, jak gdyby uważać fale świetlne, które są niezmiernie krótkimi, za nieskończenie krótkie; wtedy, jak wiemy, nie byłoby wcale zjawisk uginania się. Podstawą optyki geometrycznej jest prawo prostolinijnego ruchu, prawo odbijania się i prawo załamывania się światła, o którym będzie niżej mowa.

ZASTOSOWANIA. Obrazy w zwierciadłach. Przedmiot  $AB$  (fig. 175), świecący światłem własnym, albo odbitem, można uważać jako zbiór niezależnych punktów świecących. Punkt n.p.  $A$  rzuca promienie na całe zwierciadło; one odbijają się tak, jak gdyby wychodziły z obrazu  $A'$ . Oko  $O$ , patrząc w zwierciadło, przyjmuje z tego pęku tylko wąskie pasmo, odpowiadające otworowi źrenicy. Warunki widzenia (pominąwszy natężenie) są zatem zupełnie te same, jak gdyby  $Z$  było przezroczyste, a po za nim znajdował się przedmiot  $A'B'$ , równej wielkości, jak  $AB$ , do niego odwrotnie podobny

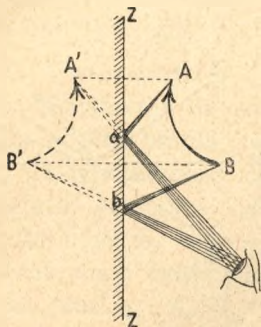


Fig. 175.

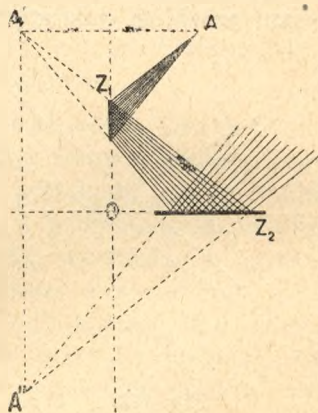


Fig. 176.

(jak prawa ręka do lewej). W utworzeniu tego obrazu bierze udział tylko część  $ab$  zwierciadła, zazwyczaj znacznie mniejsza od przedmiotu. Obrazy w zwierciadłach płaskich są, jak widać, zawsze pozorne. Zastosowanie geometrycznego prawa odbicia do zwierciadeł kulistych prowadzi do tych samych wyników, które otrzymaliśmy już inną drogą w ust. 164,

Obrazy wielokrotne. Jeżeli promienie odbite od pierwszego zwierciadła  $Z_1$  (fig. 176) trafiają drugie  $Z_2$ , wówczas obraz  $A'$ , utworzony przez pierwsze, zachowuje się wobec drugiego, jak przedmiot świecący, daje drugi obraz  $A''$ . Obraz odpowiadający powtórnemu odbiciu bywa zazwyczaj słabszy. Przypuszczam, że oba zwierciadła odbijają  $\frac{1}{n}$ -tą część światła padającego; wówczas pierwotne natężenie  $I$  zamieni się po pierwszym odbiciu na  $\frac{I}{n}$ , po drugim na  $\frac{I}{n^2}$  i t. d. Zdarza się niekiedy, że  $n$  jest dla pewnej barwy bliższe jedności, niż



dla innych, tak n.p. miedź odbija czerwone promienie silniej, niż inne. Zwierciadła mające tę własność zamieniają światło białe, po kilkakrotnem odbiciu, na barwne, złożone niemal wyłącznie z tych promieni, które odbijają się najobficiej. Jeżeli zwierciadła są pochylone pod kątem mniejszym od  $90^\circ$ , n.p.  $60^\circ$ , albo  $45^\circ$ , wówczas światło odbite od pierwszego i drugiego trafi znowu pierwsze zwierciadło i t. d. Wtenczas otrzymuje się od każdego zwierciadła tyle obrazów, ile razy światło odbija się tam i z powrotem, zanim wyjdzie w takim kierunku, iż nie trafia już żadnego ze zwierciadeł (kalejdoskop).

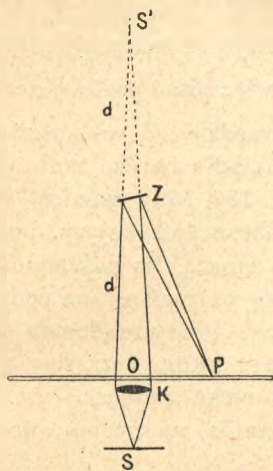


Fig. 177.

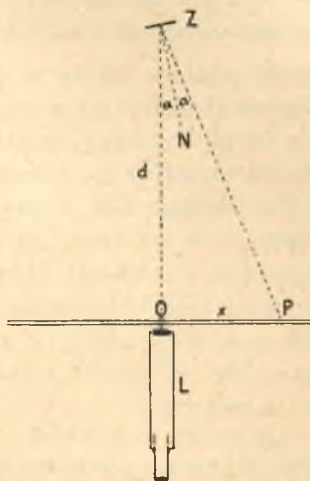


Fig. 178.

Mierzenie kątów. W wielu przyrządach fizycznych (wagi, galwanometry, magnetometry, elektrometry, wagi sprężynowe i t. p.) używa się zwierciadeł do mierzenia małych kątów obrotu. Do ruchomej części przyrządu, której obrót ma być zmierzony (n.p. do belki wagi, albo do magnesu w galwanometrze) przytwierdza się lekkie płaskie zwierciadko  $Z$  (fig. 177). Naprzeciw, w odległości  $d$ , znajduje się podziałka millimetrowa  $OP$ , nakreślona na białym papierze. Cokolwiek ponad nią, albo poniżej, ustawiamy soczewkę zbierającą  $K$ , a za nią wążką, jasno oświetloną szczelinę  $S$ . Soczewkę ustawia się tak, żeby obraz rzeczywisty szczeliny tworzył się w  $S'$ , za zwierciadłem, znowu w odległości  $d$ . Zwierciadło, jak widać na rysunku, odwrzuca zbieżną wiązkę promieni, a obraz rzeczywisty szczeliny pojawia

się w  $P$ , na podziałce, jako wązka jasna linia. Wiązka promieni stanowi tedy jakoby wskazówkę, poruszającą się razem ze zwierciadłem, wskazówkę bardzo długą, a nie obciążającą wcale przyrządu. Wskazówka ta obraca się jednak zawsze o kąt dwa razy większy, aniżeli zwierciadło. Jeśli bowiem zwierciadło obróci się o mały kąt  $\alpha$  (fig: 178), wówczas kąt padania wiązki powiększy się o  $\alpha$ , o tyleż powiększy się kąt odbicia; wiązka odbita obróci się przeto o kąt  $2\alpha$ . Ażeby obliczyć wielkość obrotu  $\alpha$ , licząc od tego położenia, w którym kąt padania i odbicia jest zero (światło w  $O$ , pod środkiem soczewki), wystarczy zmierzyć odległość  $d$  i odczytać na podziałce odległość  $OP = x$ ; wtedy będzie  $\frac{x}{d} = \operatorname{tg} 2\alpha$ . Kąt  $\alpha$  bywa zazwyczaj tak mały, że styczna różni się nader mało od łuku, można więc pisać prościej  $\alpha = \frac{x}{2d}$ .

Dokładność pomiaru zależy w pierwszym rzędzie od wielkości zwierciadła; powiedzieliśmy już wyżej, że zwierciadło bardzo małe działa jak mały otwór uginający światło (por. fig. 156, 159); zamiast wyraźnego obrazu szczeliny na podziałce daje obraz dyfrakcyjny, podobny do fig. 158 (zadanie 277). Oczywiście jest rzeczą, że dokładność pomiaru będzie tem mniejsza, im szerszą linię otrzymamy na podziałce, zamiast ostrego i wązkiego obrazu szczeliny. Inne urządzenie okazań jest na fig 178;  $L$  oznacza lunetę, przez którą patrzymy wprost na obraz podziałki, odbity w zwierciadle; nitka pajęczna (ust. 167), znajdująca się w lunecie, służy do celowania na jedno określone miejsce na podziałce.

**179. PRAWO GEOMETRYCZNE ZAŁAMYWANIA SIĘ ŚWIATEŁA.** Na granicy dwu ośrodków przezroczystych (powietrze — szkło, powietrze — woda, szkło — woda, próżnia — szkło) światło odbija się tylko częściowo, reszta wnika w ośrodek drugi. Przy tem przejściu zachodzi znowu znaczne zboczenie od prawa prostoliniowego ruchu: promienie — o ile o promieniach może być mowa — zmieniają nagle kierunek biegu, załamują się na granicy obu ciał; zjawisko to nazywamy załamywaniem, albo refrakcją. Tem się tłumaczy, że patrząc z zewnątrz na dno naczynia napełnionego wodą, widzimy przedmiot  $A$  (fig. 179), leżący na dnie, w  $A'$ , a więc w innym kierunku, aniżeli on rzeczywiście się znajduje; że dno rzeki wydaje się płytszem, niż jest istotnie; że łaska zanurzona ukośnie w wodę przedstawia się, jak gdyby złamana u powierzchni wody i t. p. Kierunki promieni padających i załamywanych określa się przez kąty (zawsze mniejsze od  $90^\circ$ ), jakie one zawierają z normalną  $N$  powierzchni



łamiącej; powierzchnia może być płaska, albo zakrzywiona. Pierwszy nazwalimy kątem padania, drugi nazwiemy kątem załamania. Nie jest to, jakby można z nazwy sądzić, kąt  $APA'$ , lecz kąt  $NPO$ , jeżeli światło idzie od  $A$  ku  $O$ ; albo  $APN'$ , jeżeli idzie w kierunku przeciwnym. Gdyby kierunek biegu promieni zmienił się na odwrotny, wtenczas kąty padania i załamania zamieniałyby tylko swoje nazwy, nie zmieniałyby wielkości, (a więc patrząc w wodzie z punktu  $A$ , zobaczylibyś oko w kierunku  $AP$ ).

Zmiana kierunku promieni ma miejsce i wtenczas, gdy dwa ośrodki nie mają wyraźnej, ostrej granicy, lecz gdy jeden przechodzi nieznacznym stopniowaniem w drugi (odbicia nie ma w tych warunkach). Promienie są wtenczas zakrzywione; zakrzywienie to można uważać jakoby złożone z niezliczonej liczby

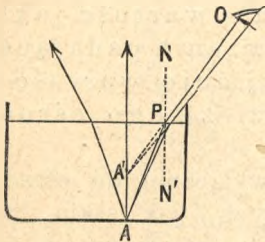


Fig. 179.

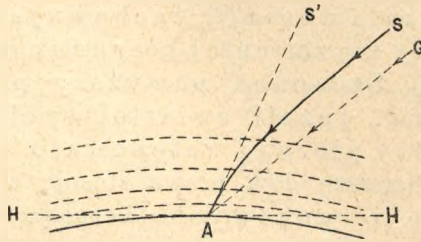


Fig. 180.

małutkich załamań. W ten sposób powstaje zakrzywienie promieni gwiazd w atmosferze ziemi (refrakcja astronomiczna); przyczyna jego leży w tem, że na granicy powietrza gęstszego i powietrza rzadszego promień załamuje się, jak gdyby to były dwa różne ciała — załamuje się tem znacznie, im więcej gęstości się różnią. Ponieważ w atmosferze ziemi gęstość zwiększa się stopniowo, ku dołowi, przeto kierunek promienia  $S$  (fig. 180), wychodzącego z odległej gwiazdy, zmienia się również stopniowo; doszedłszy do ziemi, promień posiada kierunek  $AS'$  i w tym też kierunku widzimy gwiazdę. Bez udziału atmosfery widzielibyśmy ją w kierunku  $AG$ , równoległym do początkowego biegu promienia  $S$ ; kąt  $GAS'$  nazywa się refrakcją. Refrakcja astronomiczna sprawia, że gwiazdy wydają się nam więcej wzniesione nad horyzontem  $H$ , niż są istotnie. Jeżeli gwiazda znajduje się w horyzoncie (wschodzi lub zachodzi), wtenczas refrakcja jest największą, kąt  $GAS$  wynosi wówczas nieco

więcej niż pół stopnia (około 34', zależy zresztą od stanu barometru i termometru).

Zjawiska załamania były znane w starożytności; sławny astronom Ptolomeusz (I wiek po Chr.) mierzył kąty załamania w wodzie i szkłe; polski optyk z XIII w. Vitello okazał, że kąty nie zmieniają się, gdy odwrócimy bieg promieni; wszelako prawdziwą zależność kąta załamania od kąta padania wskazał dopiero holenderski fizyk Snell (w połowie XVII w). Prawa te są:

1) Promień załamany na granicy dwu ośrodków przezroczystych, równokierunkowych, znajduje się w płaszczyźnie położonej przez promień padający i normalną do powierzchni łamiącej (w płaszczyźnie padania).

2) Stosunek wstawy kąta padania ( $\alpha$ ), do wstawy kąta załamania ( $\beta$ ), zachowuje stałą wartość, jakkolwiekby się zmieniał kierunek promienia padającego.

3) Stosunek powyższy przyjmuje wartość odwrotną, jeżeli światło wychodzi z tego ośrodka, w który pierwiej wstępowało.

Pierwsze dwa prawa stosują się wyłącznie do ośrodków równokierunkowych (bezpostaciowych, jak szkło, woda i t. p.; równokierunkowymi, pod względem optycznym, są także kryształy układu równoosiowego, n.p. sól kamienna). Ciało różnokierunkowe podlegają w tym względzie prawom zawilszym, o czym mowa w rozdziale XVII.

Prawo wstaw Snella (drugie) wyraża się równaniem:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Liczba  $n$ , zwana współczynnikiem załamania, zależy od rodzaju tego ośrodka, w który światło wstępuje, jako też tego, z którego wychodzi; zależy nadto od barwy promieniowania; nie zależy od wartości kąta padania. Nazwy ośrodków, do których odnosi się współczynnik załamania, wymienia się w odwrotnym porządku, aniżeli światło je przebywa, n.p. współczynnik załamania „szkła w wodzie”, albo „szkła względem wody” oznacza współczynnik odnoszący się do przejścia światła z wody do szkła. Prawa załamania stosują się zarówno do światła, jak i do promieniowania ciemnego.



Co do wartości współczynnika  $n$  mogą zachodzić dwa przypadki, uzmysłowione na fig. 181 i 182. Jeżeli  $n$  jest większe od jedności (n.p. szkło względem powietrza, fig. 181), wtenczas  $\sin \alpha > \sin \beta$ , zatem kąt załamania  $\beta$  jest zawsze mniejszy od kąta padania  $\alpha$ ; promień, łamiąc się, przechyla się „ku normalnej”. Drugi ośrodek (szkło), nazywamy w tym przypadku optycznie gęstszym od pierwszego \*). Jeżeli  $n$  jest mniejsze od jedności (n.p. powietrze względem szkła, fig. 182), wtenczas promień odchyła się „od normalnej”, gdyż zawsze jest  $\beta > \alpha$ . Przypadek ten zachodzi, gdy promień idzie z ośrodka optycznie gęstszego do rzadszego.

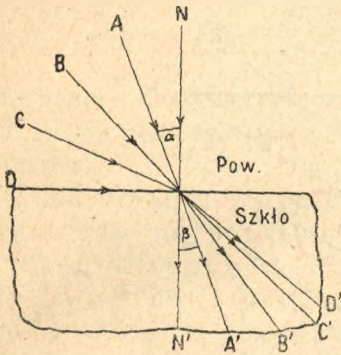


Fig. 181.

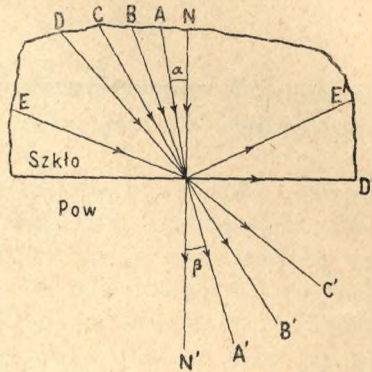


Fig. 182.

**180. UZASADNIENIE. WARTOŚĆ SPÓŁCZYNNIKA.** Weźmy pod uwagę dwa ośrodki przezroczyste, równokierunkowe, w pierwszym prędkość światła niechaj będzie  $V_a$ , w drugim inna  $V_b$ . Przypuszczam, że na płaszczyznę  $MM'$  (fig. 183), rozgraniczającą te dwa ośrodki, pada wiązka promieni równoległych  $P$ , pod kątem  $\alpha$ . Znaczy to, że w kierunku tych promieni poruszają się ku granicy fale płaskie  $F$ , pochylone ku płaszczyźnie  $MM'$ , również pod kątem  $\alpha$  (płaszczyzna rysunku jest płaszczyzną padania). Posuwając się naprzód, każda z tych fal ogarnia cząstki ośrodka  $A, B, C$ , leżące na granicy  $MM'$  i wprowadza je w drga-

\*) To określenie ciał optycznie gęstszych i rzadszych jest jednoznaczne z określeniem podanem w ust. 154, jak to się okaże w ust. następnym. Nazwa pochodzi stąd, że często, ale nie zawsze, ciała gęstsze załamują światło silniej od rzadszych.





się bowiem źródłami fal cząstkowych, wracających się w części wstecz, jako fale odbite, w części wnikających w ośrodek  $b$ , jednakże z prędkością zmienioną  $V_b$ . Falowanie wzniecone przez nie w ośrodku  $b$  rozchodzić się będzie w taki sposób, jak gdyby powyżej  $MM'$  zamiast  $a$  rozciągał się nieprzerwanie ośrodek  $b$ , przesyłający przez granicę fale z prędkością  $V_b$  pod kątem  $\beta$ , w tej samej, jak poprzednio, płaszczyźnie padania. Wtenczas bowiem ślady fal biegnęłyby wzdłuż granicy z tą samą, jak porzednio, prędkością, a więc względne fazy drgań cząstek  $A, B, C, \dots$  byłyby też same. Zmieniony kierunek ( $\beta$ ) biegu fal (promienia) określa się tedy równaniem:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{V_a}{V_b} = n.$$

Równanie to wyraża widocznie prawo Snella; stosunek prędkości  $V_a : V_b$  jest bowiem liczbą stałą, jest to współczynnik załamania  $n$ .

Załamanie promienia na granicy dwu ośrodków jest tedy następstwem różnicy prędkości światła w tych ośrodkach. Współczynnik załamania równa się stosunkowi prędkości w pierwszym, do prędkości w drugim ośrodku. Prędkość światła w powietrzu jest  $300000 \text{ km/sek}$ ; w wodzie Foucault znalazł jako jej wartość  $225000 \text{ km/sek}$  (ust. 139). Współczynnik załamania wody, względem powietrza, powinien zatem wynosić  $\frac{300000}{225000} = \frac{4}{3} = 1,33$ ; tyle wynosi też istotnie.

Z dwu ośrodków  $a$  i  $b$  ten jest optycznie gęstszym, w którym prędkość światła ma wartość mniejszą. Jeżeli bowiem jest  $n > 1$ , to znaczy, że  $V_b < V_a$ .

Prawo załamania światła jest, jak widzimy, to samo, jak prawo załamania fal wogóle; poznaliśmy je już w tomie I (ust. 203). Zgodności tej nie należy jednak uważać za dowód prawdziwości teorii falowej światła, gdyż prawo Snella można wyprowadzić n.p. także z założeń teorii emisyjnej (znaczenie współczynnika będzie wtedy inne).

**181. WYKREŚLENIE PROMIENIA ZAŁAMANEGO.** Fale płaskie  $F$ , jak na fig. 183, pozostają płaskimi  $f$ , także po przejściu w drugi ośrodek, zmieniają tylko kierunek biegu. Rysunek okazuje, w jaki sposób one formują się z fal cząstkowych, wychodzących

z powierzchni łamiącej. Każda cząstka na powierzchni, n.p.  $A$ , staje się środkiem fali kulistej, cząstkowej, z chwilą, gdy fala padająca  $F$  ją potrafi. Później, w miarę posuwania się fali do  $F'$  i dalej, czynią to samo cząstka  $B$  i następne. W chwili, gdy cząstka  $C$  zostaje potracona, wszystkie poprzednie wytworzyły już fale kuliste, o rozmaitych promieniach  $AD, BE\dots$  Według sposobu rozważania ruchu fal, wprowadzonego przez Huygensa, fala wypadkowa, załamana, jest wspólną styczną wszystkich tych fal cząstkowych. Ona jest płaską, gdyż wszystkie te kule dotykają się widocznie płaszczyzny  $f''$ , poprowadzonej przez linię  $C$  (ślad fali padającej  $F''$ ), a stycznej w punkcie  $D$  do pierwszej z nich. Ta płaszczyzna  $f''$  jest tedy czołem fali wypadkowej. Widać, że długości  $A'C$  i  $AD$  są przebieżone równocześnie, pierwsza z prędkością  $V_a$ , druga z prędkością  $V_b$ .

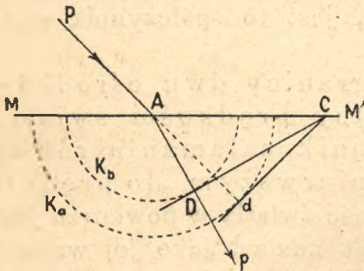


Fig. 184.

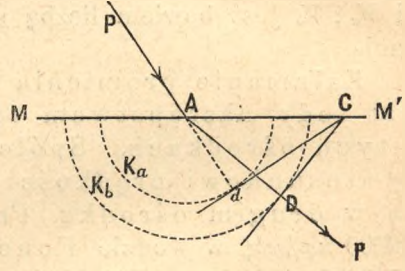


Fig. 185.

Wynika stąd następujący sposób wykreślenia promienia załamanego. Na granicę  $MM'$  ośrodków  $a$  i  $b$  (fig. 184 albo 185) pada w punkcie  $A$  promień  $P$ . Dokoła punktu  $A$  kreślimy dwie półkule  $K_a$  i  $K_b$ , których promienie mają się jak  $V_a$  do  $V_b$ , a więc jak  $n : 1$ . Promień padający przebija kulę  $K_a$  w punkcie  $d$ . Kreślimy w tym punkcie płaszczyznę styczną do  $K_a$ ;  $C$  jest jej ślad na płaszczyźnie  $MM'$ . Kreślimy następnie przez  $C$  płaszczyznę styczną do  $K_b$ ; punkt styczności jest  $D$ . Promieniem załamanym będzie  $AD$ . Konstrukcji tej nie trzeba uzasadniać; fig. 184, albo 185 wyraża bowiem to samo, co fig. 183; litery  $A, C, D$  mają to samo znaczenie, zaś  $Ad = A'C$ . Płaszczyzna  $Cd$  jest równoległą do fali padającej;  $CD$  do załamananej.

**182. SZYBA PŁASKO-RÓWNOLEGŁA. SPÓŁCZYNNIK BEZWZGLĘDNY.** Oznaczmy współczynnik załamania, odpowiadający przejściu światła z ośrodka  $a$  do ośrodka  $b$  przez  $n_{ab}$ ;  $n_{ba}$  niechaj się od-



nosi do przejścia w kierunku odwrotnym. Mamy wtenczas, według poprzedniego ustępu:

$$n_{ab} = \frac{V_a}{V_b}; \quad n_{ba} = \frac{V_b}{V_a},$$

zatem

$$(1) \quad n_{ba} = \frac{1}{n_{ab}}.$$

W tem leży uzasadnienie trzeciego prawa załamania się światła (ust. 179). Jego sprawdzenie doświadczalne wynika stąd, że szyba płasko-równoległa, z ciała przezroczystego *b* (fig. 186), granicząca z obu stron z tym samym ośrodkiem *a*, nie zmienia

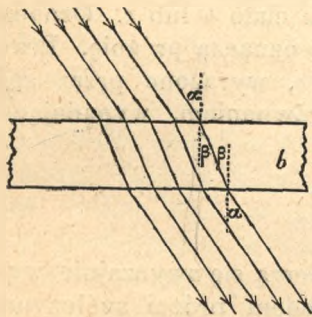


Fig. 186.

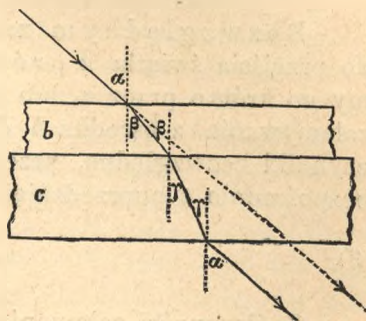


Fig. 187.

kierunku promienia, który na wskroś przez nią przechodzi. Istotnie, przedmioty odległe, n.p. gwiazdy, których promienie można uważać za równoległe, przedstawiają się w niezmiennym kierunku, jeżeli się na nie patrzy przez szybę płasko-równoległą. Kąt  $\alpha$  w powietrzu zamienia się na  $\beta$  w szkłe, na drugiej zaś ścianie kąt  $\beta$  w szkłe zamienia się znowu na  $\alpha$  w powietrzu.

Promień nie zmieni kierunku nawet wtenczas, gdy szyba jest złożoną z kilku płyt płasko-równoległych, n.p. z dwu *b* i *c* (fig. 187). Mamy bowiem na pierwszych dwu granicach:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{ab} = \frac{V_a}{V_b}; \quad \frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = n_{bc} = \frac{V_b}{V_c}.$$

Mnożąc te równania otrzymamy:

$$(2) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{ab} \cdot n_{be} = \frac{V_a}{V_c} = n_{ac}.$$

Promień wstępuje tedy w drugą płytę w takim kierunku, jak gdyby pierwszej wcale nie było (co jest oczywiście, gdyż grubość płyty nie ma tu żadnego znaczenia); musi zatem wyjść z drugiej pod tym kątem  $\alpha$ , pod którym wstąpił w pierwszą.

Na podstawie znalezionej właśnie zależności można obliczyć współczynnik dla dwu ośrodków  $a$  i  $b$ , skoro się zna ich współczynniki względem jakiegokolwiek trzeciego ośrodka  $c$ , mianowicie:  $n_{ab} = \frac{n_{ac}}{n_{bc}}$ .

Bez względunym nazywamy współczynnik odnoszący się do przejścia światła z próżni w dane ciało  $b$  lub  $c$ . Oznaczmy go krótko przez  $n_b$  lub  $n_c$ ;  $a$  niech oznacza próżnię. Prawo załamania z ośrodka  $b$  do ośrodka  $c$ , wyrażone przez współczynniki bezwzględne, przedstawi się równaniem, wypadającym bezpośrednio z poprzedzającego:

$$(3) \quad n_{bc} = \frac{n_c}{n_b}.$$

Spółczynniki załamania ciał ( $c$ ) mierzą się zwyczajnie w powietrzu ( $b$ ), które samo posiada względem próżni współczynnik bezwzględny  $n_b = 1,00027$  (ust. 186). Ażeby znaleźć współczynnik bezwzględny ciała  $c$ , należy zatem wprowadzić drobną poprawkę według wzoru:

$$n_c = 1,00027 \cdot n_{\text{powietrze, } c}$$

**183. CAŁKOWITA PRZEZROCZYŚĆ I CAŁKOWITE ODBICIE.** Na granicy dwu ośrodków przezroczystych światło odbija się zazwyczaj tylko częściowo, przeważna część światła wchodzi w drugi ośrodek. Są jednak dwa przypadki krańcowe, w których brakuje jednej lub drugiej części.

a) Przypuśćmy, że są dwa różne ośrodki przezroczyste  $a$  i  $b$ , w których światło porusza się z jednakową prędkością; a więc  $V_a = V_b$ . Według ust. 180 będzie wówczas  $n_{ab} = 1$ , zatem także  $\alpha = \beta$ . Promienie przechodzą tedy przez granicę takich ośrodków bez zmiany kierunku. Załamania nie ma, jak gdyby po obu stronach granicy znajdował się ten sam ośrodek. Do-



świadczenie uczy, że ośrodki tego rodzaju zachowują się także wobec odbicia światła, jak gdyby były tylko jednym ciałem, t. j. na wspólnej ich powierzchni zetknięcia światło nie odbija się wcale (ust. 204), powierzchnia jest całkowicie przezroczystą. Szyba szklana w powietrzu odbija prostopadle około 4% światła, 96% przepuszcza; ta sama szyba zanurzona w wodzie nie odbija prawie nic. Szkło potłuczone na proszek jest białe i nieprzezroczyste, wskutek wielokrotnego, a więc obfitego odbijania światła; tenże proszek zalany wodą, albo lepiej olejem, mającym ten sam jak szkło spólczynnik, staje się przezroczystym i niemal niewidzialnym.

b) Odwrotne zjawisko, zupełnej nieprzezroczystości powierzchni odgraniczającej dwa ciała przezroczyste, zdarza się, gdy światło ulega t. zw. całkowitemu odbiciu.

Ileokroć światło przechodzi z ośrodka optycznie rzadszego  $a$ , w gęstszy  $b$ , t. j. gdy  $n_{ab} > 1$ , wtenczas każdemu promieniowi, padającemu pod jakimkolwiek kątem, odpowiada zawsze promień załamany. To ma miejsce nawet wtenczas, gdy promień padający trafia powierzchnię łamiącą niemal stycznie, t. j. pod kątem  $\alpha = 90^\circ$  (promień  $D$  na fig. 181); kąt załamania przyjmuje wtenczas wartość największą (promień  $D'$ ), jaką wogóle może mieć, zwaną kątem granicznym. Oznaczywszy ten kąt przez  $\gamma$ , otrzymamy z wzoru ogólnego:  $\sin \alpha : \sin \beta = n_{ab}$ , w którym podstawimy:  $\alpha = 90^\circ$   $\sin \alpha = 1$ ,  $\beta = \gamma$ :

$$(4) \quad \sin \gamma = \frac{1}{n_{ab}} = n_{ba}.$$

Inaczej będzie, jeżeli promień biegnie w kierunku odwrotnym, z ciała gęstszego  $b$  w rzadsze  $a$  (n. p. ze szkła, lub wody, w powietrze). Kąt załamania przewyższa wtenczas zawsze kąt padania (fig. 182), a osiąga wartości  $90^\circ$ , gdy kąt padania stanie się równy granicznemu ( $\sin \alpha = \sin \gamma = n_{ba}$ , daje  $\sin \beta = 1$ , więc  $\beta = 90^\circ$ ). Wartości większej od  $90^\circ$  kąt załamania nie może przyjąć, przeto też światło trafiające powierzchnię ośrodka rzadszego, pod kątem  $\alpha$  większym od granicznego, nie zdoła przejść przez tę powierzchnię. Istotnie też, w przypadku tym (gdy  $n < 1$ ,  $\alpha > \gamma$ ), fale cząstkowe nie składają się wcale na falę wypadkową, gdyż wogóle nie przecinają się; zawodzi też konstrukcyja promienia załamanego, według fig. 185, o czem czytelnik łatwo sam się przekona.

Skoro tedy fala załamana wcale się nie tworzy, przeto całkowita energia światła dostaje się w tym przypadku w udziale promieniom odbitym. Obraz odbity jest niezwykle jasny, błyszczący, zjawisko nazywamy odbiciem całkowitem. Równie jasne obrazy, jak odbicie całkowite, dają tylko zwierciadła metalowe, które istotnie odbijają także niemal całkowicie, chociaż z innego powodu — dlatego, że są nieprzezroczyste.

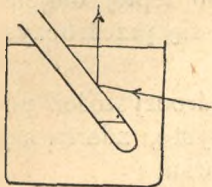


Fig. 188.

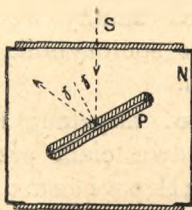


Fig. 189.

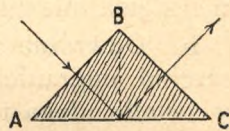


Fig. 190.

Z wnętrza wody światło nie wyjdzie w powietrze, ilekroć trafia powierzchnię pod kątem większym od  $48,59^\circ$ , gdyż współczynnik załamania wody względem powietrza wynosi okragło  $\frac{4}{3}$ , zaś  $\frac{3}{4}$  jest wstawą kąta  $48,59^\circ$ .— Szklana probierka (fig. 188), zanurzona ukośnie w szklance wody, oświetlona z boku, oglądana z góry, połyskuje, jakby zawierała rtęć. Blask znika, skoro napełnimy ją wodą. — Podobnie połyskuje powierzchnia wody w szklance, oglądana od spodu, przez wodę, przy odpowiedniem oświetleniu.— Dwie płytki szklane *P*, zawierające między sobą cienką warstewkę powietrza, oklejone po brzegu (fig. 189), zanurzone w naczyniu szklanem *N*, napełnionem wodą, lub inną cieczą, nieprzepuszczają wcale światła, jeżeli pochylimy je ku promieniom padającym *S* pod kątem większym od granicznego. Chodzi tu o kąt graniczny, odpowiadający przejściu światła z cieczy w powietrze; płytki szklane nie mają tu żadnego wpływu (ust. 182). Nieprzezroczystość zjawia się nagle, przy kącie granicznym; urządzeniem takim można zatem ten kąt dokładnie wymierzyć, poczem z wzoru (4) obliczymy współczynnik załamania cieczy.

Na granicy szkła i powietrza ( $n = \frac{3}{2}$ ) kąt graniczny wynosi około  $42^\circ$ ; promień padający prostopadle na ścianę przyprostokątną *AB* szklanego trójkątnego pryzmatu, mającego kąty  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  i  $45^\circ$  (fig. 190) trafia przeciwprostokątną pod kątem  $45^\circ$ , większym od granicznego, ulega tedy całkowitemu odbiciu. Pryzmatów takich używa się w różnych narzędziach optycznych do zmiany kierunku promienia, zamiast zwierciadła.



Z innych zastosowań warto wspomnieć o przyrządzie do rysowania, zwanym „camera lucida” (fig. 191). Jest to pryzmat szklany, czworograniasty, zwracający przez całkowite odbicie promień poziomy  $P$ , idący od przedmiotu mającego się odrysować, pionowo do góry, po dwukrotnem (żeby obraz nie był odwrócony) całkowitem odbiciu. Oko, umieszczone tuż obok krawędzi pryzmatu, odbiera połowę źrenicy promienie  $P$ , idące od przedmiotu, drugą połowę patrzy wprost na kartkę papieru, umieszczoną poniżej; widząc obraz przedmiotu na tle papieru można go łatwo obrysować ołówkiem.

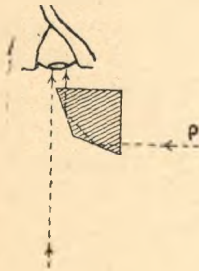


Fig. 191.

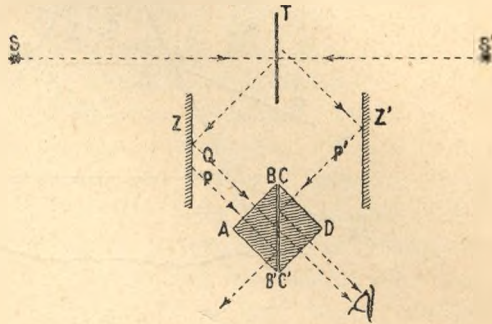


Fig. 192.

Ważnym zastosowaniem całkowitego odbicia jest kostka fotometryczna Swana (fig. 192). Składa się ona z dwu pryzmatów szklanych prostokątnych  $ABB'$  i  $CDC'$ , sklejonych ścianami przeciwprostokątnymi za pomocą cienkiej warstewki balsamu kanadyjskiego\*). Warstewka balsamu zajmuje jednak tylko środek ścian, w kształcie okrągłej plamki, zresztą między ścianami temi znajduje się warstewka powietrza. Promienie padające prostopadłe na boczne ściany kostki  $AB$  i  $DC$  ulegają całkowitemu odbiciu (jak  $P$  lub  $P'$ ), o ile trafiają na warstewkę powietrza; przechodzą natomiast nawskróś przez kostkę (jak  $Q$ ), o ile padają na miejsce sklejone, gdyż na granicy między szkłem a balsamem światło nie odbija się wcale, dzięki równości współczynników załamania. Patrząc zatem w ścianę  $C'D$  zobaczymy jasną plamkę na tle mniej jasnym, lub odwrotnie, zależnie od tego, czy promienie  $Q$  są jaśniejsze, czy  $P'$ . Lampy  $S$  i  $S'$ , mające

\*) Przezroczyste żywiczne ciała, używane przez optyków do sklejanja szkła optycznych, bardzo zbliżone do szkła pod względem załamania światła.

się porównać, oświetlają naprzód z obu stron białą tabliczkę  $T$ . Za pośrednictwem zwierciadeł płaskich  $Z$  i  $Z'$  widzimy przez kostkę obie strony tabliczki jednocześnie, jedną przez całkowite odbicie promieni  $P'$ , drugą nawskróś przez plamkę, za pośrednictwem promieni  $Q$ . Zmieniamy odległości  $S$  i  $S'$  od  $T$ , dopóki plamka nie przestanie odznaczać się na tle; wtenczas oświetlenia obu stron tabliczki będą równe.

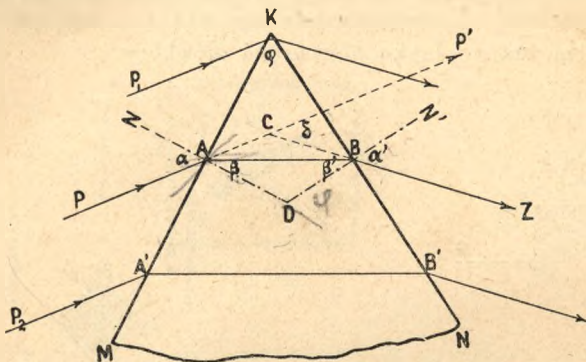


Fig. 193.

**184. POMIAR SPÓŁCZYNNIKÓW ZAŁAMANIA;** a) Za pomocą pryzmatu. W myśl równania  $n = \sin \alpha : \sin \beta$  wystarczyłoby zmierzyć jakąkolwiek parę należących do siebie kątów  $\alpha$  i  $\beta$ , ażeby móc obliczyć wartość współczynnika załamania. Trudność leży w tem, że promień załamany przebiega we wnętrzu szkła, czy wody i t. p., wskutek czego kierunku jego nie można bezpośrednio wyznaczyć. Trudność tę można jednak łatwo ominąć, jeżeli na danym ciele łamiącym naszlifowane są dwie ściany płaskie, pochylone ku sobie, jak na klinie. Bryła taka, której kształt może być zresztą jakikolwiek, nazywa się w optyce pryzmatem. W przeciwieństwie do szyby płasko-równoległej pryzmat zmienia kierunek przechodzących przezeń promieni, odchyła je od pierwotnego biegu; na tem polegają rozliczne jego zastosowania optyczne.

Płaszczyzna poprowadzona prostopadle do linii przecięcia się obu płaskich ścian pryzmatu, do t. zw. krawędzi, nazywa się przecięciem głównym. Fig. 193 wyobraża pryzmat w przecięciu głównym;  $K$  jest krawędź,  $MN$  podstawa (dowolnej postaci); ściany płaskie  $MK$  i  $NK$  pochylone są ku sobie pod kątem  $\varphi$ , który nazwiemy rozwartością pryzmatu.



Ograniczmy się do rozważania biegu promieni w przecięciu głównym. Promień  $PA$ , trafiający ścianę  $MK$  w punkcie  $A$ , w kierunku  $AP'$ , załamuje się w tymże punkcie ku normalnej  $ND$  (o ile pryzmat jest optycznie gęstszy od powietrza otaczającego); przebiegłszy przez pryzmat w kierunku  $AB$ , załamuje się znowu na drugiej ścianie od normalnej  $N'D$  i opuszcza pryzmat w kierunku zmienionym  $BZ$ , odchylony ku podstawie; zostaje jednak zawsze w przecięciu głównym (prawo I, ust. 179). Kąt  $P' CZ = \delta$ , zawarty między kierunkami promienia wchodzącego  $P$  i wychodzącego  $Z$ , nazywamy odchyleniem promienia. Wszelki promień, padający równolegle z pierwszym, jak  $P_1$ , albo  $P_2$ , ulega temu samemu odchyleniu  $\delta$ , gdyż ono zależy widocznie tylko od wartości kątów padania i załamania  $\alpha$  i  $\beta$ ,  $\beta'$  i  $\alpha'$ , a nie od grubości pryzmatu.  $\perp$  Wiązka promieni równoległych opuszcza tedy pryzmat jako wiązka równoległa. Widać także, że promień, który trafiałby pryzmat pod kątem  $\alpha'$ , szedłby drogą odwrotną od  $Z$  przez  $BA$  ku  $P$ , doznałby tedy tego samego odchylenia  $\delta$ , jak promień padający pod kątem  $\alpha$ . Odchylenie nie zmieni się tedy, jeżeli kąty  $\alpha$  i  $\alpha'$  zamienią wzajemnie swe wartości. Okazuje to jeszcze wyraźniej następujący wzór, służący do obliczenia wartości odchylenia  $\delta$ .

Kąt  $\delta$  jest zewnętrznym w trójkącie  $ABC$ , zatem  $\delta = (\alpha - \beta) + (\alpha' - \beta')$ ; nadto, ponieważ  $\beta + \beta' = 180^\circ$  — kąt  $ADB$ , zaś kąt  $ADB = 180 - \varphi$ , przeto  $\beta + \beta' = \varphi$ , więc:

$$(1) \quad \delta = \alpha + \alpha' - \varphi.$$

Wartość  $\delta$  nie zmienia się, jak widać, jeżeli przestawimy  $\alpha$  i  $\alpha'$ .

Wartość odchylenia jest zresztą zmienna, zależy bowiem od kąta padania  $\alpha$ , t. j. od pochylenia promieni ku pierwszej ścianie pryzmatu, albo, co na jedno wychodzi, od pochylenia pryzmatu ku tymże promieniom. Przypuśćmy, że promienie padają stale w kierunku  $PP'$  (fig. 194) i obracajmy stopniowo pryzmat z położenia  $I$ , w którym one trafiają go stycznie do pierwszej ściany, w położenie  $V$ , w którym wychodzą stycznie do drugiej ściany. W położeniu  $I$  jest  $\alpha = 90^\circ$ , zaś kąt  $\alpha'$ , pod którym promień opuszcza pryzmat, posiada pewną wartość, n.p.  $\varepsilon$ ; odchylenie wynosi  $90^\circ + \varepsilon - \varphi$ . W położeniu  $V$  jest znowu  $\alpha' = 90^\circ$ , zatem musi być  $\alpha = \varepsilon$ , gdyż w obu tych położeniach odchylenia muszą być jednakowe. W ciągu obrotu od  $I$  do  $V$  kąt  $\alpha$  zmniejsza się stopniowo od  $90^\circ$  do  $\varepsilon$ , zaś kąt  $\alpha'$  przyjmuje te same wartości w porządku odwrotnym, od  $\varepsilon$  do  $90^\circ$ . Z początku kąt  $\alpha$  jest

większy od kąta  $\alpha'$ , pod koniec obrotu  $\alpha'$  przewyższa  $\alpha$ . Musi tedy istnieć pewne położenie pośrednie, n.p. *III*, w którym jest  $\alpha' = \alpha$ . Ponieważ, według (1), odchylenie  $\delta$  nie zmienia się, gdy  $\alpha$  i  $\alpha'$  zmieniają swe wartości, przeto po obu stronach położenia *III* znajdziemy położenia takie, jak *I* i *V*, *II* i *IV* i t. p., w których odchylenia będą jednakowe. Promień przepuszczony przez pryzmat będzie tedy podczas obrotu zbliżał się ku promieniowi padającemu  $PP'$ , albo może oddalał się od niego, dopóki pryzmat nie zajmie położenia *III*, w którym jest  $\alpha' = \alpha$ , poczem zawróci się i zacznie oddalać się (albo zbliżać). W położeniu symetrycznym *III*, gdy  $\alpha = \alpha'$ , odchylenie promienia jest zatem ze wszystkich albo największe, albo najmniejsze. Doświadczenie i rachunek okazuje, że jest najmniejsze.

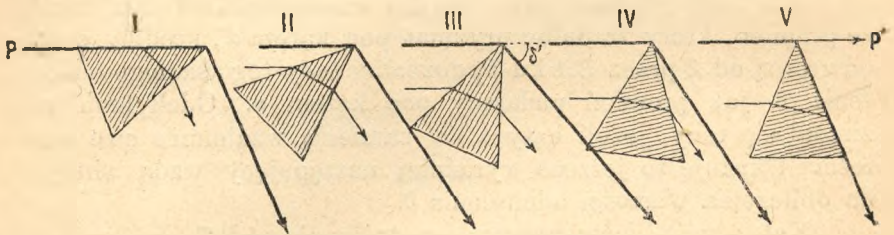


Fig. 194

Pryzmat można z łatwością nastawić dokładnie na to położenie minimum odchylenia, w którym promienie są jednakowo pochylone do obu ścian. Poznaje się je potem, że podczas obracania pryzmatu, w tem położeniu symetrycznym promień zwraca się, przestaje pochylać się w jedną stronę, zaczyna iść w przeciwną. Położenie to nadaje się najlepiej do pomiaru współczynnika załamania; wtenczas jest  $\alpha' = \alpha$ , zatem także  $\beta' = \beta$ , a więc  $\beta = \frac{\varphi}{2}$ . Nadto z (1) wypada  $\alpha = \frac{\delta' + \varphi}{2}$ , w czem  $\delta'$  oznacza tę najmniejszą wartość odchylenia. Otrzymamy zatem:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \frac{\delta' + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Ażeby znaleźć wartość współczynnika należy więc zmierzyć tylko rozwartość pryzmatu  $\varphi$ , tudzież wartość odchylenia  $\delta$ , wten-



czas, kiedy ono jest najmniejsze. Do pomiarów ścisłych używa się spektrometru, którego urządzenie było już opisane w ust. 167. Pryzmat ustawia się na stoliku  $M$  (fig. 195), krawędzią równoległą do osi przyrządu i rzuca się nań wiązkę promieni, która przeszła przez szczelinę  $P$  kollimatora, a w soczewce  $K_1$  zamieniła się na wiązkę równoległą. Po przejściu przez pryzmat promienie są wciąż równoległe, wszystkie odchyliły się jednakowo, poczem zbierają się w ognisku soczewki  $K_2$ , w obraz rzeczywisty szczeliny  $P$ , obraz ten, oglądamy przez szkło powiększające  $K_3$ . Nastawiamy lunetę  $K_2 K_3$  tak, żeby obraz szczeliny padał na środek krzyża  $s$ , z nitek pajęczych. Obracając stolik  $M$ , razem z pryzmatem, śledzimy lunetą przesuwanie się obrazu szczeliny i zatrzymujemy lunetę tam, gdzie obraz ten zawraca się. Tym sposobem przyrząd daje nam na kole  $L$ , dzielonym na stopnie, bezpośrednio kąt  $\delta$ . Rozwartość  $\varphi$  pryzmatu mierzy się tym samym przyrządem, przyczem można zastosować odbicie się światła od ścian pryzmatu.

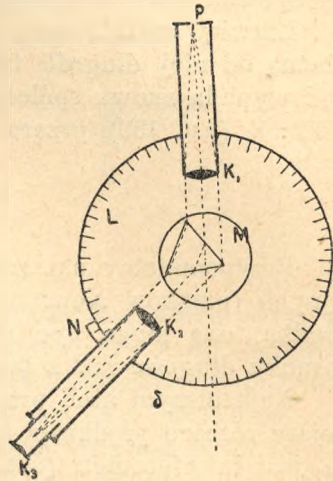


Fig. 195.

Powyzsza metoda pomiaru daje się zastosować również do cieczy i do gazów (co do gazów por. zadanie 290). Używa się wtenczas naczyń przyzmatycznych, złożonych z płytek szklanych płasko-równoległych. Obecność tych płytek, jak wiemy (ust. 182), nie ma wpływu na wartość odchylenia; ono zależy od załamania się światła w samej tylko cieczy (lub gazie), którą naczynie jest napełnione.

Tenże sam przyrząd służyć będzie wreszcie do wyznaczania współczynników załamania się promieni ciemnych, podczerwonych lub nadfioletowych. Oko, jak zawsze w tego rodzaju badaniach, zastąpimy aktinometrem, n.p. wązkim paskiem bolometru, który należy umieścić w lunecie w  $s$ , na miejscu krzyża pajęczego.

b) Za pomocą odbicia się całkowitego. Szybciej prowadzą do celu metody pomiaru współczynnika, polegające na zmierzeniu kąta granicznego  $\gamma$  (ust. 183). Jeden z takich sposobów pomiaru objaśniliśmy już na fig. 189.

c) Przez pomiar prędkości światła. Skoro współczynnik załamania jakiegokolwiek ciała  $b$ , względem n.p. powietrza  $a$ , równa się stosunkowi prędkości światła w powietrzu, do prędkości w temże ciecie (ust. 180),  $n_{ab} = V_a : V_b$ , przeto można na tej zależności oprzeć pomiar współczynnika  $n$ . W rzeczywistości pomiar taki był chyba tylko raz jeden wykonany, we wspomnianych już kilkakrotnie doświadczeniach Foucaulta nad prędkością światła w wodzie (ust. 139).

Łatwiej, aniżeli samą prędkość światła, można wymierzyć zależną od niej długość fali świetlnej  $\lambda$  w różnych ośrodkach, skąd wypada znowu współczynnik załamania; jest bowiem  $\lambda_a : \lambda_b = V_a : V_b$  (ust. 159), przeto także

$$n_{ab} = \frac{\lambda_a}{\lambda_b}.$$

Przypominamy n.p. zależność różnych obrazów interferencyjnych (prążków Newtona ust. 154, zad. 241, 242) od rodzaju ośrodka; one mogą być również zużytkowane do wyznaczenia stosunku długości fal, a tem samem współczynnika załamania.

Najczulszym atoli przyrządem, zdolnym wykazać najdrobniejsze różnice prędkości światła, a więc i współczynnika załamania, jest interferometr (ust. 155, fig. 138). Dość jest n.p. ogrzać cokolwiek powietrze, przez które przechodzi jeden z promieni  $ab$  albo  $de$ , spotykających się następnie i tworzących obraz interferencyjny, ażeby spowodowana tem zmiana współczynnika załamania powietrza zaznaczyła się przesunięciem prążków interferencyjnych. Jeżeli jeden z promieni przechodzi przez warstwę ciała  $a$  o grubości  $l_a$ , w której prędkość światła jest  $V_a$ , to czas potrzebny na przejście będzie  $l_a : V_a$ ; jeśli drugi przechodzi przez warstwę  $b$  ciała  $b$ , to prążki nie poruszą się tylko wtenczas, gdy oba czasy przejścia będą jednakowe:

$$\frac{l_a}{V_a} = \frac{l_b}{V_b}, \text{ albo: } l_a \cdot \frac{V}{V_a} = l_b \cdot \frac{V}{V_b},$$

w czem oznaczyliśmy przez  $V$  prędkość światła w próżni. Wprowadzając współczynniki załamania bezwzględne, możemy ostatnie równanie zapisać tak:

$$n_a l_a = n_b l_b.$$

Iloczyn długości drogi, przebytej przez promień światła w jakim ośrodku, przez współczynnik załamania bezwzględny tego



ośrodka nazywa się długością optyczną promienia. Jest to długość, której przebycie w próżni zajęłoby tyle czasu, ile zajmuje przebycie rzeczywistej drogi w danym ciele. Promienie, które przebyły równe długości optyczne, w różnych ośrodkach, nie nabywają żadnej różnicy faz. W soczewkach, jak wiemy, tworzą się obrazy optyczne przez spotkanie się promieni, po przebyciu dróg jednakowej optycznej długości (ust. 164); w zwierciadłach kulistych chodzi znowu o zwyczajne długości dróg.

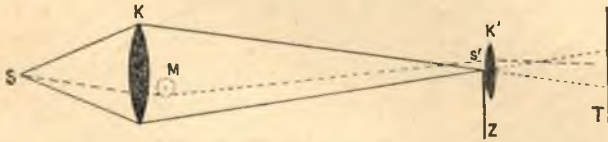


Fig. 196.

Małe różnice wartości współczynnika załamania można nieraz dostrzedz okiem nieuzbrojonym. Syrop domieszany do wody wyciąga się w nitkę widzialną, jakkolwiek jest bezbarwny; podobne strugi unoszą się także w powietrzu nad ciałami gorącymi, nad płomieniem, nad ogrzaną ziemią, a przedmioty widziane przez nie zdają się drgać. Podobną przyczynę ma zjawisko migotania, albo iskrzenia się gwiazd. Masy powietrza, zmiennej temperatury, wilgoci i gęstości, działają jakby soczewki, zbierają albo rozpraszają promienie, wskutek czego tło (dno oka) przestaje być oświetlone równomiernie; można jednak powiedzieć także, że promienie spotykają się w oku po przebyciu dróg niejednakowej długości optycznej, przeto osłabiają się, bądź też wzmacniają się przez interferencję. Do uwidocznienia najsłabszych nawet takich skaz optycznych w powietrzu, w płytach szklanych, albo soczewkach i t. p., Töpler obmyślił przyrząd, za pomocą którego udało się fotografować nawet fale głosowe w powietrzu. *S* (fig. 196) jest świecący punkt, albo szczelina, ustawiona tak, żeby soczewka *K*, większych rozmiarów, rzuciła jej obraz rzeczywisty w *S'*, w odległości kilku metrów. W samym wierzchołku stożka promieni, w *S'*, umieszczony jest brzeg nieprzeźroczystej zasłony *Z*, który zatrzymuje promienie prawie zupełnie. Tuż za zasłoną znajduje się soczewka *K'*, rzucająca obraz rzeczywisty pierwszej soczewki *K* na białą tablicę *T* (albo na płytę fotograficzną; można też zamiast *K'* umieścić oko tuż obok *Z*, albo lunetę). Obraz soczewki *K*, rzucony na tablicę, będzie słabo ale równomiernie oświetlony, gdyż każdy punkt soczewki *K*

posyła promienie do  $K'$ . Wszelka skaza  $M$  w powietrzu obok  $K$ , n.p. warstwa powietrza cieplejszego, lub gęstsze, lub t. p., odbije się natomiast jaskrawo na tablicy, jako obraz ciemny lub jasny, gdyż promienie wychodzące z niej odchyliły się przez załamanie i bądź to mijając zasłonę dostają się do tablicy, bądź też zostają całkowicie przez zasłonę powstrzymane.

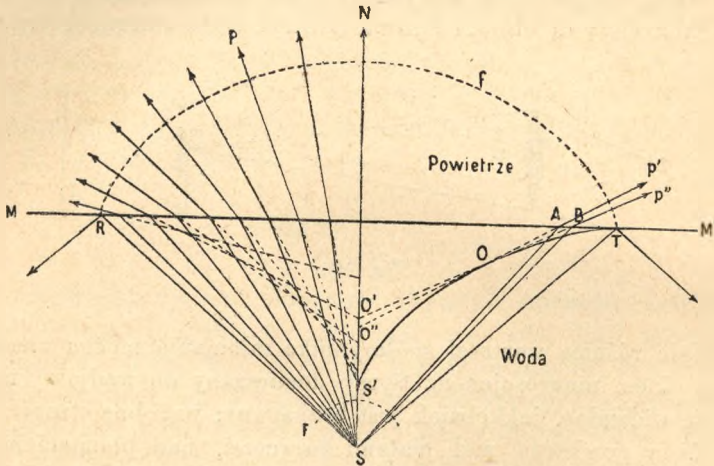


Fig. 197.

**185. POWIERZCHNIE OGNISKOWE. ASTYGMATYZM.** Fala kulista  $F$  (fig. 197), poruszająca się w ośrodku  $a$ , traci kształt kulisty, gdy po załamaniu się na płaszczyźnie  $MM'$  przejdzie w ośrodek  $b$ . Kształt jej w przecięciu okazuje linia  $f$ . Za tem idzie, że wiązka promieni, wychodząca z jednego ogniska  $S$  (wiązka ogniskowa) rozprasza się, wskutek załamania, na promienie  $p$ , prostopadłe do fali  $f$ , nie mające jednak jednego, wspólnego punktu przecięcia, jednego ogniska. Dwa promienie nieskończenie bliskie, np.  $p'$  i  $p''$ , albo ich przedłużenia wsteczne, przecinają się w punkcie  $O$ , inne dwa będą miały ognisko w innem miejscu. Zbiór wszystkich podobnych punktów przecięcia się, czyli ognisk, promieni sąsiednich, tworzy t. zw. powierzchnię ogniskową (kaustyczną). Ona dotyka się wszystkich promieni wiązki załamanej. Kształt jej zależy od postaci powierzchni łamiącej; jeżeli ta ostatnia jest płaska, jak na rysunku (który objaśnia n.p. widzenie przedmiotu, znajdującego się pod wodą), otrzymamy powierzchnię lejkowatą  $RS'T$ , zakończoną w  $S'$  ostrym dziobem.



Oko, umieszczone w obrębie promieni załamanych, nie odbierze tedy wrażenia punktu świecącego, nie zobaczy wyraźnego obrazu punktu  $S$ , a tylko małą cząstkę powierzchni ogniskowej. Nawet tak wąskie pasemko promieni jak  $p' p''$  nie ma jednego ogniska, nie tworzy wiązki ogniskowej. Ażeby otrzymać wszystkie promienie tej wiązki, powstałej, przez załamanie, z wiązki ogniskowej  $ASB$ , obróćmy w myśli rysunek o małej kącie około normalnej  $N$ . Punkt  $O$  zakreśli wtenczas krótką linijkę, prostopadłą do papieru; wszystkie promienie wiązki  $p' p''$  idą tak, jak gdyby wychodziły z tej linijki; jest to pierwsza linia ogniskowa uważanej wiązki. W dalszym ciągu wszystkie te promienie przecinają widocznie oś  $SN$ , na małym kawałeczku  $O'O''$ ; jest to druga linia ogniskowa wiązki.

Wiązka promieni mająca taki ustrój, pozbawiona jednego ogniska, przecinająca się natomiast w dwu prostopadłych do siebie liniach ogniskowych, nazywa się bezogniskową, albo astygmatyczną. Podobna zamiana wąskich ogniskowych pasem promieni na wiązki astygmatyczne zachodzi wogóle przy wszelkiem załamaniu i odbiciu. Jedynie odbicie od zwierciadła płaskiego nie zmienia kulistości fal i nie wytwarza wiązek astygmatycznych. Jest to jeszcze jedna przyczyna, obok uginania się (które zniekształca każde wąskie pasmo promieni), niewyraźności obrazów optycznych; powrócimy jeszcze do tego przedmiotu w teorii soczewek.

**186. ROZSZCZEPIENIE W ZAŁAMANIU.** Światło białe, łamiąc się w pryzmatach, soczewkach i t. p., okazuje często żywe objawy barwne, w których rozpoznamy z łatwością nowy rodzaj rozszczepienia (ust. 169). Zbadanie tych objawów i wytłumaczenie ich jest jedną z największych zasług Newtona. Pamiętne jego doświadczenia były wykonane w następujący sposób. Do pokoju zaciemnionego pada przez okrągły otwór  $p$  w okiennicy wiązka promieni słonecznych na naprzeciwległą białą ścianę, gdzie pojawia się jasna plamka  $s$  (fig. 198). Pryzmat szklany, zwrócony krawędzią na dół, wprowadzony w promienie, odchyła ten obraz do góry, ale zarazem wydłuża go w pionową wielobarwną

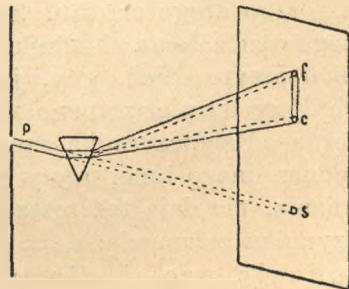


Fig. 198.

wstęgę  $cf$ , okazującą znany szereg barw widma dyfrakcyjnego, tylko w porządku odwróconym; koniec czerwony  $c$  jest najmniej od  $s$  odchylony, najwięcej fioletowy  $f$ . Że powstanie tej wstęgi zależy od różnej łamliwości promieni różnobarwnych, które były pierwotnie zmieszane z sobą w promieniu białym, o tem przekonywa drugie doświadczenie Newtona (fig. 199). Promienie przepuszczone przez pierwszy pryzmat, padają na drugi, skrzyżowany z pierwszym; wstęga barwna  $cf$  odchyła się teraz w kierunku poziomym, do  $c'f'$ , ale koniec jej fioletowy odchyła się bardziej od czerwonego. Wstęga  $cf$  nie jest zatem czem innym, jak szeregiem nieskończenie wielu obrazów słońca, z których każdy inną ma barwę i o inny kąt się odchylił. Trzeciem nakoniec doświadczeniem (fig. 200) Newton dowodzi, że światło białe rozszczepia się w pryzmacie na składniki istotnie proste, nie ulegające już dalszemu rozszczepieniu w drugim pryzmacie.

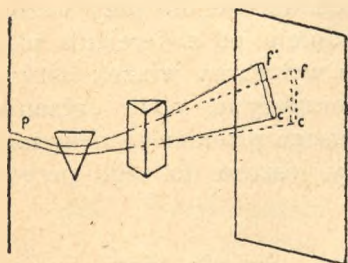


Fig. 199.

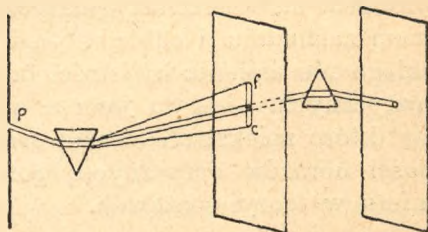


Fig. 200.

Z doświadczeń tych wypada wniosek, że współczynnik załamania światła w ciele przezroczystym zmienia się wraz z barwą światła użytego, t. j. z częstością drgania, albo długością fali. Zmienność ta jest powodem przestrzennego rozdzielania składników światła mieszanego, w tych wszystkich przypadkach, gdy, jak w pryzmacie, promień zostaje odchylony od pierwotnego kierunku; odchylenie bowiem, jako zależne od współczynnika załamania, będzie dla każdego składnika jednorodnego inne; płyty płasko-równoległe nie odchylają promienia, nie dają też rozszczepienia. Zważywszy znaczenie współczynnika załamania:  $n_{ab} = V_a : V_b$ , przekonywamy się, że różne rodzaje promieniowania rozchodzą się w ciałach przezroczystych z różną szybkością. W próżni tylko,



t. j. w eterze swobodnym, niema żadnego rozszczepienia, promienie wszelkiej barwy mają tam tę samą prędkość.

Jakkolwiek ta zmienność współczynnika bywa zazwyczaj nie wielka, gdyż załamanie jest tu zjawiskiem głównem, a rozszczepienie tylko towarzyszącym mu objawem pobocznym, drugorzędnym, to jednak nie można, ściśle biorąc, mówić o współczynniku załamania pewnego ciała, nie dodawszy, o jaki rodzaj promieniowania chodzi. Opisując, w ust. 184, sposoby mierzenia współczynnika, powinniśmy tedy byli zaznaczyć, że do pomiaru należy używać światła (promieniowania) jednorodnego.

Poniżej znajdziemy tablicę współczynników załamania kilku ciał, dla różnych barw jednorodnych, z której się okaże, że zależność współczynnika od długości fali nie daje się wyrazić jednym ogólnym wzorem, obejmującym wszystkie ciała. Ona jest wyrazem szczególnego wpływu cząsteczek ciała na drgania świetlne, skutkiem czego rozszczepienie, jak zresztą samo załamanie, jest w każdym ciele inne (patrz rozdział ostatni, ust. 223). Gdybyśmy w doświadczeniu Newtona (fig. 198), zamiast szklanego pryzmatu, zastosowali naczynie pryzmatyczne tej samej rozwarłości, napełnione wodą, otrzymalibyśmy nie tylko inne (mniejsze) odchylenie obrazu  $S$ , lecz i wstęga barwna (widmo) miałaby inną długość całkowitą, a w jej obrębie stosunki długości różnobarwnych pól byłyby również odmienne. Pomiedzy załamaniem a rozszczepieniem niema ani proporcjonalności, ani wogóle żadnego stałego w różnych ciałach związku. Tak n.p. szkło ołowiowe (flint), używane w wielu narzędziach optycznych, załamuje światło cokolwiek silniej od szkła wapiennego, lecz wytwarza widmo blisko dwakroć dłuższe.

Ciała przezroczyste bezbarwne (szkło, woda, lód i t. p.) łamią światło tem silniej, im częstsze są jego drgania, im krótsze fale; ten rodzaj rozszczepienia nazywa się normalnym. Nierzadko zdarza się jednak, w związku z silnem pochłanianiem poszczególnych barw widma, rozszczepienie anomalne; ciała takie, n.p. barwniki anilinowe (fuksyna i t. p.) łamią częstokroć czerwoną część widma silniej od niebieskiej (patrz ust. 223).

T A B L I C A

SPÓŁCZYNNIKÓW ZAŁAMANIA CIAŁ PRZEZROCZYSTYCH I RÓWNOKIERUNKOWYCH (WZGLĘDEM POWIETRZA).

	Podczerw. ( $\lambda = 0,687$ )	$B$ ( $\lambda = 0,687$ )	$D$ ( $\lambda = 0,589$ )	$F$ ( $\lambda = 0,486$ )	$H$ ( $\lambda = 0,397$ )	Nadfiołk.	
Woda 20° . . . . .	{	1,3210 ( $\lambda = 1,256$ )	1,33043	1,33302	1,33716	1,34347	{ 1,39213 ( $\lambda = 0,224$ )
Dwusiarczyk węgla 15° . . . . .	{	1,5872 ( $\lambda = 2,0$ )	1,6177	1,6307	1,6554	1,7035	—
Szkło potasowe (crown) . . . . .	{	1,494 ( $\lambda = 2,2$ )	1,513	1,517	1,523	1,533	{ 1,568 ( $\lambda = 0,276$ )
Szkło ołowiowo-potasowe (flint) . . . . .	{	1,543 ( $\lambda = 2,5$ )	1,570	1,575	1,585	1,599	{ 1,654 ( $\lambda = 0,298$ )
Flint ciężki . . . . .		—	1,613	1,619	1,631	1,653	—
Sól kamienna . . . . .	{	1,340 ( $\lambda = 22,3$ )	1,539	1,544	1,553	1,568	{ 1,732 ( $\lambda = 0,215$ )
Fuksyna . . . . .		—	2,32	2,64	1,05	1,52	{ 1,60 ( $\lambda = 0,345$ )
Dyament . . . . .		—	2,407	2,417	2,435	2,464	—
<i>Spółczynniki bezwzględne:</i>							
Powietrze suche (0°, 760 mm) . . . . .		—	1,000291	1,000292	1,000294	1,000298	{ 1,000322 ( $\lambda = 0,236$ )
Powietrze zwyczajne (20°, 760 mm) . . . . .		—	1,000270	1,000271	1,000273	1,000277	—



O przebiegu rozszczepienia, o zależności  $n$  od  $\lambda$ , pouczają nas najlepiej tak zw. linie rozszczepienia; są to krzywe, których rzędna wyraża wartość współczynnika, należąca do barwy, której długość fali wyraża odcięta. W soli kamiennnej (fig. 201) można było zbadać przebieg współczynnika, aż do bardzo długich podczerwonych fal. Przykład wybitny rozszczepienia anomalnego w zakresie promieni widzialnych wyobraża fig. 202 (roztwór fuksyny w wyskoku). Warto zauważyć, że i sól kamienna okazuje podobną anomalie, jak to widać na fig. 201, jednakże dopiero w zakresie dalekich promieni podczerwonych (około 40 — 60  $\mu$ ). Każde w ogóle ciało, o ile można wnosić z dotychczasowych badań, posiada jeden, albo i więcej obszarów rozszczepienia anomalnego, jeśli nie w świetle, to w promieniach podczerwonych, albo nadfioletowych (u. 223).

**187. SPEKTROSKOP PRYZMATYCZNY.** Doświadczenie Newtona z pryzmatem (fig. 198) dowodzi, że rozszczepienie towarzyszące załamaniu się światła, może służyć do otrzymania widma, a więc

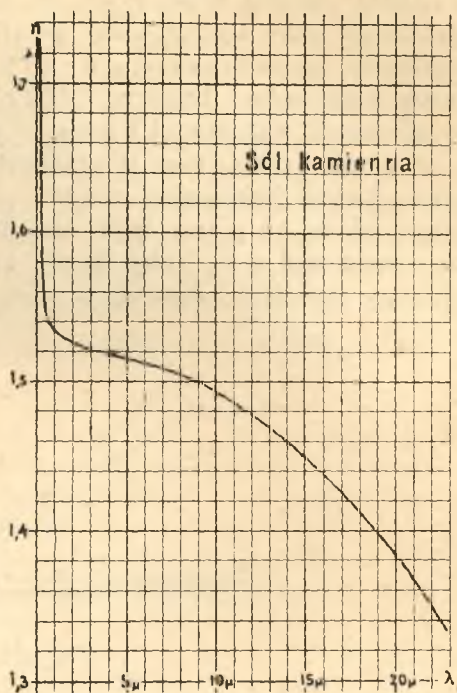


Fig. 201.

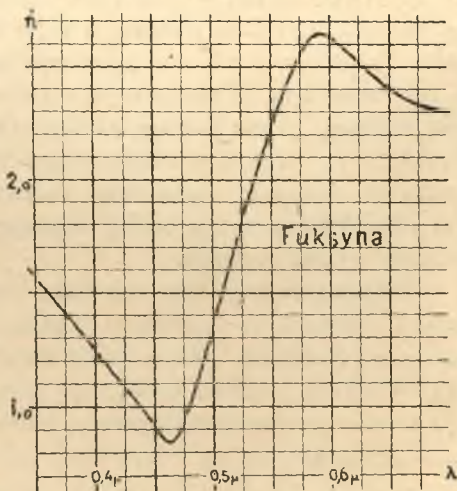


Fig. 202.

do analizy światła mieszanego, na równi z rozszczepieniem występującem przy uginaniu się światła. Na tej zasadzie polega urządzenie spektroskopów przyzmatycznych, które od czasów Kirchhoffa i Bunsena (1859 r.) nieobliczone oddały usługi fizyce, chemii, astronomii i naukom stosowanym.

Czystość widma. W urządzeniu Newtona widmo nie jest czyste; każda jednorodna wiązka promieni oświetla na ścianie okrągłą plamę, a plamy barw sąsiednich nakrywają się częściowo. Chodzi zaś o to, żeby każdy składnik jednorodny światła badanego oświetlał ostro odgraniczoną część pola, tudzież, żeby

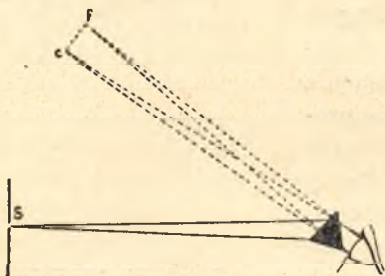


Fig. 203.

te pola jaknajmniej na siebie zachodziły, nawet w barwach bardzo zbliżonych. Ażeby osiągnąć możliwą czystość widma, należy: 1) otwór okrągły zastąpić wąską szczeliną, prostopadłą do podłużnego wymiaru widma, a więc równoległą do krawędzi przyzmatu; 2) postarać się o otrzymanie wyraźnego optycznego obrazu tej szczeliny; 3) zwiększyć możliwie rozszczepienie, t. j. długość widma, przez zastosowanie szkła silnie rozszczepiającego (ciężki flint), niekiedy także przez połączenie kilku przyzmatów. Można to osiągnąć sposobem badania subiektywnym (w oku), albo obiektywnym (na białej tablicy), podobnie jak w spektroskopach dyfrakcyjnych.

Trzymając przyzmat tuż przy oku, jak okazuje fig. 203, patrzmy przezeń na odległą i wąską szczelinę *S*, równoległą do krawędzi przyzmatu. Przypuśćmy naprzód, że szczelina jest oświetlona światłem jednorodnem, n.p. czerwonym. Z przyzmatu wstępuje wtenczas do oka wiązka promieni rozbieżnych, odchylona przez przyzmat tak, że zdaje się pochodzić z punktu *c*. Jednakże promienie wiązki pierwotnej padają na przyzmat pod kątami niezupełnie równymi, ulegają tedy różnym odchyleniom, wsku-



tek czego wiązka wchodząca do oka będzie astygmatyczną, nie wytworzy w  $c$  wyraźnego obrazu. Najlepszy obraz otrzymamy, ustawivszy pryzmat w takim położeniu, żeby odchylenie środkowego promienia wiązki było najmniejsze (ust. 184, a); wtenczas bowiem i pozostałe promienie wiązki odchyłą się o kąt niemal zupełnie ten sam (na tej zasadzie, że wielkość zmienna, która w pewnych warunkach posiada wartość najmniejszą, zmienia się niezmiernie mało, jeżeli warunki cokolwiek się zmieniają; n.p. długość dnia zmienia się bardzo nieznacznie w tej porze roku, gdy dzień jest najkrótszy). W tem położeniu pryzmatu wiązka pozostaje tedy bardzo przybliżenie ogniskową i daje w  $c$

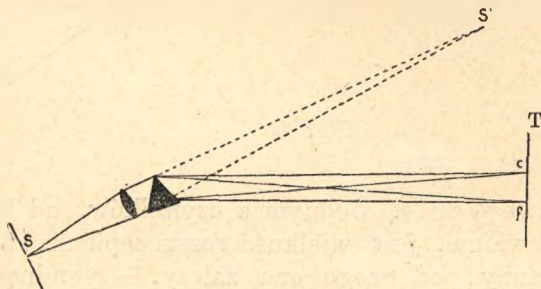


Fig. 204.

dostatecznie wyraźny obraz pozorny, równie odległy od pryzmatu jak  $S$ , tylko odchyłony o kąt zależny od łamliwości danych promieni. Promienie fiołkowe dałyby w podobny sposób obraz szczeliny w  $f$ ; w świetle białym ujrzelibyśmy pełne widmo, między  $c$  i  $f$ . Fig. 204 objaśnia w sposób łatwo zrozumiały, jak z pomocą soczewki zbierającej można otrzymać widmo rzeczywiste (objektywne) na białej tablicy  $T$ .

Wszelkiego astygmatyzmu uniknie się, rzucając na pryzmat wiązkę ściśle równoległą; i to jest urządzenie, stosowane pospolicie w dokładnych spektroskopach (fig. 205). Z pryzmatu wychodzą wtenczas również wiązki równoległe (jakiegokolwiek byłoby położenie pryzmatu; zwyczajnie jednak stosuje się i tu położenie symetryczne, najmniejszego odchylenia) dla każdej barwy jednorodnej w innym kierunku, poczem zbierają się w płaszczyźnie ogniskowej soczewki  $K_2$  w obraz rzeczywisty  $cf$  widma. Tu można, w razie potrzeby, ustawić płytę fotograficzną; zwyczajnie spostrzega się widmo subiektywnie, przez soczewkę powiększającą  $K_3$ . Znajdujemy tu to samo urządzenie, jak przy

mierzeniu współczynnika załamania za pomocą pryzmatu (fig. 195) z tą różnicą, że kollimator  $K_1$  i pryzmat są nieruchomo przytwierdzone do podstawy przyrządu, a luneta  $K_2, K_3$  jest tylko o tyle ruchomą, żeby było można obejrzeć całą długość widma. Odpada również koło dzielone na stopnie, lub co najwyżej, zostawia się małą jego część, odpowiadającą ruchowi lunety.

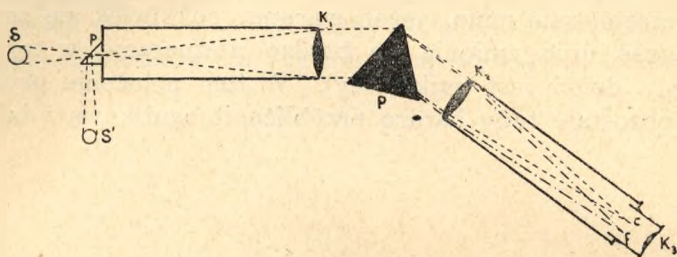


Fig. 205.

Rozszczepienie. Jednym z czynników, od których zależy czystość widma, jest wielkość rozszczepienia, t. j. długość widma. Obaczmy, od czego ona zależy, — pominiawszy samą zdolność rozszczepiającą danego rodzaju szkła. Fala płaska  $F$  (fig. 206), padająca na pryzmat, wychodzi zeń jako fala, znowu płaska,  $f$ ; zaś w barwie sąsiedniej, nieco więcej łamliwej, jako  $f'$ . Skoro  $F$  i  $f$  są kolejnymi położeniami tej samej fali, przeto długości optyczne (ust. 184, c) wszystkich promieni między  $F$  i  $f$  muszą być równe. Mamy tedy  $aC + Cb = n \cdot AB$ , zaś w barwie sąsiedniej  $aC + Cb' = n' \cdot AB$ . Zakładamy tu położenie najmniejszego odchylenia — przybliżenie dla obu barw;  $AB$  oznacza wtenczas podstawę pryzmatu. Kąt, który tworzą ze sobą obie wiązki barwne, po przejściu przez pryzmat, a więc rozszczepienie uważanej części widma, jest to zarazem kąt  $bBb' = \alpha$  między płaszczyznami fal  $f$  i  $f'$ ; jego miarą łukową będzie  $\alpha = \frac{bb'}{Bb}$ , gdyż  $bb'$  można uważać za łuk koła, z powodu małości kąta. Odejmując od siebie ostatnie dwa równania, otrzymamy  $bb' = AB(n' - n)$ , a stąd rozszczepienie:  $\alpha = (n' - n) \cdot \frac{AB}{Bb}$ . Obie wiązki barwne, rozszczepione pod kątem  $\alpha$ , wstępują teraz w lunetę i tworzą w płaszczyźnie ogniskowej soczewki  $K_2$  dwa obrazy rzeczywiste w odległości  $af$  jeden od drugiego, jeżeli  $f$  oznacza ogniskową



soczewki. Są to, jak zawsze, obrazy dyfrakcyjne w rodzaju fig. 158; każdemu towarzyszą po obu stronach ciemne prążki dyfrakcyjne, w odległości  $\frac{f\lambda}{Bb}$  (ust. 165, a), gdyż szerokość  $Bb$  wiązki ma tu znaczenie szerokości szczeliny uginającej. Ażeby te dwa obrazy, albo dwie linie widmowe, były wyraźnie oddzielone od siebie, trzeba, żeby ich odstęp  $af$  był co najmniej równy odległości prążków dyfrakcyjnych, a więc:

$$af \geq \frac{f\lambda}{Bb}, \text{ czyli } f(n' - n) \cdot \frac{AB}{Bb} \geq \frac{f\lambda}{Bb}, \text{ zatem } AB \geq \frac{\lambda}{n' - n}.$$

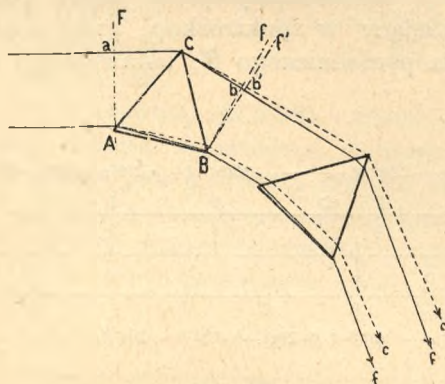


Fig. 206.

Zdolność rozszczepiająca spektroskopu pryzmatycznego, zależy tedy od grubości szkła u podstawy pryzmatów. Ażeby dwie barwy sąsiednie, albo dwie bliskie linie widmowe, których współczynniki załamania w szkłe danego pryzmatu różnią się o  $n' - n$ , wystąpiły w widmie oddzielnie, trzeba, żeby grubość pryzmatu u podstawy wynosiła co najmniej  $\frac{\lambda}{n' - n}$ . Z tego powodu używa się pryzmatów możliwie szeroko rozwartych (około  $60^\circ$ ), a gdyby i to nie wystarczało, łączy się w jednym spektroskopie kilka pryzmatów, jak to okazuje fig. 206.

Porównywanie widm. Określenie długości fali. Spektroskop służy do analizy światła, do określenia składników jakiegokolwiek promieniowania mieszanego. Z grubsza poznajemy je odrazu po barwie, jeżeli chodzi o promienie widzialne;

ściśle nie można zaś określić ich inaczej, jak długością fali (w powietrzu), albo częstością drgania. Każdemu miejscu w widmie odpowiada zupełnie określona długość fali. Tę długość fali należy oznaczyć, czyli, jak powiadamy, należy spektroskop wycechować; wtenczas dopiero będzie on ściśłem narzędziem mierniczym. Czyni się to najprościej za pomocą widma znanego składu, n.p. za pomocą widma słonecznego, w którym znajdują się ciemne linie Fraunhofera (ust. 176), odpowiadające doskonale określonym długościom fali. Widmo badane światła  $S$  (fig. 205), i widmo znane światła  $S'$  można widzieć w spektroskopie jednocześnie, jedno tuż nad drugim. Służy do tego mały pryzmacyk prostokątny  $p$ , umieszczony przed dolną połową szczeliny kollimatora, rzucający w spektroskop, przez całkowite odbicie, promienie światła pomocniczego  $S'$ , ustawionego z boku.

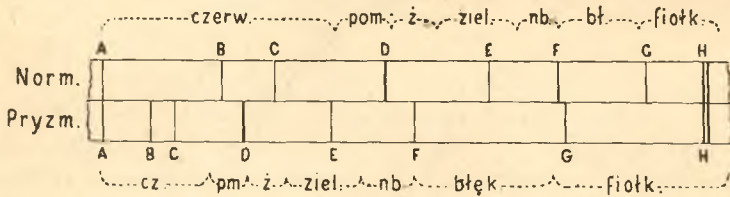


Fig. 207.

Ustrój widma pryzmatycznego. W porównaniu z widmem siatki dyfrakcyjnej, widmo pryzmatyczne jest odwrócone, t. j. promienie czerwone są najmniej odchylone, fiołkowe najwięcej. Oprócz tego, widma te różnią się rozległością poszczególnych pól barwnych, gdyż w widmie pryzmatycznym rozdział barw zależy od zdolności rozszczepiającej, t. j. od współczynników załamania danego gatunku szkła dla różnych barw, podczas gdy w widmie dyfrakcyjnym on zależy tylko od długości fali. Z tego powodu, to ostatnie nazywa się widmem normalnym. Fig. 207 okazuje dwa widma słoneczne, sprowadzone do jednakowej długości całkowitej i do jednakowego położenia, u góry normalne, u spodu otrzymane za pomocą pryzmatu z flintu ciężkiego (zawierającego dużo ołowiu); w tem drugim, jak widać, pola niebieskie i fiołkowe są nadmiernie rozciągnięte.



Pryzmaty achromatyczne i pryzmaty nieodchylające. Dwa jednakowe pryzmaty, złożone krawędziami w przeciwne strony, znoszą się wzajemnie, zarówno co do odchylenia promieni, jak i co do rozszczepienia, gdyż w tem złożeniu tworzą widocznie płytę płasko-równoległą. Jeżeli natomiast oba pryzmaty sporządzimy z różnych gatunków szkła, różniących się załamaniem i rozszczepieniem, wówczas nie będą one się znosiły, nawet w przypadku równych rozwartości. Szkło ołowiowe (flint) załamuje na ogół niewiele więcej od szkła potasowego (crownu), rozszczepia natomiast barwę czerwoną od fioletkowej dwakroć silniej ( $n_H - n_V = 0,020$  w crownie, zaś  $0,040$  w flincie ciężkim; porównaj tablicę). Pryzmat z flintu, o mniejszej rozwartości, może tedy wytworzyć widmo tak długie, jak pryzmat z crownu, więcej rozwartość. Takie dwa pryzmaty, sklejone balsamem kanadyjskim, w odwrotnem położeniu (fig. 208), nie będą wcale rozszczepiały barwy czerwonej od fioletkowej (w przybliżeniu także pozostałych barw); silne odchylenie

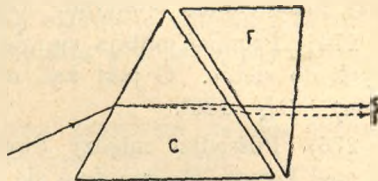


Fig. 208.

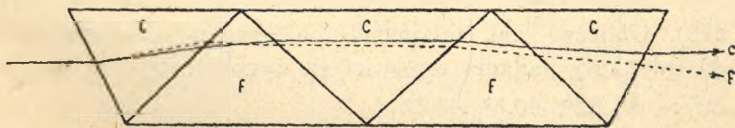


Fig. 209.

natomiast, wywołane przez pryzmat większej rozwartości nie będzie całkowicie zniesione przez pryzmat ostrzejszy. Kombinacja taka nazywa się pryzmatem achromatycznym (bezbarwnym). Z powodu nierównej rozciągłości pól barwnych, w widmach obu gatunków szkła, achromatyczność bywa zazwyczaj tylko przybliżona.

Powiększywszy znowu stosownie rozwartość pryzmatu z flintu, można znieść odchylenie, natomiast pozostanie nadwyżka rozszczepienia, po stronie flintu. Odchylenie będzie oczywiście zniesione całkowicie tylko w jednej barwie. Takie pryzmaty nieodchylające, zazwyczaj z dwu flintów i dwu crownów (fig. 209) bywają często używane do konstrukcji spektroskopów kieszonkowych, astronomicznych i t. p.

## Z a d a n i a.

273) Wiązka promieni równoległych trafia krawędź pryzmatu o rozwartości  $\varphi$ , pod kątem prostym, zresztą w dowolnym kierunku; odbija się w części od jednej, w części od drugiej ściany. Znaleźć kąt między promieniami odbitymi. *Odp.*  $2\varphi$ .

274) Promień odbija się po kolei od dwu zwierciadeł prostopadłych do siebie. O jaki kąt obróci się promień po dwukrotnem odbiciu? *Odp.*  $180^\circ$ .

275) Pośrodku między dwoma zwierciadłami, pochylonemi ku sobie pod kątem  $72^\circ$ , znajduje się punkt świecący. Ile obrazów zobaczymy w zwierciadłach? *Odp.* Cztery, na obwodzie koła.

276) Jaką, conajmniej, wysokość powinno mieć zwierciadło pionowe, w któremby człowiek, przed nim stojący, obejrzeć mógł całą swą postać? *Odp.* Połowa wysokości człowieka.

277) Do mierzenia kątów obrotu (fig. 177) użyto zwierciadła o szerokości  $1\text{ mm}$ . Ocenić najmniejszy kąt, jaki można zmierzyć dokładnie tem urządzeniem ( $\lambda = 0,5\ \mu$ ).

*Odp.* Ponieważ szerokość obrazu szczeliny na podziałce wynosi conajmniej około tysięcznej części odstępu zwierciadła od podziałki, przeto nie można liczyć na dokładność większą, jak  $0,0005$  stopnia.

278) Obliczyć kąt załamania na granicy powietrza i wody ( $n = \frac{4}{3}$ ), gdy kąty padania w powietrzu wynoszą:  $0^\circ$ ;  $30^\circ$ ;  $60^\circ$ ;  $90^\circ$ .

*Odp.*  $0^\circ$ ,  $22^\circ$ ;  $40,5^\circ$ ;  $48,6^\circ$ .

279) Spółczynniki załamania oliwy i wody względem powietrza wynoszą  $1,48$  i  $1,33$ ; w jakim przypadku nastąpi całkowite odbicie się na wspólnej granicy tych płynów; jaki jest kąt graniczny?

*Odp.* Gdy światło przechodzi z oliwy w wodę;  $\gamma = 64^\circ$ .

280) Obliczyć kąt graniczny dyamentu, w powietrzu i w wodzie, w świetle  $\lambda = 0,486\ \mu$ . *Odp.*  $24\frac{1}{4}^\circ$ ,  $33\frac{1}{2}^\circ$ .

281) Naczynie napełnione wodą ( $n = 1,33$ ) posiada szklane ściany płasko-równoległe ( $n = 1,5$ ). Promień dąży z wody przez szkło na zewnątrz. Obliczyć kąt padania, przy którym zaczyna się całkowite odbicie? *Odp.* Ten sam, jak gdyby szkła nie było.

282) Obliczyć największą rozwartość, jaką można dać pryzmatowi szklanemu ( $n = 1,5$ ), ażeby promień padający pod jakimkolwiek kątem na jedną ścianę mógł jeszcze wyjść z drugiej.

*Odp.*  $83,62^\circ$ .



283) Obliczyć minimum odchylenia przez pryzmat szklany ( $n = 1,5$ ) o rozwartości  $60^\circ$ . *Odp.*  $37,18^\circ$ .

284) Ile wynosi maximum odchylenia w tymże pryzmacie?  
*Odp.*  $57,92^\circ$ .

285) Z powodu rozszczepienia znikanie światła przepuszczonego, przy całkowitem odbiciu, nie jest zupełnie nagłe. Obliczyć kąty graniczne, przy których zaczyna się całkowite odbicie różnych promieni (od  $B$  do  $H$ ) przy przejściu światła z wody w powietrze.

*Odp.*  $48,103^\circ$ ;  $48,733^\circ$ .

286) Obliczyć długość optyczną promienia światła sodowego, przebiegającego drogę  $10\text{ cm}$  w powietrzu i w próżni.

*Odp.*  $10,00271\text{ cm}$ ;  $10\text{ cm}$ .

287) W interferometrze Michelsona (fig. 138) umieszczono przed zwierciadłami  $B$  i  $C$  rury  $10\text{ cm}$  długości, zamknięte na końcach szczelnie płytami szklanymi, w taki sposób, że każdy z promieni światła sodowego) ulegających interferencji musiał przejść wzdłuż rury, tam i z powrotem. Ile prążków interferencyjnych przesunie się przez pole widzenia przyrządu, podczas zupełnego wypompowania powietrza z jednej z rur?

*Odp.* Wypompowanie powietrza ma ten skutek, jak skrócenie drogi promienia, t. j. zbliżenie odpowiedniego zwierciadła o  $0,00271\text{ cm}$  (zad. poprz.); zatem liczba prążków  $= 0,00271 : \frac{\lambda}{2} = 92$ .

288) Za pomocą soczewki zbierającej rzucamy rzeczywisty obraz  $S'$  (fig. 204) szczeliny oświetlonej światłem słonecznym, w odległości  $3\text{ m}$  od soczewki. Rozkładamy go na widmo, za pomocą pryzmatycznej flaszki (rozwartość  $60^\circ$ ), napełnionej dwusiarczkiem węgla. Obliczyć długość widma, od  $B$  do  $H$ , otrzymanego na białej tablicy, wiedząc, że linia  $D$  była ustawioną w najmniejszym odchyleniu. Promienie padające na pryzmat można uważać jako równoległe.

*Odp.* Wiązki czerwona i fioletowa zawierają między sobą kąt  $9,23^\circ$ . Zatem długość widma  $= 9,23 \cdot 300 \cdot \pi : 180 = 48\text{ cm}$ .

289) Obliczyć najmniejszą niezbędną grubość pryzmatu z flintu ciężkiego, za pomocą którego możnaby odróżnić wyraźnie linie Fraunhofera  $D_1$  i  $D_2$  w widmie słonecznym (spółczynniki załamania tych barw są:  $1,61930$  i  $1,61935$ ).

*Odp.*  $0,000589 : 0,00005 = 12\text{ mm}$  (ust. 187).

290) Nadwyżka współczynnika załamania gazu nad jednością, to jest różnica współczynników załamania gazu i próżni jest proporcjo-

nalna do gęstości gazu. Obliczyć o ile prędkość światła w powietrzu atmosferycznym, w niewielkiej wysokości  $z$  nad ziemią, jest większa, aniżeli na powierzchni ziemi.

*Odp.* Jeżeli gęstość na powierzchni oznaczymy przez  $\delta$ , wówczas w niewielkiej wysokości  $z$  nad powierzchnią ziemi gęstość będzie  $\delta\left(1 - \frac{z}{A}\right)$ , w czym  $A$  oznacza wysokość atmosfery jednolitej  $= 7990,7 \text{ m}$  (tom I, ust. 180). Spółczynnik załamania w wysokości  $z$  będzie:  $n - \frac{z}{A}(n - 1)$ . Różnica prędkości na górze i na dole (z dostatecznym przybliżeniem)  $= 299800 \frac{z}{A}(n - 1) = 88 \frac{z}{A}$  kilom. w sek.

291) Płaska pionowa fala światła porusza się przy ziemi z prędkością  $299800 \text{ km w sek}$ ; w wysokości  $z$  z prędkością większą o  $88 \frac{z}{A}$  (zad. poprz.). Stąd wynika, że poziomy promień światła zakrzywia się ku ziemi. Obliczyć promień krzywizny  $= \rho$  promienia świetlnego (refrakcja ziemska).

*Odp.*  $\rho : 299800 = z : 88 \frac{z}{A}$ ;  $\rho = 27220 \text{ km}$  (czterokrotny promień kuli ziemskiej).

292) W głębokości  $z$  pod powierzchnią cieczy (spółczynnik załamania  $= n$ ), znajduje się przedmiot oświetlony. Jak wielką wydawać się będzie jego głębokość  $z'$  oku patrzącemu pionowo na dół (z powodu małych rozmiarów źrenicy oko odbiera promienie niemal tylko od wierzchołka  $S'$  (fig. 197) powierzchni ogniskowej).

*Odp.* Promień trafiający powierzchnię w odległości  $d$  od pionu przecina pion w odstępach  $z = \frac{d}{\text{tg } \beta}$  i  $z' = \frac{d}{\text{tg } \alpha}$ . Jeżeli kąty  $\alpha$  i  $\beta$  są bardzo małe, wówczas  $\frac{\alpha}{\beta} = n$ ,  $z = \frac{d}{\beta}$ ,  $z' = \frac{d}{\alpha}$ , zatem  $z' = \frac{z}{n}$ .

293) Obliczyć pozorną grubość szyby szklanej, ocenianą podług odległości pyłków znajdujących się na powierzchniach, — przy patrzeniu prawie prostopadłym. *Odp.*  $\frac{2}{3}$  grubości rzeczywistej.

294) Obliczyć odchylenie  $\delta$  promienia przechodzącego przez pryzmat o bardzo małej rozwartości  $\varphi$ , w razie, gdy promień trafia ścianę pryzmatu prawie prostopadle (zamiast  $\sin \alpha$  i  $\sin \beta$  można napisać  $\alpha$  i  $\beta$ ). *Odp.*  $\delta = \varphi(n - 1)$ .



295) Dany jest pryzmat z crownu o bardzo małej rozwartości  $\varphi$ ; dobrać do niego pryzmat z flintu ciężkiego (rozwartość  $\varphi'$ , współczynnik załamania  $n'$ ) w ten sposób, żeby oba tworzyły kombinację achromatyczną względem barw  $B$  i  $H$ .

*Odp.*  $\varphi' : \varphi = (n_H - n_B) : (n'_H - n'_B) = 0,020 : 0,040 = 1 : 2$ .

296) Obliczyć odchylenie w tym pryzmacie złożonym promieni  $B$ ,  $D$ ,  $F$  i  $H$ .

*Odp.*  $0,2065 \varphi$ ;  $0,2075 \varphi$ ;  $0,2075 \varphi$ ;  $0,2065 \varphi$ .

## ROZDZIAŁ XVI.

### NARZĘDZIA OPTYCZNE.

188. ZAŁAMANIE NA KULI. W rozdziale XIII wyłożyliśmy już teorię obrazów optycznych, wytwarzanych przez soczewki, uważając je jako obrazy dyfrakcyjne. Ten sposób przedstawienia odpowiada rzeczywistości. Opuszczając objawy uginania się światła, uważając rzecz tak, jak gdyby fale świetlne były nieskończenie krótkimi, stajemy na gruncie optyki geometrycznej.

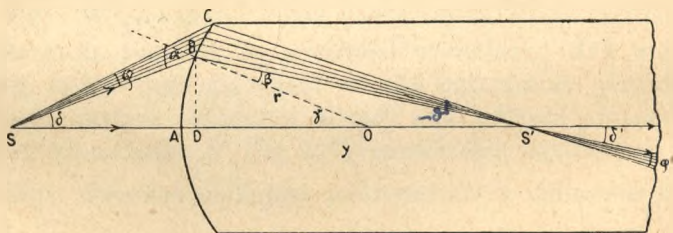


Fig. 210.

Z tego punktu widzenia działanie soczewek polega na załamaniu się światła. Można pozwolić sobie na to uproszczenie, ilekroć się ma do czynienia z soczewkami o dostatecznie dużym otworze; ono wystarcza, przynajmniej w ogólnych zarysach, do wytłumaczenia sposobu działania większej części przyrządów optycznych.

Pierwsze zadanie, jakie następuje się w tym przedmiocie, dotyczy przebiegu wiązki ogniskowej promieni  $SCB$  (fig. 210)



po przejściu przez jedną powierzchnię kulistą  $K$ , rozgraniczającą dwa ośrodki 1 i 2, mające różne współczynniki załamania (bezwzględne)  $n_1$  i  $n_2$ .

Po tem co było powiedziane w ust. 186 o załamaniu się wiązek na płaszczyźnie, można przypuszczać, że wiązka taka po załamaniu stanie się w ogólności astygmatyczną. Zadaniem naszym będzie określić, w jakich warunkach pozostanie ogniskową, a tem samem przydatną do wytworzenia wyraźnego obrazu optycznego.

Rozważmy w tym celu przebieg jednego z jej promieni, n.p.  $SB$ . Z pierwszego prawa załamania się (ust. 179) wynika, że promień załamany  $BS'$  pozostanie w płaszczyźnie  $SBO$ , przemie zatem prostą  $SOS'$  łączącą punkt świecący  $S$  ze środkiem  $O$  kuli. Tę prostą nazwiemy osią,  $A$  wierzchołkiem powierzchni kulistej. Promień biegnący wzdłuż osi jest jedynym, który przenika przez kulę bez zmiany kierunku; wszelki inny zmienia swe pochylenie ku osi. Oznaczmy przez  $\delta$  i  $\delta'$  kąty, które promień zawiera przed załamaniem i po załamaniu z kierunkiem dodatnim osi; liczymy je dodatnio lub ujemnie, stosownie do tego, czy pola ich leżą nad osią lub pod nią, (kąt  $\delta'$  na rysunku posiada zatem znak ujemny). Oznaczmy nadto przez  $\gamma$  kąt  $BOA$ , określający punkt  $B$ , w którym promień trafia kulę, przez  $\alpha$  i  $\beta$  kąty padania i załamania. Mamy ogólnie  $\alpha = \delta + \gamma$ , jako kąt zewnętrzny w trójkącie  $SBO$ ; podobnież  $\gamma = \beta + (-\delta')$ , czyli  $\beta = \delta' + \gamma$ . Zważywszy, że współczynnik załamania jest  $n_2 : n_1$  (ust. 182, 183) otrzymamy, stosując prawo załamania:

$$(1) \quad n_1 \cdot \sin(\delta + \gamma) = n_2 \sin(\delta' + \gamma),$$

równanie określające zmianę odchylenia promieni na powierzchni kulistej.

Jeżeli chodzi o obliczenie odległości  $AS' = y$  punktu  $S'$  od wierzchołka  $A$ , albo odległości  $AS = x$ , wtenczas twierdzenie wstaw zastosowane do trójkątów  $SOB$  i  $S'OB$  da nam:

$$(x + r) : r = \sin \alpha : \sin \delta; \quad (y - r) : r = \sin \beta : \sin(-\delta'),$$

w czem  $r$  oznacza promień kuli; będzie zatem:

$$(2) \quad x = r \cdot \frac{\sin(\delta + \gamma)}{\sin \delta} - r; \quad y = - \left[ r \cdot \frac{\sin(\delta' + \gamma)}{\sin \delta'} - r \right].$$

Czytelnik sprawdzi bez trudu, że wzory główne (1) i (2) przystosowane w pierwszym rzędzie do fig. 210, stosują się także, gdy światło pada na stronę wklęsłą kuli (fig. 211); wtenczas jednak promień  $r$  i kąt  $\gamma$  należy liczyć ujemnie. One

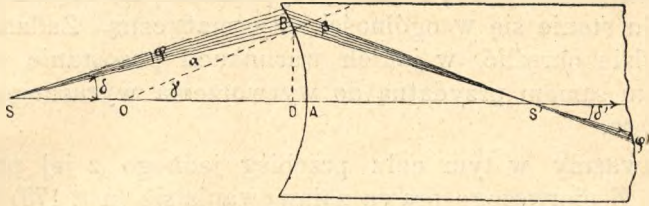


Fig 211.

stosują się wreszcie także, gdy na kulę pada wiązka zbieżna (fig. 212), której ognisko (pozorne)  $S$  znajduje się w ośrodku drugim; w tym razie  $\delta$  będzie ujemne, a także odległość  $AS$  należy

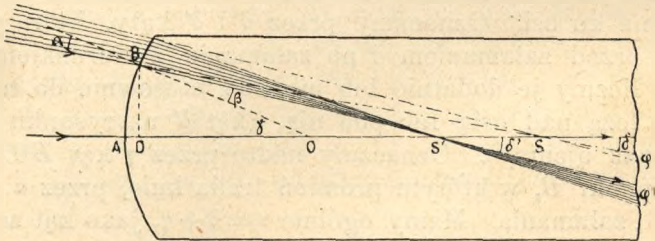


Fig. 212.

wprowadzić w rachunek ze znakiem ujemnym. Nawzajem, jeśli z wzoru (2) wypadnie na  $y$  wartość ujemna, będzie to znaczyć, że punkt zbieżności  $S'$  leży po lewej stronie wierzchołka, w ośrodku pierwszym.

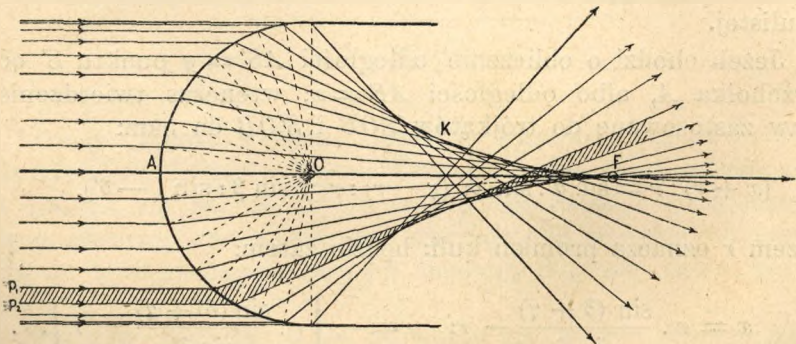


Fig. 213.



**189. ABERRACJA SFERYCZNA. PUNKTY APLANATYCZNE.** Zastosujemy wzory (1) i (2) do przykładu liczebnego. Przyjmijmy, że kula o promieniu 100 mm oddziela powietrze od szkła ( $n_1 = 1$ ,  $n_2 = \frac{3}{2}$ ), że punkt świecący nieskończenie odległy ( $x = \infty$ ,  $\delta = 0$ ), rzuca na nią wiązkę promieni równoległych (fig. 213). Obliczmy (według 1 i 2) odległości  $y$  przecięcia się z osią promieni trafiających kulę w różnych odległościach od wierzchołka, po załamaniu na kuli. Wypadek tego rachunku okazuje następująca tabliczka:

$\gamma$	$y$	$\gamma$	$y$
1° . .	300,0	50° . .	254,6
5° . .	299,5	60° . .	238,0
10° . .	298,0	70° . .	220,9
20° . .	292,0	80° . .	204,4
30° . .	282,4	90° . .	189,4
40° . .	269,7		

Przekonywamy się, że odległości  $y$  różnią się znacznie. Punkty przecięcia się promieni sąsiednich tworzą powierzchnię ogniskową  $K$ , podobną kształtem do fig. 197, kończącą się ostrym dziobem w punkcie  $F$ . Wąskie pasmo promieni, trafiające kulę opodal od wierzchołka, n.p.  $p_1 p_2$ , zamienia się po załamaniu na wiązkę astygmatyczną, mającą dwie linie ogniskowe, jedną na powierzchni  $K$ , drugą na osi. Promienie nie przecinają się tedy w jednym punkcie, nie tworzą, ściśle biorąc, ogniska ani obrazu.

Wszelako, jeżeli ograniczymy się do t. zw. promieni środkowych, t. j. do promieni trafiających kulę bardzo blisko wierzchołka  $A$ , a więc niemal prostopadle, wówczas, jak okazuje poprzedzająca tablica, tudzież fig. 213, promienie załamane tworzą z wielkiem przybliżeniem wiązkę ogniskową, przecinają się bowiem w samym dziobie  $F$  powierzchni ogniskowej, albo przynajmniej tuż obok niego; nawet dla kąta  $\gamma = 10^\circ$  różnica odległości nie przenosi 2 na 300.

Ażeby otrzymać wyraźny obraz optyczny punktu świecącego, należałoby tedy, ściśle biorąc, przysłonić kulę, z wyjątkiem niezmiernie małej części, około wierzchołka. Wówczas jednak uginanie się światła byłoby tak znaczne, że z tej znowu przyczyny obraz stałby się niewyraźnym. Z konieczności używa się zatem otworów większych. Wynika ztąd pewien brak

wyrzistości obrazów; jego miarą jest odchylenie się promieni brzeżnych od punktu przecięcia się promieni środkowych; odchylenie to nazywa się aberracją sferyczną (zбочeniem z powodu kulistości powierzchni łamiącej). Pewien stopień aberracji sferycznej jest zawsze dozwolony i nieszkodliwy, tembardziej, że i oko, które ostatecznie obrazy optyczne ogląda (n.p. w lunetach, mikroskopach), samo nie jest wolnem od tej wady. Zresztą w narzędziach optycznych znajduje się zawsze kilka powierzchni kulistych, a nieraz można aberrację, pochodzącą od jednej, zmniejszyć przez stosowny dobór materiału i krzywizny innych.

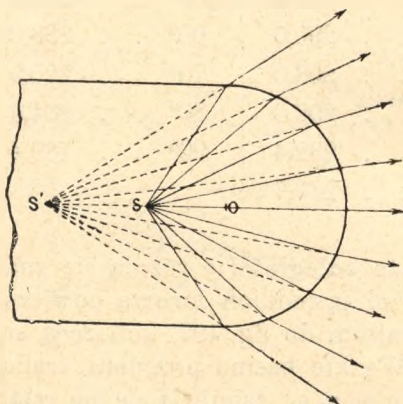


Fig. 214.

Można jednak zapytać, czy bodaj w pewnych szczególnych położeniach punktu świecącego, wobec kuli łamiącej, nie można by uzyskać załamania wolnego od aberracji sferycznej, nie tylko w promieniach środkowych, ale we wszystkich. Otóż wzory (1) i (2) okazują, że takie położenia istnieją rzeczywiście; nazywają się one punktami apłanatyicznymi. Jeżeli mianowicie za  $x$  przyjmiemy wartość szczególną:

$$x = - \left( r \cdot \frac{n_2}{n_1} + r \right); \text{ czyli } - \left( r \cdot \frac{\sin(\delta + \gamma)}{\sin(\delta' + \gamma)} + r \right),$$

to z porównania z pierwszym z wzorów (2) wypadnie:

$$\delta' + \gamma = \beta = -\delta, \text{ zatem } \delta' = -(\delta + \gamma) = -\alpha.$$

Drugi z wzorów (2) da nam wtedy na  $y$  wartość  $r \cdot \frac{n_1}{n_2} + r$ , war-



tość, jak widać, zupełnie niezależną od kąta środkowego  $\gamma$ , t. j. niezależną od punktu, w którym promień padający trafia kulę. W przypadku:  $r$  ujemne,  $n_1 = \frac{3}{2}$ ,  $n_2 = 1$ , położenie punktów apla-  
natycznych dane jest przez  $x = \frac{5}{3} r$ ,  $y = -\frac{5}{2} r$ ; załamanie wolne od aberracyi w tym przypadku okazuje fig. 214. Przypadek ten bywa stosowany w konstrukcyi silnych soczewek mikrosko-  
powych.

**190. ROZBIEŻNOŚĆ WIĄZEK I JEJ ZMIANY.** Ograniczymy się nadal do promieni środkowych. Przyjmiemy, że kąty  $\gamma$ ,  $\delta$  i  $\delta'$  (fig. 210, 211, 212) są tak małe, iżby zamiast wstaw można pod-  
stawić same kąty. Napišemy jeszcze  $s_1$  zamiast  $r\gamma$ ;  $s_1$  oznacza tedy łuk  $AB$ , albo niemal równą mu wysokość  $BD$ , w której promień  $SB$  trafia kulę. Wzory (1) i (2) przyjmą wtenczas pro-  
stą postać:

$$(3) \quad n_2 \delta' = n_1 \delta - \frac{n_2 - n_1}{r} \cdot s_1$$

$$(4) \quad \delta = \frac{s_1}{x}, \quad \delta' = -\frac{s_1}{y}.$$

Zupełnie podobne równania otrzymalibyśmy dla innego pro-  
mienia, n.p.  $SC$  (fig. 210) tej samej wiązki, tylko zamiast  $s_1$  mie-  
libyśmy  $s_2 = AC$ , zamiast  $\delta$  kąt  $CSA$  i t. d. Odjąwszy wzory  
(3) i (4) od równań podobnych, napisanych dla tego drugiego  
promienia, i oznaczywszy  $s_2 - s_1 = BC$  przez  $s$ , kąt  $BSC$  przez  $\varphi$ ,  
 $BS'C$  przez  $-\varphi'$ , otrzymamy znowu także same równanie, odno-  
szące się już nie do pojedynczych promieni, lecz do całej wiązki:

$$(5) \quad n_2 \varphi' = n_1 \varphi - \frac{n_2 - n_1}{r} \cdot s.$$

$$(6) \quad \varphi = \frac{s}{x}, \quad \varphi' = -\frac{s}{y}.$$

Podstawiawszy wartości (6) w równanie (5) znajdziemy:

$$(7) \quad \frac{n_1}{x} + \frac{n_2}{y} = \frac{n_2 - n_1}{r}, \text{ albo: } y = \frac{n_2 x r}{(n_2 - n_1) x - n_1 r}.$$

Przekonywamy się tedy znowu, że wiązki promieni środko-  
wych pozostają po załamaniu ogniskowemi, gdyż wartość na  $y$  obli-  
czona z (7) jest tą samą dla wszystkich promieni wiązki. W  $S'$ ,  
w odległości  $y$ , wiązka załamana tworzy ognisko, obraz punktu  
świecącego  $S$ , zawsze na odpowiedniej osi  $SS'$  przechodzące  
przez środek kuli  $O$ .

Kąty  $\varphi$  i  $\varphi'$  w równaniach (5) i (6) oznaczają t. zw. rozbieżności wiązek; są to kąty między skrajnymi promieniami wiązki; rozbieżność ujemna znaczy zbieżność. Iloczyny rozbieżności przez współczynniki załamania (bezwzględne) ośrodków, w których wiązki przebiegają, nazwiemy rozbieżnościami optycznymi.

Wzór (5) określa istotę działania powierzchni kulistej na wiązki promieni: na powierzchni kulistej, rozdzielającej dwa ośrodki przezroczyste, rozbieżność optyczna każdej wiązki promieni zmniejsza się o wielkość proporcjonalną do różnicy współczynników załamania, a odwrotnie proporcjonalną do promienia krzywizny. Zmniejszenie to należy rozumieć w znaczeniu algebraicznym, będzie ona zwiększeniem, jeśli albo  $n_1 > n_2$ , przy dodatnim  $r$ , albo też jeśli przy dodatnim  $n_2 - n_1$ , światło pada na stronę wklęsłą kuli ( $r < 0$ ).

Pospolicie używaną miarą rozbieżności wiązek jest tak zw. dioptrya. Nie jest to miara samego kąta  $\varphi$ , lecz stosunku  $\frac{\varphi}{s}$ , w czem  $s$  oznacza szerokość (otwór) wiązki na powierzchni łamiącej. Otóż według (6) jest:

$$\frac{\varphi}{s} = \frac{1}{x}, \quad \frac{\varphi'}{s} = -\frac{1}{y},$$

Jeżeli  $x$  i  $y$  wyrazimy w metrach, wówczas rozbieżności te będą wyrażone w dioptryach. Dioptrya jest to zatem rozbieżność wiązki padającej z odległości 1 m, w przypuszczeniu, że szerokość jej u podstawy = 1. Tak n.p. wiązka wpadająca do oka z odległości 25 cm posiada rozbieżność 4 D ( $D =$  dioptrya); wiązka zbieżna, zdążająca do punktu leżącego 5 m za powierzchnią łamiącą, ma rozbieżność  $-0,2 D$  i t. p.

**191. OBRAZY OPTYCZNE I ICH POWIĘKSZENIE.** Jeżeli jest więcej punktów świecących  $A, B, S$  (fig. 215), jednakowo odległych od kuli  $K$ , wówczas każdy z nich utworzy osobny obraz  $A', B', S'$  na własnej osi  $AO, BO$  i t. d. Częstka powierzchni (kulistej)  $ASB$  o promieniu  $SO = x + r$  odbije się tym sposobem na cząstce drugiej kuli  $A'S'B'$ , mającej promień  $y - r$ . Z powodu konieczności ograniczenia się do promieni środkowych obie te cząstki będą tak małemi, że można uważać je za cząstki płaszczyn równoległych do siebie. Są to t. zw. płaszczyzny sprzężone. Każdemu punktowi jednej z nich odpowiada obraz na



drugiej; punkt i jego obraz tworzą parę punktów sprzężonych. Wszelki promień przechodzący przez jeden z punktów sprzężonych przejdzie po załamaniu przez drugi.

Wszelki rysunek na jednej z płaszczyzn sprzężonych daje swój obraz na drugiej. Obraz i rysunek są do siebie geometrycznie podobne, a rozmiary ich mają się jak  $S'O$  do  $SO$ , a więc jak  $(y - r)$  do  $(x + r)$ . Wartość  $w$  tego stosunku nazwiemy powiększeniem obrazu i określimy wzorem:

$$w = -\frac{y - r}{x + r}, \text{ czyli, według (7): } w = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{y}{x}.$$

Znak  $-$  ma oznaczać, że przedmiot i obraz leżą po przeciwnych stronach środka  $O$  (w przypadku, do którego odnosi się fig. 215), wskutek czego obraz jest odwrócony, w stosunku do przedmiotu. Gdyby wartość bezwzględna liczby  $w$  wypadła mniejsza od jedności, znaczyłoby to, że obraz jest pomniejszony; gdyby  $w$  było kiedy dodatnie, obraz byłby nieodwrócony.

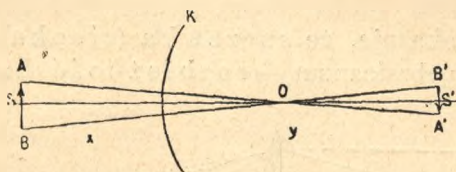


Fig. 215.

Jeżeli w ostatnim wzorze zastąpimy odległości  $x$  i  $y$  przez rozbieżności  $\varphi$  i  $\varphi'$  wiązek należących do któregośkolwiek punktu przedmiotu i do obrazu (według 6), znajdziemy ważny wzór Lagrange'a:

$$(8) \quad w = \frac{n_1 \varphi}{n_2 \varphi'}.$$

orzekający, że powiększenie obrazu równa się stosunkowi rozbieżności optycznych wiązki wychodzącej z przedmiotu i wiązki tworzącej obraz.

**192. SOCZEWKI CIENKIE.** W soczewce (fig. 216) każda wiązka promieni zmniejsza rozbieżność swoją dwukrotnie, na pierwszej i na drugiej ścianie kulistej. Oznaczmy pierwotną rozbieżność wiązki  $aAC$ , wychodzącej z punktu  $A$  przedmiotu świecącego, przez  $\varphi$ ;  $\varphi'$  niechaj oznacza rozbieżność tej wiązki po przejściu

przez soczewkę. Promienie krzywizny obu ścian oznaczmy przez  $r$  i  $r'$  (pamiętając, że wielkości te mają być ujemne, jeżeli światło pada na stronę wklęsłą kuli), współczynniki załamania bezwzględne powietrza i szkła przez  $n_1$  i  $n_2$ . Założymy nadto, że soczewka jest tak cienka, iżby szerokość  $aC = s$  wiązki można było uważać za jednakową na obu ścianach. Wzór (5) da nam wówczas:

$$n_1 \varphi' = n_1 \varphi - \frac{n_2 - n_1}{r} \cdot s - \frac{n_1 - n_2}{r'} \cdot s.$$

Podzielimy to równanie przez  $n_1$ , ażeby wprowadzić współczynnik załamania szkła względem powietrza  $n = n_2 : n_1$ , tudzież przez  $s$ , żeby wyrazić rozbieżność w dioptryach; będzie wtenczas:

$$(9) \quad \frac{\varphi'}{s} = \frac{\varphi}{s} - \psi,$$

w czem oznaczyliśmy:

$$(10) \quad \psi = (n-1) \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = \frac{1}{f}.$$

Wzór (9) okazuje, że soczewka (cienka) zmniejsza — w znaczeniu algebraicznym — rozbieżność każdej wiązki

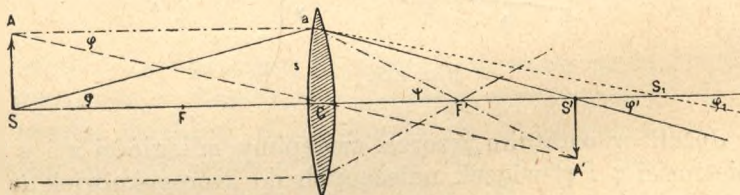


Fig. 216.

promieni o tę samą liczbę  $\psi$  dioptryi, działa tedy na rozbieżności zwyczajne podobnie, jak jedna powierzchnia kulista na rozbieżności optyczne (ust. 190).

Wielkość  $\psi$  nazywa się zdolnością zbierającą soczewki \*); może być dodatnią lub ujemną, co zależy tylko od znaków

\*) Praktyczna reguła na obliczenie zdolności  $\psi$  cienkich soczewek szklanych, n.p. szkieł okularowych, w dioptryach, wypada z wzoru (10), gdy się uwzględni, że  $n$  wynosi bardzo blisko 1,5. Wyraziwszy promienie krzywizny w metrach, znajdziemy  $\psi = \frac{1}{2r} - \frac{1}{2r'}$ .



promień; krzywizny  $r$  i  $r'$ , gdyż pierwszy czynnik  $(n - 1)$  bywa zwyczajnie dodatni, o ile mianowicie soczewka zrobiona jest z materiału optycznie gęstszego od otaczającego ośrodka.

Z wzoru (10) wynika, że  $\psi$  jest dodatnie, t. j. soczewka istotnie zmniejsza rozbieżność wiązek, gdy albo obie jej ściany są wypukłe na zewnątrz ( $r > 0, r' < 0$ ), albo tylko jedna, ale silniej zakrzywiona (fig. 217, 1—2—3).

Soczewki takie, grubsze w środku, aniżeli na brzegu, nazywają się zbierającymi. Jeżeli na nie pada wiązka promieni równoległych ( $\varphi = 0$ ), wówczas wiązka przepuszczona mieć będzie, według (9), rozbieżność ujemną:  $\frac{\varphi'}{s} = -\psi$

dioptryi; będzie zatem zbieżną, a ognisko jej znajdować się będzie za soczewką w odległości  $\frac{1}{\psi} = f$ , zwanej odleg-

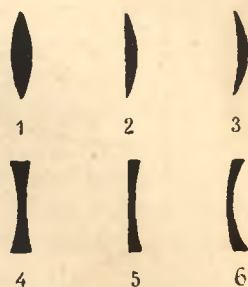


Fig. 217.

łością ogniskową, albo krócej ogniskową soczewki. Ogniska leżące na osi soczewki ( $F'$  albo  $F$  na fig. 216), odpowiadające wiązkom padającym równoległe do osi, nazywają się ogniskami głównymi. Obadwa są jednakowo oddalone od soczewki (cienkiej), albowiem (według 10),  $f$  nie zmieni się, jeżeli zastąpimy  $r$  przez  $r'$ , a jednocześnie zmienimy bieg promieni na przeciwny.

Jeżeli natomiast obie ściany są wklęsłe na zewnątrz ( $r < 0, r' > 0$ ), albo tylko jedna, ale silniej wklęsła (fig. 217, 4—5—6), wtedy soczewka jest rozpraszającą; zwiększa rozbieżność wiązek, a wiązkę równoległą doprowadza do ogniska pozornego ( $F'$ , fig. 219), znajdującego się przed soczewką, bo w odległości ujemnej  $f = \frac{1}{\psi}$ , w czem samo  $\psi$  jest ujemne.

Zamiast rozbieżności można wprowadzić do wzoru soczewkowego (9) odległości  $x$  i  $y$  przedmiotu i obrazu do soczewki — według (6) — wtenczas będzie:

$$(11) \quad \frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f}.$$

Z przedmiotów świecących można za pomocą soczewek otrzymać obrazy optyczne, powiększone pewną liczbę  $w$  razy (pomniejszone, jeżeli  $w < 1$ ). Powiększenie jest również dwukrotne na pierwszej i drugiej ścianie. Jeżeli którykolwiek punkt

przedmiotu, n.p.  $S$ , na osi soczewki, w odległości  $SC = x$  od jej środka (fig. 216) rzuca na pierwszą ścianę wiązkę  $aSC$  o rozbieżności  $\varphi$ , to wiązka ta nabywa w szkłe rozbieżności  $\varphi_1$  i utworzyłaby obraz w odległości  $CS_1$ , znowuż na osi soczewki — gdyby drugiej jej ściany nie było. Obraz ten, według (8) byłby  $n_1\varphi : n_2\varphi_1$  razy powiększony. Otóż obraz ten ma zna-

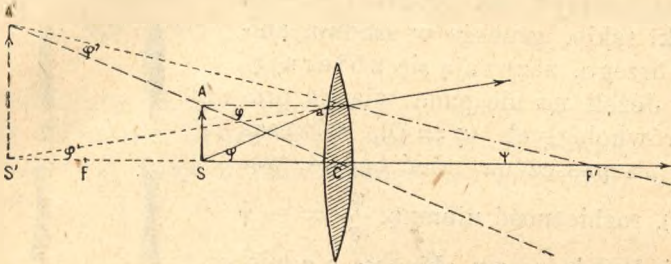


Fig. 218.

czenie przedmiotu świecącego wobec załamania na drugiej ścianie i daje obraz ostateczny w odległości  $CS' = y$ , powiększony znowu  $n_2\varphi_1 : n_1\varphi'$  razy. Ostatecznie tedy powiększenie będzie:

$$(12) \quad w = \frac{n_1\varphi}{n_2\varphi_1} \cdot \frac{n_2\varphi_1}{n_1\varphi'} = \frac{\varphi}{\varphi'}$$

Wnosimy stąd, że powiększenie obrazu równa się stosunkowi rozbieżności wiązki wychodzącej z któ-

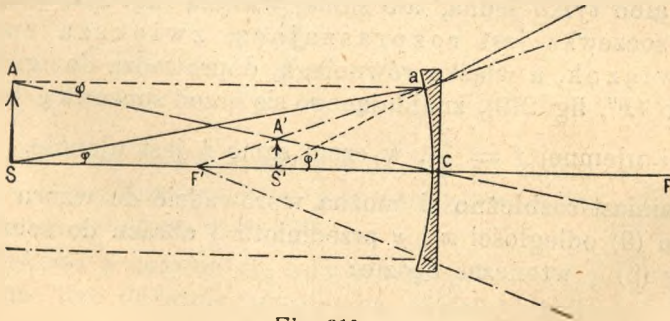


Fig. 219.

regokolwiek punktu przedmiotu i wiązki tworzącej odpowiedni obraz. Zważywszy, że według (6) i (12) można napisać także  $w = (-y) : x$ , wnosimy dalej, że którykolwiek punkt przedmiotu, n.p.  $A$  (fig. 216, 218, albo 219), jego obraz  $A'$



i środek  $C$  soczewki, leżą na jednej prostej, na t. zw. osi bocznej, należącej do punktu  $A$ . Środka soczewki nie ma potrzeby określać dokładniej, skoro grubość jej, w przyjętym tu stopniu przybliżenia, nie wchodzi wcale w rachubę.

Obrazy mogą być albo rzeczywiste, powstające (objektywnie) w punktach rzeczywistego przecinania się promieni przepuszczonych, jakie można okazać na białej tablicy, na matówce kamery fotograficznej i t. p., albo też pozorne, utworzone przez wiązki rozbieżne i widzialne tylko subiektywnie, jak to zaznaczono w ustępie 136. Obraz rzeczywisty uzyskamy tylko wtenczas, gdy wiązka obrazowa jest zbieżną, a więc gdy jej rozbieżność  $\varphi'$  posiada wartość ujemną. Wzór (9) okazuje, że soczewki rozpraszające nie mogą tworzyć obrazów rzeczywistych (o ile przedmiot jest rzeczywisty, t. j.  $\varphi > 0$ ); natomiast w soczewkach zbierających tworzą się obrazy rzeczywiste albo pozorne, zależnie od tego czy  $\frac{\varphi}{s} < \psi$  lub  $\frac{\varphi}{s} > \psi$ , t. j. czy odległość przedmiotu  $SC$  jest większa lub mniejsza od odległości ogniskowej  $FC$  (porównaj fig. 216, 218, tudzież zadanie 303).

**193. UKŁAD OSIOWY POWIERZCHNI KULISTYCH.** Własności wyłożone w poprzednim ustępie stosują się tylko do soczewek o grubości nieznacznej w porównaniu z odległościami ogniska, obrazu i przedmiotu. Jeżeli grubość soczewki jest znaczna, wówczas mogłoby n.p. zdarzyć się, że obraz utworzony przez pierwszą kulę padałby w szkło; wtenczas soczewka, dajmy na to dwuwypukła, mogłaby mieć nawet ognisko pozorne, a więc działałaby rozpraszająco. W każdym podobnym przypadku wypadnie stosować wzory 5, 6, albo 7 po kolei do każdej powierzchni łamiącej, nie opuszczając grubości samej soczewki. Gauss okazał, że i w tym przypadku, pomimo większej zawichości zadania, własności dioptryczne przyrządu można określić całowicie za pomocą niewielkiej liczby t. zw. punktów kardynalnych — podobnie jak działanie soczewki cienkiej określa się położeniem jej środka, tudzież ognisk głównych. Sposób ten stosuje się nawet do wielu ośrodków i do większej liczby powierzchni kulistych, zawsze jednak pod warunkiem, że ograniczymy się wyłącznie do promieni środkowych. Układem osiowym (fig. 220), nazywamy szereg jakichkolwiek ośrodków przezroczystych, poprzedzielanych powierzchniami kulistymi  $K_1, K_2, K_3, \dots$ , których środki leżą na jednej prostej, na osi układu; rozbierzemy tu główne jego własności.

a) Punkt (albo przedmiot) świecący  $S$  w ośrodku pierwszym, daje, skutkiem załamania promieni na kuli  $K_1$ , obraz  $S_1$  (rzeczywisty albo pozorny) w ośrodku drugim. Obraz ten należy uważać jako przedmiot wobec następnej kuli  $K_2$  — przedmiot różniący się tem od rzeczywistego, świecącego przedmiotu, że nie wysyła promieni na wszystkie strony, lecz tylko w przedłu-

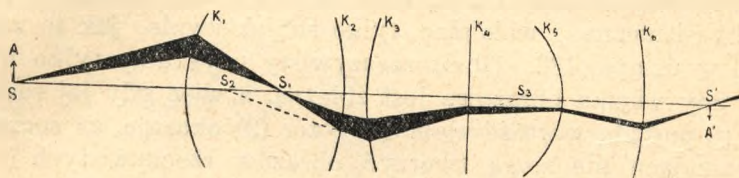


Fig. 220.

zeniu promieni, które go wytworzyły. Postępując tym sposobem dalej, przekonywamy się, że w ostatnim ośrodku utworzy się, łącznym działaniem całego układu, obraz ostateczny  $S'$ , geometrycznie podobny do przedmiotu  $S$  (o ile stosujemy tylko promienie środkowe) rzeczywisty albo pozorny, powiększony albo pomniejszony.

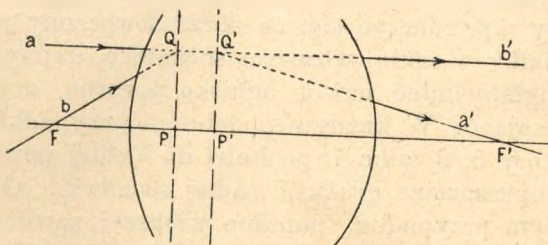


Fig. 221.

b) Układ tego rodzaju posiada widocznie dwa ogniska główne  $F$  i  $F'$ , rzeczywiste albo pozorne, zależnie od warunków, albo nawet nieskończenie odległe. Drugie ognisko  $F''$  (fig. 221) jest to punkt przecięcia się z osią promienia  $a'$ , w ostatnim ośrodku, który w pierwszym ośrodku biegł równoległe do osi, jako  $a$ . Pierwsze ognisko  $F$ , jest to punkt taki, iż każdy przechodzący przez niego promień  $b$  biegnie w ostatnim ośrodku równoległe do osi, jako  $b'$ .





czynną ogniskową w  $M$ , pierwszą główną w  $N$ . Do  $N$  należy punkt sprzężony  $N'$ , leżący w tej samej odległości od osi na drugiej płaszczyźnie głównej; promień przepuszczony musi tedy przejść przez  $N'$ , skoro padający przechodzi przez  $N$ . Do  $M$  należy punkt sprzężony  $M'$  w nieskończoności. Wykreślmy przez  $M$  promień  $MR$ , równoległy do osi; promieniem sprzężonym będzie  $R'F'$  ( $R'$  dlatego, że promień idzie idzie przez  $R$ ); promień ten dąży także do nieskończonej odległości  $M'$ . Kreśląc tedy przez  $N'$  równoległą  $N'W'$  do  $R'F'$  znajdziemy promień sprzężony z danym  $MN$ .

e) Trzecią parą punktów kardynalnych są węzły: pierwszy  $W$  i drugi  $W'$ . Są to dwa punkty sprzężone na osi, mające tę własność, że wszelki promień  $AW$  (fig. 222), dążący w pierwszym ośrodku ku pierwszemu z nich, wychodzi w ostatnim ośrodku z drugiego jako  $W'A'$ , w kierunku równoległym do promienia padającego  $AW$ . Ażeby promień  $N'W'A'$ , znaleziony według danego wyżej przepisu ( $d$ ), był równoległy do padającego  $AMNW$ , trzeba, żeby było  $R'F' // MW$ , skąd wynika, że odległość pierwszego węzła,  $W$ , od pierwszego ogniska  $F$  równa się  $P'F'$ , t. j. drugiej ogniskowej  $f'$ . Znaleziony stosownie do tego warunku punkt  $W$  i drugi  $W'$ , w odległości  $WW' = NN' = PP'$  są szukanymi węzłami. Za pomocą promienia węzłowego  $AW$  i równoległego  $AQ$  znajdziemy teraz z łatwością obraz  $A'$  dowolnego punktu  $A$ , mianowicie na przecięciu się promienia  $W'A'$  i  $Q'F'$ . Położenie obrazu  $A'$  możemy jeszcze sprawdzić, kreśląc promień  $AT$  przez pierwsze ognisko, który powinien wyjść równoległe do osi jako  $T'A'$ .

f) Powiększenie obrazu wytworzonego przez jakikolwiek układ osiowy znajdziemy podobnie, jak w przypadku soczewki, mnożąc przez siebie powiększenia na poszczególnych kulach. Wiązka wychodząca z jednego z punktów przedmiotu pada na pierwszą kulę z rozbieżnością  $\varphi$ , w drugim ośrodku rozbieżność jej będzie  $\varphi_1$ , w następnych  $\varphi_2$  i t. d., w ostatnim  $\varphi'$ . Jeżeli tedy  $n, n_1, n_2, \dots, n'$  są bezwzględne współczynniki ośrodków, wówczas powiększenie ostatniego obrazu wyrazi się, według (8), przez iloczyn:  $\frac{n\varphi}{n_1\varphi_1} \cdot \frac{n_1\varphi_1}{n_2\varphi_2} \cdot \frac{n_2\varphi_2}{n_3\varphi_3} \dots$  a więc znowu przez stosunek rozbieżności optycznych wiązki padającej i wiązki wychodzącej z przyrzędu:

$$(1) \quad w = \frac{n\varphi}{n'\varphi'}$$



Jeżeli n.p.  $A$  (fig. 222) jest jednym z punktów przedmiotu  $AS$ ,  $A'$  jego obrazem, wtenczas kąt  $QAT = PFT = \varphi$ , kąt  $Q'A'T' = \varphi'$ ,  $Q'F'P' = \varphi'$ . Powiększenie można zresztą wyrazić wprost jako stosunek wielkości obrazu i przedmiotu:

$$w = \frac{A'S'}{AS} = \frac{PT}{P'Q'}$$

W rzeczywistości  $\varphi$  i  $\varphi'$  są tak małymi kątami, że można napisać:  $PT = \varphi \cdot PF = \varphi f$ ;  $P'Q' = \varphi' \cdot P'F' = \varphi' f'$ , w czym  $f = PF$  i  $f' = P'F'$  oznaczają pierwszą i drugą odległość ogniskową układu. Mamy zatem także:

$$(2) \quad w = \frac{f\varphi}{f'\varphi'}$$

Z porównania z wyrażeniem (1) wypada  $f : f' = n : n'$ , t. zn. że pierwsza ogniskowa całego układu ma się do drugiej, jak współczynnik załamania pierwszego ośrodka do współczynnika załamania ostatniego.

g) Oznaczmy, jak poprzednio, przez  $x$  i  $y$  odległości przedmiotu i obrazu, liczymy je jednak odpowiednio od pierwszego i drugiego punktu głównego:  $x = PS = QA$ ,  $y = P'S' = T'A'$ . Z rysunku wyczytujemy natychmiast:

$$\frac{f}{x} = \frac{P'T'}{Q'T'}; \quad \frac{f'}{y} = \frac{Q'P'}{Q'T'}$$

Dodając znajdziemy:

$$(3) \quad \frac{f}{x} + \frac{f'}{y} = 1,$$

wzór zasadniczy dla wszelkich układów osiowych.

h) Jeżeli pierwszym i ostatnim ośrodkiem jest powietrze (jak w soczewce, w mikroskopie, w lunetach, ale nie w oku), wtenczas  $n = n'$ , zatem  $f = f'$ , obie ogniskowe są wtenczas równe. W tym przypadku także oba węzły schodzą się z punktami głównymi, gdyż  $FW = f' = f = FP$ ; zarazem wzór (3) przybiera zupełnie tę samą postać, jak odpowiedni wzór (11) dla pojedynczej cienkiej soczewki.

W soczewce cienkiej, zaniedbując wpływ grubości, kreśliśmy oś boczną, należącą do punktu  $A$  przedmiotu, przez środek soczewki i szukaliśmy na niej obrazu  $A'$ . Przekonywamy się teraz, że, ściśle biorąc, oś boczna nie jest jedną prostą linią

składa się ona z dwu równoległych prostych, jedna dąży od  $A$  do  $P$  (czyli  $W$ ), druga idzie równolegle od  $P'$  (czyli  $W'$ ) do  $A'$ . Zanedbując jednak grubość, zanedbujemy zarazem odległość  $PP'$  węzłów, uważając je za jeden punkt, a ten jest właśnie środkiem soczewki.

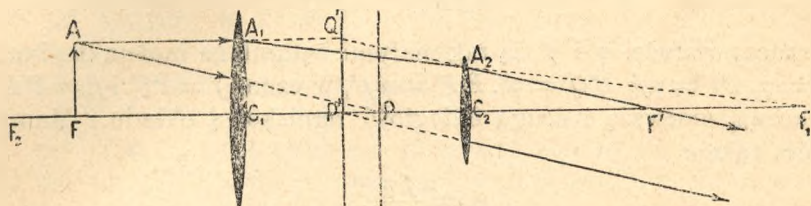


Fig. 223.

i) Dwie soczewki cienkie, o wspólnej osi (fig. 223), stanowią najprostszy przykład układu osiowego. Z osobna wzięte mają ogniskowe  $f_1 = C_1F_1$  i  $f_2 = C_2F_2$ . Odstęp ich  $C_1C_2$  oznaczymy przez  $d$ . Cały układ posiada ogniska w  $F$  i  $F'$ ,  $P$  i  $P'$  są punkty główne (zarazem węzły), a wypadkowa ogniskowa całego układu  $f = PF = P'F'$ . Należy określić położenie tych punktów. Promień  $AA_1$ , równoległy do osi, trafiający układ w wysokości  $C_1A_1 = s_1$ , nabywa w pierwszej soczewce — według (9), ust. 192 — zbieżności:  $-\varphi_1 = \frac{s_1}{f_1} = \text{kąt } A_1F_1C_1$ ; w drugiej zbieżność jego zwiększa się jeszcze o  $\frac{s_2}{f_2}$ , gdzie  $s_2 = C_2A_2$ ; wychodzi zatem z układu ze zbieżnością:  $-\varphi_2 = \frac{s_1}{f_1} + \frac{s_2}{f_2} = \text{kąt } A_2F'C_2$ . Przedłużony wstecz przecina promień padający w punkcie  $Q'$  drugiej płaszczyzny głównej. Ponieważ kąty są małe, możemy napisać:

$$s_2 = C_2F_1 \cdot \text{kąt } A_1F_1C_1 = \frac{(f_1 - d) s_1}{f_1}, \text{ zatem } -\varphi_2 = s_1 \cdot \frac{f_1 + f_2 - d}{f_1 f_2}.$$

a że  $P'F' = f = s_1 : \text{kąt } A_2F'C_2$ , przeto:

$$(4) \quad f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}.$$

Jeżeli obie soczewki są zbierające, to jednakże cały układ działać może zbierająco, albo rozpraszająco, zależnie od odste-



pu  $d$  soczewek. W przypadku, gdy soczewki przylegają do siebie ( $d=0$ ) wzór (4) daje:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}, \text{ albo } \psi = \psi_1 + \psi_2,$$

t. j. zdolność zbierająca soczewki, złożonej z dwu soczewek przylegających do siebie, jest równa sumie algebraicznej zdolności zbierających pojedynczych soczewek; gdyby było  $\psi_2 = -\psi_1$ , otrzymalibyśmy  $\psi = 0$ , t. zn., że soczewka zbierająca, spojona z równie silnie rozpraszającą, zachowuje się jak płaska szyba, działania obu soczewek znoszą się.

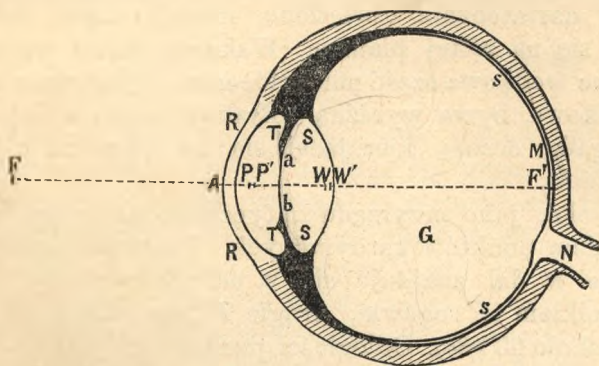


Fig. 224.

**194.** Oko ludzkie i zwierząt wyższych jest takim właśnie układem powierzchni kulistych łamiących promienie. Składa się ono z kilku ośrodków przezroczystych, przedzielonych powierzchniami przynajmniej bardzo zbliżonymi do kształtu kulistego. Za rogówką  $RR'$  (fig. 224 wyobraża prawe oko ludzkie, w przecięciu płaszczyzną poziomą, w dwukrotnym powiększeniu), stanowiącą przednią, silniej wypukłą i przezroczystą część tęgiej błony, obejmującej gałkę oczną — której reszta nieprzezroczysta widoczna jest jak t. zw. białko oka — znajduje się komora wypełniona płynem wodnistym. Tylną jej ścianę tworzy tęczówka (iris)  $T$ , błona kurczliwa, rozmaicie u różnych ludzi zabarwiona, mająca okrągły otwór, źrenicę  $ab$ , zwężającą się wobec nadmiaru światła, tudzież soczewka  $S$ , przezroczyste, chrząstkowate ciało przylegające przednią, słabiej wypukłą ścianą do

tęczówki. Wnętrze gałki ocznej, za soczewką, wypełnione jest przezroczystą galaretowatą masą  $G$ . Dno oka wyściela siatkówka  $ss$  będąca jakoby płaskim rozgałęzieniem nerwu wzrokowego  $N$ , wielce złożonej budowy. Najczulszą na światło jej częścią i najlepiej zaopatrzoną w elementy nerwowe jest t. zw. plamka żółta  $M$ , położona (naprzeciw źrenicy) cokolwiek po stronie skroni. Miejsce wejścia nerwu  $N$  jest zupełnie ślepe.

Ośrodki przezroczyste, składające oko, wytwarzają na siatkówce obrazy przedmiotów oglądanych, rzeczywiste, pomniejszone i odwrócone, na podobieństwo obrazów w kamerze fotograficznej; podobieństwo to byłoby jeszcze większem, gdyby wewnątrz kamery fotograficznej było wypełnione n.p. wodą. Warunkiem wyraźnego widzenia jest, żeby obrazy na siatkówce były wyraźne; dostatecznie oświetlone, niezbyt małe, tudzież, żeby tworzyły się na żółtej plamce. Wskutek silnej aberracji sferycznej tylko środkowa część pola widzenia, wytworzona przez promienie środkowe, bywa wyraźną. Brakowi temu zaradza się przez ruchy gałki ocznej, kierującej się po kolei ku różnym punktom otoczenia.

Działanie oka, jako przyrządu optycznego osiowego, określa się położeniem punktów kardynalnych. Pierwsze ognisko  $F$  oka patrzącego w dal znajduje się w odległości około 14 mm przed wierzchołkiem  $A$  rogówki, drugie  $F'$  oczywiście na siatkówce ( $AF' =$  około 23 mm). Odległości punktów głównych  $P$  i  $P'$  od  $A$  są w przybliżeniu 1,7 i 2 mm, odległości węzłów  $W$  i  $W'$  7 i 7,3 mm. Każdy promień zdążający zewnątrz oka ku  $W$  idzie ku siatkówce równolegle przez ciało szkliste, jakby wychodził z  $W'$ . Punkt, w którym ten ostatni promień przebija siatkówkę, znaczy miejsce obrazu tego punktu zewnętrznego, od którego pochodzi promień padający.

Położenie punktów kardynalnych nie jest zupełnie stałe, zmienia się cokolwiek przez t. zw. akomodację, zależnie od odległości przedmiotów, które pragniemy widzieć wyraźnie. Patrząc w dal nie moglibyśmy widzieć jednocześnie przedmiotów bliskich, gdyż ich obrazy tworzą się za siatkówką. A żeby przystosować się do przedmiotów bliższych, oko musi zyskać poprzednio większą zdolność zbierającą. Dzieje się to za sprawą osobnego aparatu mięśniowego, który soczewkę bardziej wypukła i, jak niektórzy sądzą, wysuwa ją nieco ku przodowi. Akomodacja nie może jednak przekroczyć pewnej granicy; oko normalne i młode nie zdoła już skupić spojrzenia na przedmiotach



bliższych, aniżeli mniej więcej  $8\text{ cm}$  ( $= \frac{1}{13}\text{ m}$ ); jest to t. zw. punkt bliski. Zakres akomodacji wynosi tedy od 13 do 0 dioptryi; w późniejszym wieku, gdy soczewka stanie się sztywniejszą, tylko od 4 do 0, w starości nawet od 1 do 0 dioptryi. Silna akomodacja nuży oko; jako odległość wyraźnego widzenia uważa się tę, na którą można przez czas dłuższy przystosować oko bez wysiłku, n.p. odległość, w której czyta się druk zwyczajny (około  $25\text{ cm}$ , t. j.  $4D$ ).

U ludzi krótkowzrocznych, mających zwykle anormalnie długą (w kierunku osi) gałkę oczną, akomodacja w dal

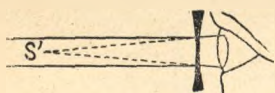


Fig. 225.

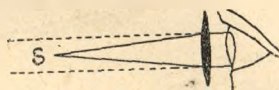


Fig. 226.

na 0 dioptryi jest niemożliwą, gdyż obrazy tworzą się przed siatkówką. Brakowi temu zaradza się przez sztuczne zwiększenie rozbieżności wiązek promieni za pomocą okularów wklęsłych (ujemnych). Jeśli ktoś nie może skupić wzroku na punkcie dalszym, aniżeli n.p.  $17\text{ cm}$  ( $= \frac{1}{6}\text{ m}$ ), temu soczewka ujemna, o zdolności rozpraszającej  $= 6D$ , umożliwi widzenie przedmiotów odległych, gdyż wiązki równoległe zamieniają się w niej na tak rozbieżne, jak gdyby wychodziły z odległości  $17\text{ cm}$  (fig. 225). Nawzajem, ludzie starzy, widzący dobrze na wielką odległość, a nie zdolni czytać książki w zwyczajnej odległości  $25\text{ cm}$ , używają okularów zmniejszających sztucznie rozbieżność, jak to objaśnia dostatecznie fig. 226.

**195. LUPA.** Dwa bliskie sobie punkty świecące widzimy tylko wtenczas oddzielnie, gdy odległość ich obrazów na siatkówce wynosi co najmniej około  $0,005\text{ mm}$ ; to odpowiada pozornej kątowej odległości punktów około  $1'$ . Przyczyną tego jest naprzód niejednolita, jakoby ziarnista, albo mozaikowa budowa siatkówki, która składa się z malutkich, ale oddzielnych elementów nerwowych; drugą przyczyną jest aberracja sferyczna oka, trzecią—uginanie się światła, wskutek którego obraz punktu nie jest punktem, lecz jasną plamką rozmiarów skończonych. Ażeby tedy dwa punkty oddzielnie rozróżnić, zbliżamy je do oka, o ile na to zezwala zakres akomodacji, n.p. na odległość

20 cm, przez co powiększa się ich pozorna odległość i odległość ich obrazów na siatkówce. I w tej odległości jednak, pozorne mu odstępowi  $l'$  odpowiada odstęp punktów rzeczywisty około 0,06 mm. Jest to najmniejszy rozmiar, jaki można jeszcze rozpoznać okiem nieuzbrojonym (krótkowzroczni, bez okularów, mają w tym względzie wzrok nieco bystrzejszy, gdyż mogą przedmiot bardziej do oka przybliżyć). Ażeby widzieć przedmioty mniejsze, albo rozpoznać szczegóły drobniejsze od tego rozmiaru, używa się szkła powiększającego, czyli lupy.

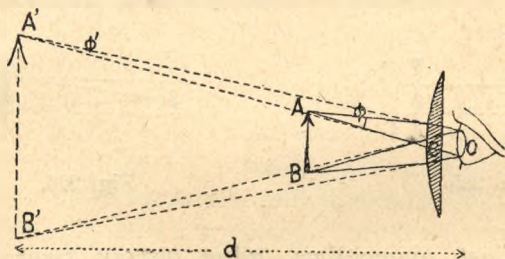


Fig. 227.

W najprostszej postaci jest to soczewka zbierająca (fig. 227), przez którą patrzymy na powiększony, prosty i pozorony obraz  $A'B'$  przedmiotu  $AB$ . Ażeby otrzymać obraz pozorny, należy umieścić przedmiot między ogniskiem a soczewką (ust. 192). Ażeby widzieć ten obraz wyraźnie, należy ustawić przedmiot w takiej odległości  $x$  od soczewki, żeby obraz pozorny utworzył się w odległości  $d$  wyraźnego widzenia, licząc od oka; wtenczas będzie  $y = -(d - a)$ , jeżeli  $a$  oznacza małą odległość oka od soczewki. Oko  $O$  należy zresztą trzymać jak najbliżej soczewki, w tem położeniu wzrok obejmuje największy obszar obrazu, a wszystkie wiązki dostające się do oka przechodzą przez soczewkę blisko jej środka, wskutek czego i aberracja sferyczna jest mniejsza.

Patrząc na mały przedmiot  $AB$  okiem nieuzbrojonym, z odległości najkorzystniejszej  $d$ , widzielibyśmy go pod kątem  $\frac{AB}{d}$ ; przez lupę widzimy go pod kątem  $A'OB'$ , a więc  $\frac{A'B'}{d}$ . Powiększenie  $W$  uzyskane wynosi tedy  $\frac{A'B'}{AB}$ , czyli  $\frac{-y}{x}$ , a ponieważ  $-y = d - a$ , zatem, według (11):

$$x = f(d - a) : (d - a + f), \text{ przeto: } W = \frac{d - a}{f} + 1.$$



Lupa powiększa tedy tem silniej, im krótsza jest jej odległość ogniskowa, t. j. im silniej zakrzywione są ściany. Z powodu aberracyi sferycznej, zwiększającej się razem z tem zakrzywieniem, trudno jednak uzyskać za pomocą jednej soczewki powiększenia większe niż 8 — 10 krotne.

**196. ABERRACYA SFERYCZNA SOCZEWEK. REGUŁA WSTAW.** Wykładając w ust. 192 teorię soczewek cienkich, uwzględniliśmy tylko promienie bardzo mało odchyłone od osi, których aberracya sferyczna jest niemal zero. W tem założeniu okazało się, że działanie soczewki, jakikolwiek byłby jej kształt, zależy tylko od odległości ogniskowej. Byłoby zatem rzeczą obojętną, czy soczewka jest dwu-wypukła, czy wklęsło-wypukła, czy obrócona jest ku światłu jedną czy drugą stroną, byle ogniskowa

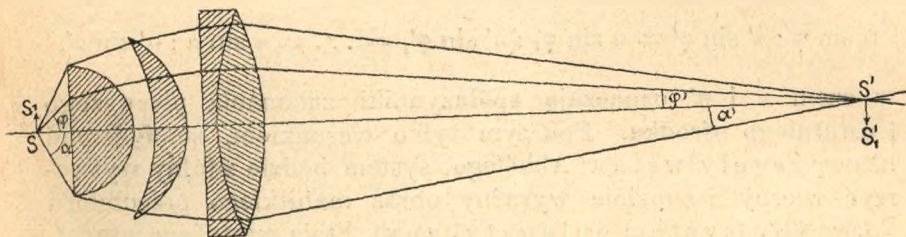


Fig. 228.

była jednaka. W rzeczywistości, żeby mieć więcej światła, zmuszeni jesteśmy dopuszczać promienie pochylone ku osi nieraz pod bardzo znacznymi kątami. W tych warunkach obraz nie mógłby być zupełnie wyraźnym, gdyż aberracya jest tem szkodliwszą, im większą średnica soczewki i im więcej ściany są zakrzywione. Kształt soczewki i położenie jej nie są wtenczas bez wpływu na dobroć obrazu. Tak n.p. soczewka płasko-wypukła daje lepsze obrazy, aniżeli dwuwypukła, lub wklęsło-wypukła, o tej samej zdolności zbierającej. Obrócona stroną wypukłą do odległego przedmiotu działa lepiej, niż w położeniu odwrotnem (por. zad. 299).

Szkodliwość aberracyi zmniejsza się zawsze, jeżeli jedną soczewkę silną zastąpimy kombinacją kilku słabszych. Można nawet, przez próbowanie, rachunkiem albo doświadczeniem, dobrać kształt i materiał soczewek tak, żeby aberracya była zupełnie zniesioną, przynajmniej dla jednego, określonego położe-

nia przedmiotu. Jeżeli się udało znaleźć taką kombinację, która zbiera zarówno środkowe promienie, wychodzące z pewnego punktu  $S$  na osi, z małym odchyleniem  $\varphi$ , jakoteż promienie odchylone od osi pod większym kątem  $\varphi_1$  (fig. 228), jak wreszcie skrajny promień, odchylony pod największym kątem  $\alpha$ , dokładnie w jednym punkcie, w obrazie  $S'$ , wówczas  $S'$  będzie ogniskiem tych promieni, w ścisłym znaczeniu tego wyrazu (ust. 163): wszystkie fale cząstkowe, wysłane przez  $S$ , będą spotykały się w  $S'$  w fazach ściśle zgodnych. Ażeby jednak ta sama własność przysługiwała także falom, wysłanym przez sąsiedni punkt  $S_1$ , nie leżący na osi, t. j. żeby i ten punkt odbijał się dokładnie w odpowiednim obrazie  $S'_1$ , trzeba, jak to okazał naprzód Abbé, żeby odchylenia  $\varphi, \varphi_1, \dots, \alpha$  promieni padających pod różnymi kątami na system, i odchylenia  $\varphi', \varphi'_1, \dots, \alpha'$  odpowiednich promieni przepuszczonych spełniały proporcję:

$$n \sin \varphi : n' \sin \varphi' = n \sin \varphi_1 : n' \sin \varphi'_1 = \dots = n \sin \alpha : n' \sin \alpha',$$

w czym  $n$  i  $n'$  oznaczają współczynniki załamania pierwszego i ostatniego ośrodka. Pod tym tylko warunkiem, znanym pod nazwą reguły wstaw Abbé'ego, system będzie zdolny wytworzyć wierny i zupełnie wyraźny obraz małego przedmiotu  $SS_1$  w  $S'S'_1$  (system aplanatyczny). Stała wartość  $w$  w wszystkich tych stosunków nie jest czem innym, jak powiększeniem obrazu. Dla promieni środkowych bowiem  $\sin \varphi$  i  $\sin \varphi'$  nie różnią się od samych kątów  $\varphi$  i  $\varphi'$ , a wiemy z ust. 193, *f'*, że:

$$\frac{n\varphi}{n'\varphi'} = w = \frac{S'S'_1}{SS_1}.$$

Regułę wstaw możemy tedy wyrazić wzorem:

$$(1) \quad \frac{n \sin \varphi}{n' \sin \varphi'} = \frac{n \sin \alpha}{n' \sin \alpha'} = w,$$

w czym  $\varphi$  i  $\varphi'$  oznaczają odchylenia którejkolwiek pary przynależnych promieni, w pierwszym i ostatnim ośrodku. Równanie to zastępuje, w systemach aplanatycznych, wzór (1) ust. 193, ważny tylko dla promieni środkowych. Liczone od osi odchylenie katowe  $\alpha$  promienia skrajnego, który układ jeszcze przyjmuje, nazywa się jego rozwartością, zaś:

$$(2) \quad n \sin \alpha = A$$



jego rozwartością optyczną. W przyrządach silnie powiększających, n.p. w mikroskopach, rozwartość  $\alpha'$  wiązki tworzącej obraz jest tak małą, że zamiast wstaw można znowu pisać same kąty; obraz tworzy się zawsze w powietrzu  $n'=1$ . Wskutek tego powiększenie obrazu  $S'S_1$  wyraża się wzorem:

$$(3) \quad w = \frac{A}{\alpha'}.$$

Żaden system soczewek kulistych nie może tedy wytwarzać zupełnie wyraźnych obrazów za pomocą silnie rozwartych pęków promieni. Systemy aplanatyczne, n.p. obiektywy mikroskopów, czynią to wprawdzie, ale tylko dla pewnych określonych położzeń przedmiotu i tylko dla przedmiotów bardzo małych. Można natomiast odwzorowywać przedmioty bardzo rozległe (n.p. krajobrazy za pomocą soczewek kamery fotograficznej), ale znowuż tylko za pomocą pęków promieni bardzo wąskich, o małej rozwartości. Pęki te, trafiając soczewkę, po części bardzo ukośnie, stają się znowu astygmatycznymi. Obiektywy fotograficzne składają się zwyczajnie z dwu systemów zbierających, ustawionych symetrycznie w pewnej odległości od siebie; po środku umieszcza się między nimi blachę z małym okrągłym otworem, t. zw. diafragmę. Przez stosowny dobór szkła, ich krzywizn, odległości i położenia diafragmy można błędy obrazów uczynić nieszkodliwymi.

### 197. OGRANICZENIE WIĄZEK PROMIENI I JASNOŚĆ OBRAZÓW.

Patrząc przez lupę na obraz pozorny przedmiotu (fig. 227), oświetlającego całą powierzchnię soczewki, korzystamy w rzeczywistości tylko z tej części każdej wiązki promieni, która wypełnia źrenicę oka. Jeżeli natomiast soczewka zbierająca wytwarza obraz rzeczywisty przedmiotu  $AB$  (fig. 229), dajmy na to, na białej tablicy  $T$ , wtenczas wiązki czynne są pełne, t. j. ograniczone obwodem samej soczewki. Obraz rzeczywisty można zresztą oglądać bez tła. Gdyby tablicy nie było, promienie krzyżujące się w punktach obrazu szłyby dalej, jak gdyby z przedmiotu świecącego, jednakże tylko w przedłużeniu promieni zdążających do  $T$ . Ustawiwszy tedy oko  $Z$  (fig. 229) w stosownej odległości, poza płaszczyznę  $T$ , możemy wtenczas zobaczyć obraz, utworzony w powietrzu w płaszczyźnie  $T$ . Ażeby ocenić jaka część przedmiotu będzie w tym obrazie widzialną, wykreślimy obraz  $Z'$ , który soczewka utworzyłaby z obwodu sa-

mej źrenicy  $Z$  oka, gdyby ona była świecąca. Ponieważ  $Z'$  i  $Z$  są obrazami sprzężonymi, przeto tylko taki promień może dostać się do oka  $Z$ , który przeszedł przez kółko  $Z'$ . W miejscu  $Z'$  moglibyśmy umieścić nieprzeźroczystą przeponę, z otworkiem  $Z'$ , bez żadnej zmiany dla oka. Pole widzenia jest tedy ograniczone do tej części  $AB$  płaszczyzny  $P$  przedmiotu, która rzuca na soczewkę promienie przez otwór  $Z'$ . Otwór materialny, albo tylko pomyślany, tego rodzaju jak  $Z'$ , ograniczający skuteczne pęki promieni przed ich wstąpieniem do przyrządu, nazywamy źrenicą pierwszą przyrządu optycznego. Jego obraz  $Z$  nazywa się źrenicą drugą.

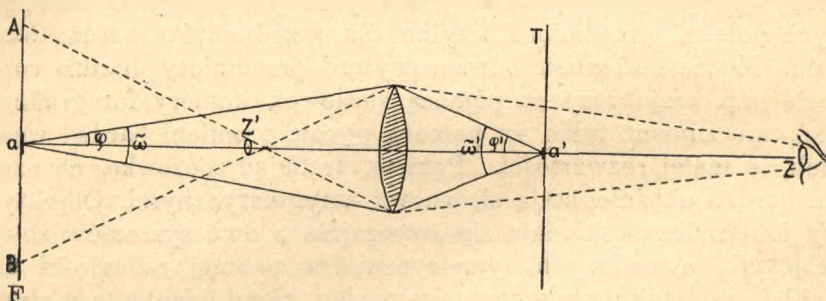


Fig. 229.

Jasność obrazów należy oceniać według ogólnych zasad fotometrii. Dajmy na to, że na płaszczyźnie  $F$  (fig. 229), blisko osi systemu optycznego, znajduje się element świecący, mający powierzchnię  $a$ . Jego obraz na białej tablicy  $T$  ma wielkość  $a'$ . Stosunek pól  $a$  i  $a'$  równa się stosunkowi kwadratów ich rozmiarów liniowych, a więc równa się kwadratowi powiększenia:

$$\frac{a'}{a} = w^2 = \left(\frac{\varphi}{\varphi'}\right)^2,$$

w czem  $\varphi$  i  $\varphi'$  oznaczają rozbieżności wiązek, przedmiotu i jego obrazu. Element  $a$  rzuca na soczewkę promienie w objęciu stożka, mającego soczewkę za podstawę. Kąt bryłowy  $= \tilde{\omega}$ , objęty tym stożkiem, jest proporcjonalny do kwadratu kąta  $\varphi$ ; podobnie kąt bryłowy  $\tilde{\omega}'$ , stożka promieni tworzących obraz  $a'$ , jest proporcjonalny do  $\varphi'^2$ . Będzie zatem także  $\frac{a'}{a} = \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}'}$ . Całkowita ilość światła, którą element  $a$  rzuca na soczewkę, oblicza się według  $E_0 a \tilde{\omega}$ , w czem  $E_0$  jest jego emisją w kierunku prostopadłym



(gdyż  $E_0 a$  oznacza promieniowanie obliczone na jednostkę kąta bryłowego, ust. 142 i 143, zaś kąt emisji  $\varepsilon$  można tu przyjąć  $= 0$ ), Taż sama ilość światła  $E_0 a \bar{\omega}$  skupia się na obrazie  $a'$ , jeżeli pominiemy małą stratę wskutek częściowego odbicia się od soczewki i pochłaniania w jej wnętrzu. Oświetlenie  $J$  obrazu na białej tablicy będzie tedy  $\frac{E_0 a \bar{\omega}}{a'}$ , czyli, stosownie do poprzedniej proporcji:

$$J = E_0 \bar{\omega}'.$$

Wzór ten okazuje, że oświetlenie obrazu  $a'$  jest takie, jak oświetlenie, któreby element świecący  $a$  wywołał bez soczewki, gdybyśmy go zbliżyli do tablicy o tyle, iżby jego pozorna wielkość, widziana z  $a'$ , była  $\bar{\omega}'$  (patrz ust. 143, wzór 4). Ponieważ sama soczewka przedstawia się z  $a'$  pod kątem bryłowym  $\bar{\omega}'$ , przeto można też powiedzieć, że oświetlenie obrazu jest tak duże, jak gdyby cała powierzchnia soczewki świeciła się emisją  $E_0$ .

Przypuszczam teraz, że po usunięciu białej tablicy patrzyśmy bezpośrednio na obraz w powietrzu, z odległości wyraźnego widzenia, jak to już pierwej uważaliśmy. Ponieważ obraz ten wysyła ilość światła  $E_0 a \bar{\omega}$  w kąt bryłowy  $\bar{\omega}'$ , przeto świeci się tak, jak gdyby miał emisję  $\frac{E_0 a \bar{\omega}}{a' \bar{\omega}'} = E_0$ , a więc znowu taką samą, jak przedmiot. Ażeby jednak ocenić jasność jaką oko ujrzy, należy odróżnić dwa przypadki: 1) stożek promieni jest tak szeroki, że cała źrenica oka, której pole niech będzie  $O$ , jest zalana światłem. Jasność obrazu (według ust. 143, 3) będzie wtenczas:

$$I = E_0 O,$$

a więc taka sama, jak gdybyśmy patrzyli na przedmiot świecący okiem nieuzbrojonym. Gdyby natomiast 2) przekrój wiązki promieni  $= O'$ , u wejścia do oka, był mniejszy od źrenicy oka i nie wypełniał jej całkowicie, wtenczas obraz przedstawiałby się nam w takiej jasności, jak gdybyśmy nań patrzyli przez źrenicę sztucznie zwężoną do wielkości  $O'$ , a więc:

$$I = E_0 O'.$$

W stosunku do jasności przedmiotu widzianego wprost, jasność obrazu byłaby  $\frac{O'}{O}$  razy mniejsza.

Też same zasady, co do jasności obrazów, stosują się do wszelkiego rodzaju narzędzi optycznych. Przez lunetę lub mikroskop oglądamy obrazy powiększone przedmiotów; żaden z tych przyrządów nie zdoła jednak powiększyć jasności. W najlepszym razie równa się ona jasności przedmiotu widzianego wprost.

198. ABERRACYA CHROMATYCZNA I SPOSOBY JEJ USUNIĘCIA. Stosownie do znanego wzoru (ust. 192):

$$\phi = \frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right),$$

który napiszemy krócej:

$$(1) \quad \frac{1}{f} = K(n-1) = \phi,$$

oznaczając przez  $K$  różnicę krzywizn obu ścian — zdolność zbierająca soczewki i jej ogniskowa  $f$  zależą od współczynnika załamania  $n$ . Że jednak  $n$  zależy od barwy światła (ust. 186), przeto zdolność zbierająca tej samej soczewki posiada różne wartości

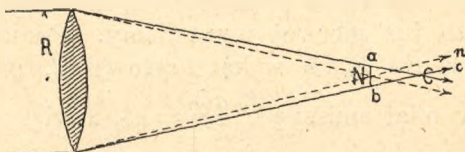


Fig. 230.

dla różnych składników jednorodnych światła białego. Soczewka szklana zbierająca (fig. 230) jest silniej zbierającą, a rozpraszająca (fig. 231) silniej rozpraszającą w promieniach niebieskich, aniżeli czerwonych, albowiem pierwsze są w szkłe bardziej łamliwymi od ostatnich. Wynika stąd koniecznie, że obraz przedmiotu świecącego, albo oświetlonego światłem białym, składa się istotnie z nieskończonej liczby obrazów różnobarwnych, które nie nakrywają się zupełnie dokładnie (aberracya chromatyczna). Obraz wypadkowy będzie z konieczności niewyraźny.

I. Jeżeli chodzi o obraz rzeczywisty (fig. 230), a ustawiliśmy białą tablicę w ognisku  $N$  promieni niebieskich, to obraz  $N$  będzie otoczony obwódką barwną  $ab$ , czerwoną na brzegu. Punkty świecące światłem białym nie będą tedy odtwarzały się w punktach, lecz w barwnych plamkach. Oznaczmy przez  $\rho$  promień takiej plamki  $ab$ , przez  $R$  promień obwodu soczewki. Widać z rysunku, że:



$$\frac{\rho}{NC} = \frac{R}{f}, \text{ albo } \rho = R \cdot \frac{NC}{f};$$

otóż  $NC$  jest odległością czerwonego ogniska od niebieskiego,  $NC = f' - f''$ , przyczem:

$$(2) \quad \frac{1}{f'} = K(n' - 1); \quad \frac{1}{f''} = K(n'' - 1);$$

jeżeli  $n'$  oznacza współczynnik załamania promieni czerwonych,  $n''$  niebieskich. Obliczymy więc łatwo, że:

$$NC = f' - f'' = Kf'f''(n'' - n'),$$

albo:

$$NC = f \frac{n'' - n'}{n - 1};$$

jeżeli mianowicie zamiast iloczynu  $f'f''$  obu odległości ogniskowych, które bądź co bądź niewiele się różnią, podstawimy — według (1) — kwadrat ogniskowej dla jakiejś pośredniej barwy

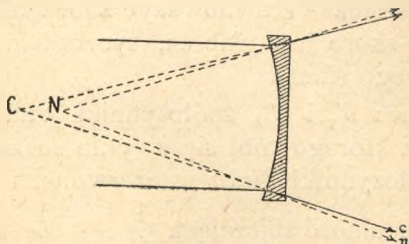


Fig. 231.

o współczynniku załamania  $n$ ; którą barwę weźmiemy za pośrednią, jest rzeczą dość obojętną, gdyż współczynniki  $n$  dla różnych barw wogóle nie wiele się różnią. Znajdziemy wtenczas:

$$\rho = R \cdot \frac{n'' - n'}{n - 1}.$$

Wielkość barwnej plamki, przedstawiającej obraz białego punktu, nie zależy zatem od odległości ogniskowej soczewki; natomiast jest proporcjonalna do wielkości rozszczepienia w danym materiale. To tłumaczy nam, dlaczego przed wynalezieniem soczewki achro-

matycznej (Dollond 1757) stosowano w lunetach soczewki przedmiotowe ogromnej odległości ogniskowej, n.p. po kilkadziesiąt stóp. One dają bowiem tak wielkie obrazy przedmiotów odległych, że nawet gruby rysunek konturu nie czynił ujmy wierności obrazu. Z powodu niedogodności tak długich lunet wyrzekano się często soczewek zupełnie, a stosowano zwierciadła wklęsłe (teleskopy zwierciadłowe), gdyż przy odbiciu się światła niema rozszczepienia, a zatem i aberracji chromatycznej.

Możliwość soczewki dającej wyraźne białe obrazy przedmiotów białych (achromatycznej) polega na niezależności załamania od rozszczepienia w różnych materiałach (ust. 186). Jeżeli się spoi soczewkę zbierającą (zdolność zbierająca  $= \frac{1}{f_1}$ ) ze słabszą od niej rozpraszającą (zdolność zbierająca  $= -\frac{1}{f_2}$ ), jak na fig. 234  $KK'$ , to wyniknie z tego soczewka złożona, jeszcze zbierająca, o zdolności  $\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}$  (ust. 193, i). Ponieważ jednak soczewka zbierająca, jak okazują fig. 230 i 231, pochyła promienie niebieskie ku osi bardziej niż czerwone, a rozpraszająca bardziej je odchyła, przeto będzie można zrównoważyć zboczenie barwne pierwszej, jeżeli drugą, skoro jest słabsza, sporządzimy ze szkła silniej rozszczepiającego (flint).

Oznaczmy przez  $n'_1$  i  $n''_1$  współczynniki załamania szkła koronnego (crown), z którego robi się zwykle soczewkę zbierającą; przez  $n'_2$  i  $n''_2$  współczynniki flintu w czerwonej i niebieskiej barwie. Trzeba, żeby zdolność zbierająca  $\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}$  soczewki złożonej miała tę samą wartość przynajmniej dla tych obu skrajnych barw widma. To nastąpi, gdy:

$$\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} = K_1 (n'_1 - 1) - K_2 (n'_2 - 1),$$

dla barwy czerwonej, mieć będzie tę samą wartość, jak:

$$\frac{1}{f'_1} - \frac{1}{f'_2} = K_1 (n''_1 - 1) - K_2 (n''_2 - 1)$$

dla niebieskiej; wskaźniki 1 i 2 odróżniają oba rodzaje szkła, kreski odnoszą się do barw. Warunek achromatyczności będzie tedy:

$$K_1 (n''_1 - n'_1) = K_2 (n''_2 - n'_2).$$



Wprowadziwszy tu — według (1) — za  $K_1$  i  $K_2$  odległości ogniskowe  $f_1$  i  $f_2$  dla jakiejś barwy pośredniej, otrzymamy:

$$(3) \quad f_1 : f_2 = \frac{n''_1 - n'}{n_1 - 1} : \frac{n''_2 - n'}{n_2 - 1}.$$

Ogniskowe obu soczewek powinny mieć się do siebie, jak t. zw. zdolności rozszczepiające obu rodzajów szkła. W szkłe ołowiowym (flincie) różnica  $n''_2 - n'_2$  jest bez mała dwa razy większa, aniżeli w potasowym (koronem) szkłe; jego współczynnik średni  $n_2$  jest natomiast tylko nieznacznie większy od  $n_1$ . To też w kombinacji achromatycznej soczewka zbierająca bywa okrągło dwakroć silniejszą od rozpraszającej. Soczewka zbierająca ze szkła koronnego bywa często sklejona z rozpraszającą flintową, zapomocą przezroczystego kitu (balsamu kanadyjskiego). Taką soczewkę achromatyczną widzimy w przekroju na fig. 234,  $KK'$ , gdzie ona jest objektywą lunety.

Złączywszy dwie barwy w jeden obraz, nie złączyliśmy jeszcze pozostałych; jednakże wynikająca stąd niedokładność achromatyzacji jest już niemal niedostrzegalną. Zbadawszy starannie wpływ składu chemicznego na rozszczepienie wszystkich barw widmowych, zdołano obecnie wytworzyć gatunki szkła (szkła je-nejskie), pozwalające osiągnąć jeszcze dokładniejszą achromatyzację, n.p. złączenie trzech barw w ognisku wspólnem.

II. Jeżeli chodzi o obrazy pozorne szkieł powiększających (fig. 227), na które patrzymy z odległości wyraźnego widzenia, a więc 25 *cm* lub więcej, wtedy nie zależy tak dalece na tem, żeby różnobarwne obrazy tworzyły się ściśle w jednej płaszczyźnie i żeby nakrywały się dokładnie; małej bowiem różnicy w ich położeniu oko nie dostrzeże. Natomiast zależy wiele na tem, żeby obrazy te przedstawiały się w jednakowej wielkości pozornej, t. j. pod tym samym kątem widzenia  $\varphi$ ; w przeciwnym razie niebieski wystawałby po brzegach, a obraz wypadkowy miałby rąbek barwny. Jednakowe powiększenie kątowe w różnych barwach daje się istotnie osiągnąć za pomocą kombinacji dwu soczewek zbierających, z tego samego szkła, ustawionych w stosownym odstepie =  $d$ . Przedmiot  $AF'$  (fig. 223, ust. 193, *i*), ustawiony w pierwszej płaszczyźnie ogniskowej takiej kombinacji, daje obraz pozorny, nieskończenie odległy, a promienie wysłane przez punkt  $A$  wychodzą z drugiej soczewki

jako wiązka równoległa, w kierunku  $Q'F'$ . Oko dalekowzroczne, znajdujące się w pobliżu drugiego ogniska  $F'$ , ujrzy tedy obraz przedmiotu  $AF$  pod kątem widzenia  $Q'F'P' = \varphi$ . Otóż  $tg\varphi = \frac{Q'P'}{P'F'} = \frac{AF}{f}$ ; to znaczy, że pozorna wielkość obrazu zależy od wielkości przedmiotu i od wypadkowej odległości ogniskowej  $f$  danej kombinacji soczewek. Dla oka normalnego kąt widzenia byłby cokolwiek różny od  $\varphi$ , jednak różnica jest tak nieznaczna, że wystarczy przeprowadzić rachunek dla oka dalekowzrocznego.

W kombinacji takiej, dwu soczewek, zarówno położenie ognisk  $F$  i  $F'$ , jak i punktów głównych  $P$  i  $P'$ , zmienia się wprawdzie od barwy do barwy. Jednakże, jeżeli odstęp  $f$ , ogniska od odpowiedniego punktu głównego, uczynimy równym we wszystkich, albo przynajmniej w dwu barwach skrajnych, to według tego co powiedziano wyżej, otrzymamy obraz achromatyczny w tem znaczeniu, że poszczególne, różnobarwne obrazy będą się nam przedstawiały w tej samej wielkości pozornej, jakkolwiek nie będą znajdowały się ściśle w tej samej płaszczyźnie. Uwzględniwszy wartość wypadkowej ogniskowej  $f$  kombinacji dwu soczewek, obliczoną w ust. 193 i (wzór 4), znajdziemy następujący warunek tej równości:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} - \frac{d}{f''_1 f''_2};$$

$f_1, f_2$  są to ogniskowe obu soczewek w barwie czerwonej,  $f'_1, f'_2$  też same w barwie niebieskiej. Powyższy warunek napiszemy w postaci:

$$K_1(n' - 1) + K_2(n' - 1) - dK_1K_2(n' - 1)^2 = \\ = K_1(n'' - 1) + K_2(n'' - 1) - dK_1K_2(n'' - 1)^2.$$

Wprowadziwszy tu za  $K_1$  i  $K_2$  odległości ogniskowe obu soczewek  $f_1$  i  $f_2$  dla jakiejś barwy pośredniej  $n$ , znajdziemy:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{2d}{f_1 f_2 (n - 1)} \left[ \frac{n' + n''}{2} - 1 \right].$$

Ponieważ  $n$  różni się w każdym razie bardzo mało od średniej arytmetycznej  $\frac{n' + n''}{2}$ , przeto warunek powyższy sprowadza się do:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{2d}{f_1 f_2}, \text{ czyli: } d = \frac{f_1 + f_2}{2}.$$



Odstęp obu soczewek powinien zatem równać się średniej arytmetycznej ich ogniskowych. Kombinacja dwu soczewek zbierających, sporządzona według tego przepisu, zwana okularzem, bywa powszechnie stosowaną w lunetach i mikroskopach, zamiast pojedynczej lupy, do powiększania obrazu rzeczywistego, utworzonego przez soczewkę przedmiotową (ust. nast.).

Są dwa typy okularów:

1) Okular dodatni (Ramsdena fig. 232), używany przeważnie w lunetach astronomicznych, odpowiada założeniu  $f_1 = f_2$ , zatem  $d = f_1$ ; w praktyce przyjmuje się odstęp  $d$  cokolwiek mniejszy, żeby pierwsza płaszczyzna ogniskowa  $A'B'$  nie padała na samą soczewkę. Można używać go zamiast lupy; daje obraz pozorny i powiększony  $A''B''$ .

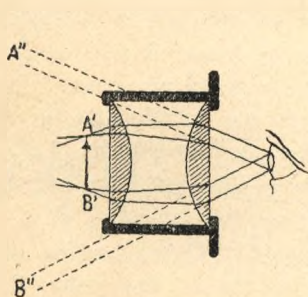


Fig. 232.

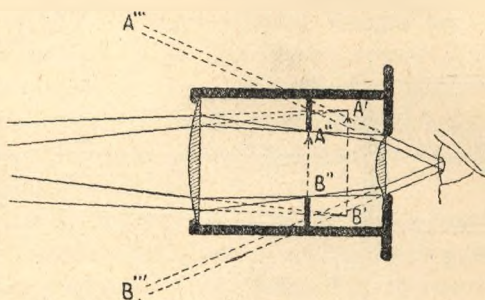


Fig. 233.

2) Okular ujemny (Huygensa, fig. 233) nie może służyć jako lupa do oglądania przedmiotów rzeczywistych, gdyż pierwsza jego płaszczyzna ogniskowa  $A'B'$  leży między obu soczewkami. Jest przystosowany do promieni zbieżnych (przedmiot pozorny  $A'B'$ ), zbiera je naprzód w obraz rzeczywisty  $A'B''$ , tworzący się pomiędzy obiema soczewkami; działaniem drugiej, ocznej soczewki, zamienia się on następnie na obraz pozorny  $A'''B'''$ , który ogląda oko tuż przed tą soczewką umieszczone. Przyjmuje się zwyczajnie  $f_1 = 3$ ,  $f_2 = 1$ , zatem  $d = 2$ , albo  $f_1 = 4$ ,  $f_2 = 2$ ,  $d = 3$ .

199. LUNETĄ należy do tych narzędzi, które wywarły największy wpływ na rozwój nauk, przede wszystkim astronomicznych. Obecnie stanowi ona niezbędny składnik każdego niemal

narzędzia mierniczego i astronomicznego, tudzież wielu przyrządów fizycznych (por. n.p. ust. 167, 178, 187). Luneta służy do wytwarzania na siatkówce oka obrazu przedmiotów odległych, większego od tego, który się tworzy, gdy patrzymy z tej samej odległości okiem nieuzbrojonym; obok tego służy w przyrządach mierniczych do ścisłego określenia linii celowej (ust. 135). Wyaleziona około r. 1608 przez optyków holenderskich, zastosowana niezwłocznie przez Galileusza do badań astronomicznych, miała pierwotnie urządzenie stosowane dzisiaj tylko w lornetkach teatralnych (objektywa zbierająca i okular rozpraszający p. zad. 314). Lunety służące do celów naukowych składają się obecnie (według projektu Kepplera z r. 1611) z soczewki

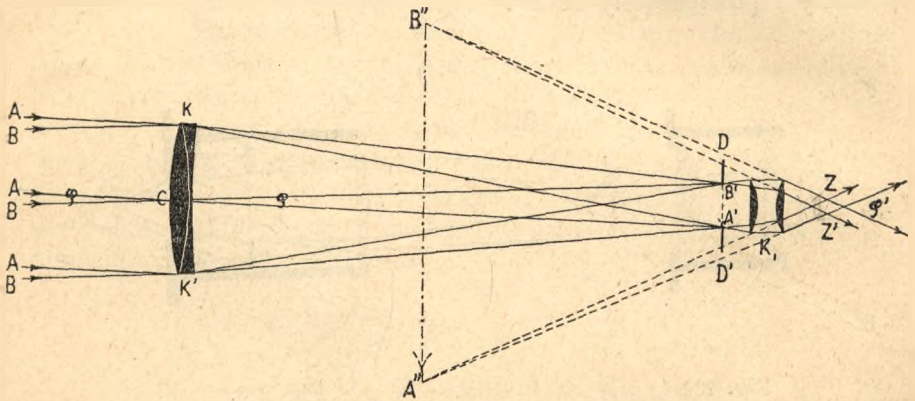


Fig. 234.

przedmiotowej (objektywy) zbierającej i achromatycznej  $KK'$  (fig. 234), o dużej odległości ogniskowej, i z okularu  $K_1$  (ust. popr.) bądź to dodatniego, bądź ujemnego. Soczewka przedmiotowa zbiera równoległe wiązki promieni  $AAA$ ,  $BBB$ , wychodzące z punktów  $A$  i  $B$  odległego przedmiotu, w obraz rzeczywisty, pomniejszony i odwrócony  $A'B'$  w swej płaszczyźnie ogniskowej drugiej  $DD'$ . Obraz ten oglądamy następnie przez okular o krótkiej ogniskowej, działający jako szkło powiększające; patrzymy więc istotnie na obraz pozorny  $A''B''$ , odwrócony w stosunku do przedmiotu. Soczewka przedmiotowa  $KK'$  wprawiona jest na końcu drewnianej lub metalowej, wewnątrz poczernionej rury; okular  $K_1$  umieszczony jest w rurce mniejszej, którą można wsuwać w pierwszą więcej lub mniej głęboko, celem przystosowa-



nia odległości obrazu pozornego  $A''B''$  do odległości wyraźnego widzenia patrzącego. Położenie obrazu rzeczywistego  $A'B'$  jest stałe.

Wiązka promieni, pochodząca z któregośkolwiek punktu  $A$  przedmiotu, tworzy wewnątrz lunety stożek  $KA'K'$ , wsparty na obwodzie obiektywy. Po skrzyżowaniu się w  $A'$  promienie te trafiają rozbieżnie powierzchnię okularu i działaniem jego zostają załamane ku osi lunety, ku  $ZZ'$ . Otwór obiektywy stanowi zatem pierwszą źrenicę lunety (ust. 197), przyjmującą w siebie wszystkie promienie czynne. Obraz tego otworu rzucony przez okular przedstawia się jako małe kółko  $ZZ'$  przed okularzem; jest to źrenica lunety druga. Ponieważ  $KK'$  i  $ZZ'$  są sprzężone ze sobą względem okularu, przeto każdy promień, który wstąpił w lunetę przez  $KK'$ , musi przejść następnie przez kółko  $ZZ'$ . Tam też należy umieścić źrenicę oka, ażeby mózg objąć wzrokiem wszystkie promienie czynne; tylko z tego miejsca można będzie obejrzeć naraz całe pole widzenia, t. j. największy obraz  $A'B'$ , jaki jeszcze w lunecie się mieści; z tego powodu  $ZZ'$  nazywa się także kołem ocznym lunety. Można je uwidocznic, jako małe jasne kółko, na kartce papieru, ustawionej za okularzem, jeżeli zwrócimy lunetę ku jasnemu niebu.

W płaszczyźnie ogniskowej obiektywy, a więc w płaszczyźnie obrazu rzeczywistego, umieszczona jest t. zw. diafragma  $DD'$ , poczerniona blacha z wyciętym w niej okrągłym otworem, ograniczająca pole widzenia lunety. Ona dopuszcza do okularu tylko te wiązki, które trafiają jeszcze w całości, nieokrojone, pierwszą jego soczewkę. To zapewnia równomierną jasność całego pola, aż do brzegu diafragmy. Wielkość pola widzenia określa się tedy kątem bryłowym  $A'CB'$ .

Głównem zadaniem lunety jest wytworzenie dostatecznie jasnego obrazu, któryby przedstawiał się oku, patrzącemu przez lunetę, pod większym kątem widzenia, t. j. w większej pozornej wielkości, aniżeli sam przedmiot odległy przedstawia się oku nieuzbrojonemu. Obraz pozorny  $A''B''$  widzimy w lunecie pod kątem  $A''ZB'' = \varphi'$ ; przedmiot  $AB$  widzielibyśmy bez pomocy lunety pod kątem znacznie mniejszym  $ACB = A'CB' = \varphi$ .

Stosunek tych kątów  $W = \frac{\varphi'}{\varphi}$  nazywamy powiększeniem lunety; przez lunetę, powiększającą n.p. 5-krotnie, księżyc wydawać się będzie w lunecie tak duży, jak gdyby był 5 razy większy, lub bliższy. Obraz rzeczywisty  $A'B'$ , widziany przez okular,

którego odległość ogniskową oznaczmy przez  $f'$  przedstawia się nam pod kątem  $\varphi' = \frac{A'B'}{f'}$ , jak to okazaliśmy w poprzedzającym ustępie<sup>1)</sup>. Wartość kąta  $\varphi$  daje nam równanie<sup>2)</sup>  $\varphi = \frac{A'B'}{f}$ , gdzie  $f$  oznacza odległość ogniskową obiektywy, gdyż obraz  $A'B'$  tworzy się dokładnie w odległości  $f$  od obiektywy. Mamy zatem:

$$W = \frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{f}{f'}$$

t. zn. powiększenie lunety równa się stosunkowi ogniskowej obiektywy do ogniskowej okularu.

Inny sposób określenia powiększenia lunety polega na zmierzeniu średnicy obiektywy  $KK'$  i średnicy koła ocznego  $ZZ'$ ; jest mianowicie, jak zaraz okażemy:  $W = \frac{KK'}{ZZ'}$ . Istotnie, koło oczne jest obrazem otworu obiektywy, rzuconym przez okular, a powyższy stosunek jest równy stosunkowi rozbieżności  $\varphi'$  i  $\varphi$ , według znanego twierdzenia o powiększeniu obrazów soczewkowych (ust. 193, 1).

Wartość powiększenia  $f:f'$  okazuje, że są dwie drogi wiodące do bardzo wysokich powiększeń: zastosowanie słabej obiektywy, o długiej ogniskowej, albo też silnego okularu, o krótkiej ogniskowej. W praktycznym wykonaniu jednak, tylko pierwsza prowadzi do celu, gdyż bardzo silny okular—przyjąwszy nawet, że możnaby wykonać taką kombinację soczewek dostatecznie wolną od aberracji sferycznej—powiększałby nie tylko sam obraz, utworzony przez soczewkę przedmiotową, ale i wszystkie jego wady i niedokładności. Stosowniej tedy będzie użyć obiektywy o dalekiem ognisku, która sama przez się wytwarza już możliwie duży obraz rzeczywisty  $A'B'$ , a więc rzucić powiększenie przeważnie na obiektywę; za tą drogą przemawia i ta okoliczność, że soczewka przedmiotowa o długiej ogniskowej, a więc słabo zakrzywiona, daje się łatwiej uwolnić od aberracji sferycznej i chromatycznej. W tem leży przyczyna, że nowoczesne silnie powiększające teleskopy, używane przez astronomów, mie-

1) Str. 540; zamiast  $\text{tg } \varphi'$  wystarczy wziąć wprost  $\varphi'$ .

2) Wyrażamy tu kąty, jak i w poprzedzających ustępach przez stosunek łuku do promienia; z powodu małości kątów uważamy n.p.  $A'B'$  jako krótki łuk, zakreślony z  $C$ , promieniem  $f$ .



wają tak ogromne długości (po kilkanaście metrów). Im doskonalszy będzie obraz rzeczywisty, rzucony przez obiektywę, tem silniejsze znieśie on następnie powiększenie okularowe.

Jednakże istnieje określona granica dopuszczalnych powiększeń nawet w najdoskonalszych lunetach: kres pod tym względem kładzie niedostateczna w końcu jasność obrazów i wpływ uginania się światła, psujący ich wyrazistość. Skoro przy pewnym powiększeniu wpływ tych czynników zaczyna się uwydatniać, dalsze powiększanie obrazu staje się bezużytecznem.

Na obraz utworzony przez lunetę patrzymy przez koło oczne, zupełnie tak, jak gdyby ono było okrągłym otworkiem w nieprzeźroczystej diafragmie. Dopóki to koło jest większe od źrenicy oka, albo conajmniej równe źrenicy, jasność obrazu równa się jasności przedmiotu (ust. 197); oko ogląda wprawdzie obraz powiększony, ale też obiektywa jest większa od źrenicy oka i przyjmuje o tyle więcej światła, że ono wystarcza zupełnie do oświetlenia powiększonego obrazu. Przy bardzo silnem jednak powiększeniu koło oczne będzie malutkie; oznaczywszy bowiem jego promień przez  $\rho$ , pole przez  $O'$ , przez  $R$  promień otworu obiektywy, mamy według tego, co powiedziano wyżej o powiększeniu lunety:

$$W = \frac{R}{\rho}, \text{ zatem } O' = \pi \rho^2 = \pi \cdot \frac{R^2}{W^2}.$$

Obraz w lunecie przedstawia się nam tak, jak gdybyśmy nań patrzyli przez otworek wielkości  $O'$ . Jasność obrazu będzie więc tyle razy mniejsza od naturalnej jasności przedmiotu, ile razy pole  $O'$  jest mniejsze od pola  $O$  źrenicy oka (ust. 197).

W tym razie jasność obrazu będzie tylko ułamkiem  $\frac{\pi R^2}{O W^2}$  jasności naturalnej, a więc jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu powiększenia, wprost proporcjonalna do pola obiektywy. Przy użyciu coraz to większych powiększeń, jasność obrazu ubywa tak szybko, że w końcu obraz staje się bezużytecznym. Jedyną na to radą, jak okazuje nasz wzór, będzie zwiększenie średnicy  $R$  soczewki przedmiotowej. Istotnie też, w największych nowoczesnych teleskopach, których zadaniem jest okazanie słabo oświetlonych szczegółów na powierzchni planet, komet i t. p., w potężnem powiększeniu, średnica soczewki przedmiotowej osiąga prawie jednego metra.

Jest atoli jeszcze drugi powód, skłaniający do stosowania soczewek przedmiotowych o wielkich rozmiarach; od wielkości obiektywy zależy t. zw. zdolność rozpoznawcza lunety, zdolność uwydatniania drobnych szczegółów w obrazie. Wiadomo, że soczewka, gdyby nawet była zupełnie wolną od aberracji sferycznej i chromatycznej, nie może jednak wytworzyć obrazu zupełnie ostrego i wyraźnego, z powodu uginania się światła (ust. 165, d). Punkt świecący daje jako obraz rzeczywisty asną plamkę, otoczoną ciemnymi i jasnymi pierścieniami; pierścienie są zazwyczaj tak mało jasne, że ich nie dostrzegamy, plamka środkowa posiada rozmiary tem większe, im ciaśniejszy jest otwór uginający (w lunecie otwór obiektywy). Promień plamki środkowej wynosi  $\frac{1,2\lambda f}{2R}$  (ust. 165, d), jeżeli  $\lambda$  oznacza długość fali światła,  $f$  ogniskową obiektywy,  $2R$  jej średnicę. Dwa bliskie jasne punkty, n.p. dwie gwiazdy, będą tedy widzialne oddzielnie tylko wtenczas, gdy odległość środków odpowiadających im jasnych plamek w obrazie rzeczywistym wynosić będzie conajmniej  $\frac{1,2\lambda f}{R}$ . To odpowiada pozornej ich kątowej odległości  $\frac{1,2\lambda}{R}$  w przestrzeni. Jeżeli  $R$  wyrazimy w centymetrach i przyjmiemy  $\lambda = 0,00005 \text{ cm}$ , wówczas kąt  $\frac{1,2\lambda}{R}$  będzie w okrągłej liczbie:  $\frac{12}{R}$  sekund łuku. Potrzeba tedy obiektywy o promieniu co najmniej  $12 \text{ cm}$ , żeby odróżnić w lunecie szczegóły o rozmiarach pozornych  $1''$ . Co się tyczy dopuszczalnych powiększeń, to widać znowu, że, skoro dana obiektywa wytwarza obraz o wyrazistości ograniczonej, to nie byłoby celu stosować powiększeń i okularów silniejszych, jak tylko takie, które są niezbędne do obejrzenia tych szczegółów drobnych, jakie obraz rzeczywisty jeszcze uwydatnia. Silniejszy okular nie rozdzieli nam n.p. dwu bliskich gwiazd, które już w obrazie rzeczywistym zlewają się w jedną plamkę (por. zad. 322, 323).

W przyrządach mierniczych luneta służy nakoniec jako celownica. Do wskazania i naznaczenia określonego punktu na przedmiocie oglądanym przez lunetę służą dwie nitki pajęczę napięte na diafragmie  $D$ , krzyżujące się pod kątem prostym. Punkt przecięcia się ich znajduje się dokładnie w tej samej płaszczyźnie jak obraz rzeczywisty  $A'B'$  rzucony przez obiektywę;



będzie zatem widziany wyraźnie przez okular na tle obrazu. Osią kollimacyjną (ust. 135) lunety jest linia łącząca środek krzyża ze środkiem obiektywy.

**200.** MIKROSKOP, podobnie jak luneta, jest przyrządem złożonym z dwu systemów optycznych, z obiektywem i okularu. Podobnie jak w lunecie, obiektywa  $KK'$  mikroskopu (fig. 235) wytwarza obraz rzeczywisty  $A'B'$  przedmiotu  $AB$ ; przez okular  $K_1K_1$ , oglądamy ten obraz, pod zwiększonym kątem widzenia, jako obraz pozorny  $A'''B'''$ . Zadanie przyrządu jednak jest inne aniżeli lunety, gdyż przedmiot jest tu bliższy a mały. Ogniskowa obiektywy mikroskopu bywa krótka (kilka lub kilkanaście millimetr.). Przedmiot umieszcza się w odległości małego więcej od odległości ogniska, obraz rzeczywisty  $A'B'$  tworzy się zatem stosunkowo daleko od  $KK'$ , wskutek tego jest już znacznie powiększony. Obiektywa i okular umieszczone są w stałej od siebie odległości, na końcach metalowej, wewnątrz poczernionej rury. Patrząc w mikroskop, każdy zaczyna od „nastawienia” przyrządu, stosownie do wzroku; służy do tego śruba mikrometryczna zbliżająca cały przyrząd do przedmiotu, albo oddalająca go, dopóki nie ujrzymy obrazu  $A'''B'''$  w odległości wyraźnego widzenia ( $d$ ).

Mikroskopu używa się wtenczas, gdy chodzi o uzyskanie

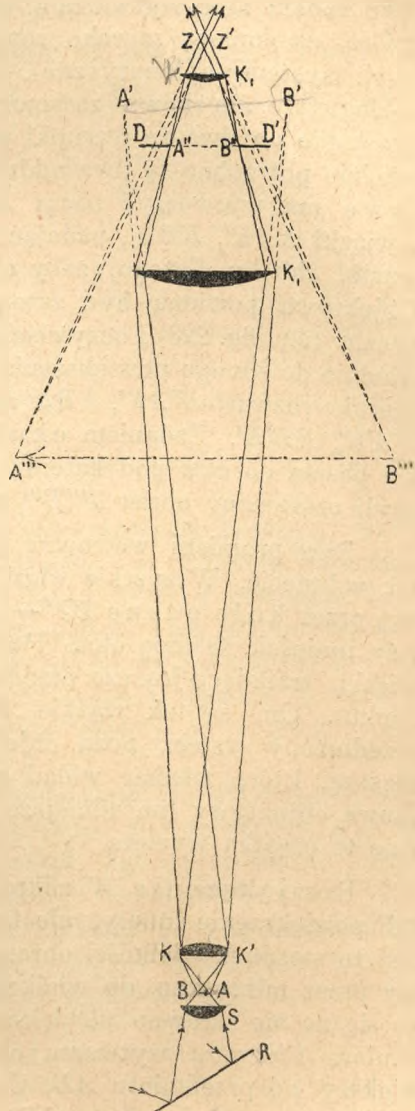


Fig 235.

znacznych powiększeń (kilkaset, albo tyciąkrotnych), jakich już nie można osiągnąć z pomocą prostej lupy. Łączy się wtenczas w jednym przyrządzie dwa systemy optyczne, obiektywę i okular, z których każdy ma osobne przeznaczenie. Powieździeliśmy w ust. 196, że wszelkie, chociażby najbardziej złożone kombinacje soczewek, mogą spełniać tylko jedno z następujących dwu zadań: albo wytwarzają wyraźny obraz małego przedmiotu, za pomocą szeroko rozwartych pęków promieni padających (systemy aplanatyczne), — albo też odtwarzają przedmioty rozleglejsze, ale znowuż za pomocą wiązek bardzo wąskich. W mikroskopie obydwie te warunki muszą być spełnione, dlatego też właśnie potrzebne są dwa oddzielne systemy optyczne. Obiektywa ma wytworzyć obraz  $A'B'$  małego przedmiotu  $AB$ , a wiązki  $KAK'$ ,  $KBK'$ , padające na nią, muszą być szeroko rozwarłe, choćby dlatego, żeby obraz był dostatecznie oświetlony. Obiektywa powinna być zatem urządzoną jako system aplanatyczny (n.p. fig. 228) i oczywiście zarazem achromatyczny. Odpowiednio do silnego powiększenia obrazu  $A'B'$  zamienia ona wiązki szeroko rozwarłe  $KAK'$ ,  $KBK'$  na smukłe i cienkie pasma promieni  $KA'K'$ ,  $KB'K'$ . Zadaniem okularu będzie wprowadzić te wąskie pasma do oka pod kątem silnie rozwartym, żebyśmy zobaczyli ostateczny obraz  $A''B''$  w znacznej wielkości pozornej.

Bieg promieni wewnątrz przyrządu jest zupełnie podobny jak w lunecie. Wszystkie wiązki wychodzące z okularu przechodzą przez koło oczne  $ZZ'$  — obraz obiektywy, — gdzie też należy umieścić źrenicę oka. Pole widzenia określają skrajne wiązki, trafiające jeszcze przednią soczewkę okularu (jak na rysunku). One są tak wąskie, że tworzą jakoby stożek, który, przedłużony wstecz poza obiektywę, wycina z przedmiotu tę część, którą właśnie widać w mikroskopie. Im krótszą ogniskowa obiektywy (im silniejsze powiększenie), tem mniejszą będzie ta częśćka wycięta.

Powiekszenie  $W$  mikroskopu określa się odmiennie, aniżeli powiększenie lunety, ale tak samo, jak powiększenie lupy: jest to stosunek wielkości obrazu pozornego  $A''B''$ , który widzimy przez mikroskop, do wielkości samego przedmiotu  $AB$ . Składa się na nie zarówno powiększenie przez obiektywę, jak przez okular. Pierwsza wytwarza obraz rzeczywisty  $A'B'$ , tyle razy większy od przedmiotu  $AB$ , ile razy odległość obrazu  $A'B'$  od obiektywy — równa w przybliżeniu długości  $l$  rury mikroskopo-



wej — przewyższa odległość przedmiotu, która różni się znowu bardzo mało od ogniskowej  $f$  obiektywy. Mamy więc:

$$A'B' = \frac{l}{f} \cdot AB.$$

Obraz  $A'B'$ , widziany przez okular o wypadkowej ogniskowej  $f'$ , przedstawia się oku jako  $A'''B'''$ , pod kątem widzenia  $A'''ZB'''$  t. j.  $= \frac{A'B'}{f'}$  \*), a ponieważ jego odległość od oka równa się odległości wyraźnego widzenia ( $d$ ), przeto  $A'''B''' = d \cdot \frac{A'B'}{f'}$ . Znajdziemy przeto:

$$W = \frac{A'''B'''}{AB} = \frac{d}{f'} \cdot \frac{A'B'}{AB} = \frac{d}{f'} \cdot \frac{l}{f}.$$

Powiększenie mikroskopu wyraża się tedy przez iloczyn powiększeń obiektywy i okularu; jeżeli okular i długość rury mikroskopu pozostają niezmiennione, wówczas powiększenie zmienia się odwrotnie, jak ogniskowa obiektywy. Z tej przyczyny mikroskopy bywają zaopatrywane w kilka systemów obiektywnych; najsilniejsze złożone są z małych soczewek i mają bardzo krótką ogniskową.

Powiększanie obrazów jest najważniejszą funkcją mikroskopu, jednakże, żeby ono było istotnie użytecznem, potrzeba: 1) żeby obrazy były dostatecznie jasne, 2) żeby w dużym obrazie były rzeczywiście widoczne wszystkie jego drobne szczegóły — a więc, żeby zdolność rozpoznawcza mikroskopu odpowiadała powiększeniu obrazu. Zobaczymy, że obie te własności mikroskopu zależą w pierwszym rzędzie od rozwartości optycznej jego obiektywy.

Następstwem silnego powiększenia jest, że mikroskop przyjmuje wiązki bardzo szerokie, a przesyła do oka bardzo wąskie. Jeżeli się oznaczy przez  $\alpha$  rozwartość kątową soczewki obiektywnej, a więc  $KAK' = KBK' = 2\alpha$ , to rozbieżność  $\varphi = ZA'''Z' = ZB'''Z'$  odpowiednich wiązek wychodzących z mikroskopu byłaby  $\varphi = 2\alpha : W$ , gdyby promienie padające można było uważać jako środkowe (ust. 193 f). Według reguły wstaw (ust. 196) będzie zaś dokładniej:

$$\varphi = \frac{2A}{W}.$$

\*) Jak w ostatnich dwu ustępach.

w czem  $A$  oznacza rozwartość optyczną obiektywy. Ponieważ wszystkie te wiązki przechodzą przez koło oczne  $ZZ'$ , przeto jego średnica będzie  $ZZ' = \varphi \cdot A'''Z = \varphi \cdot d$ , a więc promień i pole:

$$\frac{Ad}{W} \quad \text{i} \quad \frac{\pi A^2 d^2}{W^2}$$

Pole to bywa zwyczajnie mniejsze od pola  $O$  źrenicy oka, wskutek tego też jasność obrazu będzie tylko ułamkiem  $\frac{\pi A^2 d^2}{OW^2}$  jasności naturalnej (ust. 197); jasność obrazu jest zatem proporcjonalna do kwadratu rozwartości optycznej obiektywy, odwrotnie proporcjonalna do kwadratu całkowitego powiększenia.

To jest jedna korzyść wielkiej rozwartości optycznej obiektywy. Jej wpływ na zdolność rozpoznawczą daje się uzasadnić w następujący sposób. Przedmioty oglądane przez mikroskop nie świecą samodzielnie; zwyczajnie są to cienkie skrawki, wółprzeźroczyste, albo przeświecające, oświetlone silnie od spodu za pomocą skośnie ustawionego lusterka  $R$  (fig. 235), tudzież soczewki zbierającej, kondensora  $S$ . Promienie przenikające przez szparki, rysy, wogóle przez drobną strukturę takiego przedmiotu (a to są właśnie szczegóły, które mikroskop ma nam okazać), ulegają silnemu ugięciu, t. j. odchyleniu od osi. Obiektywa powinna tedy mieć zdolność przyjęcia tych silnie odchylonych promieni, jeżeli struktura, która sprawiła ich odchylenie, ma się zaznaczyć w obrazie; w tym celu rozwartość obiektywy powinna być dostatecznie wielką, tem większą, im drobniejsze są owe szczeliny lub rysy, gdyż takie, jak wiemy, uginają światło naj-silniej. Objasnimy to prostym przykładem.

Dajmy na to, że przedmiotem oglądanym jest gęsta siatka dyfrakcyjna, nakreślona na płytce szklanej (płytki Noberta, używane do próbowania dobroci mikroskopu), oświetlona światłem padającym w kierunku osi mikroskopu (fig. 236); odstęp kresek =  $a$ . Wiadomo, że siatka przepuszcza, obok wiązki nieugiętej, szereg wiązek ugiętych, z których dwie pierwsze, po prawej i po lewej, odchylone są od osi pod kątem  $\alpha$ , takim, że  $\sin \alpha = \frac{\lambda}{a}$ , jeżeli

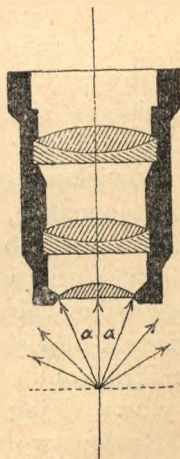


Fig. 236



$\lambda$  = długości fali światła użytego (ust. 166). Gdyby obiektywa nie miała dostatecznej rozwartości, ażeby obok wiązki środkowej przyjąć przynajmniej po jednej bocznej, wówczas pole widzenia okazywałoby jasność jednostajną, bez śladu kreskowania, jak gdyby siatki wcale przed mikroskopem nie było. Ażeby tedy kreskowanie, w odstępnie  $a$ , bodaj zaznaczyło się w obrazie, potrzebną jest conajmniej rozwartość optyczna obiektywy:  $\sin \alpha = A = \frac{\lambda}{a}$ . Wiązka nieugięta i wiązki ugięte tworzą tuż nad obiektywą rzeczywiste widma dyfrakcyjne (na wzór fig. 157, lub 163). Z widm tych, jak gdyby ze szparek oświetlonych w doświadczeniu Younga (ust. 150), promienie zdążają ku płaszczyźnie obrazu rzeczywistego i tworzą tam prążki interferencyjne, które oglądamy następnie przez okular; prążki te stanowią właśnie obraz siatki. Obraz mikroskopowy, jest zatem obrazem interferencyjnym (jak zresztą wszelki obraz optyczny).

Przykład ten wyjaśnia dostatecznie wpływ rozwartości optycznej obiektywy na zdolność rozpoznawczą mikroskopu. Za pomocą obiektywy o rozwartości  $= A$  można dostrzedz w obrazie szczegóły rozmiaru najwyżej  $a = \frac{\lambda}{A}$ , a ponieważ rozwartość  $A = n \cdot \sin \alpha$  osiąga wartość możliwie najwyższą  $A = 1$ , gdy  $\alpha = 90^\circ$  (w t. zw. systemach suchych, gdzie  $n$  w powietrzu  $= 1$ ), przeto najmniejszy przedmiot widzialny w mikroskopie miałby długość równą fali świetlnej, a więc około  $0,5 \mu$ . Stosując oświetlenie ukośne, można zejść jeszcze do  $\frac{\lambda}{2}$ , wystarczy bowiem, żeby obok wiązki nieugiętej przynajmniej jedna boczna weszła do obiektywy.

Nieco dalej można posunąć granicę widzialności za pomocą tak zw. systemów immersyjnych, t. j. zanurzonych w cieczy. Pomiedzy przedmiot a przednią soczewką obiektywy wprowadza się kroplę cieczy o współczynniku załamania większym od jedności, n.p.  $n = 1,5$ ; wtenczas i rozwartość optyczna  $A = n \cdot \sin \alpha$  podnosi się; możliwa największa jej wartość będzie 1,5 zamiast 1, a odpowiednio najmniejszy wymiar dostrzegalny zniża się do  $\frac{\lambda}{3}$ , a więc w promieniach widzialnych mniej więcej do  $0,2 \mu$ . Za pomocą promieni nadfioletowych i fotografii możnaby zejść jeszcze ostatecznie do  $0,1 \mu$ . Ponad tę granicę zdolność rozpoznawcza mikroskopu nie zdoła się już w żaden sposób wznieść. Posiłkując się falami świetlnymi powinniśmy pamiętać, że one mają jednak długość skończoną; jest to narzędzie zbyt

grube, nawet w zakresie promieni nadfioletowych, a tem samem ograniczone w zastosowaniu. — Obok zwiększonej rozwartości optycznej systemy immersyjne posiadają jeszcze wiele innych zalet cennych, n.p. zmniejszenie straty światła przez odbicie od przedniej powierzchni soczewki; dalej możliwość ścisłego zużytkowania punktów aplana-tycznych (fig. 214), gdyż przedmiot zanurzony zachowuje się pod względem optycznym, jak gdyby był wtopiony w szkło soczewki i t. d.

### Z a d a n i a .

297) Na kulę szklaną ( $n = 1,5$ ) o średnicy 10 cm pada wiązka promieni równoległych. Znaleźć ognisko promieni środkowych, tudzież promieni stycznych do kuli.

*Odp.* Pierwsze w odległości 7,5 cm, drugie 5,031 cm od środka kuli.

298) Rurka włoskowata szklana ( $n = \frac{3}{2}$ ), o przekroju kolistym, napełniona jest rtęcią. Słupek rtęciowy, widziany przez szkło, wydaje się mieć średnicę  $a$ . Ile wynosi jego średnica w rzeczywistości?

*Odp.*  $\frac{2}{3} a$ .

299) Promienie światła padają równolegle do osi, na soczewkę szklaną ( $n = 1,5$ ) płasko-wypukłą, której promień krzywizny mierzy 10 cm, a średnica 7 cm. Obliczyć odległość ogniska od wierzchołka ściany odwróconej od światła: 1) dla promieni środkowych i 2) dla promieni trafiających brzeg soczewki: a) gdy soczewka zwraca ku światłu stronę wypukłą, b) płaską.

*Odp.* a) 1) 19,58 cm, 2) 18,84 cm; b) 1) 20,00 cm, 2) 17,08 cm.

300) Obliczyć zdolność zbierającą  $\psi$  i ogniskową  $f$  cienkiej soczewki szklanej ( $n = 1,5$ ), dwuwypukłej, której promienie krzywizny są: 150 cm, 180 cm. *Odp.* 1,22 dioptryi; 82 cm.

301) Obliczyć promień krzywizny cienkiej soczewki ( $n = 1,5$ ), płasko-wypukłej, której zdolność zbierająca ma być 6 dioptryi.

*Odp.* 8,33 cm.

302) Obliczyć promień krzywizny cienkiej soczewki ( $n = 1,5$ ) wypukło wklęsłej, na  $-5$  diopt., wiedząc, że te promienie mają być w stosunku 1 : 2. *Odp.* 10 cm, 5 cm.

303) Wskazać rodzaj, położenie i powiększenie obrazów wytwarzanych przez cienką soczewkę zbierającą o ogniskowej  $= f$ , zależnie od oddalenia  $= x$  przedmiotu od soczewki.

*Odp.* Rzeczywiste, póki  $x > f$ , pozorne, gdy  $x < f$ ; odwrócone o ile rzeczywiste, proste, gdy pozorne. Pomniejszone, dopóki  $x > 2f$ , powiększone, gdy  $x < 2f$ .



304) Soczewka rzuca obraz podziałki szklanej millimetrowej, naturalnej wielkości, na białą tablicę, odległą od podziałki na 120 *cm*. Ile wynosi ogniskowa tej soczewki?

*Odp.*  $\frac{1}{4} 120 = 30 \text{ cm}$ .

305) Jak silnej potrzeba soczewki, żeby obraz muchy, rzucony na ścianę odległą na 5 *m*, miał wielkość konia?

*Odp.*  $f = \text{około } 15 \text{ mm}$ .

306) Obliczyć odległość ognisk od płaszczyzn głównych (t. j. ogniskową  $f$ ) w soczewce grubej, której pierwsza ściana ma promień krzywizny  $= r$ , druga  $= r'$ , a której grubość, od wierzchołka do wierzchołka, wynosi  $d$ .

*Odp.* Przeprowadzić rachunek dla dwu powierzchni kulistych, tak samo, jak w ust. 193 *i*, przeprowadzony był dla dwu soczewek:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} + \frac{n-1}{n} \frac{d}{r'} \right).$$

Tenże sam rachunek daje jako odległość drugiego punktu głównego z a wierzchołkiem drugiej ściany:

$$-\frac{r'd}{(n-1)d - nr + nr'}$$

i analogiczne wyrażenie na odległość pierwszego punktu głównego przed wierzchołkiem pierwszej ściany.

307) Znaleźć odległość ogniskową i punkty główne soczewki dwuwypukłej ( $n = 1,5$ ), o grubości  $= d$ , której obie ściany mają ten sam promień  $r$ .

*Odp.*  $\frac{1}{f} = \frac{1}{r} \left( 1 - \frac{d}{r} \right)$ . Punkty główne leżą w odległości

$\frac{d}{2} \frac{2r-d}{6r-d}$  po obu stronach środka soczewki.

308) Do soczewki rozpraszającej przyłożono zbierającą o 10 dioptryach. Układ ten dawał obraz rzeczywisty słońca w odstępnie 30 *cm*. Obliczyć ogniskową soczewki rozpraszającej.

*Odp.* 15 *cm*.

309) Dany jest układ złożony z dwu soczewek zbierających, ustawionych w odstępnie 3 *cm*. Pierwsza, zwrócona ku światłu, ma ogniskową 4,5 *cm*, druga 1,5 *cm*. Gdzie należy umieścić przedmiot, żeby otrzymać obraz rzeczywisty.

*Odp.* Przedmiot rzeczywisty przed soczewką pierwszą, albo pozorny, nie dalej jak 2,25 *cm* za nią.

310) Gdzie powinien znajdować się przedmiot w tym układzie, żeby mieć obraz pozorny w odległości wyraźnego widzenia (25 cm przed drugą soczewką).

*Odp.* Przedmiot pozorny, 2,447 cm za pierwszą soczewką.

311) W odległości 80 cm przed soczewką rozpraszającą, o ogniskowej  $-5$  cm, znajduje się przedmiot świecący. W jakiej odległości za soczewką należy umieścić oko (odl. wyr. widz. = 25 cm), żeby ujrzeć obraz wyraźnie; ile razy będzie pomniejszony?

*Odp.* 2,03 cm; 14 razy.

312) Jak wielką wydawałaby się średnica pozorna księżycy, widzianego wyraźnie (25 cm) przez soczewkę rozpraszającą, o ogniskowej  $-10$  cm? (widziany wprost ma średnicę 32'),

*Odp.* Blisko 13'.

313) Dany jest układ złożony z soczewek, zbierającej ( $f = 6$  cm) rozpraszającej ( $f = -4$  cm); odstęp soczewek = 10 cm. W jakiej odległości należy umieścić przedmiot przed soczewką zbierającą, żeby układ działał jak lupa (Brückego) dla oka mającego odl. wyr. widz. = 20 cm; jakie będzie powiększenie?

*Odp.* 10 cm; 6-krotne.

314) Złożyć z soczewki zbierającej ( $f = 16$  cm) i rozpraszającej ( $f = -6$  cm) układ, któryby działał jak luneta (lornetka teatralna) dla oka dalekowzrocznego. Jakie będzie powiększenie (kątowe) tej lunety? *Odp.* Odstęp soczewek = 10 cm; powiększenie =  $16 : 6 = 2,7$ -krotne.

315) Jak wielki będzie obraz słońca (średnica pozorna = 32') rzucony na białą kartkę z pomocą soczewki o ogniskowej = 1 m?

*Odp.* 9,3 mm.

316) Ile razy jaśniejszy będzie ten obraz od kartki oświetlonej bezpośrednio, prostopadłymi promieniami słońca, jeżeli średnica soczewki wynosi 10 cm? (Przyjąć, że  $\frac{1}{4}$  światła traci się przez pochłonięcie i odbicie od soczewki).

*Odp.*  $\frac{3}{4}(10)^2 : (0,93)^2 = 88$  razy.

317) Lampa ustawiona w ognisku soczewki zbierającej, o ogniskowej 20 cm, rzuca przez tę soczewkę snop światła na ścianę odległą o 5 m. Ile razy jaśniejsze będzie oświetlenie ściany przez soczewkę, aniżeli bez soczewki? (Przyjąć 25% jako stratę światła w soczewce, opuścić stratę w powietrzu).

*Odp.*  $0,75 \cdot (520)^2 : (20)^2 = 507$ .

318) Jaką odległość ogniskową powinna mieć lupa powiększająca 5-krotnie, dla oka normalnego ( $d = 25$  cm)?

*Odp.* Około 6 cm.



319) Ile razy powiększa ta lupa dla oka krótkowzrocznego ( $d = 10 \text{ cm}$ ). *Odp.* 2,6 razy.

320) Dowieść (z pomocą ust. 193  $f$ , 197, tudzież drugiej zasady termodynamicznej), że emisyja  $E$ , tego samego ciała, w tej samej temperaturze, zależy od współczynnika załamania otaczającego ośrodka i jest proporcjonalna do jego kwadratu (prawo Clausiusa).

*Odp.* Element płaski o polu  $a$ , w ośrodku  $n$ , daje w ośrodku  $n_1$  obraz optyczny  $\frac{n\varphi}{n_1\varphi_1}$  razy powiększony. Pole obrazu jest tedy  $= a \cdot \frac{n^2\varphi^2}{n_1^2\varphi_1^2}$ . Nakryjmy  $a$  i jego obraz płytkami tego samego materiału i tej samej temperatury. Wzajemne ich promieniowania nawskroś przez układ optyczny muszą być równe, gdyż w przeciwnym razie jedna ogrzewałaby się na koszt drugiej. Zatem:

$$aE\varphi^2 = a \frac{n^2\varphi^2}{n_1^2\varphi_1^2} E_1\varphi_1^2, \text{ skąd } E : E_1 = n^2 : n_1^2.$$

321) Obliczyć ogniskowe soczewek z crownu i flintu lżejszego (tab. w ust. 186) do obiektywy achromatycznej zbierającej, której ogniskowa ma być 80  $\text{cm}$ . Achromatyzm ma być dokładny w barwach  $B$  i  $F$ .

*Odp.*  $f_1 = 20,7 \text{ cm}$ ,  $f_2 = -27,9 \text{ cm}$ .

322) Obiektywa pewnej lunety mierzy 10  $\text{cm}$  w średnicy, jej ogniskowa jest 1,20  $\text{m}$ . Ogniskowa okularu wynosi 4  $\text{cm}$ , a średnica jego 20  $\text{mm}$ . Obliczyć: 1) powiększenie obrazów dla oka dalekowzrocznego, 2) średnicę pola widzenia, 3) jasność (promień źrenicy = 2  $\text{mm}$ ), 4) zdolność rozpoznawczą.

*Odp.* 1) 30-krotne; 2) 57'; 3) 0,69 jasności naturalnej; 4) 2,4''.

323) Ile może wynosić, co najwyżej, ogniskowa okularu w tej lunecie, żeby jej zdolność rozpoznawcza była całkowicie wyzyskana — z uwagi na to, że szczegółów w obrazie, drobniejszych od 1', oko nie może rozróżnić?

*Odp.*  $f : 120 = 2,4 : 60$ ;  $f = 4,8 \text{ cm}$ .

324) Obiektywa pewnego mikroskopu posiada rozwartość optyczną = 0,76 i ogniskową = 5,8  $\text{mm}$ . Okular powiększa obraz rzeczywisty 3,5 razy (przy odstępnie wyr. widz. = 25  $\text{cm}$ ), a średnica okularu = 20  $\text{mm}$ . Długość rury mikroskopu = 150  $\text{mm}$ . Obliczyć: 1) całkowite powiększenie, 2) średnicę pola widzenia, 3) jasność obrazu, 4) zdolność rozpoznawczą.

*Odp.* W przybliżeniu, 1) powiększenie 90-krotne; 2) 0,8  $\text{mm}$ ; 3) naturalna; 4) 0,33  $\mu$ .

325) Przyjąwszy, że najwyższa wartość rozwartości optycznej obiektywów immersyjnych może dojść do 1,6, obliczyć najwyższą wartość powiększenia, dającą się osiągnąć za pomocą mikroskopów. Chodzi tu o powiększenie rzeczywiście użyteczne, t. j. wystarczające do okazania oku ( $d = 250 \text{ mm}$ ) najdrobniejszych szczegółów obrazu pod kątem około  $2'$ .

*Odp.*  $W \cdot \frac{\lambda}{2A} = d \cdot \text{arc } 2'$ ;  $W = 930$ .

326) Jaką byłyby jasność obrazu w powyższym przypadku?

*Odp.*  $\left(\frac{1,6 \cdot 250}{2 \cdot 930}\right)^2 = 1/22$  naturalnej.



## ROZDZIAŁ XVII.

### POLARYZACYA I PODWÓJNE ZAŁAMANIE.

201. POLARYZACYA PRZEZ ODBICIE. W r. 1808 fizyk francuski Malus, spoglądając przez kryształ szpatu islandzkiego na światło odbite od szyby szklanej, zauważył przypadkowo, że światło to zachowuje się odmiennie od światła idącego wprost od słońca, albo od lampy. Spostrzeżeniem tem dokonał jednego z najważniejszych w optyce odkryć, znalazł polaryzację światła. Promień światła z wyczajnego, t. j. idącego wprost od źródła \*) jest doskonale symetryczny we wszystkich kierunkach dookoła linii swego biegu. Działanie jego na jakikolwiek przyrząd optyczny nie zmieni się, gdy obracać będziemy ten przyrząd dookoła promienia jako osi. Światło zwyczajne można jednak zamieniać na inną modyfikację, którą Malus nazwał światłem obdarzonem własnościami „biegunowemi” albo światłem spolaryzowanym; są na to różne sposoby, n.p. załamanie w kryształach podwójnie łamiącym, jak szpat islandzki, albo proste odbicie od szyby szklanej, pod stosownym kątem.

Rzućmy wiązkę światła zwyczajnego  $PP_1$  (fig. 237) na szybę szklaną  $AB$ , pod kątem  $\alpha = PP_1N_1 =$  około  $56,6^\circ$ . Wiązka odbita  $P_1P_2$  będzie światłem spolaryzowanym. Oto czem ona się różni od światła zwyczajnego. Rzućmy ją n.p. na drugą szybę  $CD$ , również pod kątem  $56,6^\circ$ . Obracajmy tę drugą szybę około linii  $P_1P_2$ , żeby promień trafiał ją zawsze wprawdzie pod tym samym ką-

---

\*) Niektóre ciała stałe rozżarzone (kryształy) mogą zresztą wydawać wprost światło przynajmniej częściowo spolaryzowane.

tem, lecz żeby zarazem płaszczyzna padania kręciła się około promienia. Przekonamy się, że światło spolaryzowane  $P_1P_2$  odbija się najobficiej od drugiej szyby, jeżeli płaszczyzna  $N_2P_2P_3$  drugiego odbicia zajmuje położenie równoległe do płaszczyzny  $PP_1N_1$  pierwszego odbicia. Natomiast nie odbija się wcale (tylko przechodzi w całości przez szybę  $CD$  — jak tego wymaga prawo zachowania energii), jeżeli te płaszczyzny są od siebie prostopadłe, czyli skrzyżowane (fig. 238). W innych położeniach drugiej płaszczyzny odbicia odbijać się będzie więcej lub

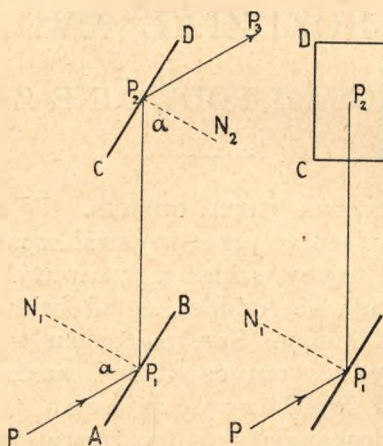


Fig. 237.

Fig. 238.

mniej światła, zależnie od tego, czy płaszczyzna ta zbliżoną jest więcej do położenia równoległego, czy do skrzyżowanego. Podczas jednego pełnego obrotu szyby  $CD$  natężenie światła odbitego dochodzi dwakroć do maximum, dwakroć spada do zera.

Światło okazujące takie cechy, jak ów promień  $P_1P_2$  nazywamy prostolinijnie spolaryzowanym. Ono utraciło już doskonałą symetrię do około promienia, właściwą światłu zwyczajnemu. Natomiast wystąpiły dwie płaszczyzny symetrii przechodzące przez promień  $P_1P_2$ , z nim stale związane, mianowicie: płaszczyzna  $PP_1N_1$ , tego odbicia, które wywołało polaryzację, i druga, prostopadła do niej. Po obu stronach każdej z nich, w równych odległościach kątowych, promień zachowuje się jednakowo: odbija się jednakowo od szyby  $CD$  i t. d. Każda z tych dwu płaszczyzn symetrii promienia jest równie cechującą dla jego stanu polaryzacji. Mocą powszechniej um-



wy nazwano pierwszą z nich, t. j. płaszczyznę odbicia  $PP_1N_1$ , płaszczyznę polaryzacji promienia.

Podobnie jak przez odbicie od szyby szklanej, światło zwyczajne polaryzuje się również przez odbicie od powierzchni wody (pod kątem  $53,1^\circ$ ), wogóle od każdego ciała przezroczystego; zwierciadła metalowe (ust. 208) nie mogą tedy służyć do polaryzacji. Kąt odbicia, dający światło całkowicie spolaryzowane (t. j. takie, które nie odbija się wcale od zwierciadła skrzyżowanego), zwany kątem polaryzacji, zależy od rodzaju ciała odbijającego. Jego wartość  $\alpha$  określa prawo znalezione empirycznie przez Brewstera (czyt. Bruster) w r. 1815: styczna kąta polaryzacji  $\alpha$  jest równa spółczynnikiowi załamania  $n$  ciała odbijającego.

$$\operatorname{tg} \alpha = n.$$

Zważywszy, że  $n = \sin \alpha : \sin \beta$ , sprawdzimy łatwo, że wówczas będzie:

$$\alpha + \beta = 90^\circ,$$

t. z. że promień załamany jest wtenczas prostopadły do odbitego (por. ust. 204).

To co powiedzieliśmy o polaryzacji światła stosuje się również do promieniowania ciemnego. Ono polaryzuje się również przez odbicie pod kątem  $\alpha = \operatorname{arctg} n$ , o ile, rozumie się, dane ciało nie jest wobec tych promieni w tym stopniu nieprzezroczystym jak metale.

**202. PRYZMATY POLARYZACYJNE.** Drugi sposób polaryzowania światła polega na użyciu kryształów podwójnie łamiących, o czym będzie niżej mowa. Tu zaznaczymy tylko, że promień światła zwyczajnego rozpada się w takim kryształku na dwa promienie, a oba są spolaryzowane. Na tej własności polega działanie pryzmatu Nicola (ust. 211), który sporządza się ze szpatu islandzkiego; tego pryzmatu używa się najczęściej do polaryzowania światła. Ciałem podwójnie łamiącym jest także turmalin, kryształ barwy brunatnej, albo zielonawej, odznaczający się jeszcze tem, że płytka niewielkiej grubości (1 do 2 mm) pochłania całkowicie jeden z dwu promieni, na które dzieli się w nim światło zwyczajne. Płytka turmalinowa, mająca ściany równoległe do osi krystalograficznej  $OO'$  (fig. 239, a) przepuszcza światło, odznaczające się temi samymi własnościami.

mi, jak światło spolaryzowane przez odbicie. Promień przepuszczony przez taką płytkę, padając na szybę szklaną ( $CD$ , fig. 237), pod kątem  $56,6^\circ$ , nie odbija się od niej wcale, jeżeli oś  $OO'$  turmalinu ustawimy równoległe do płaszczyzny odbicia. Wnosimy ztąd, że turmalin polaryzuje światło w płaszczyźnie  $PP'$  prostopadłej do osi  $OO'$ . Nawzajem, światło spolaryzowane przez odbicie od szyby nie przejdzie przez turmalin (tylko będzie przez niego pochłonięte), jeżeli płaszczyzna odbicia będzie skrzyżowaną z właściwą turmalinowi płaszczyzną polaryzacji  $PP'$ . Nakoniec, dwie płytki turmalinowe, umieszczone jedna za drugą, przepuszczają pełne światło, jeżeli ich osi a zatem i płaszczyzny po-

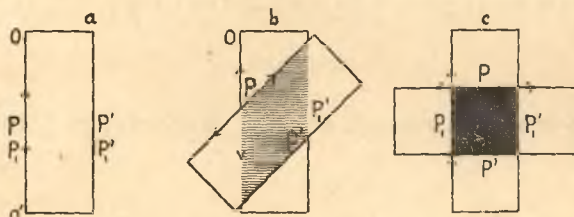


Fig. 239.

laryzacji są równoległe; przyćmiewają je, jeżeli są pochylone, a gaszą całkowicie skoro je skrzyżujemy (fig. 239, a, b, c). Przykłady te uczą, że każdy przyrząd polaryzujący światło może zarazem służyć do rozpoznawania stanu polaryzacji.

Wszelki przyrząd (szyba szklana, turmalin, nikol) zamieniający światło zwyczajne na światło spolaryzowane prostoliniźnie nazywa się polaryzatorem. Drugi przyrząd podobny, przyjmujący promienie spolaryzowane, wychodzące z polaryzatora, służący do badania, czyli analizowania ich, zwiemy analizatorem. Połączenie dwu tych części stanowi przyrząd polaryzacyjny (polaryskop). Przyrząd polaryzacyjny można zatem złożyć n.p. z dwu szyb szklanych (jak fig. 237, 238), albo z szyby i turmalinu, z szyby i pryzmatu Nicola, z dwu pryzmatów Nicola i t. p. Po za polaryzatorem umieszcza się źródło światła, bądź to białego, bądź jednorodnego. Analizator stanowi jakoby okular przyrządu; patrzymy przez niego na przedmioty mające się badać w świetle spolaryzowanym, umieszczone zatem pomiędzy polaryzatorem i analizatorem. Niekiedy dodaje się



jeszcze soczewki, lupy albo lunetki, służące do wspomoczenia wzroku, nie wpływające zresztą na właściwe objawy polaryzacyjne. Polaryzator bywa zwykle nieruchomy, analizator daje się obracać w koło, a kąty obrotu pokazuje połączona z nim skazówka, na kole dzielonym na stopnie (polarymetr). Analizatorem bywa prawie zawsze nikol; turmalin, z powodu zabarwienia, bywa rzadko stosowany.

Położenie analizatora nazywamy równoległym, albo skrzyżowanym, zależnie od tego, czy jego płaszczyzna polaryzacji jest równoległa, czy prostopadła do płaszczyzny polaryzacji polaryzatora. W tem drugim położeniu przyrząd cały jest zupełnie nieprzeźroczysty (pole widzenia „ciemne”), pomimo że składa się z samych przeźroczystych ciał.

Jeżeli  $I_0$  oznacza natężenie światła przepuszczonego przez polarymetr w położeniu równoległym, gdy jasność jest największa, wówczas, po obróceniu analizatora o kąt  $\alpha$  (bądź w prawo, bądź w lewo) natężenie światła przepuszczonego przez cały przyrząd będzie tylko  $I = I_0 \cos^2 \alpha$ , stanie się zatem równem zeru gdy  $\alpha = 90^\circ$ . Ważny ten wzór, Malusa, mający, między innymi, zastosowanie w fotometrii, uzasadnimy w ust. 204.

**203. ZASADA POPRZECZNOŚCI DRGAŃ.** Odkrycie polaryzacji światła (promieniowania w ogóle) dostarczyło ważnego uzupełnienia założeń zasadniczych teorii falowej. Jakkolwiek będziemy wyobrażali sobie drgania świetlne, czy to jako szybkie ruchy drgające cząstek eteru, czy też jako peryodycznie zmieniające się stany naelektryzowania i namagnesowania, jak to przyjmuje teoria elektromagnetyczna, w każdym razie musimy zgodzić się, że zmiany te są kierunkowymi (ust. 158), że odbywają się w kierunku prostopadłym do promienia, i że jako takie się rozchodzą — innymi słowy, że światło polega na rozchodzeniu się fal peryodycznych poprzecznych. Gdyby bowiem drgania odbywały się równoległe do promienia, nie możnaby w żaden sposób zrozumieć różnic bocznych, jakie okazuje promień spolaryzowany prostolinijnie, ani też jego ustroju symetrycznego, wedle dwu płaszczyzn do siebie prostopadłych. Na całej długości takiego promienia płaszczyzna polaryzacji zachowuje to samo położenie (ten sam kierunek \*) — chyba, że promień sam zmienia kierunek przez odbicie lub załamanie. Musimy tedy

\*) Tylko w t. zw. skręcających ośrodkach jest inaczej, por. ust. 213.

przyjąć, że na całej jego długości cząstki eteru drgają po liniach prostopadłych do promienia, a pomiędzy sobą równoległych. Z symetrycznego ustroju promienia spolaryzowanego, ze sposobu polaryzowania się przez odbicie od szyby, albo w płycie turmalinowej i t. p. wynika dalej, że kierunek tych drgań nie może być inny, jak tylko równoległy do jednej z płaszczyzn symetrii, a więc równoległy do płaszczyzny polaryzacji, albo też do niej prostopadły.

Która z tych dwóch możliwości zachodzi istotnie, tego nie można rozstrzygnąć na podstawie doświadczeń z przyrządami polaryzacyjnymi, gdyż obydwa te kierunki występują zawsze jako zupełnie równoważne kierunki symetrii. Pytanie dotyczące kierunku drgań, czyli położenia wektora świetlnego względem płaszczyzny polaryzacji było też przedmiotem wieloletniej dyskusji; według Fresnela drgania świetlne w promieniu spolaryzowanym miały być prostopadłe, według Neumanna równoległe do płaszczyzny polaryzacji. Panująca obecnie teoria elektromagnetyczna rozstrzygnęła spór, wykazując, że w obudwu tych kierunkach odbywają się drgania: w jednym elektryczne, w drugim magnetyczne; pierwsze są prostopadłe, drugie równoległe do płaszczyzny polaryzacji.

Pełne potwierdzenie powyższej zasady poprzeczności drgań świetlnych znajdujemy w zjawiskach interferencji światła spolaryzowanego. Nakryjmy n. p. szparki przyrządu interferencyjnego Younga (fig. 130, 131) płytkami turmalinowymi jednakowej grubości. Przekonamy się, że oba promienie, teraz spolaryzowane, spotykając się, dają prążki interferencyjne zupełnie jak światło zwyczajne, jeżeli ich płaszczyzny polaryzacji (a więc kierunki drgania) są równoległe. Przy obrocie jednej z płytek turmalinowych prążki bledną, a w położeniu skrzyżowanem obu płytek znikają zupełnie; zostaje równomierne oświetlenie, bez śladu jakichkolwiek prążków. W istocie, jest to rzeczą zrozumiałą, że drgania odbywające się w pewnym kierunku nie mogą być żadną miarą zniesione przez drgania do nich prostopadłe.

Do jeszcze głębiej sięgających wniosków uprawnia następujące doświadczenie interferencyjne Wienera, wykonane w szeregu badań nad falami świetlnymi stojącymi (ust. 156). Na zwierciadło srebrne  $AB$  (fig. 240) padają pod kątem  $45^\circ$  promienie równoległe, spolaryzowane. Spotykając się z odbitymi, w obrębie trójkąta  $ABC$ , wytwarzają one fale stojące; płasz-



czyzny węzłowe, równoległe do  $AB$ , można wykazać za pomocą płyty fotograficznej, jak to było opisane w ust. 156. Otóż okazało się, że węzły zaznaczały się najwyraźniej, gdy promienie padające (a więc i odbite) były spolaryzowane w płaszczyźnie padania  $ABC$ , nie pojawiały się zaś nigdy, jeżeli płaszczyzna polaryzacji była prostopadłą do płaszczyzny padania. Z tego doświadczenia wynika, że ten wektor świetlny, którego drganie działa chemicznie na płytę fotograficzną, musi być prostopadły do płaszczyzny polaryzacji. W istocie, interferencja drgań, a więc i powstanie węzłów jest niemożliwym tylko w tym przypadku, gdy drgania promieni odbitych są prostopadłe do drgań promieni padających (przypadek przedstawiony na fig. 240).

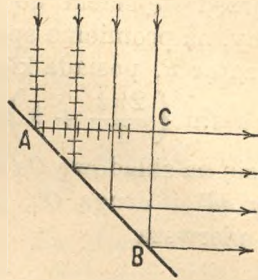


Fig. 240.

Ponieważ nie tylko działanie chemiczne promieni, ale i wiele innych zjawisk optycznych zależą od wektora prostopadłego do płaszczyzny polaryzacji (elektrycznego, według teorii elektromagnetycznej), przeto przyjmować będziemy nadal, że drgania świetlne odbywają się w kierunku prostopadłym do płaszczyzny polaryzacji (założenie Fresnela).

**204. ZASADA SKŁADANIA DRGAŃ ŚWIETLNYCH. ŚWIATEŁO ZWYCZAJNE.** Na podstawie powyższych zasad możemy teraz zdać sobie sprawę ze sposobu działania przyrządów polaryzujących. Są to przyrządy, które na mocy swej budowy wewnętrznej, albo urządzenia, zdolne są przepuszczać drgania odbywające się w jednym tylko, określonym kierunku, zależnym od własności przyrządu i do przyrządu stale przywiązany. Drgania prostopadłe do owego kierunku przyrząd powstrzymuje całkowicie (turmalin pochłania je, szyba szklana przepuszcza, nie odbija). Drgania ukośne rozkładają się na dwie składowe, równoległą i prostopadłą do owego kierunku: przyrząd przepuszcza tylko pierwszą. Rozkład i składanie drgań świetlnych odbywa się zatem tak samo, jak rozkład i składanie prędkości, sił, przyspieszeń, jak wszelkich w ogóle wielkości kierunkowych, czyli wektorów (tom I, ust. 27).

Fig. 241 wyobraża schematycznie przyrząd polaryzacyjny, widziany z przodu; przez  $P$  oznaczony jest polaryzator (jakikolwiek), przez  $p$  analizator. Linie  $DD'$  i  $dd'$  oznaczają ich płaszczyzny drgań, a więc te wyszczególnione w nich kierunki, w których jedynie one mają zdolność przepuszczania drgań; niechaj te dwa kierunki zawierają między sobą kąt  $\alpha$ . Tuż przed wejściem do analizatora, wektor świetlny, na promieniu spolaryzowanym przez polaryzator  $P$ , posiada kierunek  $OD$ , wielkość  $OA = a \sin \left( \frac{2\pi t}{T} + \delta \right)$ . W analizatorze rozkłada się na składową  $Oa$  równoległą do płaszczyzny  $dd'$  i drugą  $Ob$ , prostopadłą do niej. Tylko pierwsza

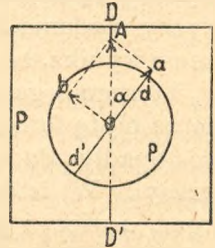


Fig. 241.

$$Oa = OA \cos \alpha = a \cos \alpha \cdot \sin \left( \frac{2\pi t}{T} + \delta \right)$$

przejdzie przez analizator. Jej amplituda jest, jak widać, mniejsza od amplitudy światła padającego, w stosunku  $a \cos \alpha : a$ . Ponieważ natężenie światła  $I$  jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, przeto światło przepuszczone przez analizator mieć będzie natężenie zmniejszone w stosunku  $a^2 \cos^2 \alpha : a^2$ , w porównaniu ze światłem padającym nań, a to wyraża właśnie znany nam już wzór Malusa (ust. 202).

$$I = I_0 \cos^2 \alpha.$$

Światło zwyczajne, oglądane przez analizator, nie okazuje żadnych własności bocznych, nie ma żadnych płaszczyzn symetrii. Wnosimy stąd, że w świetle zwyczajnem żaden z kierunków prostopadłych do promienia nie wyróżnia się wśród innych. Ze zjawisk interferencyi wywnioskowaliśmy jednak (ust. 151), że drgania zwyczajnego światła są ściśle peryodyczne, aczkolwiek mogą wiele razy w ciągu sekundy urywać się i zaczynać na nowo. Dodamy teraz, że za każdą przerwą jednolitego ciągu drgań zmienia się i kierunek tychże, w sposób bezładny, przypadkowy, jak przypadkowemi są wstrząśnienia cieplne cząsteczek ciała świecącego, które wzbudzają fale w eterze. Według tego zapatrywania się, światło zwyczajne jest wprawdzie w każdej chwili spolaryzowanym, jednakże jego płaszczyzna polaryzacyi zmienia swoje położenie bezładnie, a tak często, że



oko nie jest zdolne uchwycić jakiegoś określonego stanu polaryzacji. Z tego bezładu polaryzator wydziela tę składową drgań, wobec których jest przezroczysty, które padają w kierunku jego płaszczyzny drgania; składowe postopadłe do tamtych odrzuca albo pochłania, zależnie od tego jak jest urządzone. Światło zwyczajne możemy zatem zawsze rozłożyć na dwie części spolaryzowane prostolinijnie, w jakichkolwiek dwu płaszczyznach prostopadłych do siebie, przechodzących przez promień. Średnie natężenia obu tych części będą zawsze jednakowe, albowiem, wskutek bezładnych a szybkich zmian kierunku drgań, na każdą z nich przypadnie w przecięciu ta sama ilość energii przesłanej.

Teorya odbijania się światła. Na zasadzie tych poglądów Fresnel podał już w r. 1821 teorię polaryzacji przez odbicie światła od powierzchni ośrodków przezroczystych. Rozumowanie swoje oparł on na zasadzie, że światło polega na rozchodzeniu się ruchów drgających w ośrodku sprężystym. Czynił zresztą dość dowolne założenia co do sprężystości i gęstości eteru w różnych ośrodkach. Dopiero teorya elektromagnetyczna, potwierdzając słuszność wyników Fresnela, dała ściśle ich uzasadnienie. Ograniczymy się tu do podania tych wyników. Światło zwyczajne o natężeniu  $I_0$  pada pod jakimkolwiek kątem padania  $= \alpha$  na szybę przezroczystą. Część odbija się pod kątem  $\alpha$ , reszta załamuje się pod kątem  $\beta$ . Według tego, co powiedzieliśmy wyżej, można zawsze uważać, jakoby połowa,  $\frac{1}{2} I_0$ , światła padającego była spolaryzowaną w płaszczyźnie padania, druga połowa prostopadłe do niej. Drgania pierwszej połowy odbywają się prostopadłe do płaszczyzny padania, a więc równoległe do szyby. Fresnel okazał, że fale drgające w tym kierunku odbijają się z amplitudą:

$$a_1 = -a \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)},$$

jeżeli  $a$  oznacza amplitudę fal padających. Natomiast fale drgające równoległe do płaszczyzny padania odbijają się z amplitudą:

$$a_2 = a \cdot \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}.$$

Łączne natężenie obu rodzajów fal w świetle odbitem, t. j. natężenie światła odbitego, będzie zatem proporcjonalne do  $a_1^2 + a_2^2$ ,

podczas gdy natężenie światła padającego jest proporcjonalne do  $2\alpha^2$ . Natężenie  $I$  światła odbitego od szyby, pod kątem  $\alpha$ , będzie zatem:

$$(1) \quad I = \frac{1}{2}I_0 \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} + \frac{1}{2}I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}.$$

Wzór ten okazuje, że natężenie światła odbitego zależy od wartości kąta padania  $\alpha$ . Ono składa się w części ze światła drgającego prostopadle (wyraz pierwszy), w części równoległe do płaszczyzny padania (wyraz drugi). Wzór (1) okazuje nadto, że natężenie drugiej części będzie zerem, gdy  $\operatorname{tg}(\alpha + \beta) = \infty$ , t. j., gdy  $\alpha + \beta = 90^\circ$ , a więc gdy światło pada pod kątem polaryzacji (ust. 201). W ten czas odbija się wyłącznie ta składowa, której drgania są prostopadłe do płaszczyzny padania: szyba jest wówczas polaryzatorem. W świetle odbitem pod innymi kątami, jakoteż w świetle przepuszczonym, znajdować się będzie tylko pewna nadwyżka jednego z kierunków drgania. Otrzymujemy w tych przypadkach jakby mieszaninę światła spolaryzowanego ze zwyczajnym, t. zw. światło częściowo spolaryzowane.

Jeżeli światło pada i odbija się prostopadle, albo prawie prostopadle, od szyby, wtenczas kąty  $\alpha$  i  $\beta$  są tak małe, że zamiast wstaw i stycznych można podstawić same kąty; wtenczas będzie także  $\alpha : \beta = n$ , a wzór (1) przyjmie prostą postać:

$$(2) \quad \frac{I}{I_0} = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2.$$

Stosunek natężenia światła odbitego od powierzchni przezroczystego ciała, do natężenia światła padającego (t. zw. zdolność odbijająca), zależy, jak widać, tylko od względnego współczynnika załamania  $n$ . Sprawdzamy także, że odbicia niema wcale (całkowita przezroczystość, ust. 182), gdy niema załamania, t. j. gdy  $n = 1$ .

Podstawą teoretyczną tych wzorów Fresnela jest prawo zachowania energii, mianowicie założenie, że suma energii promienistej w świetle odbitem i w załamaniu, równa się energii światła padającego. To też wzory (1) i (2) stosują się tylko do ciał przezroczystych, t. j. niepochlaniających. Nie stosują się wcale do odbicia od metali i od ciał w równym stopniu nieprzezroczystych, jak metale (ust. 208). Ciała o słabszej absorbcji, n.p. szkło dymne, albo nawet czarne, podlegają jednak tym prawom z wystarczającą dokładnością. Ilościowe sprawdzenie wzorów Fresnela jest trudne z tego względu, że odbicie



jest sprawą zupełnie powierzchowną; najcieńsza tedy warstewka brudu, tłuszczu, lub innego zanieczyszczenia powierzchni, zmienić może całkowicie natężenie światła odbitego.

**205.** CIAŁA RÓZNOKIERUNKOWE W ŚWIETLE SPOLARYZOWANEM. BARWY CIENKICH BLASZEK KRYSZALICZNYCH. Umieścimy pomiędzy polaryzatorem  $P$  i analizatorem  $p$  jakiegokolwiek polaryskopu (fig. 242) płytkę szklaną  $XX'$ , prostopadłą do promieni spolaryzowanych, wychodzących z polaryzatora. Niechaj przyrząd będzie skrzyżowany, a więc pole widzenia zupełnie ciemne. Płytkę szklaną (w ogóle z jakiegokolwiek równokierunkowego materiału) nie wywiera żadnego wpływu na stan polaryzacji, jakkolwiek ją ustawimy; pole pozostanie więc ciemnym. Skoro jednak wyciągniemy ją silnie w kierunku  $XX'$  — przyczem ona zarazem zwęzi się cokolwiek w kierunku  $YY'$  prostopadłym do  $XX'$  — wówczas pole widzenia rozjaśni się odrazu. Rozjaśnienie będzie największe, jeżeli kierunki wyciągnięcia i zwężenia zawierają kąty  $45^\circ$  z płaszczyznami drgania polaryskopu  $DD'$  i  $dd'$  (jak na rysunku); nie otrzymamy natomiast żadnego rozjaśnienia, jeżeli ustawimy płytkę (t. j. kierunek  $XX'$ ) równoległą do jednej z tych płaszczyzn. Przy użyciu światła białego płytka nie tylko przepuszcza światło, ale razem zabarwia je, zwłaszcza gdy jest silnie napięta; barwa zmienia się z napięciem.

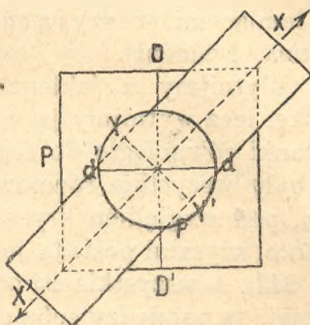


Fig. 242.

Zjawiska te tłumaczą się widocznie tem, że wskutek odkształcenia płytka przestała być ciałem równokierunkowym (isotropowym). Wystąpiły na niej dwa kierunki  $XX'$  i  $YY'$ , prostopadłe do siebie, t. zw. kierunki główne, w których ona oddziaływa na drgania świetlne niejednakowo. Istotnie, gdybyśmy zmierzili prędkość światła spolaryzowanego w takiej płytce, n.p. za pomocą interferometru (sposobem opisanym w ust. 184, c), przekonalibyśmy się, że promienie drgające równoległe do kierunku wyciągnięcia  $XX'$  przechodzą przez płytkę z prędkością cokolwiek mniejszą, aniżeli promienie drgające prostopadłe do  $XX'$ . Ponieważ od prędkości  $V$  światła w danym ciele zależy jego

spółczynnik załamania ( $n = V^0 : V$ , ust. 180), przeto wskutek odkształcenia płytka nabywa dwu różnych współczynników załamania, zależnie od kierunku drgań świetlnych: staje się ciałem podwójnie łamiącym.

Że różnokierunkowość, wywołana w wewnętrznym ustroju płytki przez odkształcenie jest przyczyną wspomnianych wyżej objawów, za tem przemawia i to, że też same objawy okazują wszystkie ciała, mające już z natury swej ustrój różnokierunkowy, mianowicie kryształy. One są wszystkie ciałami podwójnie łamiąciami, z wyjątkiem równoosiowych (jak sól kamienna, dyament).

Wytnijmy z jakiegokolwiek kryształu płytkę, lecz wytnijmy ją w taki sposób, żeby kierunki równoległe do ścian wyciętej płytki nie były wszystkie równoważnymi pomiędzy sobą, pod względem krystalograficznym. Jeżeli n.p. kryształ posiada jedną oś główną  $OO'$  (fig. 243), a wszystkie osi boczne, prostopadłe do niej, są pomiędzy sobą równoważne, wówczas nie należy ciąć prostopadłe do osi głównej, jak  $mn$ , lecz n.p. równoległe do niej, jak  $abcd$ . Badając taką płytkę w polaryskopie, przekonamy się, że ona zachowuje się podobnie, jak płytka szklana wyciągnięta. Można nakreślić na niej zawsze dwa kierunki

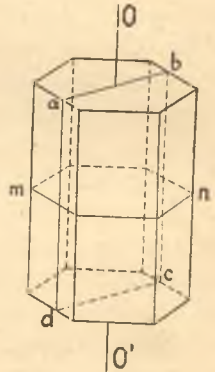


Fig. 243.

główne, prostopadłe do siebie, (nie dwie linie, gdyż wszystkie linie równoległe w kryształach są równoważne), odpowiadające zupełnie kierunkom  $XX'$  i  $YY'$  na płytce szklanej. Do podobnych doświadczeń nadają się najlepiej blaszki łyszczku (miki), albo gipsu krystalicznego, dające się łatwo otrzymać przez odłupywanie z grubszego kawałka. W przyrządzie polaryzacyjnym, oświetlonym światłem białym, okazują one (najlepiej w położeniu  $45^\circ$ ), żywe barwy, zależne od grubości; przy równoległym położeniu analizatora występują również barwy, dopełniające względem tych, które okazuje analizator skrzyżowany. Barwy te występują jednak tylko w blaszkach cienkich, grubsze płytki dają tylko rozjaśnienie pola w przyrządzie skrzyżowanym. Obecność analizatora w tych doświadczeniach jest niezbędną, usunąwszy go zobaczylibyśmy zawsze tylko zwykłe białe światło.

Wszystkie te objawy dają się wytłumaczyć na zasadzie wspomnianego wyżej faktu, że prędkość światła w ciałach różno-



kierunkowych zależną jest od kierunku drgań świetlnych. Wynika stąd naprzód, że światło spolaryzowane, którego drgania nie są równoległe do żadnego z kierunków głównych, musi rozłożyć się w płycie na dwa szeregi fal, z których jedne drgają równoległe do jednego, drugie do drugiego kierunku głównego; zarazem prędkości ich są różne.

Można to uzmysłowić przykładem fal sprężystych, poprzecznych, na pręcie (fig. 244), którego przekrój jest nieokrągły, a wskutek tego sztywność w różnych kierunkach ugięcia rozmaita: w jednym największa, w innym, zawsze do tamtego prostopadłym, najmniejsza. Fale uginające pręt w kierunku  $OX$ ,

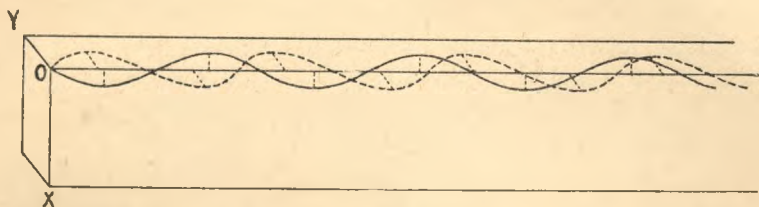


Fig. 244.

największej sztywności, będą prędszej od tych, które go uginają w kierunku  $OY$  prostopadłym do tamtego. Wszelkie wstrząśnienie ukośne rozłoży się zatem na dwie składowe  $OX$  i  $OY$ , wzbudzi dwa szeregi fal: jeden o prędkości większej  $V_1$ , o falach dłuższych  $\lambda_1$ , drgających w kierunku  $OX$ , drugi o prędkości mniejszej  $V_2$  i falach odpowiednio krótszych  $\lambda_2$ . Po przebieżeniu pewnej długości  $d$  wzdłuż pręta (tak będziemy też oznaczali grubość płytki krystalicznej) fazy drgań, wywołanych przez obie te fale nie będą już zgodne; szybsza przynosić będzie wciąż stany drgania późniejsze, powolniejsza wcześniejsze.

Naprzód mówić będziemy o objawach, jakie okazują się w świetle jednorodnem. Niechaj  $a$  oznacza amplitudę,  $T$  okres drgań promienia spolaryzowanego, padającego na płytkę krystaliczną, a drgającego w kierunku  $DD'$  (fig. 245) płaszczyzny drgań polaryzatora. U wejścia do płytki krystalicznej wektor świetlny wyraża się n.p. równaniem  $s = a \sin \frac{2\pi t}{T}$ ; tu rozpada się on zaraz na dwie składowe  $x$  i  $y$ , równoległe do kierunków głównych płytki  $XX'$  i  $YY'$ . Amplitudy tych składowych oznaczymy przez

$a_1$  i  $a_2$  (jeżeli kąt  $DOX = 45^\circ$  wówczas  $a_1 = a_2$ ). Promień pierwotny rozkłada się tedy na dwa promienie, prostopadłe do siebie spolaryzowane, przebiegające przez całą grubość płytki w tym

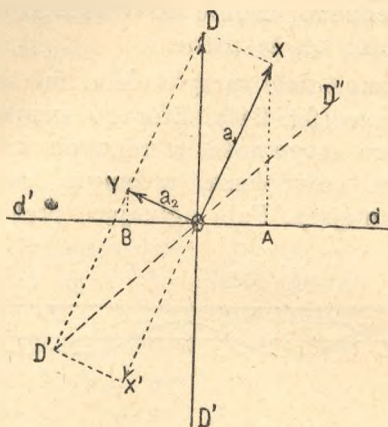


Fig. 245.

samym kierunku, ale z różnemi prędkościami  $V_1$  i  $V_2$ . U wyjścia z płytki równania ich będą (tom I, ust. 193, 197):

$$x = a_1 \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{d}{V_1} \right); \quad y = a_2 \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{d}{V_2} \right).$$

Skutkiem większej prędkości pierwszy wyprzedził zatem drugiego w fazie drgania o

$$(1) \quad \delta = \frac{2\pi}{T} \left( \frac{d}{V_2} - \frac{d}{V_1} \right).$$

Pomimo różnicy faz promienie te nie są zdolne do interferencji, gdyż drgania ich są do siebie prostopadłe; światło wychodzi z płytki z pełnem natężeniem. Inaczej, jeżeli spojrzymy na nie przez analizator; natężenie będzie wtenczas zależne od różnicy faz. Analizator przepuszcza bowiem z obydwu drgań po jednej składowej, w kierunku własnej swej płaszczyzny drgań  $dd'$ ; spotykając się w tej wspólnej płaszczyźnie, składowe te wzmacniają się albo osłabiają, przez interferencję, zależnie od różnicy faz, jakiej nabyły w płytce.



Przypuśćmy naprzód, że analizator jest skrzyżowany z polaryzatorem ( $dd' \perp DD'$ , jak fig. 245).  $OD$  oznacza amplitudę drgań padających,  $OX$ ,  $OY$  obie składowe, na które drganie to rozpada się w płytce. Jeżeli grubość  $d$  płytki jest taka, że jeden promień wyprzedził drugi o jedno pełne drganie (albo dwa, trzy... i t. d.), a więc, jeżeli nabyta różnica faz  $\delta$  wynosi  $2\pi$ , albo  $2 \cdot 2\pi$ ,  $3 \cdot 2\pi$ ... i t. d., wtenczas po wyjściu z płytki drgania  $OX$  i  $OY$  złożą się znowu na drganie  $DD'$ , wcale nie różne od pierwotnego, albowiem dodanie jednego lub dwu pełnych drgań nie czyni żadnej różnicy. Drgania tego analizator nie przepuści, jak nie przepuszczał pierwotnego drgania  $DD'$ . Pole widzenia pozostanie ciemnem, jak gdyby płytki wcale nie było.

Jeżeli natomiast promień szybszy wyprzedza powolniejszy tylko o połowę drgania (grubość płytki o połowę mniejsza, niż pierwszej), albo o 3, 5... i t. d. połówek, t. j. jeżeli  $\delta = \pi$  albo,  $3\pi$ ,  $5\pi$ ... i t. d., wtenczas po przejściu przez płytkę drganie  $OY$  spotyka się z drganiem  $OX'$  skierowanem zawsze przeciwnie, aniżeli pierwszej było  $OX$ . I teraz jeszcze one złożą się na drganie prostolinijne po wypadkowej  $D'D''$ , lecz to  $D'D''$  nie będzie już prostopadłe do  $dd'$ . Część światła przejdzie tedy przez analizator, pole widzenia rozjaśni się. Rozjaśnienie będzie widocznie wtenczas największe, gdy kierunki główne płytki  $X$  i  $Y$  tworzą kąty  $45^\circ$  z płaszczyznami drgania przyrządu  $DD'$  i  $dd'$ . Wtenczas nie część, ale całe drganie wypadkowe  $D'D''$  padnie na kierunek  $dd'$ .

Płytki o grubościach pośrednich, między temi, które dają zupełną ciemność, lub największe rozjaśnienie, dają też natężenia stopniowane między tymi krańcami (patrz ust. 207); widać to najlepiej na płytce o grubości niejednostajnej, klinowatej. Klin gipsowy (z gipsu krystalicznego) o krawędzi równoległej do jednego ze swych kierunków głównych, umieszczony w polaryskopie skrzyżowanym (najlepiej pod kątem  $45^\circ$  względem płaszczyzn drgania) okazuje istotnie prążki równoległe do krawędzi, naprzemian czarne i jasne, zupełnie podobne do prążków interferencyjnych, jakie okazuje klinowata warstewka powietrza w świetle odbitem (fig. 133).

Grubość odpowiadająca prążkom ciemnym daje różnicę faz  $\delta = i \cdot 2\pi$ , w czem  $i$  oznacza zero, albo jakąkolwiek liczbę całkowitą; miejsca najjaśniejsze odpowiadają różnicy  $\delta = (2i + 1)\pi$ . Zamiast okresu drgania  $T$  można do wzoru (1) wprowadzić prędkość w powietrzu  $= V^0$  i długość fali światła użytego, mie-

rzoną również w powietrzu:  $\lambda_0 = V_0 T$ . Wtenczas  $V_0 : V_1 = n_1$  i  $V_0 : V_2 = n_2$  oznaczają będą oba współczynniki załamania płytki, dla drgań w dwu kierunkach głównych. Wzór (1) zamieni się na

$$(2) \quad \delta = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_2 - n_1).$$

Stąd, kładąc za  $\delta$  raz  $i \cdot 2\pi$ , drugi raz  $(2i + 1)\pi$ , znajdziemy, że grubość dająca:

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{prążki ciemne . . . . . } d = i \cdot \frac{\lambda_0}{n_2 - n_1} \\ \text{prążki jasne . . . . . } d = (i + \frac{1}{2}) \frac{\lambda_0}{n_2 - n_1} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{w analizatorze} \\ \text{skrzyżowanym.} \end{array}$$

Łatwo dostrzedz, że obrót analizatora o kąt  $90^\circ$ , z położenia skrzyżowanego w równoległe, przesunie prążki jasne na miejsca ciemnych i nawzajem, gdyż w tem położeniu, jak widać na fig. 245, analizator przepuszcza te właśnie składowe drgań, które zatrzymywał w położeniu skrzyżowanym. Dostaniemy zatem obraz dokładnie dopełniający względem poprzedniego. Prążki ciemne będą też teraz zupełnie czarnymi tylko wtenczas, gdy ustawimy klin w położeniu  $45^\circ$ .

W świetle białem płytki podwójnie łamiące okazywać będą w polaryskopie zabarwienie, gdyż (według 2) różnica faz  $\delta$  zależy od rodzaju światła, mianowicie jest odwrotnie proporcjonalna do długości fali  $\lambda_0$  w powietrzu\*). Analizator skrzyżowany gasi zatem niektóre składniki światła białego, mianowicie te wszystkie, dla których wypada  $\delta = 2\pi i$ , czyli  $\lambda_0 = \frac{(n_2 - n_1) d}{i}$ ; pozostałe utworzą przeto mieszaninę już nie białą, lecz barwną. Barwy mieszane, które się tu otrzymuje, odpowiadają zupełnie tym, które okazują cienkie blaszki przezroczyste w białym świetle odbitem (barwy Newtona). W ust. 154 okazaliśmy

\*) O ile uważać będziemy współczynniki załamania  $n_1$  i  $n_2$  za stałe. Ścisłe biorąc, one zmieniają się cokolwiek, zależnie od długości fali; podwójne załamanie kryształów idzie bowiem w parze z rozszczepieniem, podobnie jak zwyczajne załamanie ciał równokierunkowych.



bowiem, że warstewka powietrza, o grubości  $a$ , gasi przez interferencję, w świetle odbitem, te wszystkie barwy jednorodne, dla których jest  $\lambda_0 = \frac{2a}{i}$ . Z porównania tych wzorów wnosimy, że płytka krystaliczna, o grubości  $d$ , okazuje w polaryskopie to samo zabarwienie, co warstewka powietrza o grubości  $a = (n_2 - n_1) \frac{d}{2}$

w zwyczajnem świetle białem odbitem. Podobnie jak zabarwienie warstewki powietrza w świetle odbitem, tak też i barwa płytki krystalicznej w polaryskopie zmienia się zatem z grubością. Spotykamy tu ponownie tę samą skalę barw interferencyjnych, o której była już mowa w ust. 173.

Obrót analizatora o  $90^\circ$ , w położenie równoległe, zamienia barwę płytki na dopełniającą, odpowiadającą co do odcienia tej, którą warstewka powietrza okazuje w świetle przepuszczo-nem, tylko zupełnie nasyconą, bez przymieszki światła białego (o ile płytka ustawioną jest w położeniu  $45^\circ$ ).

Na klinie gipsowym, barwy odpowiadające różnym grubościom występują obok siebie, tworząc skalę barw interferencyjnych o początku czarnym, jeżeli analizator jest skrzyżowany; o białym, jeśli równoległy (ust. 173, tablica kółkowa II na końcu książki). Z powodów wyłuszczonych już w ust. 173, grube płytki nie okazują wcale zabarwienia, przynajmniej na oko, gdyż za pomocą spektroskopu można przekonać się, że w widmie światła wychodzącego z analizatora znajdują się wtenczas bardzo liczne prążki rozsiiane na całej długości widma.

Na podstawie barwy, jaką płytka krystaliczna okazuje w polaryskopie można ocenić różnicę faz, a zatem i różnicę obu jej współczynników załamania  $n_2 - n_1$  dla tej barwy, według której sporządzaliśmy podziałkę barw interferencyjnych. W tablicy barw interferencyjnych (ust. 173) podane są w rubryce  $d$  wartości różnicy faz, jaką płytka danego zabarwienia daje w świetle żółtem ( $\lambda = 0,55 \mu$ ). Różnice te wyrażone są w ułamkach kąta pełnego  $2\pi$ , albo, jak również można mówić, w ułamkach długości fali, lub okresu drgania.

**206. KOMPENSATOR.** Dwie płytki, jednakowej grubości, z tego samego kryształu, położone jedna na drugiej, w taki sposób, żeby odpowiednie kierunki główne  $OX$  i  $OY$  leżały równoległe,

zachowują się w polaryskopie jak płytka pojedyncza o grubości podwójnej: nadają obu promieniom dwa razy większą różnicę faz i okazują odpowiednio wyższą barwę interferencyjną. Jeżeli zaś położymy jedną na drugiej tak, iżby kierunek  $OX$  jednej padał na  $OY$  drugiej, wtenczas działania ich będą się znosiły, pole polaryskopu skrzyżowanego pozostanie ciemnem. O ile bowiem pierwszy promień wyprzedzi drugi w jednej płytce, o tyleż właśnie opóźni się w drugiej.

Na tej zasadzie urządzone są t. zw. kompensatory, używane do mierzenia różnicy faz  $\delta$  promieni spolaryzowanych pod kątem prostym względem siebie, nabytej bądź to w płytkach krystalicznych, bądź w inny sposób. Najprostszym jest zbiór blaszek łyżeczku, różnej grubości, o określonych różnicach faz; próbuje się, która z nich, umieszczona na płytce krystalicznej, w stosownem t. j. skrzyżowanym położeniu, znosi jej działanie. Podobne usługi może oddać klin gipsowy. Do dokładnych określeń używa się kompensatora Babinet'a. Składa się on z dwu płytek  $XX'$ ,  $YY'$  (fig. 246) lekko klinowatych, wyciętych z kwarcu (kryształu skalnego, który z powodu swej twardości jest trwalszy od gipsu), równoległe do osi głównej tego kryształu. Krawędzi klinów obrócone są w przeciwne strony, a kierunki osi są skrzyżowane (jak to okazują strzałki na rysunku); płytka złożona wytwarza więc w każdym miejscu różnicę faz odpowiadającą różnicy grubości obu płytek w tymże miejscu. Jeżeli umieścimy taką płytkę złożoną w polaryskopie skrzyżowanym (jak zwykle w pozycji  $45^\circ$ ), wówczas, przesuwając jeden z klinów po drugim (za pomocą śruby mikrometrycznej, opatrzonej podziałką) zobaczymy nad środkiem płytki, w świetle jednorodnem, kolejną zmianę ciemności i jasności. Obrót śruby zamieniający ciemność na jasność odpowiada zwiększeniu albo zmniejszeniu różnicy faz o  $\pi$ . Różnicę zero poznaje się po wystąpieniu prążka czarnego (gdy polaryskop oświetlony światłem białem). Przez proporcjonalny obrót śruby można widocznie wytworzyć w środku przyrządu wszelką dowolną różnicę faz i używać tego miejsca do kompensowania tejeż różnicy w promieniach badanych.

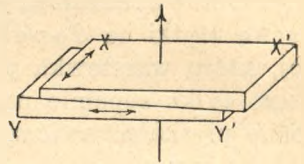


Fig. 246.

Do kompensatorów można też zaliczyć często używaną ćwierćfalówkę. Jest to blaszka łyżeczku, dająca w świetle



zółtem ( $\lambda = 0,55 \mu$ ) różnicę faz  $= \frac{\pi}{2}$  (ćwierć okresu, albo ćwierć fali). Można ją poznać po barwie sino-szarej w polaryskopie skrzyżowanym, żółtawo-białej w równoległym (patrz tablica barw w ust. 173).

**207. POLARYZACJA ELIPTYCZNA I KOLISTA.** Zjawiska opisane w przedostatnim ustępie dają nam sposobność uzupełnienia naszych wiadomości o drganiach optycznych pod ważnym względem. W przeciwstawieniu do światła zwyczajnego, w którym drgania odbywają się w kierunkach poprzecznych, bezładnie zmiennych, poznaliśmy w świetle prostolinijnie spolaryzowanym drgania uporządkowane na całym promieniu w jednej płaszczyźnie. Nie jest to atoli najogólniejszy sposób uporządkowania i polaryzacji. Wyłączywszy drgania podłużne, jako niezgodne z naturą zjawisk świetlnych, musimy przyjąć możność dwu drgań poprzecznych, tego samego okresu: w szersz i na wysokość. Jeżeli jedno z nich tylko dojdzie do skutku, albo jeżeli przyrząd pewien tylko jedno przepuszcza, wtenczas otrzymujemy polaryzację prostolinijną; jeżeli oba, wówczas polaryzacja światła jednorodnego będzie eliptyczną, gdyż dwa drgania proste, w różnych kierunkach, mające równe okresy, składają się w ogóle na drganie eliptyczne (tom I, ust. 27, a). Podobniez wahadło zawieszona na nici posiada możność wahaniasię naprzód i wstecz, tudzież na prawo i lewo; potrącone jakkolwiek wykonywa wahanie eliptyczne, które można uważać jako wypadkową dwu wahań płaskich. Wyjątkowo tylko, jeżeli fazy obu drgań składowych są równe ( $\delta = 0$ ), albo różnią się o wielokrotność liczby  $\pi$ , elipsa zwięża się do linii prostej.

Otóż światło drgające eliptycznie można istotnie otrzymać przy zbiegu dwu promieni drgających prostolinijnie, w różnych kierunkach, jeżeli ich różnica faz jest różną od zera i od  $i \cdot \pi$ —byle te promienie powstały pierwotnie z jednego promienia. Takim właśnie jest światło (jednorodne), wychodzące z płytki krystalicznej umieszczonej w polaryskopie, przed wejściem do analizatora. Polaryzacja jego jest w ogólności eliptyczną, z wyjątkiem tych właśnie dwu przypadków ( $\delta = 0$ ,  $\delta = \pi$ ), o których mówiliśmy obszerniej w ust. 205. Obracając analizator dookoła, przekonamy się istotnie, że światło to nigdy nie gaśnie całkowicie, nie jest więc światłem spolaryzowanym prostolinij-

nie: w każdym natomiast obrocie analizatora występują dwa maxima i dwa minima jasności, odpowiadające położeniom analizatora, różniącym się o  $90^\circ$ . Te maxima i minima jasności odpowiadają widocznie większej i mniejszej osi elipsy.

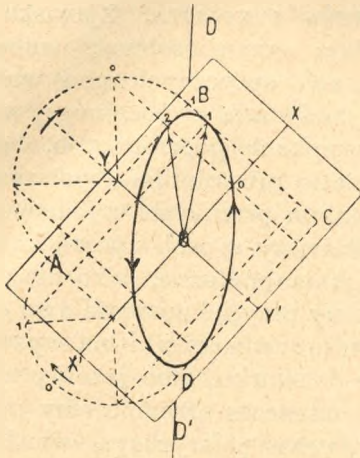


Fig. 247.

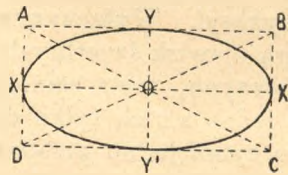


Fig. 248.

Fig. 247 wyobraża, w sposób dostatecznie zrozumiały, tworzenie się drgania eliptycznego, w przypadku szczególnym, gdy płytka krystaliczna nadaje obu drganiom  $OX$  i  $OY$ , na które rozpada się w niej drganie pierwotne  $OB$ , różnicę faz  $\frac{\pi}{4}$  (jedną ósmą okresu). Jeżeli drgania świetlne uważać będziemy jako ruchy cząstek eteru, wówczas elipsa nakreślona na takim rysunku wyobrażać będzie tor, po którym rzeczywiście biega nieustannie cząstka, mająca swe położenie równowagi w  $O$ . Jeżeli zaś będziemy przedstawiali sobie, że wektor świetlny oznacza wogóle inną jakąś kierunkową zmianę ośrodka (niekonieczne przesunięcie cząstki, lecz n.p. namagnesowanie jej, albo naelektryzowanie, jak przyjmuje teoria elektromagnetyczna światła), wtenczas w świetle eliptycznym wektor ten zmieniać będzie nieustannie długość swą i kierunek w taki sposób, iż koniec jego zakreślać będzie elipsę. Na fig. 247 promienie wodzące elipsy  $OO$ ,  $O1$ ,  $O2...$  wyobrażają kolejne położenia tego wektora; każdy z tych od-



cińków przedstawia, co do wielkości i kierunku, zmieniające się nieustannie n.p. namagnesowanie cząstki leżącej nieruchomo w  $O$ .

Elipsa, jak widzimy na fig. 247, jest wpisana w prostokąt  $ABCD$ , którego boki wyobrażają podwójne amplitudy obu drgań składowych. Dookoła tej samej elipsy można jednak podobnych prostokątów opisać nieskończenie wiele; przeto też światło eliptyczne można rozłożyć na dwa promienie spolaryzowane prostolinijnie i prostopadłe względem siebie, na nieskończenie wiele sposobów; za każdym razem amplitudy i różnica faz będą inne. W szczególności, jeżeli boki tej ramki prostokątnej będą równoległe do osi głównych elipsy (jak na fig. 248), wówczas amplitudy drgań składowych równać się będą półosiom elipsy, a różnica faz będzie ćwierć okresu  $\left(\frac{\pi}{2}\right)$ , albo trzy ćwierci, pięć ćwierci i t. d.

Światło eliptyczne, badane jakimkolwiek analizatorem, przepuszczającym tylko prostolinijne drgania, nie daje nigdy zupełnej ciemności, lecz, jak już powiedzieliśmy, maxima i minima natężenia. Zupełnie podobnie przedstawia się w analizatorze światło częściowo spolaryzowane (mieszanka zwyczajnego z prostolinijnym ust. 204). Polaryzację eliptyczną można jednak natychmiast odróżnić potem, że stosowna dodatkowa różnica faz, uzupełniająca już istniejącą do  $\pi$  zamienia ją napowrót na prostoliniżną. Tak n.p. ćwierćfalówka umieszczona w biegu promieni eliptycznych, kierunkami swymi głównymi równoległe do osi elipsy (fig. 248) uzupełni różnicę faz do  $\pi$ , albo zniży ją do zera. W obu razach otrzymamy drganie proste, po jednej z przekątnych prostokąta,  $BD$ , albo  $AC$ .

Szczególnym przypadkiem eliptycznej jest polaryzacja kolista. W przypadku, do którego odnosi się fig. 248, elipsa zamieni się na koło, jeżeli amplitudy drgań składowych  $OX$  i  $OY$  będą jednakowo długie. Światło kolisto spolaryzowane powstaje tedy ze zbiegu dwu promieni spolaryzowanych prostolinijnie, w kierunkach wzajemnie prostopadłych, jeżeli ich okresy drgania i amplitudy są równe, a fazy różnią się o nieparzystą wielokrotność ćwierci okresu (tom I, ust. 27). Na promieniu kolisto-spolaryzowanym wektor świetlny zmienia nieustannie kierunek, wiruje jednostajnie około promienia, lecz jego długość pozostaje stałą. Badany analizatorem, promień taki nie wykazuje

też żadnych zmian natężenia, podobnie jak światło zwyczajne; za pomocą ćwierćfalówki można jednak natychmiast odróżnić te dwa rodzaje światła, podobnie jak to powiedzieliśmy wyżej o świetle eliptycznym i częściowo spolaryzowanym. Linia falowa, łącząca końce wektorów wykreślonych jednocześnie w różnych punktach promienia o polaryzacji kolistej, jest widocznie linią śrubową, opisaną na walcu kolistym (fig. 249, 250); krok śruby odpowiada długości fali.

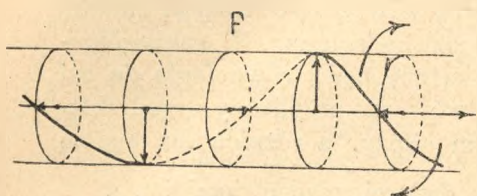


Fig. 249.

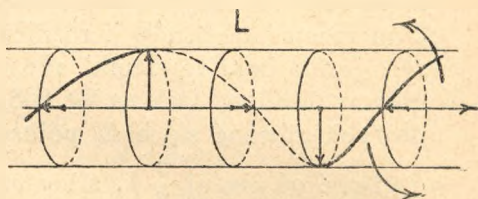


Fig. 250.

Światło koliste może być prawe albo lewe, zależnie od kierunku wirowania wektora świetlnego, w stosunku do oka, patrzącego na światło. Jeżeli składowa drgająca od dołu ku górze wyprzedza składową drgającą od lewej ku prawej o  $\frac{1}{4}$  okresu (albo o  $\frac{1}{4} + 1 = \frac{5}{4}$ ,  $\frac{1}{4} + 2 = \frac{9}{4}$ , ...), wówczas one łączą się w światło koliste prawe; natomiast otrzymuje się światło lewe, jeżeli wyprzedzanie wynosi  $\frac{3}{4}$ , albo  $\frac{7}{4}$ ,  $\frac{11}{4}$ , ... okresu.

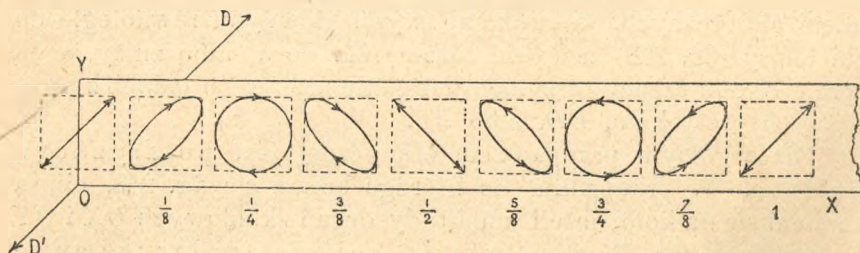


Fig. 251.

Wszystkie rodzaje polaryzacji światła jednorodnego można otrzymać obok siebie na klinie gipsowym, albo na kompensatorze Babinet'a, jeżeli kierunki główne  $OX$  i  $OY$  klina zawierają  $45^\circ$  z kierunkiem  $DD'$  drgań idących od polaryzatora. Zależnie od grubości (a więc od różnicy faz) z klina wychodzi światło prostolinijne, eliptyczne, koliste, prawe lub lewe, jak to widzimy na fig. 251.



208. POLARYZACJA, ODBICIE I ZAŁAMANIE W METALACH. Metale wyróżniają się wśród innych ciał niezmiernie małą przezroczystością. Nie są one zupełnie nieprzezroczystymi, gdyż w blaszkach niegrubszych jak kilka fal świetlnych przepuszczają nieco światła (n.p. najcieńsza folia złota przepuszcza słabe światło zielonawe). Amplituda fal świetlnych, wnikających w metal, zanika jednak niemal zupełnie już w najcieńszej wierzchniej warstewce; światło wnikające ulega pochłonięciu. Wartość amplitudy  $= a$  w świetle padającym, spada w głębokości  $z$  do  $a \cdot e^{-2\pi k \cdot \frac{z}{\lambda}}$ , w czym  $e$  oznacza zasadę logarytmów naturalnych ( $e = 2,718\dots$ ),  $\lambda$  długość fali danego światła w powietrzu. W głębokości równej jednej fali, amplituda staje się ułamkiem  $e^{-2\pi k}$  pierwotnej. Stała  $k$ , zależna od rodzaju metalu i od barwy światła, nazywa się wykładnikiem absorbcji. W wodzie

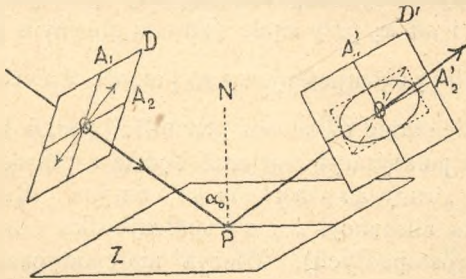


Fig. 252.

lub w szkle  $k$  wynosi mniej niż jedność podzielona przez sto milionów; w srebrze wartość tej stałej dochodzi do 3,6 jedności (w świetle sodowym). Metale pochłaniają tedy światło bardzo intensywnie, ale tylko w niezmiernie cienkiej warstewce; na ogół pochłaniają zatem bardzo mało, odbijają dużo, przeto też są doskonałymi zwierciadłami. Własności te zależą zresztą od rodzaju światła; miedź jest mniej przezroczystą w promieniach czerwonych ( $k$  większe), przeto odbija je też obficie niż inne; złoto i mosiądz odbijają żółte; srebro odbija różne barwy bardziej równomiernie, długofalowe jednak nieco lepiej (por. ust. 215).

Z tą silną absorbcją metali łączą się inne ich własności optyczne. W metalach współczynnik załamania nie jest niezależny od kąta padania; nie stosują się też wzory Fresnela (ust. 204), określające odbicie się światła spolaryzowanego od ciał przezroczystych. Rzućmy na zwierciadło metalowe  $Z$  (fig. 252) promień  $OP$  spolaryzowany pro-

stolinijnie, w ten sposób, iżby kierunek drgań  $OD$  zawierał kąt  $45^\circ$  z płaszczyzną padania. Drganie  $OD$  można rozłożyć na składową równoległą  $OA_1$  i drugą  $OA_2$ , prostopadłą do płaszczyzny padania; amplitudy ich będą jednakowe  $= a$ . Po odbiciu jednak nie będzie już tej równości; pierwsza zamieni się na  $\rho_1 a$ , druga na  $\rho_2 a$ . Obydwa współczynniki odbicia  $\rho_1$  i  $\rho_2$  (ułamki właściwe) zależą od kąta padania, jednakowoż niema takiego kąta padania, przy którymby  $\rho_1$  stawało się zerem. W zwierciadłach metalowych nie istnieje tedy kąt polaryzacyi, one nie mogą służyć jako polaryzatory. Jest natomiast taki kąt padania  $= \alpha_0$  (zwany głównym), iż stosunek:  $\frac{\rho_1}{\rho_2}$  jest mniejszy, aniżeli przy jakimkolwiek innym kącie. Nadto, zbadawszy światło odbite analizatorem i kompensatorem przekonamy się, że ono zamieniło się przez odbicie na światło eliptyczne. Wnosimy stąd, że wskutek odbicia wytworzyła się różnica fazy pomiędzy obu składowymi, różna od 0 i od  $\pi$ ; przy kącie padania głównym ( $\alpha_0$ ) różnica ta wynosi  $\frac{\pi}{2}$ . Jeżeli ją skompensujemy za pomocą ćwierćfalówki, wtenczas dopiero drganie stanie się znowu prostolinijnym, w kierunku  $O'D'$ , a jego płaszczyzna polaryzacyi zawierać będzie z płaszczyzną padania kąt  $D'O'A'_2 = \phi_0$ , zwany azymutem głównym. Kąty  $\alpha_0$  i  $\phi_0$  zależą od wykładnika absorbcyi  $k$  i od współczynnika załamania metalu  $n$  (dla promieni prostopadłych). Teorya matematyczna tego zjawiska okazuje, że zależność ta wyraża się przez następujące równania:

$$\sin \alpha_0 \cdot \operatorname{tg} \phi_0 = \sqrt{n^2 + k^2}, \quad \operatorname{tg} 2\phi_0 = \frac{k}{n}.$$

Wzory te służą do obliczania absorbcyi i współczynnika załamania metali (ten ostatni Kundt zdołał wprost zmierzyć, spostrzegając zboczenie promieni w cieniutkich, cokolwiek przyrmatycznych blaszkach). Jest rzeczą godną zaznaczenia, że w niektórych metalach  $n$  okazało się dla pewnych barw mniejszem od jedności, co znaczy, że światło porusza się w nich prędzej, niż w próżni. Dodamy jeszcze, że stosunek natężeń światła odbitego i padającego (prostopadle), czyli t. zw. zdolność odbijająca wyraża się wzorem:

$$r = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}.$$

Wzór Fresnela dla ciał przezroczystych (ust. 204, 2) jest widocznie szczególnym przypadkiem powyższego (gdy  $k = 0$ ).



Odbicie metaliczne spotyka się zresztą nietylko w metalach. Są ciała na ogół przezroczyste, które jednakże jeden lub drugi rodzaj promieni jednorodnych chłoną równie intensywnie, jak metale chłoną wszystkie. Ciała tego rodzaju (fuksyna i wiele innych barwników anilinowych, także liczne barwniki spotykane w przyrodzie żywej) okazują też połysk metaliczny, ale zarazem barwny, gdyż odbijają najsilniej te promienie, które chłoną na sposób metali (ciała o barwach powierzchniowych); w świetle przepuszczonem okazują też zabarwienie dopełniające do barwy powierzchniowej odbitej (fuksyna ma połysk zielony, przepuszcza natomiast promienie czerwone).

## TABLICA

SPÓŁCZYNNIKÓW ZAŁAMANIA I ABSORBCYI W METALACH.

(Światło sodowe).

	<i>n</i>	<i>k</i>		<i>n</i>	<i>k</i>
Srebro . . . . .	0,18	3,67		Miedź . . . . .	0,64 2,62
Złoto . . . . .	0,37	2,82		Stal . . . . .	2,41 3,40
Platyna . . . . .	2,06	4,26		Rtęć . . . . .	1,73 4,96

209. POLARYZACJA ELIPTYCZNA W ODBICIU CAŁKOWITEM. Odbicie się całkowite światła od ośrodka optycznie rzadszego (pod kątem większym od granicznego, ust. 183) jest w tem podobne do odbicia się od metali, że powierzchnia odbijająca zachowuje się i w tym razie, jak gdyby była nieprzezroczystą; nie z powodu absorbcyi, lecz z tej przyczyny, że fale cząstkowe nie łączą się w ośrodku rzadszym w falę wypadkową (ust. 183). Drganie świetlne przenika zresztą i w ośrodek rzadszy na odległość niezmiernie małą — znowu podobnie jak w metalach. Analogię do odbicia metalicznego znajdujemy nakoniec i w tem, że światło spolaryzowane prostolinijnie (którego drgania nie są ani równoległe do płaszczyzny padania, ani prostopadłe do niej, lecz pochylone n.p. pod kątem 45°) zamienia się po całkowitem odbiciu na światło eliptyczne (fig. 253). Już Fresnel okazał, że w tym przypadku faza drgania zmienia się, w chwili odbicia, i to inaczej dla składowej równoległej do płaszczyzny padania, inaczej dla prostopadłej. Po odbiciu pierwsza wyprzedza drugą w fazie o kąt  $\delta$ , przyczem:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n^2}}{\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \alpha},$$

$n$  oznacza współczynnik załamania ośrodka optycznie rzadszego, względem gęstszego. Stąd polaryzacja eliptyczna. W szkłe, którego współczynnik  $\frac{1}{n} = 1,51$ , różnica faz wynosi dokładnie  $45^\circ$ , t. j.  $\frac{1}{2}$  fali, jeżeli kąt padania  $\alpha = 54^\circ 37'$ ; oblicza się to z powyższego wzoru Fresnela. Po dwukrotnym odbiciu całkowitem, pod tymże kątem,  $\delta$  wzrasta do  $90^\circ$ , czyli do  $\frac{1}{4}$  fali; światło wychodzi zatem z polaryzacją kolistą, jeżeli amplitudy obu składowych były równe (drżanie pierwotne pod kątem  $45^\circ$ ). Szklany rombościan Fresnela (fig. 254) działa zatem podobnie jak ćwierćfalówka.

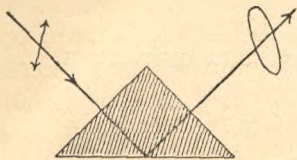


Fig. 253.

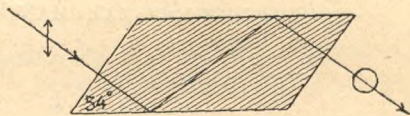


Fig. 254.

**210. ZAŁAMANIE PODWÓJNE JEDNOOSIOWE.** Zachowanie się ciał różnokierunkowych w przyrządzie polaryzacyjnym (ust. 205) można było uzasadnić i wytłumaczyć jakościowo i ilościowo na podstawie założenia, że ciała te rozkładają drżanie świetlne, dowolnego kierunku, na dwie składowe, prostopadłe względem siebie, a rozchodzące się w ciele z różnymi prędkościami. Kierunki tych drgań składowych wskazane były przez wewnętrzny ustrój ciała, zdradzający się w kryształach zewnętrzną ich postacią.

Różna prędkość przewodzenia fal świetlnych jest jednak, jak wiemy, powodem różnego załamywania się światła (ust. 180). Nazwalismy przeto ciała optycznie różnokierunkowe także podwójnie łamiąciami. W istocie też, promień światła, trafiający powierzchnię kryształu optycznie różnokierunkowego (ścianę naturalną, albo sztuczną), rozkłada się w nim na dwie składowe, z których każda porusza się z inną prędkością, a wskutek tego łamie się też wogóle pod innym kątem: promień pojedynczy rozszczepia się w kryształach na dwa promienie oddzielne. Zjawisko to nazywa się podwójnym załamaniem.

Załamaniu podwójnemu ulega jednak nie tylko światło pierwotnie spolaryzowane, lecz także zwyczajne. Światło zwyczajne



można bowiem zawsze uważać jako złożone z dwu równych części, spolaryzowanych w dwu płaszczyznach prostopadłych do siebie, ale zresztą jakichkolwiek (ust. 204); promień światła zwyczajnego, padający na kryształ, możemy więc rozłożyć w myśli na dwie części, spolaryzowane w tych właśnie kierunkach, jakie odpowiadają w danym przypadku drganiom możliwym w kryształach. Jeden z promieni powstających przy podwójnym załamaniu zabiera jedną z tych części, drugi drugą. Stąd wynika, że światło zwyczajne, łamiąc się podwójnie, polaryzuje się zarazem prostolinijnie. I po wyjściu z kryształu każdy z promieni zachowuje nabyty porządek drgania; obydwa są spolaryzowane, w kierunkach do siebie prostopadłych. Natężenia mają równe, o ile kryształ jest jednakowo dla nich przezroczysty (turmalin, jak wiemy, pochłania jeden z nich nierównie silniej, niż drugi).

Z tego sposobu przedstawienia wynika zarazem, że światło już pierwotnie prostolinijnie spolaryzowane, nie zawsze załamuje się będzie podwójnie. Jeżeli mianowicie drgania jego odpowiadają, co do kierunku, drganiom jednego z mających powstać promieni, wówczas też tylko ten jeden powstanie. W ogólności jednak powstają dwa (jak w ust. 205).

Zjawiska podwójnego załamania były po raz pierwszy opisane przez Erazma Bartolina w roku 1669; dostrzegł on je w szpacie islandzkim (węglanie wapniowym, kryształizującym się w układzie sześciobocznym), w którym to kryształach one występują bardzo wybitnie. Później okazało się, że wszystkie ciała różnokierunkowe załamują podwójnie; a więc wszystkie kryształy przezroczyste (z wyjątkiem równoosiowych), wiele ciał organicznych, ciała odkształcone różnokierunkowo, które pierwotnie były pojedynczo łamiąciami, jak n.p. szkło odkształcone (ust. 205) i t. d. Najprostsze są zjawiska podwójnego załamania w kryształach, gdyż kryształy są to ciała jednolite; każda ich cząstka działa tak samo, jak każda inna, równolegle położona. Inne ciała, niejednolite, zachowują się jakby zbiorowiska kryształów podwójnie łamiących (ziarnka skrobi i t. p.).

Szpat islandzki kryształuje się w rombościanach. Formę regularną takiego kryształu wyobraża fig. 255. Oś główna, łącząca naroża tępe  $O$  i  $O'$ , w których spotykają się trzy równe kąty rozwarte  $AOB$ ,  $BOC$  i  $COA$ , ustawioną jest na tym rysunku pionowo. Dzięki doskonałej łupliwości w kierunku równoległym do ścian rombościanu, można z większego kawałka szpatu

wykrzesać z łatwością płytki (fig. 256, widok z góry i z boku), albo słupki (fig. 262); pod względem optycznym i krystalograficznym one są zupełnie równoważne formie regularnej. Ośią główną, zarazem optyczną, nie nazywa się tedy pewna linia w kryształach, lecz wszelki kierunek równoległy do osi formy regularnej. Przecięciem głównym nazywa się wszelka płaszczyzna przechodząca przez oś optyczną  $OO'$  (lub do niej równoległa).

Załamanie podwójne w szpacie islandzkim można uważać jako przykład typowy, stosujący się do tych wszystkich kryształów, które posiadają jedną oś główną i osi boczne, do głównej prostopadłe, ale równoważne pomiędzy sobą (układy: kwadratowy, trójboczny, sześcioboczny, z wyjątkiem kryształów skręcających płaszczyznę polaryzacji — ust. 213). Pod względem optycznym kryształy takie objawiają symetrię bryły obrotowej: wszystkie kierunki prostopadłe do osi głównej, czyli optycznej, są zupełnie równoważne pod względem optycznym. Zowią się też te kryształy jednoosiowymi. Z dwu promieni, powstających w podwójnym załamaniu, jeden, zwany zwyczajnym, podlega zwykłemu prawom załamania, jakby w ciele równokierunkowym. Drugi natomiast, nadzwyczajny, uchyla się od tych praw, nie leży wogóle w płaszczyźnie padania, ani też stosunek wstawy kąta padania do wstawy kąta załamania nie jest stały, lecz zależy od kierunku promienia. Fig. 256 objaśnia to na przykładzie najprostszym, gdy promień padający jest prostopadły do ściany naturalnej szpatu islandzkiego. Promień zwyczajny  $z$  przechodzi przez płytkę, nie zmieniając kierunku, jak gdyby przez szkło; nadzwyczajny  $n$  zbacza od pierwotnego kierunku, pozostaje atoli w przecięciu głównym; po wyjściu z płytki biegnie równoległe do padającego. Jedynie w kierunku

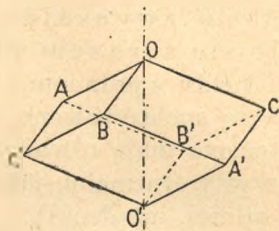


Fig. 255.

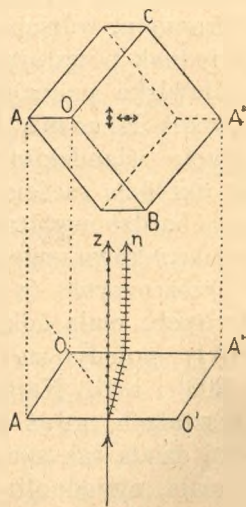
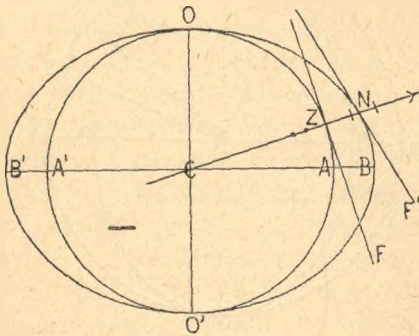


Fig. 256.



ku osi kryształy jednoosiowe nie załamują podwójnie. Płytką ze szpatu opatrzoną ścianami sztucznymi, prostopadłymi do osi, zachowuje się pod każdym względem — wobec promieni trafiających ją prostopadle — jak szyba szklana (wyjątek stanowią tu znowu kryształy skręcające, ust. 213).

Pod względem kierunku polaryzacji obu promieni podwójnie załamanych, badanie za pomocą szyby szklanej, albo turmalinu, przekonywa, że zwyczajny jest zawsze spolaryzowany w przecięciu głównem (druga tedy, według założeń przyjętych w ust. 203, prostopadle do przecięcia głównego, jak na fig. 256); płaszczyzna polaryzacji promienia nadzwyczajnego jest natomiast prostopadła do przecięcia głównego.



Fig, 257.

Określenie przebiegu obu promieni, nietylko w tak prostym przypadku, jak na fig. 256, lecz w każdym dowolnym, umożliwia konstrukcja powierzchni falowej kryształów jednoosiowych, znaleziona przez Huygens'a już w r. 1691. Wyobraźmy sobie, że przez jakikolwiek punkt  $C$  we wnętrzu kryształu (fig. 257) przechodzą wążutkie wiązki promieni we wszystkich możliwych kierunkach:  $CB$ ,  $CN$ ,  $CO$  i t. d. Po upływie jednostki czasu falowanie rozejdzie się ze środka  $C$ , wzdłuż tych wszystkich wiązek, do granic pewnej powierzchni; jest to powierzchnia falowa. Powierzchnia ta składać się będzie widocznie z dwu powłok, gdyż światło zwyczajne, drgające w innym kierunku, porusza się też z inną prędkością, aniżeli nadzwyczajne. Co do drgań zwyczajnych, prostopadłych do przecięcia głównego, powiedzieć możemy z góry, że właściwą im powierzchnią falową

będzie kula  $AOA'O'$ ; one stosują się bowiem do zwykłych praw załamania, mają przeto prędkość jednakową we wszystkich kierunkach.

W każdej z tych wiązek drgania uszykują się zresztą w dwu określonych kierunkach, wskazanych przez budowę kryształu: prostopadle, albo równoległe do przecięcia głównego, jako światło zwyczajne i nadzwyczajne.

W wiązce  $CAB$ , prostopadłej do osi optycznej  $OO'$  (przypadek omawiany obszernie w ust. 205) mieć będziemy tylko drgania prostopadłe do osi (zwyczajne), albo do niej równoległe (nadzwyczajne). Pierwsze dojdą do  $A$ , drugie do  $B$ ; od-

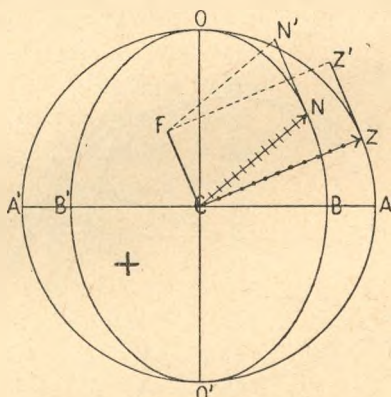


Fig. 258.

cinki  $CA$  i  $CB$  wyobrażają (na fig. 257 i 258) prędkości ich rozchodzenia się w tym kierunku. W niektórych kryształach, zwanych dodatnimi (n.p. kwarc, fig. 258), zwyczajne poruszają się prędzej, w innych, ujemnych (szpat islandzki, fig. 257), powolniej od nadzwyczajnych.

W wiązce  $CO$ , równoległej do osi, wszelkie możliwe kierunki drgania muszą mieć tę samą prędkość, z powodu symetrii dokoła osi; światło zwyczajne nie różni się tu niczem od nadzwyczajnego. W tym kierunku istnieje zatem jedna tylko prędkość:  $CO = CA$ , porusza się jedna tylko fala o dowolnym kierunku drgania; obie powłoki powierzchni falowej dotykają się zatem w punktach  $O'$  i  $O$ .

We wszelkich innych wiązках n.p.  $CZN$  (fig. 257), promienie zwyczajne mają stale tę samą prędkość  $CZ = CO = CA$ ; oznaczymy ją przez  $v$ . Prędkość promieni nadzwyczajnych (mie-



rzona wzdłuż promienia) zmienia się natomiast od wartości największej lub najmniejszej  $CB$ , w kierunku prostopadłym do osi — oznaczmy ją przez  $v'$  — aż do wspólnej ze zwyczajnymi ( $v$ ) w kierunku osi  $CO$ . Huygens przypuszczał, a nowsze pomiary stwierdziły, że prędkość promieni nadzwyczajnych, w różnych kierunkach, jest proporcjonalna do promienia wodzącego elipsy, której osi główne są  $CO = v$  i  $CB = v'$ . Przecięcie powierzchni falowej, przedstawione na rysunku, składa się tedy z elipsy i z koła wpisanego w nią, lub opisanego dokoła niej. Zważywszy, że powierzchnia ta jest obrotową, zrozumiemy łatwo, że powierzchnia falowa kryształów jednoosiowych składa się z elipsoidy obrotowej i z kuli, dotykającej się elipsoidy w końcach bądź to mniejszej, bądź większej osi (fig. 257, 258).

Powierzchnia ta wskazuje jednak nie tylko bieg promieni, lecz i przebieg fal; zobaczymy zaraz, że to nie jest jedno. Jeżeli środkiem kryształu biegnie fala płaska  $CF$  (fig. 258) \*) i jeżeli to jest fala zwyczajna, wówczas po upływie jednostki czasu jej położenie posunie się naprzód o długość  $v$ , do  $ZZ'$ , w kierunku promienia  $CZ$ . Jeżeli to zaś jest fala nadzwyczajna, znajdziemy jej ruch w następujący sposób. Ze wszystkich punktów płaszczyzny  $CF$  kreślimy w myśl fale cząstkowe, a więc elipsoidy, takie same, jaką  $BOB'O'$  jest dla punktu  $C$ . Wypadkową tych wszystkich fal cząstkowych będzie (w myśl znanej konstrukcji Huygens'a) wspólna ich styczna, a więc płaszczyzna  $NN'$ , styczna także do elipsoidy wykreślonej z  $C$ , w punkcie  $N$ .  $CFN'N$  stanowić będzie odpowiednią wiązkę promieni, przewodzących tę wypadkową płaską falę, z położenia  $CF$  do położenia  $NN'$ . Promień nadzwyczajny, należący do fali płaskiej  $CF$ , łączy tedy środek powierzchni falowej z punktem styczności  $N$ , nie jest zatem prostopadły do fali; jednak i tu, jak zawsze, promień wskazuje drogę, po której porusza się energia promienista. Widać zresztą, że promień nadzwyczajny będzie prostopadły do fali, w dwu szczególnych położeniach tejże: jeżeli fala jest prostopadła, albo równoległa do osi. Na fig. 257  $F$  i  $F'$ , płaszczyzny styczne do koła i do elipsoidy oznaczają, w myśl tego, cośmy dopiero co powiedzieli, czoła fal, należących do zwyczajnej wiązki  $CZ$  i do nadzwyczajnej  $CN$ , biegnących w tym

\*) Linia  $CF$  na fig. 258 wyobraża płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzny rysunku.

samym kierunku. Czoła te nie są zatem bynajmniej równoległe do siebie, jakkolwiek promienie idą w tym samym kierunku.

Za pomocą powierzchni falowej można łatwo znaleźć kierunki obu promieni, na które dzieli się promień światła zwyczajnego, wstępując w kryształ. Przypuśćmy, że na powierzchni  $MN$  kryształu (fig. 259) pada wiązka promieni równoległych w kierunku  $PC$ , a więc fale płaskie; jedną z nich jest  $CF$ . Po upływie jednostki czasu fala ta posunie się do  $DF'$ ;  $FD = v_0$  oznacza prędkość światła w powietrzu. Tymczasem z punktu  $C$ ,

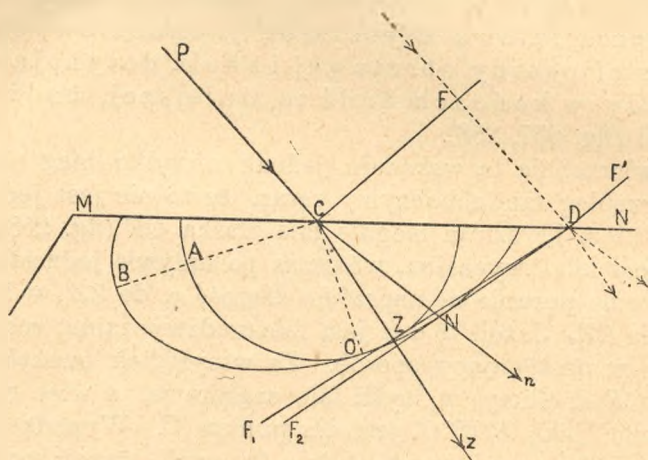


Fig. 259.

potracanego przez przebiegające fale, rozwija się w kryształach fala cząstkowa, złożona z kuli o promieniu  $CA = CO = v$  i elipsoidy obrotowej, mającej półośi  $CO = v$  i  $CB = v'$ ; pierwsza jest równoległa do osi optycznej kryształu \*). Jednocześnie rozwinęły się ze wszystkich punktów między  $C$  i  $D$  podobne, tylko proporcjonalnie mniejsze powierzchnie; w punkcie  $D$  powierzchnia zaczyna dopiero się tworzyć. Fala załamana jest to wspólna im styczna płaszczyzna (por. ust. 181). Widać natychmiast, że takich stycznych mieć będziemy dwie:  $DZ$  dotyka się kuli,  $DN$  jest styczną do elipsoidy;  $CZ$  i  $CN$  są to oba szukane promienie: zwyczajny i nadzwyczajny.

\*) Oś  $CO$  nie leży w ogólności w płaszczyźnie rysunku, chyba, że płaszczyzna padania promieni  $PC$  jest zarazem przecięciem głównym kryształu.



Ciała podwójnie łamiące, jednoosiowe, mają dwa współczynniki załamania, powiedzmy lepiej, dwie stałe, określające prawo załamania i kształt powierzchni falowej. Wartości ich są:

$$n = \frac{v_0}{v} \quad \text{i} \quad n' = \frac{v_0}{v'},$$

z nich jednak tylko pierwszy ma to znaczenie ( $= \sin \alpha : \sin \beta$ ), jakie współczynniki załamania przypisuje prawo Snell'a (ust. 180). Poniżej podajemy wartości współczynnika zwyczajnego  $n$  i nadzwyczajnego  $n'$  w szpacie islandzkim, w kwarcu (kryształy skalnym) i w kryształkach lodu, dla kilku rodzajów światła jednorodnego.

	B	C	D	F	H
Szpat islandzki:					
$n$ . . . .	1,6530	1,6545	1,6585	1,6679	1,6833
$n'$ . . . .	1,4841	1,4847	1,4865	1,4908	1,4977
K w a r c:					
$n$ . . . .	1,5410	1,5419	1,5442	1,5497	1,5582
$n'$ . . . .	1,5500	1,5510	1,5534	1,5590	1,5677
L ó d:					
$n$ . . . .	1,3065	1,3072	1,3091	1,3134	—
$n'$ . . . .	1,3078	1,3086	1,3104	1,3147	—

Linie isochromatyczne kryształów jednoosiowych W ust. 205 opisaliśmy barwy (jednostajne), jakie okazują w polaryskopie płytki krystaliczne, bardzo cienkie, przy użyciu światła białego równoległego. Jednakże i grube płytki krystaliczne okazują zabarwienie, albo raczej różnobarwne prążki, t. zw. linie isochromatyczne, jeżeli zamiast światła równoległego zastosujemy wiązki promieni o najrozmaitszych kierunkach, n.p. światło zbieżne. W świetle jednorodnym linie isochromatyczne przedstawiają się jako prążki naprzemian jasne i ciemne, w kształcie kół albo hiperbol. Powstawanie ich wytłumaczymy następującym przykładem. Fig. 260 okazuje płytkę  $K$ , n.p. szpatu islandzkiego, wyciętą prostopadle do osi optycznej, umieszczoną między dwoma turmalinami skrzy-

żowanymi (polaryzator  $T_1$ , analizator  $T_2$ ), oświetloną światłem n.p. jasnego nieba, a więc wiązkami promieni najrozmaitszych kierunków. Soczewka  $S$  — n.p. oko, przyłożone tuż do analizatora — zbiera każdą wiązkę promieni, przechodzących przez płytkę w tym samym kierunku, w odpowiednim punkcie  $P$  swej płaszczyzny ogniskowej. Otóż drgania w każdej takiej wiązce (z wyjątkiem wiązki równoległej do osi) rozkładają się w kryształce na dwie składowe: jedna drga w przecięciu głównym, druga prostopadle do niego. Przechodząc przez płytkę, one nabywają pewnej różnicy faz (małej, mimo znacznej grubości płytki, co wynika już ztąd, że w kierunku osi różnica faz jest

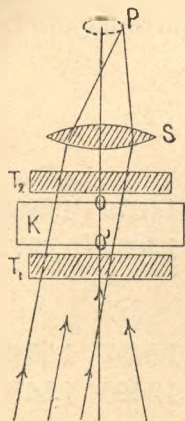


Fig. 260.

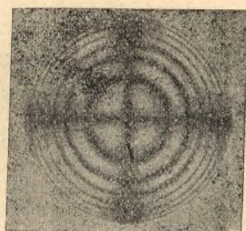


Fig. 261.

zero). Po wyjściu z analizatora  $T_2$ , sprowadzone do jednej płaszczyzny drgania, one wzmacniają się lub niszczą, zależnie od wartości nabytej w płytce różnicy faz. Ponieważ we wszystkich wiązkach jednakowo ku osi pochylonych, różnica faz jest jednakowa, przeto w płaszczyźnie ogniskowej soczewki wystąpi szereg spółśrodkowych pierścieni, naprzemian ciemnych i jasnych (fig. 261). Pierścienie te przecięte są czarnym krzyżem, o ramionach równoległych do płaszczyzn drgania polaryzatora i analizatora; wszystkie bowiem wiązki, padające równoległe do płaszczyzny drgania polaryzatora  $T_1$ , drgają tem samym, po przejściu przez  $T_1$ , równoległe do przecięcia głównego płytki  $K$ , nie łamią się zatem w niej poowójnie, lecz tylko nadzwyczajnie, niema więc rozkładu ani różnicy faz; analizator skrzyżowany gasi wszystkie, jakkolwiek są pochylone ku osi. Wszystkie natomiast wiązki padające równoległe do płaszczyzny polaryzacji polaryzatora



$T_1$ , łamią się znowuż tylko zwyczajnie, znowu tedy nie rozkładają się i nie dają powodu do interferencji. W polaryskopie równoległym otrzymuje się obraz dopełniający: na miejsce ciemnych pierścieni wstępują jasne, na miejsce czarnego krzyża jasny. Płytki krystaliczne równoległe do osi okazują również prążki, w kształcie hiperbol.

**211. PRYZMAT NICOLA.** Szpat islandzki, dzięki swej przezroczystości i bezbarwności, jest doskonałym polaryzatorem. Jako ciało podwójnie łamiące daje jednak dwie wiązki promieni, spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych, co bywa częstokroć niedogodnem, ile że wiązki te mieszają się, jeśli są szerokie, a kryształ nie zbyt gruby (por. zad. 345). Można

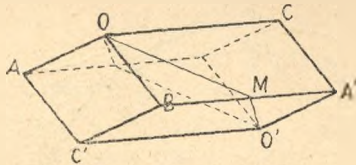


Fig. 262.

wszelako, jak okazał Nicol, pozbyć się jednej z nich, zwyczajnej, przez całkowite odbicie; wtenczas światło zwykłe, rzucone na kryształ wyjdzie zeń całkowicie spolaryzowane, wedle kierunku drgania promieni nadzwyczajnych. Słupek szpatu nieco wydłużony, o podstawach rombowych  $ABC'O$ ,  $A'B'CO'$  (fig. 262, albo w przekroju fig. 263), przecina się w tym celu piłką na dwie

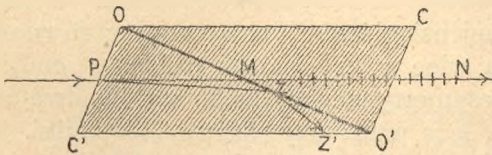


Fig. 263.

połowy, cięciem  $OMO'M'$ , prostopadłym do przecięcia głównego  $OCO'C'$ , tudzież do rombów podstaw (zebranych uprzednio cokolwiek, tak, żeby kąt  $OCO' = OC'O'$  zamiast  $71^\circ$ , jak bywa w kryształach naturalnym, mierzył tylko  $68^\circ$ ). Płaszczyzny cięcia, dobrze wygładzone, skleja się napowrót warstewką balsamu kanadyjskiego, który jest ciałem optycznie rzadszem ( $n = 1,54$ ), aniżeli szpat w promieniach zwyczajnych ( $n = 1,66$ ). Promień

zwyczajny też  $PZ$  (fig. 263), który trafia tę warstewkę pod kątem większym od granicznego \*), ulega całkowitemu odbiciu. Przechodzi przez pryzmat tylko promień nadzwyczajny, drgający tylko w przecięciu głównem, a więc równoległe do krótszej przekątnej podstaw rombów. Pryzmat Nicola, zwany przez skrócenie nikolem, bywa powszechnie używany w rozlicznych przyrządach polaryzacyjnych, bądź to jako polaryzator, bądź jako analizator. Obok pryzmatu Nicola spotyka się też często inne podobne konstrukcje, również ze szpatu; między nimi odznacza się pryzmat Prazmowskiego tem, że na końcach ścięty jest prostopadłe do długości.

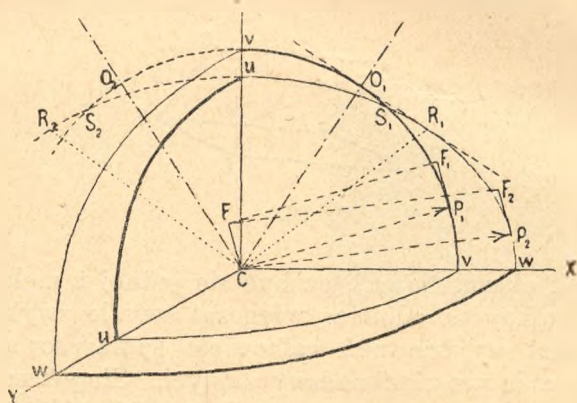


Fig. 264.

**212. PODWÓJNE ZAŁAMANIE DWUOSIOWE.** W kryształach nie mających jednej osi głównej, połączonej z równoważnymi osiami bocznymi, a więc w kryształach układów rombów, jednooskośnego i niesymetrycznego, załamanie podwójne określa się nie przez dwa, lecz przez trzy różne współczynniki. Promień zwyczajnego światła, padający na kryształ, dzieli się i w tym przypadku na dwa promienie, lecz żaden z nich nie stosuje się wogóle do zwyczajnych praw załamania, żaden nie jest zwyczajnym. W kryształach takich, nawet zgoła niesymetrycznych, są zawsze trzy kierunki główne, wzajemnie prostopadłe, ale niema między nimi dwu równoważnych sobie, w tem znaczeniu, w jakim wszystkie kierunki prostopadłe do osi kryształów jednoosiowych są między sobą równoważnymi.

\*) Por. zadanie 346.



O kształcie powierzchni falowej w tych kryształach (powierzchnia Fresnela) można uzyskać niejaki wyobrażenie w następujący sposób. Niechaj  $CX$ ,  $CY$ ,  $CZ$  (fig. 264) wyobrażają kierunki główne;  $YCZ$ ,  $ZCX$ ,  $XCY$  trzy płaszczyzny główne, prostopadłe do kierunków głównych. Płaszczyzny te odznaczają się wśród innych tem, że fale płaskie, równoległe do którejkolwiek z nich, dają promienie do niej prostopadłe; w ogólności nie bywa tak, promienie są ukośne względem fal, podobnie jak promienie nadzwyczajne w kryształach jednoosiowych (ust. 210). Tak n.p. do fali  $XCY$  należą promienie równoległe do  $CZ$ ; fala ta biegnie w kierunku  $CZ$ , promień jest prostopadły do fali. W każdej z tych płaszczyzn symetrii optycznej możliwe są zresztą tylko dwa kierunki drgania, wskazane przez budowę kryształu, i to znowu równoległe do kierunków głównych, które w niej leżą. Wszelkie drganie w płaszczyźnie n.p.  $XCY$  rozpadnie się zawsze na dwie składowe, równoległe do  $CX$  i do  $CY$ ; pierwsza biedz będzie w kierunku  $CZ$ , z prędkością  $u$ , druga w tym samym kierunku, ale z różną od tamtej prędkością  $v$ . Podobnież promienie biegnące wzdłuż  $CX$  mają, zależnie od kierunku drgania, prędkość  $v$ , taką samą, jak wyżej, jeżeli drgają w kierunku  $CY$ , albo inną  $w$ , jeżeli drgania są równoległe do  $CZ$ . Kierunkowi  $CY$  odpowiadają znowu prędkości  $w$  i  $u$ . Trzy są tedy prędkości główne w kryształach i trzy odpowiednie im współczynniki załamania:

$$n_1 = \frac{v_0}{u}, \quad n_2 = \frac{v_0}{v}, \quad n_3 = \frac{v_0}{w},$$

jeśli  $v_0$  oznacza, jak zwykle, prędkość światła w powietrzu, lub w próżni.

Linie przecięcia się powierzchni falowej z płaszczyznami głównymi są albo kołami, albo elipsami. Tak n.p. płaszczyzna  $XCY$  przecina się z tą powierzchnią w kole  $wv$  o promieniu  $Cw$  (koła znaczone są liniami pełniejszymi, żeby w rysunku perspektywicznym odróżniały się od elips) i w elipsie, której półosiami są  $Cu$  i  $Cv$ . Fig. 264 wyobraża jedną ósemkę powierzchni falowej; z tego szkieletu można poznać, że jest to powierzchnia o dwu powłokach, zewnętrznej i wewnętrznej, które dotykają się siebie tylko w czterech punktach  $S_1$ ,  $S_2$  i dwu podobnych poniżej płaszczyzny  $XCY$ . W pobliżu tych czterech punktów zetknięcia powłoka zewnętrzna okazuje cztery lejkowate zagłęb-

bienia — wewnętrzną cztery ostre naroża, jak to okazuje wyraźniej fig. 265, przedstawiająca widok całej powierzchni (z jednej ósemki zdjętą jest powłoka zewnętrzna, żeby okazać wewnętrzną). Jeżeli przyjmiemy, że prędkość  $v$  jest pośrednią między  $u$  i  $w$ , zaś  $u$  najmniejszą,  $w$  największą wśród wszystkich trzech, wówczas owe cztery punkty  $S$ , jak okazuje rysunek, znajdować się będą w płaszczyźnie przechodzącej przez kierunek  $CX$ , któremu odpowiada najmniejsza prędkość, i  $CZ$ , do którego należy największa. W tej płaszczyźnie  $X CZ$ , jak widzimy, koło przecina się z elipsą.

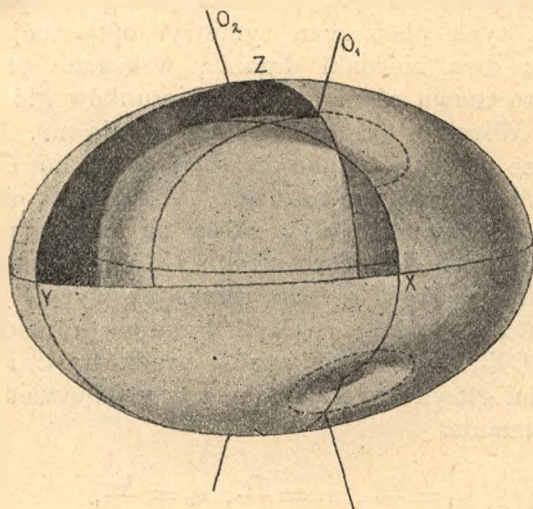


Fig. 265.

Gdyby było  $v = u$ , powierzchnia Fresnel'a zamieniłaby się na powierzchnię falową kryształów jednoosiowych ujemnych; osią stałby się kierunek  $CZ$ . Gdyby było  $v = w$ , otrzymalibyśmy znowu powierzchnię taką, jak na fig. 258,  $CX$  byłoby osią.

Fala płaska, jakkolwiek położona  $CF$  (fig. 264), postąpi w jednostce czasu do nowego położenia, stycznego do powierzchni falowej, a więc, zależnie od kierunku drgań, do  $P_1 F_1$ , albo do  $P_2 F_2$ . Linie  $CP_1$  i  $CP_2$  wiodące ku punktom styczności  $P_1$  i  $P_2$  wskazują kierunki obu promieni, należących do danego położenia fali (podobnie jak w kryształach jednoosiowych, fig. 258).

Są jednak dwa położenia fali płaskiej, w których takiego rozpadnięcia się na dwie fale nie ma. Poprowadźmy mianowi-



cie płaszczyznę równoległą do  $CY$ , a dotykającą się jednocześnie koła  $vv$  i elipsy  $uw$ ; znajdziemy widocznie dwie takie styczne:  $O_1R_1$  i  $O_2R_2$ . Fala płaska, równoległa bądź to do  $O_1R_1$ , bądź do  $O_2R_2$ , mieć będzie tylko jedną jedyną prędkość, nie rozpadnie się tedy na dwie fale. Prostopadłe  $CO_1$  i  $CO_2$  do tych płaszczyzn nazywają się osiami optycznymi; one leżą widocznie w płaszczyźnie  $XCZ$ , prostopadłej do kierunku średniego  $CY$ .

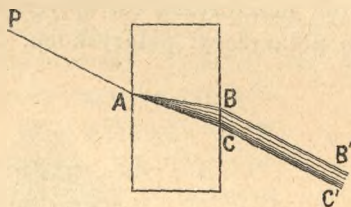


Fig. 266.

Jakkolwiek atoli w kierunku  $O_1R_1$ , albo  $O_2R_2$  możliwą jest jedna tylko płaszczyzna styczna do powierzchni falowej, liczba punktów w styczności jest jednak nieskończenie wielka. Szczegółowe badanie geometryczne powierzchni Fresnel'a okazało bowiem, że wspomniana płaszczyzna dotyka się powierzchni falowej nie tylko w punktach  $R_1$  i  $O_1$ , lecz jednocześnie dotyka się całego brzegu zagłębienia lejkowatego, na obwodzie koła o średnicy  $R_1O_1$  (albo  $R_2O_2$ ). Na fig. 265 te koła styczności oznaczone są liniami kreskowanymi. Do każdego punktu styczności idzie promień światła; stąd wynika, że do fali prostopadłej do jednej lub drugiej osi optycznej należy nieskończenie wiele promieni, ułożonych na powierzchni stożka  $O_1CR_1$ . Ten osobliwy przypadek załamania stożkowego (wewnętrznego)\* można łatwo okazać w kryształach arragonitu (gdzie kąt  $R_1CO_1$  wynosi blisko  $2^\circ$ ). Promień  $P$  (fig. 266) rozpada się w kryształach na stożek promieni  $BAC$ , a opuszcza płytkę jako walec pusty  $BB'CC'$ . Punkt świecący widziany przez płytkę w tym kierunku przedstawia się jako jasna obrączka.

\* Jest jeszcze drugi rodzaj załamania stożkowego (zewnątrzne) wynikający z tego, że do promienia  $CR_1$ , albo  $CR_2$ , należy nieskończona liczba płaszczyzn falowych, wszystkie styczne do powierzchni na spodzie lejka.

Linie isochromatyczne kryształów dwuosiowych. Wspomniemy jeszcze krótko, że zamiast pierścieni i krzyża, jakie w polaryskopie okazują grubsze płytki jednoosiowe, prostopadłe do osi, w płytkach dwuosiowych widzi się (w świetle zbieżnym) obrazy wskazujące niekiedy wyraźnie istnienie dwu osi optycznych. Jeżeli ściany płytki są prostopadłe do linii połowiącej kąt między osiami (płytki łyseczku ograniczone naturalnymi płaszczyznami łupliwości), wtenczas linie isochromatyczne są lemniskatami (fig. 267 i 268); pierwszą otrzymuje się, jeżeli płaszczyzna osi optycznych ( $XCZ$ ) jest równoległa do płaszczyzn polaryzacji polaryskopu, drugą, jeżeli zawiera z nimi kąt  $45^\circ$ .

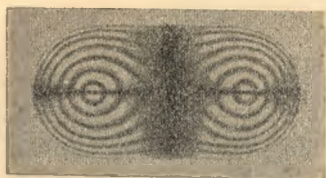


Fig. 267.



Fig. 268.

#### SPÓŁCZYNNIKI ZAŁAMANIA KRYSTAŁÓW DWUOSIOWYCH.

	G i p s:				Łyszczyk
	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>F</i>	<i>D</i>
$n_1$ . . .	1,5273	1,5281	1,5305	1,5360	1,598
$n_2$ . . .	1,5194	1,5204	1,5229	1,5283	1,594
$n_3$ . . .	1,5174	1,5183	1,5208	1,5263	1,560

**213. SKRĘCENIE PŁASZCZYZNY POLARYZACJI.** W niektórych gromadach kryształów, należących do układów o jednej osi optycznej, powierzchnia falowa różni się cokolwiek od powierzchni Huygens'a, którą opisaliśmy w ust. 210. Składa się ona z elipsoidy obrotowej i z kuli, jednakże kula nie dotyka się elipsoidy na końcach osi  $O$  i  $O'$  (jak to było na fig. 257 i 258). Prędkości promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego w kierunku osi nie są jednakowe; kryształy tego rodzaju okazują zatem załamanie



podwójne także w kierunku osi optycznej. Jednakże oba promienie nie są spolaryzowane prostolinijnie, lecz wogóle eliptycznie: w kierunku prostopadłym do osi elipsa przechodzi w linię prostą, w kierunku równoległym do osi, polaryzacja obu promieni jest kolistą, prawą w jednym, lewą w drugim promieniu.

Tego rodzaju załamanie podwójne okazuje n.p. kryształ skalny (kwarc); równoległe do osi głównej biegną dwa promienie o polaryzacji kolistej, prawej w jednym, w drugim lewej. Następstwem tej właściwości kwarcu jest szczególne działanie tego ciała na światło spolaryzowane prostolinijnie. Rzućmy wiązkę takiego światła na płytkę kwarcową, wyciętą prostopadle do osi. Sprawdźmy za pomocą analizatora, że ona wyjdzie z płytki spolaryzowana znowu prostolinijnie, jednakże płaszczyzna polaryzacji będzie obrócona około promienia, skrócona o pewien kąt, proporcjonalny do grubości płytki. Zjawisko to tłumaczy się jak następuje. Dwa obroty jednostajne na kole, odbywające się jednocześnie, w kierunkach przeciwnych, składają się zawsze na ruch drgający prosty (tom I, ust. 28). Jeśli bowiem  $Aa$  i  $Bb$  (fig. 269) oznaczają prędkości w obu ruchach kolistych, to widocznym jest, że ich składowe prostopadle do pewnej stałej linii symetrii  $MN$  będą się zawsze znosiły; składowe zaś równoległe do  $MN$  złożą się na drganie prostolinijne w kierunku  $MN$ . Nawzajem, drganie prostolinijne można rozłożyć na dwa obroty jednostajne w przeciwnych kierunkach. Przypuśćmy, że jeden z obrotów, n.p. lewy, opóźnił się z jakiegokolwiek powodu (w kwarcu wskutek różnej prędkości obu promieni). Wtenczas prędkości  $Aa$  w jednym, odpowiadając będzie w drugim obrocie prędkość  $B'b'$ , co do fazy wcześniejsza. I teraz jeszcze oba obroty złożą się napowrót na drganie proste, lecz linia symetrii obróci się w prawo do  $M'N'$ , a w ślad za nią obróci się o ten sam kąt płaszczyzna polaryzacji promienia przepuszczonego.

Teoria ta tłumaczy zupełnie następujące zjawiska:

a) w świetle jednorodnym. Między oba nikole skrzyżowane przyrządu polaryzacyjnego wstawiamy, prostopadle do

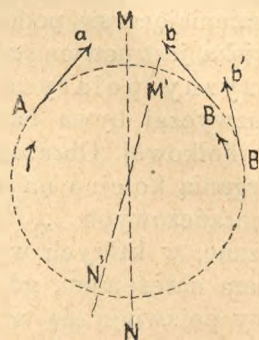


Fig. 269.

promieni, płytkę kwarcu prostopadłą do osi, albo inne ciało, mające zdolność skręcania płaszczyzny polaryzacji. Pole rozjaśnia się. Obrót nikola ocznego (analizatora), o pewien kąt, sprowadza jednak znowu ciemność zupełną. Światło wychodzące z płytki jest zatem prostolinijnie spolaryzowane, lecz kierunek drgań zmienił się. Zależnie od kierunku obrotu odróżnia się ciała skręcające w prawo, lub w lewo. Prawym nazywa się obrót zgodny z kierunkiem obrotu wskazówek zegara. Kąt obrotu jest zawsze proporcjonalny do grubości płytki.

b) w świetle białym, ciała skręcające, (zwłaszcza płytki kwarcowe prostopadłe do osi) okazują w polaryskopie barwy zmieniające się podczas obrotu analizatora. Przyczyną tego zjawiska jest pewien rodzaj rozszczepienia: kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji zależy także od długości fali: zazwyczaj bywa najmniejszy w barwie czerwonej, największy w fioletowej. Obracając analizator, nastawiamy jego płaszczyznę drgania kolejno na kierunek drgania promieni czerwonych, pomarańczowych..., fioletowych; otrzymujemy tedy barwy mieszane, w których wymienione odcienie występują kolejno z pełnym natężeniem, gdy z innych przechodzą tylko składowe. Barwy pojawiają się w powyższym porządku przy obrocie analizatora w prawo lub w lewo, zależnie od tego, czy dane ciało skręca w prawo lub w lewo.

Podwójne załamanie powodujące skręcenie spotyka się nie tylko w kryształach, lecz i w niektórych ciałach bezpostaciowych, zarówno stałych, jak ciekłych (olejek terpentynowy, roztwór cukru w wodzie i mnóstwo innych), a nawet w gazach i parach (para terpentyny). O ile wiadomo, własność tę mają w stanie bezpostaciowym, li tylko związki węgla. Okazało się zarazem, że każde ciało skręcające występuje w dwu odmianach, skręcających jednakowo, lecz w kierunkach przeciwnych, jako odmiana prawa i lewa (isomerya optyczna), zgodnych zresztą pod względem wszelkich innych własności fizycznych i chemicznych. W stanie krystalicznym odmiany te przedstawiają się w formach jednakowych, z tą tylko różnicą, że jedna jest jak gdyby odbiciem drugiej w zwierciadle, mają się zatem do siebie, jak prawa ręka do lewej (kwarc prawy i kwarc lewy). Jeżeli są zmieszane z sobą w równych ilościach, wówczas nie skręcają wcale. Można je rozdzielić z takiej mieszaniny tylko przy pomocy reakcji chemicznej, w której bierze udział inna jaka, również skręcająca substancja (Pasteur 1860).



Płytką kwarcu, n.p. prawego, skręca na prawo z obu stron, a więc bez względu na to, czy promień przechodzi przez nią w jedną lub drugą stronę; dlatego też, jeżeli promień przepuszczony w jedną stronę, odbiwszy się n.p. od zwierciadła, przejdzie przez nią powtórnie, w przeciwnym kierunku, skręcenia zniosą się. Fakt ten wskazuje, że ustrój wewnętrzny ciał skręcających musi w ten lub ów sposób odpowiadać ustrojowi linii śrubowej, bądź to prawej (fig. 270 *P*), bądź lewej (*L*). Prawa śruba zawija się zawsze w prawo, czy postępujemy po niej od *A* do *B*, czy od *B* do *A*; lewa odwrotnie. Jedna jest zwierciadlanem odbiciem drugiej. W ciałach bezpostaciowych ustrój śrubowy leżeć musi w budowie chemicznej samych cząsteczek (węgiel niesymetryczny; stereochemia, Le Bel i van't Hoff); w kryształach może zależeć od śrubowatego ułożenia cząsteczek kryształicznych.

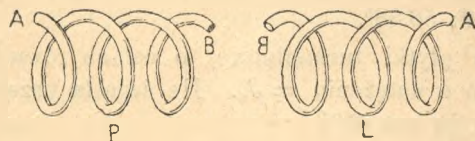


Fig. 270.

Skręcenie magnetyczne. Faraday odkrył w r. 1846, że własność skręcania płaszczyzny polaryzacji można wywołać sztucznie, umieszczając jakiegokolwiek ciało (szkło, dwusiarczyk węgla) między biegunami silnego magnesu. Promień powinien iść od jednego bieguna magnesu do drugiego. Odbity wstecz nie traci jednak skręcenia, jak w ciałach o skręceniu naturalnym, lecz podwaja je. Należy stąd wnosić, że przyczyną skręcenia magnetycznego nie jest ustrój śrubowaty, lecz jakieś działanie wewnętrzne, wywołane przez siły magnetyczne, a odpowiadające obrotowi około linii łączącej bieguny. Wielokrotnie też usiłowano tłumaczyć działania magnetyczne wirowaniem (eteru, elektronów) około linii magnetycznych).

Ważnym zastosowaniem praktycznym skręcenia naturalnego jest sacharymetria optyczna. Roztwór cukru (trzciniowego) w wodzie, zawierający *c* gramów cukru, w centymetrze sześciennym roztworu, skręca w temperaturze 20° płaszczyznę polaryzacji światła sodowego o kąt:

$$\alpha = l \cdot c (66,67 - 0,00955 \cdot c)$$

stopni, jeżeli grubość warstwy wynosi  $l$  decymetrów. Zmierzywszy kąt  $\alpha$  na polarymetrze możemy obliczyć stąd stężenie  $c$  syropu.

SKRĘCENIE PŁASZCZYZNY POLARYZACYI W PŁYTKIE KWARCOWEJ  
o grubości  $1\text{ mm}$  (w stopniach).

$B$	$D$	$F$	$G$	$H$
15,75	21,71	32,77	42,60	51,19

Z a d a n i a.

327) Obliczyć kąt polaryzacji światła czerwonego ( $B$ ) i fioletowego ( $H$ ) przy odbiciu od szyby szkła potasowego.

*Odp.*  $56,54^\circ$ ;  $56,88^\circ$ .

328) Dwie płytki turmalinowe, o osiach równoległych, przepuszczają światło o natężeniu  $= J_0$ . Ile światła przejdzie przez nie, jeżeli osie zawierają kąt  $45^\circ$ ?

*Odp.*  $\frac{1}{2} J_0$ .

329) Obliczyć, według wzoru Fresnela, jasność obrazu słońca, odbitego w zwierciadle wody ( $n = 1,33$ ), jeżeli promienie odbijają się pod kątem  $45^\circ$ .

*Odp.*  $36,36$  razy mniejsza od jasności samego słońca.

330) Obliczyć w podobny sposób zdolność odbijania w kierunku prostopadłym do powierzchni: wody, szkła potasowego, dyamentu.

*Odp.*  $\frac{1}{50}$ ;  $\frac{1}{23}$ ;  $\frac{1}{6}$ .

331) Światło zwyczajne odbija się od szkła ( $n = 1,52$ ) pod kątem polaryzacji. Obliczyć ilość światła spolaryzowanego: a) w płaszczyźnie padania, b) prostopadle do płaszczyzny padania, w świetle odbitem i w świetle przepuszczonym.

*Odp.* W świetle odbitem  $a = \frac{1}{13}$ ,  $b = 0$ , w przepuszczonym  $a = \frac{11}{26}$ ,  $b = \frac{1}{2}$ .

332) Na szkło ( $n = 1,52$ ) pada pod kątem polaryzacji światło spolaryzowane prostolinijnie; jego płaszczyzna polaryzacji zawiera kąt  $45^\circ$  z płaszczyzną padania. Obliczyć ilość światła odbitego.

*Odp.*  $\frac{1}{13}$  (spolaryzowane w płaszczyźnie padania).

333) To samo pod kątem padania  $30^\circ$ . Obliczyć ilość światła odbitego, tudzież kąt  $\varphi$ , który płaszczyzna polaryzacji światła odbitego zawiera z płaszczyzną padania.



*Odp.*  $0,0306 + 0,0135 = 0,0441 = \frac{1}{23}$ ;

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{0,0135} : \sqrt{0,0306}.$$

334) Od tegoż materiału odbija się, również pod kątem  $30^\circ$ , światło zwyczajne. Obliczyć procent światła spolaryzowanego, zawartego w świetle odbitem, które będzie częściowo spolaryzowanym.

*Odp.*  $17100 : 441 = 39\%$ .

335) Spółczynniki załamania główne gipsu krystalicznego, dla drgań równoległych do płaszczyzny łupliwości, są:  $n_1 = 1,5322$ ,  $n_3 = 1,5225$  ( $\lambda = 0,551$ ). Obliczyć grubość ćwierćfalówki i półfalówki z tego materiału ( $\delta = \frac{\pi}{2}$  i  $\delta = \pi$ ).

*Odp.*  $\frac{1}{4} \cdot 0,000551 : 0,0097 = 0,0142 \text{ mm}; 0,0284 \text{ mm}.$

336) Obliczyć grubość ćwierćfalówki z krysztalku, dla światła sodowego (do płaszczyzny łupliwości odnoszą się współczynniki  $n_1$  i  $n_2$ ).

*Odp.*  $0,0043 \text{ mm}.$

337) To samo z kwarcu.

*Odp.*  $0,016 \text{ mm}.$

338) Jaką różnicę faz daje płytka gipsowa o grubości  $0,05 \text{ mm}$ , w świetle czerwonym ( $B$ ) i niebieskim ( $F$ ). Jakie zabarwienie okazuje w świetle białym: a) w polaryskopie skrzyżowanym, b) w równoległym.

*Odp.*  $\delta(B) = 0,72 \cdot 2\pi$ ;  $\delta(F) = 1,00 \cdot 2\pi$ . W świetle  $\lambda = 0,551 \text{ mm}$  wypada  $\delta = 0,88 \cdot 2\pi$ , zatem, według ust. 173, zabarwienie będzie: a) czerwono-pomarańczowe, b) zielonawo-niebieskie.

339) Jak wyglądać będzie widmo światła wychodzącego z analizatora w obu położeniach a) i b), jeżeli powyższą płytkę badać będziemy w świetle białym?

*Odp.* a) czarny prążek przy  $F$ ; b) w widzialnej części widma niema żadnego prążka.

340) Światło eliptyczne analizujemy za pomocą nikola i zaznaczamy sobie położenie, w którym nikol przepuszcza najwięcej światła. Umieszczamy następnie przed nikolem ćwierćfalówkę i obracamy ją we własnej płaszczyźnie, dopóki nie otrzymamy światła spolaryzowanego prostolinijnie. Nikol przepuszcza teraz najwięcej światła w położeniu odchylenem o kąt  $\alpha$  od zaznaczonego poprzednio. Obliczyć stosunek osi głównych  $a$  i  $b$  elipsy.

*Odp.*  $b : a = \operatorname{tg} \alpha.$

341) Obliczyć zdolność odbijania światła sodowego dla zwierciadła srebrnego i dla powierzchni rtęci (w kierunku prostopadłym), na podstawie znanej wartości współczynnika załamania i wykładnika absorbcji (tablica w ust. 208).

*Odp.* 95%; 62%.

342) Ile światła pochłaniają te zwierciadła?

*Odp.* 5%; 38%.

343) Każdy z trzech kątów rozwartych  $AOB$ ,  $BOC$ ,  $COA$  (fig. 225), spotykających się w tępej narożu kryształu szpatu islandzkiego mierzy  $101,918^\circ$ . Obliczyć kąt, który oś optyczna zawiera ze ścianami kryształu.

*Odp.* Trygonometria sferyczna daje  $45,39^\circ$ .

344) Promień światła pada prostopadle na płytkę szpatu o grubości  $d$  (fig. 256). Obliczyć odstęp promienia nadzwyczajnego od zwyczajnego, po wyjściu ich z płytki.

*Odp.* Wykreślić elipsę, której osi są w stosunku  $1,49 : 1,66$ , a oś krótsza zawiera kąt  $45,39^\circ$  (zad. poprz.) ze ścianą płytki. Poprowadzić styczną równoległą do ściany. To da nam kąt między promieniami w kryształach =  $6,15^\circ$ , zatem odstęp szukany =  $0,108 d$ .

345) Jak gruby (co najmniej) powinien być kryształ szpatu żeby wiązka światła o przekroju  $4 \text{ mm}$  w kwadrat wyszła z niego rozdzielona zupełnie na dwie wiązki, prostopadle względem siebie spolaryzowane?

*Odp.*  $37 \text{ mm}$ .

346) Obliczyć kąt, pod którym promień zwyczajny w pryzmacie Nicola trafia warstewkę balsamu kanadyjskiego. Światło pada na pryzmat w kierunku jego krawędzi ( $n = 1,66$ ).

*Odp.*  $76,96^\circ$ .

347) Ze szpatu islandzkiego wycięty jest pryzmat, którego krawędź łamiąca jest równoległa do osi optycznej, a kąt łamiący wynosi  $60^\circ$ . Jedną ze ścian trafia promień światła sodowego pod kątem  $56^\circ$ , w płaszczyźnie prostopadłej do osi. Obliczyć kąt zawarty pomiędzy kierunkiem promienia zwyczajnego, a nadzwyczajnego, po wyjściu z pryzmatu.

*Odp.*  $15,1982^\circ$ .

348) Dane są trzy główne współczynniki załamania kryształu dwuosowego:  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ , z których  $n_1$  jest najmniejszy,  $n_3$  największy. Obliczyć kąt  $2\varphi$  zawarty między osiami kryształu.



*Odp.* Wspólna styczna do elipsy o półosiach  $u = \frac{1}{n_1}$ ,  $w = \frac{1}{n_3}$  i do spółśrodkowego z nią koła o promieniu  $v = \frac{1}{n_2}$  zawiera z mniejszą osią elipsy kąt  $\varphi$ , taki, że:

$$\operatorname{tg}^2 \varphi = \frac{u^2 - v^2}{v^2 - w^2}.$$

349) Obliczyć kąt pomiędzy osiami optycznymi łyseczku w świetle sodowym.

*Odp.* 37,2° między temi częściami osi, które leżą po obu stronach osi  $w$  (kryształ ujemny).

350) Po obwodzie talerza o średnicy  $d$  krąży jednostajnie punkt ruchomy. Jednocześnie talerz, nie obracając się, posuwa się po stole w taki sposób, żeby każda jego cząstka zakreślała koło o średnicy  $d$ , w tym samym czasie co punkt ruchomy, lecz w przeciwnym kierunku. Znaleźć wypadkowy ruch punktu.

*Odp.* Drganie proste o amplitudzie  $d$ , wzdłuż prostej łączącej początkowe położenie punktu ze środkiem koła, zakreślonego przez środek talerza.

351) Obliczyć stężenie roztworu cukru, którego skręcenie płaszczyzny polaryzacji, w świetle sodowym i w warstwie grubej na 20 *cm*, kompensuje się skręceniem przeciwnym płytki kwarcowej o grubości 1 *mm*.

*Odp.* 0,1628 *gr* w *cm*<sup>3</sup> roztworu.

352) Skręcenie płaszczyzny polaryzacji w płytce kwarcowej o grubości 1 *mm*, w świetle o długości fali  $\lambda$  mikronów, można wyrazić przybliżonym wzorem:

$$\alpha = \frac{7,10123}{\lambda^2} + \frac{0,15195}{\lambda^4} \text{ stopni.}$$

Obliczyć grubość płytki kwarcowej, która by skręcała najjaśniejsze w widmie promienie ( $\lambda = 0,551$ ) o kąt 90°.

*Odp.* 3,594 *mm*.

353) Płytką powyższej grubości umieszczoną jest w polaryskopie równoległym, w świetle białym. Światło wychodzące z analizatora wstępuje do spektroskopu. Opisać widmo tego światła i oznaczyć barwę, jaką płytka okazuje w polaryskopie.

*Odp.* Czarny prążek przy  $\lambda = 0,551$ . Barwa mieszana z odcieniami czerwonych i niebieskich; rodzaj bladej purpury.

## ROZDZIAŁ XVIII.

### WŁASNOŚCI PROMIENISTE MATERII.

**214. ODDZIAŁYWANIE MATERII NA ENERGIĘ PROMIENISTĄ.** Przeważną część dotychczasowego wykładu poświęcono była roztrząsaniu praw rozchodzenia się promieniowania. Pozostały nam do omówienia jeszcze dwa pytania, dotyczące energii promienistej: 1) co się dzieje z promieniowaniem trafiającem powierzchnię jakiegokolwiek ciała, 2) jak powstaje promieniowanie.

Pomyślmy, że wiązka  $P$  (fig. 271) promieni jednorodnych, pada na warstwę  $MN$  jakiegokolwiek ciała (stałego, płynnego lub gazowego). Oznaczmy natężenie tej wiązki przez  $J$ ; jest to ilość energii dostarczana nieustannie, na jednostkę czasu i przekroju. Ciało  $MN$  odbija część promieniowania, padającego na nie, część rozprasza i przepuszcza, resztę pochłania. W następujących ustępach rozbierzemy własności różnych ciał pod tym czworakim względem.

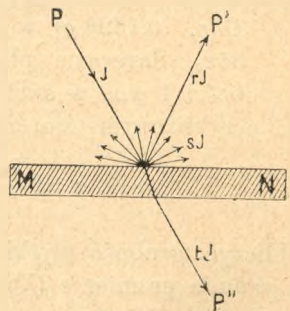


Fig 271.

**215. ZDOLNOŚĆ ODBIJAJĄCA.** O ile powierzchnia warstwy  $MN$  jest dostatecznie gładka, część promieniowania padającego  $J$  odbija się prawidłowo wzdłuż  $P'$ ; oznaczmy jej natężenie przez  $rJ$ . Ułamek  $r$ , zwany zdolnością odbijającą, zależy będzie od rodzaju ciała  $MN$  (o zależności tej była mowa w ust. 204 i 208), od rodzaju promieniowania, od wartości kąta padania, wreszcie od rodzaju polaryzacji promieni padających. Od ich



natężenia  $r$  nie zależy; z promieni silnych, jak i słabych odbija się ten sam procent, ten sam ułamek. Świadczy o tem chociażby ten fakt, że obraz odbity n.p. od szyby szklanej, od powierzchni wody, od zwierciadła metalowego, jest zupełnie poprawny pod względem cieniowania, jakkolwiek może być znacznie mniej jasny od przedmiotu. Zależność zdolności odbijającej od rodzaju promieni padających, występuje bardzo wyraźnie w metalach kolorowych (miedź, złoto, mosiądz); ona jest w związku ze zdolnością pochłaniania, bo też te barwy jedno-

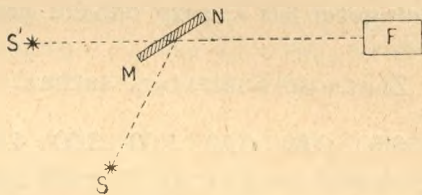


Fig. 272.

rodne odbijają się najobficiej, które bywają w najmniejszej ilości pochłaniane \*). Ciała przezroczyste odbijają nierównie mniej aniżeli metale; ich zdolność odbijająca zmienia się od barwy do barwy bardzo niewiele, o tyle tylko, o ile współczynnik załamania — od którego  $r$  zależy (ust. 204, wzór 2) — zmienia się z długością fali. Dlatego też ciała przezroczyste nie barwią światła białego w odbiciu, nawet jeżeli same są kolorowe (szkła kolorowe, kryształy siarczanu miedzi i t. p.). Wyjątek w tej mierze stanowią tylko ciała o t. zw. barwach powierzchniowych (ust. 208, n.p. kryształy fuchsyny i innych barwików anilinowych) pochłaniające niektóre rodzaje promieni równie silnie, jak metale pochłaniają wszystkie. Te promienie odbijają się też bardzo obficie, nadają ciału połysk metaliczny i barwny.

Doświadczalnie można wyznaczyć zdolność odbijającą  $r$  za pomocą fotometru, albo aktinometru  $F$  (fig. 272). Promieniowanie źródła  $S$ , odbite od ciała  $MN$ , pada na fotometr, albo aktinometr, tak, jak gdyby wychodziło z obrazu  $S'$ , utworzonego przez zwierciadło. Zmierzywszy natężenie  $J'$  promieni odbitych

\*) Należy odróżniać ilość na ogół pochłoniętą, od intensywności pochłaniania, której miarą jest wykładnik absorbcyi  $k$ , ust. 208. Metale pochłaniają na ogół mało, gdyż światło wnika w nie na głębokość niezmiernie małą.

i usunawszy  $MN$ , ustawiamy źródło w miejscu zajmowanem poprzednio przez obraz  $S'$  i mierzymy znowu jego pełne natężenie  $J$ . Wówczas będzie  $r = J' : J$ . Jeżeli chodzi o znalezienie wartości  $r$  dla każdej długości fali z osobna, wówczas nie zostaje jak zastosować z góry światło. lub promieniowanie, jednorodne, albo też fotometrować je po uprzednim rozłożeniu za pomocą spektroskopu (spektrofotometr ust. 219). W tej rozciągłości zdolność odbijająca, jak i inne własności promieniste ciał; była dotąd zbadaną tylko w bardzo nielicznych przypadkach. Jako przykład podajemy wartości  $r$  dla srebra polerowanego, w promieniach różnej długości fali  $\lambda$ , przy odbiciu prostopadłym.

#### ZDOLNOŚĆ ODBIJAJĄCA SREBRA.

$\lambda =$	0,35	0,40	0,50	0,60	0,70	1,00	3,00	4,00	7,00	9,00 $\mu$
$r =$	0,610	0,790	0,890	0,920	0,940	0,965	0,983	1,000	0,996	1,000

**216. ZDOLNOŚĆ ROZPRASZAJĄCA. ALBEDO.** Obok promieni odbitych prawidłowo, każde ciało rozrzuca, czyli rozprasza, pewną część  $sJ$  promieniowania padającego. Promienie rozprószone rozchodzą się na wszystkie strony; jeden kierunek ma jednak zwykle przewagę, często ten, w którym promienie odbijałyby się prawidłowo, gdyby powierzchnia była gładką. Przyczyną rozpraszania bywają chropowatości powierzchni (pyłki na zwierciadle, szkło matowe, kreda, gips, śnieg) albo i niejednorodność budowy wewnętrznej, n.p. drobne zawiesiny w ciele przezroczystym (mleko, szkło mleczne i t. p.).

Zdolność rozpraszająca  $s$  zależy również od rodzaju promieni padających, czem tłumaczy się zabarwienie wszelkich farb ziemistych, jak cynober, minia, syenna i t. p. oświetlonych światłem białym. Światło kolorowe, rozprószone przez podobne ciała, nie jest nigdy jednorodnym; dla jakich barw prostych  $s$  jest największe, o tem można przekonać się łatwo, analizując światło rozprószone za pomocą spektroskopu (oświetliwszy daną farbę światłem białym). Ciało jest białem, jeśli zdolność rozpraszająca jest jednakowa, albo przynajmniej nie wiele się różni w różnych barwach (gips, kreda, papier biały, śnieg). Ciało jest szarem, jeśli zdolność rozpraszająca jest wprawdzie równomierna, ale mała. Stosunek promieniowania rozprószanego (dla wszystkich barw razem), do padającego, nazywa się niekiedy albedo (białością danego ciała).



W zwyczajnych przypadkach światło odbite, albo rozprószone, zawiera tylko te składniki, które znajdowały się w świetle padającym. Jeśli padające było jednorodnem, to rozprószone będzie również jednorodnem, tej samej barwy. Z tego powodu farba n.p. czerwona wydaje się czerwoną w oświetleniu czerwonym, wydaje się również czerwoną w oświetleniu białem, gdyż światło białe zawiera w sobie składnik czerwony; w oświetleniu natomiast zielonem, albo niebieskiem, wydawać się będzie czarną, albowiem tych promieni nie rozprasza.

Są jednak ciała, które oświetlone światłem jednorodnem, rozpraszają światło innej barwy, zazwyczaj mieszane i mniej łamliwe od padającego. O tem zjawisku, zwanem fluorescencyą, będzie jeszcze mowa w ust. 229.

**217.** PRZEŻROCZYŚĆ jest to własność przepuszczania, przewodzenia energii promienistej (szkło, woda, gazy). Ona nie jest w żadnem ciele zupełną; doskonale przeźroczystą jest tylko próżnia, eter swobodny. Miarą przeźroczystości danego ciała jest stosunek  $= t$  natężenia promieni przepuszczonych, do natężenia promieni padających. Stosunek ten zwany przeźroczystością zależy nietylko od rodzaju promieni i rodzaju ciała, od kąta padania, od polaryzacji promieni padających, ale nadto od grubości danego ciała. Woda n.p., przeźroczysta w szklance, albo butelce, w wielkich głębiach morskich jest zupełnie nieprzeźroczystą. Niektóre rodzaje promieni (niebieskie, błękitne) wnikają w nią jednak głębiej, niż inne.

Światło padające z natężeniem  $J$ , dostaje się do wnętrza ciała, tuż pod powierzchnię, już osłabione, przez odbicie i rozpróśnienie, do natężenia  $i = J - rJ - sJ$ ; przenikając przez ciało osłabia się jeszcze więcej, tem więcej, im grubszą warstwę przenika i im mniej ciało jest przeźroczystem. Ażeby dowiedzieć się, w jaki sposób grubość ciała wpływa na przeźroczystość, podzielmy ciało w myśli na warstwy jednakowej grubości, n.p. po 1 cm każda. Po przejściu przez pierwszą warstwę natężenie pierwotne  $i$  spada do  $pi$ ; liczba  $p$  oznacza t. zw. współczynnik przeźroczystości\*), ułamek właściwy, tem bliższy jedności,

\*) Współczynnik przeźroczystości zależy od wykładnika absorbcyi  $k$ ,

określonego w ust. 208. Łatwo przekonać się, że  $p = e^{-\frac{4\pi k}{\lambda}}$ . Liczba  $1 - p$ , wyrażająca ułamek natężenia, stracony przez pochłonięcie w warstwie o grubości  $= 1$  nazywa się współczynnikiem absorbcyi.

im bardziej ciało jest przezroczystem, zależny zresztą nietylko od rodzaju ciała, lecz i od rodzaju promieniowania. Następna warstwa przepuści znowu ułamek  $p$  natężenia  $p^i$ , z którym promienie w nią wstąpiły, a więc  $p^2i$  i t. d. Jeżeli cała grubość ciała wynosi  $s$  cm, wówczas natężenie  $i'$  światła przepuszczonego będzie widocznie:

$$i' = ip^s.$$

Wzór ten orzeka, że natężenie promieniowania przepuszczonego zmniejsza się w stosunku geometrycznym, jeżeli grubość warstwy wzrasta w stosunku arytmetycznym. Gdyby n.p. było  $p = 1/10$ , to warstwy o grubościach 1 cm, 2 cm, 3 cm i t. d. przepuszczałyby  $1/10$ ,  $1/100$ ,  $1/1000$  i t. d. Liczba  $t$ , którą nazwalimy wyżej przezroczystością, wyrażałaby się tedy wzorem  $t = (1 - r - s) p^s$ . W rzeczywistości przezroczystość  $t$  bywa cokolwiek mniejszą, gdyż promienie, które przeniknęły przez całą grubość ciała odbijają się częściowo także od tylnej jego powierzchni.

Spółczynnik przezroczystości  $p$  ma znaczenie określone tylko w promieniach jednorodnych. Jeżeli promieniowanie padające jest złożone (n.p. światło białe), wówczas należy określić część przepuszczoną dla każdego składnika z osobna, odpowiednio do różnych wartości współczynnika  $p$ , jakie tym składnikom przysługują.

**218. WIDMA ABSORBCYJNE. BARWY CIAŁ PRZEZROCZYSTYCH.** Ażeby dowiedzieć się, jaką jest przezroczystość danego ciała w promieniach różnej barwy (długości fali), posługujemy się t. zw. widmami absorbcyjnymi. Utwórzmy za pomocą jakiegokolwiek spektroskopu, przyrządzonego albo dyfrakcyjnego, pełne widmo światła białego, zawierające wszystkie barwy, widzialne i niewidzialne. Ustawmy przed szczeliną spektroskopu płytkę ciała, mającego się badać pod względem przezroczystości—ciecze w flaszeczkach o płaskich ścianach, gazy w rurach zamkniętych szklanymi płytkami. Jeżeli ciało dane pochłania pewien rodzaj promieni znacznie silniej od innych, wówczas tenże rodzaj promieni w widmie będzie wyraźnie przyćmiony, albo nawet zupełnie zgaszony. Widmo, pierwotnie nieprzerwane, ciągłe, okazywać będzie teraz prążki absorbcyjne, albo linie absorbcyjne, mniej lub więcej ciemne, zależnie od wartości współczynnika przezroczystości dla danej barwy, i od grubości



warstwy. Prążki absorbcyjne bywają niekiedy tak szerokie, że przyćmiewają znaczną część widma. Linie absorbcyjne natomiast powstają wówczas, gdy ciało pochłania pewien określony rodzaj promieni, a sąsiednich nie pochłania wcale, albo znacznie słabiej.

Ciała stałe i ciecze okazują w widmie absorbcyjnym zazwyczaj prążki, mniej lub więcej szerokie; gazy natomiast dają linie absorbcyjne, niekiedy jednak tak liczne i gęste, że zlewają się niemal w szerokie prążki. Linie ciemne w widmie słonecznym są takimi właśnie liniami absorbcyjnymi; niektóre powstały przez absorbcję w atmosferze ziemskiej, inne w parach, lub gazach rozżarzonych, na samem słońcu (ust. 228). Położenie prążków

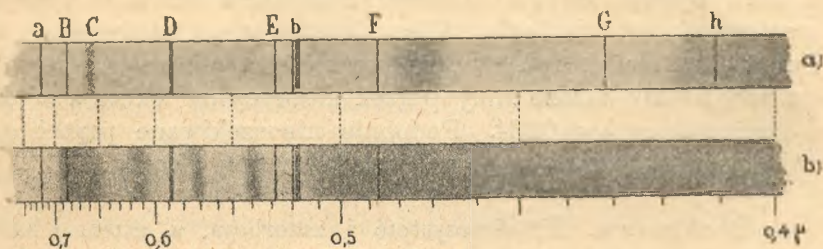


Fig. 273.

lub linii absorbcyjnych jest tak charakterystyczne, że może posłużyć do wykrycia tych ciał, a więc do celów analizy chemicznej (nawet ilościowej, o czem w nast. ustępie). Takie widmo charakterystyczne daje n.p. krew. Wyciąg alkoholowy liści zielonych, roztwór chlorofilu, jeżeli jest rozcieńczony, okazuje widmo absorbcyjne przedstawione na fig. 273 a; bardziej stężony daje 273 b. Widać tu, że większe stężenie, albo większa grubość warstwy, wydobywa na jaw prążki, które w cienkiej warstwie nie były jeszcze dostrzegalne. Fig. 273 wyobraża widmo absorbcyjne przyzmatyczne, na tle widma słonecznego — ztąd niektóre linie Fraunhofera.

Każde ciało, wykazujące w widmie absorbcyjnym wydatne prążki, musi być kolorowem, jeżeli się je ogląda w świetle białem przepuszczonem, zmienia bowiem przez absorbcję skład światła białego. Barwa takiego ciała jest dopełniającą względem barw pochłoniętych, tak n.p. szkło czerwone pochłania barwy niebieskie, zielone, żółte, przepuszcza czerwone. Szkło zielone pochłania barwy czerwone, przepuszcza zielone, nieco pomarań-

czowych i niebieskich. Jeżeli tedy na czerwonej położymy zieloną szybę, nie otrzymamy wcale światła przepuszczonego, gdyż jedna chłonie to, co druga przepuszcza. Na tej zasadzie można wyodrębniać dowolne części widma, przez stosowną kombinację różnych ciał kolorowo przezroczystych (filtry świetlne).

Zabarwienie ciała kolorowego zmienia się częstokroć z jego grubością, albo ze stężeniem roztworu. Cienka warstwa chłonie przedewszystkiem te barwy, których współczynnik przezroczystości jest najmniejszy; gdy grubość albo stężenie wzrasta gasną stopniowo inne, wskutek czego zmienia się też wypadkowy skład światła przechodzącego. Szyby okienne są prawie bezbarwne, jeżeli się przez nie patrzy prostopadle do płaszczyzny, widziane z boku bywają zwykle zielone. Podobnie woda w grubych warstwach jest niebieska. Tlen skroplony ma barwę blado-zieloną; analizując światło przepuszczone za pomocą spektroskopu znajdziemy bardzo silny prążek absorbcyjny około  $\lambda = 0,575$  i drugi słabszy  $\lambda = 0,634$ . Podobnie nieoczekiwane prążki okazyją również bezbarwne prawie roztwory soli didymu.

Dichroizm. Przezroczystość i absorbcya, a zatem i barwa niektórych kryształów jedno i dwuosiowych zależą od kierunku drgania promieni, które przez nie przechodzą. Do kryształów tego rodzaju należy, między innymi turmalin, który, jak wiemy (ust. 202) przepuszcza drgania równoległe do osi, natomiast drgania prostopadle do niej chłonie niemal całkowicie już w stosunkowo cienkiej warstwie. Z tego powodu płytka tego kryształu, równoległa do osi jest przezroczystą, prostopadła prawie czarną. Są kryształy, w których absorbcya tego rodzaju zależy jeszcze od rodzaju promieni. Płytki wycięte z takich kryształów równoległe do osi okazują inne zabarwienie, aniżeli płytki prostopadle do osi (dichroizm). W kryształach dwuosiowych każda z trzech płaszczyzn głównych daje niekiedy inne zabarwienie (trichroizm, pleochroizm).

**219. PRZEZROCZYSTOŚĆ W ŚWIETLE. KOLORYMETRYA.** Do ilościowego określenia współczynnika przezroczystości w różnych barwach służy t. zw. spektrofotometr. Najprostszą formą tego przyrządu (Vierordt'a) jest zwyczajny spektroskop przyrządowy, mający w kollimatorze, zamiast jednej, dwie szczeliny, jedna w przedłużeniu drugiej, dające się rozszerzać niezależnie od siebie, za pomocą śrub mikrometrycznych; śruby te służą zarazem do dokładnego zmierzenia szerokości rozwarcia szczelin.



Przyrząd ten okazuje zatem dwa widma, jedno tuż nad drugim, jasności ich mają się do siebie, jak ilości światła dostarczane przez szczeliny, a więc jak ich szerokości. Gdybyśmy nakryli jedną ze szczelin płytką mniej lub więcej przezroczystą, odpowiednio widmo przyćmiłoby się. Jednakże przez szersze rozwarcie tejże szczeliny możnaby uczynić je znowu równie jasnym jak drugie—w tej barwie mianowicie, dla której szuka się przezroczystości. Wie się wtenczas, że płytka danej grubości  $z$  osłabia daną barwę od natężenia  $J$  (szerokość szczeliny pod płytką) do natężenia  $i$  (szerokość wolnej szczeliny). Spółczynnik przezroczystości otrzymalibyśmy od razu z równania:  $i = Jp^z$ , albo  $z \cdot \text{Log } p = \text{Log } i - \text{Log } J$ , gdyby nie to, że osłabienie pochodzi w części także od odbijania się światła od płytki. Ażeby wpływ ten wyrugować, nakrywa się o b i e szczeliny, jedną płytką o grubości  $z$ , drugą tem samem ciałem, w warstwie o znacznie mniejszej grubości  $z'$ . Szerokość szczelin ( $J, J'$ ) reguluje się tak, iżby oba widma okazywały w uważanej barwie tę samą jasność ( $i$ ). Pierwsza płytka osłabia światło w stosunku  $\frac{i}{J} = p^z$ , druga w stosunku  $\frac{i}{J'} = p^{z'}$  części odbite są jednakowe. Z tych dwu równań wynika:

$$\text{Log } p = \frac{\text{Log } J' - \text{Log } J}{z - z'}$$

Postępowanie opisane właśnie nazywa się kolorymetrią. Używa się go często do ilościowego określenia ciał barwiących w roztworach. Spółczynniki przezroczystości takich ciał, zwłaszcza w środku prążka absorbcyjnego, maleją bardzo szybko, gdy stężenie się zwiększa. Zmierzywszy tedy, raz na zawsze, wartości spółczynnika  $p$  w tym lub owym prążku, dla różnych stężeń, możemy następnie, naodwrot, określać stężenia na podstawie zmierzonej przezroczystości.

**220. PRZEZROCZYSTOŚĆ W PROMIENIACH PODCZERWONYCH,** zwana także diatermicznością, określa się według tych samych zasad, jak przezroczystość w świetle, z tą różnicą, że zamiast oka trzeba posługiwać się aktinometrem. Do badań widmowych promieni podczerwonych aktinometr powinien być tak wązki, żeby można było określić natężenie w każdej części widma (niewidzialnego tym razem) z osobna. Trudność podobnych badań leży w tem, że zwyczajne spektroskopy, o soczewkach

i pryzmatach szklanych, są nieprzydatne, z powodu nieprzeźroczystości szkła wobec promieni podczerwonych; oprócz tego widmo powinno być rzeczywiste (objektywne) skoro ma być wyczuwane aktinometrem. Używa się tedy spektroskopów dyfrakcyjnych o siatce zwierciadlanej, wklęsłej (ust. 168) — które jednakże z powodu wielości widm dają widma słabe — albo też pryzmatycznych, o pryzmacie z soli kamiennej  $P$  (fig. 274), przy czem zamiast kollimatora i lunety stosuje się zwierciadła wklęsłe posrebrzane  $Z$  i  $Z'$ ;  $A$  oznacza aktinometr.

Dotychczas ograniczano się przeważnie do określania przeźroczystości na całkowite promieniowanie danego źródła, bez rozkładu na poszczególne, zawarte w niem rodzaje promieni jednorodnych. Rzuca się tedy promienie n.p. ciepłego żelaza, lampy, słońca i t. p. bezpośrednio na aktinometr, poczem określa się, w jakim stosunku one zostają osłabione, gdy w poprzek promieni, przed aktinometrem, ustawimy płytkę ciała badanego. Okazał się przytem fakt, że to samo ciało okazuje różną przeźroczystość wobec promieni różnych źródeł, fakt tłumaczący się łatwo tem, że różne źródła wydają mieszaniny promieni różnego składu. Ciała ciepłe wydają tylko promienie długofalowe, gorące wydają obok tych także fale krótsze i t. p. Również łatwo zrozumiałym jest drugi fakt, że promienie, które przeszły przez warstwę danego ciała z pewnem osłabieniem, przechodzą następnie przez drugą warstwę tego samego ciała nierównie mniej osłabione. Pierwsza warstwa przepuszcza bowiem mieszaninę różnych długości fal, ale oczywiście właśnie te, wobec których dany materiał jest najwięcej przeźroczysty.

Z przeźroczystości w świetle nie można zatem bynajmniej wnioskować o przeźroczystości w promieniach ciemnych; woda, lód, przeźroczyste w świetle, nieprzepuszczają prawie wcale promieni podczerwonych; szkło tylko te, które leżą najbliżej czerwonego końca widma widzialnego. Odwrotnie zachowuje się roztwór jodu w dwusiarczku węgla; w świetle prawie wcale nieprzeźroczysty, przepuszcza dość obficie promienie podczerwone.

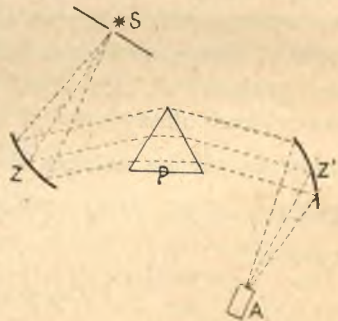


Fig 274.



W ogólności ciała czynią wybór w promieniach podczerwonych, zupełnie tak samo, jak w widzialnych, jedne przepuszczają, innych nie. Z tego powodu można mówić o „zabarwieniu” ciał w tych promieniach niewidzialnych (termochroza). Widmo absorbcyjne podczerwone przedstawia tedy prążki albo linie absorbcyjne zupełnie podobne do tych, jakie spotyka się w widmie widzialnem. Zdarzają się nawet prążki o absorbcyi tak potężnej, że ona idzie w parze z silną zdolnością odbijającą, jak to ma miejsce w metalach, albo w ciałach o barwach powierzchniowych. Rubens odkrył n.p., że sól kamienna, zresztą bardzo przezroczysta, pochłania bardzo silnie, a zatem odbija metalicznie, promienie o falach ogromnie długich:  $\lambda = 51,2 \mu$ . Promienie

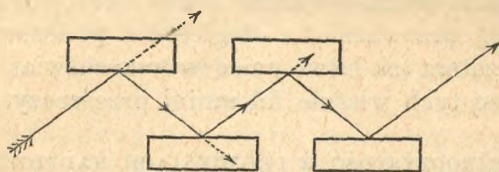


Fig. 275.

te można na tej zasadzie wydzielić z ogólnego promieniowania n.p. lampy, w następujący sposób (fig. 275). Jeżeli pierwotną mieszaninę promieni  $P$  odbijemy kilkakrotnie od kilku po kolei płytek soli kamiennej, to każdy z promieni odbijających się częściowo, a częściowo przepuszczanych przez płytki, zejdzie po kilkakrotem odbiciu prawie do zera (jeżeli n.p.  $r = 0,1$ , to pierwotne natężenie  $J$  spada po 1-szem, 2-iem, 3-ciem odbiciu do  $0,1J$ ,  $0,01J$ ,  $0,001J \dots$ ). Zostaną w końcu tylko te promienie, dla których absorbcya jest tak silna, że odbijają się niemal całkowicie. Podobne prążki absorbcyjne przedstawia kwarc około  $\lambda = 8,05 \mu$ ,  $9,05 \mu$  i  $21,5 \mu$ , fluoryt około  $0,1 \mu$ ,  $24,0 \mu$  i  $31,6 \mu$ .

Do ciał najbardziej diatermicznych należy sól kamienna, która, jak właśnie powiedzieliśmy, posiada prążek absorbcyjny dopiero w bardzo dalekim zakresie podczerwonym. Jednakże i w tem ciecie, najczęściej stosowanem w aktinometrii podczerwonej, przezroczystość zaczyna być wyraźnie upośledzoną już około  $\lambda = 20$  albo  $30 \mu$ . Niekiedy używa się także sylwinu ( $KCl$ ), który ma prążek absorbcyi metalicznej dopiero około  $\lambda = 61,1 \mu$ , albo fluorytu, który jest dobrze przezroczysty aż do  $9 \mu$ .

Gazy nie są bynajmniej doskonale przezroczystymi w promieniach podczerwonych, wszakże atmosfera ziemską pochłania nie małą część promieniowania słonecznego. Nieprzezroczystość ich obejmuje jednak zazwyczaj tylko pewne ograniczone obszary widma. Tak n.p. para wodna chłonie bardzo silnie promienie około  $\lambda = 6,5 \mu$ , także poniżej  $\lambda = 11 \mu$ , nadto niektóre z promieni czerwonych. Bezwodnik węglowy pochłania silnie promienie  $\lambda = 2,72 \mu$ ,  $\lambda = 4,27 \mu$ ,  $\lambda = 14,7 \mu$ . Atmosfera ziemi, a zwłaszcza zawarta w niej para wodna i bezwodnik węglowy, dzięki częściowej nieprzezroczystości w promieniach długofalowych, spełnia niezmiernie ważną funkcję, przytrzymuje bowiem ciepło na kuli ziemskiej. Promieniowanie słoneczne, złożone przeważnie z krótszych fal, przechodzi przez atmosferę dość swobodnie i ogrzewa ziemię. Natomiast promieniowanie samej ziemi, jako ciała chłodnego, składa się przeważnie z długich fal podczerwonych (ust. 226), nie może zatem tak łatwo uciec w wszechświat, gdyż atmosfera jest wobec tych właśnie fal mniej przezroczystą.

**221. PRZEZROCYSTOŚĆ W PROMIENIACH NADFIOŁKOWYCH.** Do badań w tym zakresie aktinometry nie bywają dostatecznie czułe, gdyż ilość energii promienistej, przypadająca na promienie nadfiołkowe, w pospolitych źródłach promieniowania (słońce, lampy i t. d.), jest niezmiernie małą. Nadfiołkową część widma można jednak odfotografować, albo uczynić widzialną za pomocą fluorescencji. W tym celu ustawia się płytkę fotograficzną, albo fluoryzującą, w spektroskopie, w tem miejscu, gdzie się tworzy widmo rzeczywiste. Pryzmat i soczewki spektroskopu powinny być jednak zrobione z fluorytu, kwarcu, albo szpatu islandzkiego, gdyż szkło jest znowu w tym zakresie widma nieprzezroczyste (por. ust. 175). Korzystniej jest używać spektroskopów dyfrakcyjnych o siatce zwierciadlanej wklęsłej, gdyż one pozwalają zarazem określić długość fali promieni badanych. Ilościowych danych nie posiadamy dotychczas co do przezroczystości nadfiołkowej. Kwarc (kryształ skalny) przepuszcza te promienie aż do  $\lambda = 0,18 \mu$ , fluoryt do  $\lambda = 0,12 \mu$ . Powietrze chłonie je już od  $\lambda = 0,3 \mu$ ; około  $0,18 \mu$  jest już zupełnie nieprzezroczystym, nawet w warstwach kilku centymetrów grubości. Widma absorbcyjne przedstawiają w zakresie nadfiołkowym także same prążki, albo linie absorbcyjne, jakie spotkaliśmy w obu dwu niższych obszarach widma. Na drodze fotograficznej można je łatwo uwidocznnić, a nawet ocenić w przybliżeniu ich natężenie.



222. ZDOLNOŚĆ ABSORBCYJNA. CIAŁO DOSKONAŁE CZARNE. Odjąwszy od natężenia  $J$  promieni padających na jakiegokolwiek ciało, część odbitą  $rJ$ , rozproszoną  $sJ$  i przepuszczoną  $tJ$ , otrzymamy resztę dodatnią, większą lub mniejszą, ale zawsze różną od zera:

$$(1) \quad J - J(r + s + t) = aJ.$$

Wnosimy stąd, że pewna część pierwotnej energii promienistej przestała istnieć jako promieniowanie, została zatrzymana, pochłoniętą przez ciało. Z prawa zachowania energii wypada, że powinniśmy ją znaleźć w ciele w tej lub owej postaci. Popolicie zamienia się ona na ciepło; ciało ogrzewa się przez wchłonięcie promieni. Niekiedy jednak przedstawia się także w innych postaciach, n.p. jako energia chemiczna (ciała rozkładające się pod wpływem światła).

Liczba  $a$  w powyższem równaniu, wyrażająca stosunek energii promienistej pochłoniętej, do energii padającej na ciało, nazywa się zdolnością absorbcyjną. Zależy ona, podobnie jak zdolności  $r$ ,  $s$  i  $t$  od rodzaju ciała, od jego stanu fizycznego i chemicznego i temperatury, od kierunku i polaryzacji promieni, a także od rodzaju promieni padających. Liczba ta posiada zatem znaczenie określone tylko dla promieni jednorodnych. Podzieliwszy poprzednie równanie przez  $J$ , otrzymamy związek:

$$(2) \quad r + s + t + a = 1$$

któremu powyższe cztery zdolności promieniste każdego ciała muszą czynić zadość. Jeżeli trzy z tych zdolności są znane, możemy według (2) obliczyć czwartą.

Określenie doświadczalne zdolności absorbcyjnej przedstawia znaczne trudności, z tego powodu nie wiele też o niej wiemy. Dla metali doskonale wypolerowanych można ją łatwo określić na podstawie zdolności odbijającej; w tym przypadku jest  $s = 0$  i  $t = 0$ , zatem  $a = 1 - r$ . Zwierciadło chłonie na ogół tem mniej, im więcej odbija. Tak n.p. z tablicy podanej w ust. 215 wyczytamy natychmiast, że dla srebra polerowanego jest  $a = 0,39$  w promieniach  $\lambda = 0,35 \mu$ ;  $a = 0,06$  w promieniach  $\lambda = 0,7 \mu$ ; promieni podczerwonych nie pochłania prawie wcale, gdyż  $r = 1$  przeto  $a = 0$ .

Dla ciał matowych, nieprzeźroczystych, jest  $r = 0$  i  $t = 0$ . zatem  $a = 1 - s$ ; w tym przypadku absorbcya jest dopełnieniem rozpraszania. Na zasadzie tego równania znaleziono, że sadza, która rozprasza tylko około 0,02 promieni padających, posiada wysoką zdolność absorbcyjną 0,98, dla wszystkich promieni widzialnych i dla bliższych podczerwonych; dalsze podczerwone pochłania nieco gorzej.

Inne ciała matowe porównywa się najczęściej ze sadzą pod względem zdolności absorbcyjnej. Pokryjmy n.p. naczynie czułego termometru szczelnie przylegającą warstewką ciała, którego zdolność absorbcyjną  $a$  chcemy zmierzyć, i poddajmy je działaniu promieni o natężeniu  $J$ . Termometr pochłaniać będzie w każdej sekundzie  $kaJ$ , w czym  $k$  oznacza stały współczynnik, zależny tylko od wielkości i kształtu powierzchni chłonej. Wskutek absorbcyi temperatura termometru podniesie się do  $t^0$  i ustali się na tej wysokości, skoro ciepło, pobierane co sekundę w ilości  $kaJ$ , zrównoważy się stratą, którą termometr ponosi jednocześnie przez własne promieniowanie ku otoczeniu, przez przewodzenie i konwekcyę. Otóż ta strata nie jest niczem innym, jak szybkością ostygnięcia kalorymetryczną ( $q$ , ust. 20) termometru w temperaturze  $t$ ; ona równa się iloczynowi jego masy  $M$ , ciepła właściwego  $\gamma$  i szybkości ostygnięcia termometrycznej  $\tau$ , określonej w tejże samej temperaturze  $t$ . Mamy zatem równanie:

$$kaJ = M\gamma\tau.$$

$\tau$  zmierzmy spostrzegając ostygnięcie w sekundzie, po zasłonięciu promieni  $J$ . Pokryjmy następnie termometr sadzą, której zdolność absorbcyjną oznaczymy przez  $a'$ , i poddajmy go znowu działaniu tegoż samego promieniowania  $J$ , w tych samych jak pierwszej warunkach. Ogrzeje się teraz znacznie wyżej, dajmy na to do  $t'$ , gdyż  $a'$  jest wielkie. Zmierzmy znowu szybkość ostygnięcia  $\tau'$  termometru, w temperaturze  $t'$ . Będzie teraz znowu:

$$ka'J = M\gamma\tau', \text{ skąd: } \frac{a}{a'} = \frac{\tau}{\tau'}.$$

Inny jeszcze, ogólnie stosowalny sposób określania współczynnika  $a$  polega na zastosowaniu prawa Kirchhoffa (ust. 225), według którego zdolność absorbcyjna  $a$  jest równa zdolności emisyjnej. Tymi sposobami przekonano się, że zdolność absorbcyjna zależy w wysokim stopniu od rodzaju promieni. Szkło



n.p., bardzo przezroczyste w promieniach świetlnych, w podczerwonych chłonią około 89%. Białe farby ziemiste, jak biel ołowiana, które rozpraszają bardzo obficie promienie widzialne, chłoną ciemne niemal w tym stopniu jak sadza. Niektóre dane liczebne przytoczyliśmy już w ust. 59.

Ciało doskonale czarne. Wielkie znaczenie w teorii promieniowania ma ciało fikcyjne, wprowadzone do nauki przez Kirchhoffa pod nazwą „ciała doskonale czarnego”; jest to ciało, mające własność całkowitego pochłaniania promieni trafiających jego powierzchnię, i to promieni wszelkiego rodzaju, od najdłuższych aż do najkrótszych fal. Zdolność absorbcyjna takiego ciała byłaby równa jedności, zarówno w świetle, jak w promieniach ciemnych. W zwykłej temperaturze ciało tego rodzaju byłoby matowo-czarnem, w stopniu jeszcze doskonalszym niż sadza; gdyż według (2) nie mogłoby wcale odbijać ani rozpraszać; byłoby także zupełnie nieprzezroczystem ( $a = 1$ , zatem  $r = s = t = 0$ ). Ażeby zapobiedz nieporozumieniom, zaznaczymy zaraz, że w wysokich temperaturach ciało doskonale czarne wydawałoby jasne światło, podobnie jak świeci się w tych warunkach sadza, węgiel i t. p.; chodzi tu o to, żeby chłonęło całkowicie wszelkie promienie. Ciało doskonale czarne nie znajdujemy w przyrodzie, najbardziej zbliża się doń sadza; zobaczymy jednak (ust. 225), że własności ciała doskonale czarnego można naśladować sztucznie, za pomocą ciał zwyczajnych.

Obok ciała doskonale czarnego możnaby postawić również fikcyjne doskonale zwierciadło ( $r = 1$  dla wszelkich barw, zatem  $s = t = a = 0$ ; w przybliżeniu ma tę własność srebro polerowane); ciało doskonale białe ( $s = 1$ , zatem  $r = t = a = 0$ ; takim jest w przybliżeniu n.p. gips alabastrowy, przynajmniej w promieniach świetlnych) i ciało doskonale przezroczyste ( $t = 1$ , zatem  $r = s = a = 0$ ; pewne wyobrażenie o takim ciele daje sól kamienna).

**223. ABSORBCYA I ROZSZCZEPIENIE.** Pozostaje nam jeszcze wytłumaczyć mechanizm wewnętrzny zjawiska absorbcyi; tłumaczenie to obejmować będzie, jak się zaraz okaże, także zjawiska załamania (dlaczego prędkość światła w ciałach jest inna niż w próżni) i rozszczepienia (dlaczego prędkość światła w ciałach zależy od okresu drgania, od barwy).

Absorbeyca jest przeobrażeniem energii poruszającej się w eterze, w postaci fal świetlnych, na ciepło, albo na inne rodzaje energii, gromadzące się we wnętrzu zwyczajnej materji. Emisya, naodwrot, jest przeobrażeniem ciepła, albo innych form energii wewnętrznej, na energię fal eterowych. Jakkolwiek będziemy wyobrażali sobie mechanizm wewnętrzny tych zjawisk, zawsze absorbeyca będzie odwróceniem emissyi. Jeśli — jak to czyniła teoria sprężystego eteru — uważać będziemy drgania cieplne atomów składających cząsteczki, jako źródło fal świetlnych, to naodwrot fale światła trafiając cząsteczki materji, udzielać im będą swojego ruchu, a ruch nabyty w ten sposób, zrazu prawidłowo drgający, zapłaczę się rychło w bezładny, chaotyczny ruch molekularny i przysporzy ciału ciepła.

Teoria elektromagnetyczna światła czyni znowu założenie, poparte zresztą licznymi faktami z zakresu elektryczności, że w skład cząsteczek materji zwyczajnej wchodzi bardzo drobne ciała, obdarzone silnymi nabojami elektryczności, t. zw. elektrony, biorące również udział w ogólnym ruchu cieplnym atomów. Drgania tych punktów elektrycznych są źródłem fal świetlnych, a nawzajem przez fale świetlne zostają one wprowadzone w ruch drgający, który może przenieść się następnie na inne atomy i cząsteczki.

Jakkolwiek rzecz się ma w tym względzie, samo uznanie faktu, że drgania świetlne mogą wprowadzać w ruch cząstki materji, prowadzi w dalszej konsekwencji do wyjaśnienia zjawisk załamania i rozszczepienia. Zależność prędkości światła we wszelkiej materji ważkiej, od barwy, t. j. od okresu drgania, albo długości fali, było zawsze uważane jako jeden z najsilniejszych argumentów, popierających hipotezę atomistyczną. Gdyby bowiem materja, n.p. szkło, była bezwzględnie ciągłą, wówczas nie możnaby żadną miarą zrozumieć zależności prędkości światła od długości fali, gdyż w materji nieprzerwanie ciągłej żadna długość porównywalna z falą świetlną nie byłaby zaznaczoną w samej budowie ciała. Istotnie też w eterze czystym, który uważamy jako substancję zupełnie ciągłą, fale wszelkiej długości, począwszy od wielometrowych aż do najkrótszych nadfioletowych, mierzących się ułamkiem mikrona, mają tę samą prędkość. Początkowo próbowano też (Cauchy) nawiązać wytłumaczenie rozszczepienia do tego faktu, że długość fal świetlnych jest porównywalna z odległością i rozmiarami cząsteczek materji (ust. 107). Rychło dostrzeżono jednak (Boussinesq, Sell-



meier), że prawdziwego wątku teorii rozszczepienia należy raczej szukać w tem, że każde ciało zdaje się odpowiadać na pewne okresy drgania, wskazane przez jego budowę wewnętrzną, łatwiej i silniej, niż na inne; innemi słowy, że w każdym ciele znajdują się ustroje molekularne (atomy w cząsteczkach, albo elektrony), dostrojone do drgań w pewnym określonym rytmie. Weźmy n.p. sól kamienną; przezroczysta dla wszelkich barw, odpowiada jednak silną absorbeyą na pobudzenia zewnętrzne temi jedynie falami, których długość mierzona w powietrzu wynosi  $\lambda = 51,2 \mu$  (ust. 220), a zatem częstość drgania:  $300000 \times 10^9 : 51,2$ , t. j. niespełna 6 bilionów w sekundzie. Widocznie mamy tu do czynienia ze zjawiskiem podobnem do współdrżania i resonancyi (tom I, ust. 222, 223); ta jedynie częstość drgań zdolną jest rozbujać części składowe cząsteczek soli tak silnie, że spotkania i uderzenia się ich wzajemne znaczą prawidłowość ruchu falistego i zamieniają go na bezładny ruch cieplny.

Fale o częstości różniącej się znacznie od tej, do której cząsteczki ciała są dostrojone, wywołują również współdrżanie; ruch ten będzie prawidłowy, o tym samym okresie, jak drżanie fal, ale nieznaczny—jak ruch struny, którą trafia dźwięk o wysokości różnej od własnego jej stroju. I w tym przypadku absorbeya nie jest całkiem wykluczona, będzie jednak nieporównanie mniejszą; prawidłowy ruch fal, na ogół biorąc, nie będzie znaczący. Jednakże wskutek obciążenia współdrżającą materją bieg fal będzie zwolniony, podobnie jak fale głosowe na strunie poruszają się wolniej, gdy ją obciążymy przez owinięcie drutem. W tem leży przyczyna, iż w ciałach przezroczystych światło porusza się wolniej niż w próżni, a więc przyczyna załamania się światła. Energia wniesiona do wnętrza ciała przezroczystego przez fale padające z zewnątrz, zużyje się w części na wytworzenie energii kinetycznej cząstek współdrżających. Im więcej energii cząstki te zaborą, tem mniej głęboko wnikają fale w ciągu jednostki czasu w głąb ciała, tem mniejszą będzie w niem prędkość światła. Ponieważ przy większej częstości energia kinetyczna cząstek drżających jest większą, przeto można zrozumieć, że fale krótkookresowe, a więc fioletowe i nadfioletowe będą bieg bardziej zwolniony, aniżeli czerwone i podczerwone. Prędkość światła zmniejsza się tedy, gdy okres drżania fal maleje, natomiast spólczynnik załamania, odwrotnie proporcjonalny do prędkości (ust. 178), wzrasta gdy okres drżania się zmniejsza. To zaś jest zwyczajne, czyli normalne

rozszczerpienie. Fig. 276, która odnosi się do tego przypadku, okazuje, w jaki sposób zmienia się współczynnik załamania  $n$ , w zależności od okresu drgania  $T$ .

Inaczej ma się rzecz, jeżeli okres drgania fal padających zbliża się do jednego z okresów własnych (bo ciało może mieć ich kilka) cząstek ciała. Drganie cząstek jest teraz swobodnem i zgodnem z drganiem fal padających; te ostatnie, przedzierając się wśród cząstek ciała, nie napotykają z ich strony oporu, mogą tedy poruszać się znowu prędzej, jakkolwiek, co prawda, w ruchu tym zanikają szybko, wskutek wielkiej absorbcyi. W okolicy prążka absorbcyjnego prędkość światła wzra-

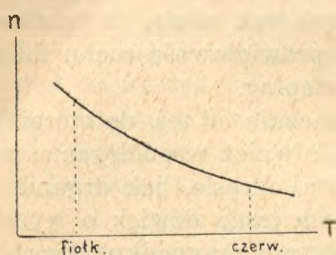


Fig. 276.

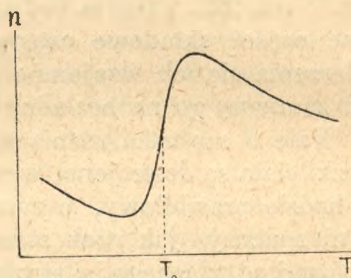


Fig. 277.

sta, współczynnik załamania maleje, gdy okres drgania (a więc i długość fali) się zmniejsza (fig. 277). To zaś jest rozszczepienie anomalne, którego przykład typowy poznaliśmy już w ust. 186, w przypadku fuchsiny (fig. 202).

W wytłumaczeniu powyższem podaliśmy tylko ogólnikowy, bardzo niedokładny obraz wzajemnego oddziaływania fal świetlnych i cząstek współdrżających; rozbiór ściślejszy tych oddziaływań wymagałby rachunku wyższego. Teoria matematyczna ruchu fal w ośrodku zasianym cząsteczkami współdrżającymi prowadzi do następujących zależności pomiędzy współczynnikiem załamania bezwzględny  $n$ , a wykładnikiem absorbcyi  $k$  (ust. 208) tego samego ośrodka:

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{a_1 T^2 (T^2 - T_1^2)}{(T^2 - T_1^2)^2 + b_1 T^2} + \frac{a_2 T^2 (T^2 - T_2^2)}{(T^2 - T_2^2)^2 + b_2 T^2} + \dots$$

$$2nk = \frac{a_1 b_1 T^3}{(T^2 - T_1^2)^2 + b_1 T^2} + \frac{a_2 b_2 T^3}{(T^2 - T_2^2)^2 + b_2 T^2} + \dots$$



$T$  jest to okres drgania fal padających na ciało;  $T_1, T_2, \dots$  są okresy drgań własnych, do których cząsteczki są dostrojone;  $a_1, a_2, \dots, b_1, b_2, \dots$  są liczby stałe, zależne od natury ciała. Wzory te okazują, że dla najkrótszych nadfioletowych fal ( $T=0$ ) wszystkie ciała są przezroczyste, gdyż wtedy wypada z drugiego wzoru  $k=0$ ; pierwszy daje  $n=1$ , t. zn., że prędkość światła jest taka sama jak w próżni\*).

Jeżeli w jakim ciele stałe  $b_1, b_2, \dots$  mają wartości bardzo małe, wtedy i absorbcya  $k$  jest nieznaczna, ciało jest przezroczyste — z wyjątkiem prążków absorbcyjnych. Dla takich ciał (szkło, woda i t. p.) można we wzorze pierwszym opuścić  $k, b_1, b_2, \dots$ , otrzymuje się wtenczas wzór na rozszczepienie ciał przezroczystych:

$$n^2 = 1 + \frac{a_1 T^2}{T^2 - T_1^2} + \frac{a_2 T^2}{T^2 - T_2^2} + \dots = (1 + a_1 + a_2 + \dots) + \frac{a_1 T_1^2}{T^2 - T_1^2} + \frac{a_2 T_2^2}{T^2 - T_1^2} + \dots$$

Wprowadźmy tu, zamiast okresu drgania, proporcjonalną doń długość fali (w próżni):  $\lambda = v_0 T$ , i oznaczmy inaczej stałe, otrzymamy wzór:

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots$$

który, jak doświadczenie okazało, pozwala, przy stosownie wybranych stałych, wyrazić współczynnik załamania ciał o rozszczepieniu normalnem bardzo wiernie. Tak n.p. rozszczepienie soli kamiennej można wyrazić wzorem:

$$n^2 = 5,18 + \frac{0,018}{\lambda^2 - 0,0162} + \frac{8977}{\lambda^2 - 3149}$$

na całym obszarze przezroczystości tego ciała, od najniższych podczerwonych barw, aż do najwyższych nadfioletowych.

\*) Niektórzy sądzą, że tak zw. promienie Röntgena są pokrewne z najkrótszemi falami nadfioletowemi; dlatego przechodzą swobodnie przez drzewo, ciało ludzkie, nawet przez niektóre metale. Prędkość mają taką samą, jak światło w próżni.

224. ZDOLNOŚĆ EMISSYJNA. Ilość energii promienistej, wydawanej przez ciała, zależy przede wszystkim od temperatury. W temperaturze wyższej wszystkie ciała promieniają obficie. Temperatura wywiera nadto wpływ na rodzaj wydawanego promieniowania. Poniżej temperatury żaru ciała wydają tylko promienie podczerwone (z wyjątkiem ciał jarzących się, ust. 229); około  $420 - 450^{\circ}$  C. zaczynają świecić, zrazu ciemno-czerwono, powyżej  $1000^{\circ}$  białym żarem. Jednakże różne ciała, w tej samej temperaturze, różnią się zarówno co do ilości, jak i co do składu wydawanego promieniowania; węgiel n.p. i szkło, ogrzane jednakowo, nie świecą jednakowo jasno, węgiel jest jaśniejszy.

Emissyą ciała, w pewnej danej temperaturze, nazwalismy (ust. 143) ilość energii promienistej, wydawanej w sekundzie przez centymetr kwadratowy powierzchni. Należy odróżnić emisyję całkowitą, ogół promieni wydawanych, wszelkiego rodzaju, od emisyji w poszczególnych barwach jednorodnych; pierwsza jest sumą tych ostatnich. Patrząc n.p. na różne źródła światła przez szkło czerwone, przepuszczające tylko wązki obszar widmowy, zdołamy porównać te źródła co do ich emisyji w promieniach czerwonych.

Wymierzenie emisyji różnych ciał w jednostkach bezwzględnych jest zadaniem niepospolicie trudnem. Nierównie łatwiej jest porównywać różne ciała pod względem ich emisyji. Jako ciało normalne, z którym inne się porównywa, wybrano ciało doskonale czarne, gdyż, jak się okaże w następującym ustępie, emisyja jego w każdej temperaturze jest większa aniżeli każdego innego ciała. W praktyce porównywa się emisyję ciał z emisyją sadzy, która nie różni się w tym względzie wiele od ciała doskonale czarnego. Stosunek emisyji jakiegokolwiek ciała, do emisyji ciała doskonale czarnego, w tej samej temperaturze, nazywa się „zdolnością emisyjną” danego ciała. Liczba otrzymana w ten sposób wyraża zdolność emisyjną całkowitą, jeżeli porównanie odnosiło się do całkowitego promieniowania wydawanego przez ciało badane i przez ciało czarne; jeżeli zaś rozłożymy promieniowania obu ciał na widma i porównywać je będziemy w poszczególnych barwach jednorodnych, wtenczas otrzymujemy zdolność emisyjną w tej lub owej barwie. Zdolność emisyjna może zresztą zależeć jeszcze od kierunku promieni wydawanych, tak jak sama emisyja zmienia się wraz z kątem emisyji (w ciałach czarnych według prawa Lamberta, ust. 146).



W dotychczasowych badaniach doświadczalnych ograniczano się przeważnie do mierzenia zdolności emisyjnej całkowitej. Tylko w zakresie promieniowania widzialnego porównanie dwu źródeł światła, nie tylko co do całości promieniowania, lecz i w każdej barwie z osobna, daje się uskutecznić bez większej trudności, za pomocą spektrofotometru.

W zakresie promieni podczerwonych porównywa się emisję za pomocą aktinometru. Sposobem wskazanym przez Leslie'ego ustawiamy przed aktinometrem *A* (fig. 278) naczynie metalowe *L* w kształcie sześciangu.

Z czterech ścian bocznych jedna jest okopcona sadzą, pozostałe pokrywamy cienkimi warstewkami ciał mających się porównać z sadzą co do zdolności emisyjnej. Naczynie napełniamy gorącym płynem, n.p. wrzącą wodą, jeżeli badanie ma być wykonane w temperaturze 100°, i zwracamy kolejno ku aktinometriowi jedną ścianę po drugiej. Ściana okopcona daje największe odchylenie wskazówki aktinometru; odchylenia innych, podzielone przez odchylenie pierwszej, dają nam zdolności emisyjne ciał badanych w stosunku do sadzy \*). Ażeby odnieść te zdolności do ciała doskonale czarnego, należy je pomnożyć jeszcze przez 0,98, tyle wynosi bowiem zdolność emisyjna sadzy (= zdolności absorbcyjnej, ust. nast.). Dla przykładu podajemy poniżej kilka danych:

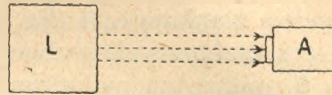


Fig. 278.

#### ZDOLNOŚĆ EMISYJNA CAŁKOWITA

w temperaturze 100°.

Ciało dosk. czarne . . . . .	1,000	Stal. . . . .	0,028
Sadza . . . . .	0,980	Platyna . . . . .	0,028
Szkło . . . . .	0,89	Miedź . . . . .	0,023
Wapno. . . . .	0,76	Srebro . . . . .	0,022
Bismut. . . . .	0,062	Srebro matowe. . . . .	0,053

\*) Ściśle mówiąc, odchylenie wskazówki aktinometru nie jest wprost miarą promieniowania; ono mierzy nadwyżkę promieniowania badanego nad promieniowaniem zasłony aktinometru (ust. 145). Ta ostatnia bywa jednak chłodna, przeto jej promieniowanie można opuścić, jeżeli badamy emisję ciał gorących.

Zdolność emisyjna zależy, jak widać, w wysokim stopniu od natury ciała, nadto od stanu jego powierzchni (polerowana, matowa, porysowana i t. p.). Pewien wpływ wywiera także temperatura; n.p. platyna promienieje słabo w temperaturze  $100^{\circ}$ , w temperaturze białego żaru świeci niewiele słabiej od węgla; szkło zachowuje się odwrotnie. Widać także na pierwszy rzut oka, że zdolność emisyjna idzie całkiem równoległe ze zdolnością absorbcyjną. Ścisłe uzasadnienie tej równoległości, znanej oddawna z doświadczenia, daje nam

**225. PRAWO KIRCHHOFF'A.** Wyobraźmy sobie naczynie całkowicie zamknięte *A* (fig. 279), dowolnego kształtu, o ścianach nieprzeźroczystych wobec wszelkiego promieniowania. Przegroda *B*, opatrzona malutkim otworem *O*, dzieli je na dwie komory

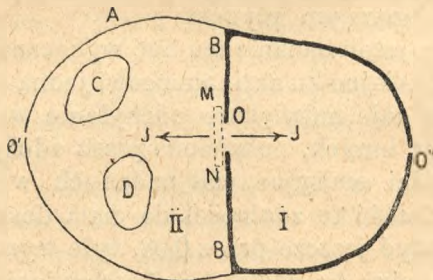


Fig. 279.

I i II. Ściany pierwszej są całkowicie wyłożone warstwą ciała doskonale czarnego, w drugiej znajdują się jakiekolwiek ciała *C*, *D*, ... Założymy jeszcze, że temperatura całego naczynia — wysoka lub niska — utrzymywana jest trwale na tej samej wysokości. Jeżeli temperatury ciał znajdujących się w naczyniu były pierwotnie nierówne i różne od temperatury samego naczynia, wówczas nastąpi wymiana ciepła, której ostatecznym skutkiem musi być zawsze zupełne wyrównanie temperatur (ust. 3). Przyjmiemy, że w tej wymianie ciepła pośredniczy tylko promieniowanie ciał ku sobie i ku ścianom naczynia (w tym celu należy wyobrazić sobie, że w naczyniu niema powietrza). Ciała cieplejsze będą tedy promieniowały obficie od zimnych, te ostatnie chłonąć będą więcej, aniżeli same tracą przez promieniowanie, a tym sposobem wytworzy się w końcu stan rów-



nowagi temperatur. Prévost zwrócił uwagę w r. 1792, że nastanie tej równowagi nie oznacza bynajmniej, jakoby ciała przestały promieniować: ono znaczy tylko, że każde z ciał znajdujących się wewnątrz osłony tyleż energii promienistej wydaje, ile jednocześnie chłonie. Ażeby się przekonać o słuszności tego sposobu pojmowania, wystarczy wyobrazić sobie, że równowaga została naruszona, n.p. przez lekkie oziębienie jednego z ciał  $C$  lub  $D$ ; promieniowanie wszystkich innych rychło ją wyrówna, a przecież nie można przypuścić, żeby to promieniowanie zaczęło się dopiero w chwili oziębienia tamtego ciała—żeby w ogóle było zawisłe od jego stanu.

W ten sposób też, jeżeli cała komora czarna I przesyła w sekundzie dajmy na to  $E_0$  jednostek energii promienistej przez otwór  $O$  do komory II, to w przypadku równości temperatur musi tyleż od niej odbierać. Przez otwór  $O$  przepływają tedy nieustannie dwa prądy energii promienistej, jednakowego natężenia, w przeciwnych kierunkach. Równość ta odnosi się nie tylko do całości obu prądów promieniowania, lecz i do każdej barwy jednorodnej z osobna. Przekonamy się o tem, skoro wyobraźmy sobie, że otwór  $O$  jest przykryty płytką doskonale przezroczystą dla jednej, jedynej barwy jednorodnej, czy to widzialnej, czy ciemnej, a zupełnie nieprzezroczystą dla wszelkich innych (w przybliżeniu n.p. szkło czerwone). Równowaga temperatur obu komór utrzymywać się będzie wtenczas tylko za pośrednictwem tego jedyne go rodzaju promieniowania; obustronne strumienie tego w szczególności promieniowania muszą tedy być jednakowe.

Z tego rozumowania wypada naprzód ważny wniosek, że promieniowanie wychodzące przez mały otwór z naczynia nieprzezroczystego (z komory II), zresztą całkiem zamkniętego, a zawierającego jakiegokolwiek dowolne ciała, jest co do natężenia całkowitego i co do złożenia z poszczególnych promieniowań jednorodnych takie, jak gdyby wewnątrz naczynia było doskonale czarne. To samo promieniowanie otrzymalibyśmy, gdyby w otworze umieszczoną była płytka doskonale czarna, ogrzana do tej samej temperatury, jaką ma naczynie. Gdybyśmy n.p. spojrzeli na otwór  $O$  przez bardzo małe okienka  $O'$  albo  $O''$  w ścianie naczynia, czy to od strony komory I, czy od II, zobaczylibyśmy z obu stron tę samą czarność, jeżeli naczynie ma temperaturę zwyczajną, albo tę samą jasność, jeżeli jest ogrzane do temperatury żaru. Pa-

trząc do pokoju zamkniętego nieprzeźroczystymi ścianami przez dziurkę od klucza, widzimy zupełną ciemność; patrząc do rozżarzonego pieca zobaczymy to promieniowanie, jakie wydawałoby ciało doskonale czarne w temperaturze pieca. Malutki otwór w ścianie naczynia zamkniętego zachowuje się i pod względem absorbeyi jak płytką doskonale czarna, tej samej wielkości. Każdy promień, który wpadnie do takiego otworu zostaje całkowicie pochłoniętym, oczywiście dlatego, że odbija się nieskończoną liczbę razy po ścianach naczynia; każde zaś odbicie jest połączone z częściowem bodaj pochłonięciem. Promieniowanie wnętrza zamkniętych naczyń, przez mały otwór w ścianie, daje nam tedy możliwość badania własności promienistych ciała doskonale czarnego, jakkolwiek ciało takie w rzeczywistości nie istnieje w przyrodzie.

Równość obustronnych promieniowań obu komór I i II nie będzie też naruszona, jeżeli w otworze  $O$  umieścimy płytkę  $MN$  dowolnego ciała, czy to częściowo tylko przeźroczystego, czy zupełnie nieprzeźroczystego. Dla uproszczenia przyjmijmy, że pole otworu  $O$  równa się jednostce;  $E_0$  oznaczać będzie wtedy emisję ciała doskonale czarnego, w temperaturze naczynia.

1) Ustawmy w otworze ciało  $MN$  doskonale przeźroczyste. Komora czarna rzuca na nie, jak pierwiej, promieniowanie  $E_0$ , które przechodzi w całości do komory drugiej; promieniowanie tej ostatniej, również w ilości  $E_0$ , przechodzi znowu bez straty do komory I. Równość ta byłaby naruszoną, gdyby ciało  $MN$  dorzucało do tego jakieś własne promieniowanie, zatem: ciało doskonale przeźroczyste, gdyby istniało, nie mogłoby wcale promieniować, jego emisya musiałaby być zerem.

2) Ustawmy w otworze doskonale zwierciadło. Ono odrzuca do wnętrza obu komór obydwaj promieniowania  $E_0$  w całości, zatem znowu emisya doskonałego zwierciadła równa jest zeru.

3) Ustawmy nakoniec w otworze płytkę jakiegokolwiek ciała;  $r, s$  niechaj oznaczają jego zdolność odbijającą i rozpraszającą,  $t$  przeźroczystość. Z promieniowania  $E_0$  komory czarnej odbije się teraz wstecz  $rE_0 + sE_0$ ;  $tE_0$  przejdzie do komory II i ulegnie tam całkowitemu pochłonięciu, gdyż komora ta zachowuje się jak gdyby była zupełnie czarną. Z promieniowania  $E_0$  komory II przejdzie do komory czarnej  $tE_0$ . Ogółem tedy komora czarna daje  $E_0$ , odbiera napowrót  $(r + s + t)E_0$  t. j. (we-



dług ust. 222)  $E_0 - aE_0$ , jeśli  $a$  oznacza zdolność absorbcyjną płytki. Ażeby stratę poniesioną, w ilości  $aE_0$ , wyrównać, płytka sama musi dorzucać do komory czarnej własne swoje promieniowanie w tejże samej ilości. Jeżeli tedy oznaczymy jej emisję przez  $E$ , to musi być:

$$(1) \quad E = a E_0.$$

Zważywszy, że stosunek  $E$  do  $E_0$  oznacza nic innego, jak zdolność emisyjną  $e$  płytki, w porównaniu z ciałem doskonale czarnem (ust. 224), możemy też napisać:

$$(2) \quad e = a.$$

Równość ta stosuje się zarówno do całkowitej emisji, jakoteż do emisji w każdej poszczególnej barwie jednorodnej, o czem przekonamy się znowu, ograniczywszy wymianę promieni do jednej barwy, za pomocą stosownej szyby jednobarwnej. Równania (1) albo (2) wyrażają prawo odkryte przez Kirchhoffa w r. 1859: zdolność emisyjna jakiegokolwiek ciała, w którejkolwiek barwie jednorodnej, równa się jego zdolności absorbcyjnej, w tej samej barwie i w tej samej temperaturze; albo: emisja jakiegokolwiek ciała, w którejkolwiek barwie jednorodnej, równa jest emisji ciała doskonale czarnego, w tej samej temperaturze i barwie, pomnożonej przez zdolność absorbcyjną ciała, w tej samej temperaturze i barwie.

Prawa te stosują się wyłącznie do t. zw. promieniowania cieplnego, do przypadku kiedy promieniowanie powstaje jedynie kosztem ciepła wewnętrznego ciała; boć i prawo równowagi temperatur, z którego one wynikają, może zapanować dopiero wtenczas (ust. 3), gdy wszelkie inne źródła energii, jak n.p. chemiczne, elektryczne i t. p. wygasną w ciałach. Pozorne wyjątki z tego prawa — zjawiska jarzenia się, luminescencji, ust. 229 — można zawsze wytłumaczyć tem, że istotna równowaga cieplna jeszcze w nich nie nastąpiła, że obce źródła energii jeszcze nie wygasły. Tak n.p. robaczki świętojańskie wydają promienie widzialne, w temperaturze zwyczajnej, jakkolwiek w tej temperaturze powinny być według (1)  $E=0$ , gdyż jest  $E_0=0$ , ciało czarne bowiem nie świeci w temperaturze zwyczajnej. Ale też one żyją i wywiązują światło kosztem prze-

mian chemicznych w swym organizmie. Wygasanie tych obcych źródeł energii wymaga niekiedy długiego czasu, jak n.p. w ciałach fosforyzujących.

Wnioski: 1) Żadne ciało nie może wydawać więcej promieniowania, ani w całości, ani w każdej barwie jednorodnej z osobna, aniżeli ciało doskonale czarne, mające tę samą wielkość, kształt i temperaturę. Wynika to z równania (1), skoro się zważy, że zdolność absorbcyjna  $a$ , jest, z natury rzeczy, zawsze ułamkiem mniejszym od jedności (żadne ciało nie może pochłaniać więcej, aniżeli otrzymuje).

2) Ciało doskonale czarne (węgle w piecu zamkniętym, w który patrzymy przez mały otwór), w temperaturach poniżej 400 do 500° C., wydaje tylko promieniowanie podczerwone; w pobliżu tych dopiero temperatur emissya  $E_0$  zaczyna przyjmować dostrzegalną dla oka wartość, w promieniach krótkofalowych, widzialnych. Z równania (1) wnosimy, że to samo dotyczy się emissyi  $E$  wszelkich ciał (prawo Drapera): wszystkie ciała zaczynają świecić się dopiero w pobliżu tych temperatur—mniej lub więcej jasno, to zależy od ich zdolności absorbcyjnej  $a$  w tych promieniach. Węgiel żarzy się jasno; szkło, które mało pochłania, słabiej, ale w tej samej temperaturze. Wyjątek stanowią znowu ciała, których promieniowanie nie jest czysto cieplne: robaczki świętojańskie i t. p.

3) Każde ciało pochłania najsilniej te właśnie promienie, które w tej samej temperaturze najobficiej wysyła (równanie 2). Ciało, którego zdolność emissyjna  $e$  jest równa zeru dla wszelkich barw, z wyjątkiem jednej (n.p. płomień sodowy dla  $\lambda=0,589$ ), nie będzie też żadnej barwy chłonać ( $a=0$ ) z wyjątkiem tej jedynej. Twierdzenia tego nie należy jednak odwracać; n.p. szkło czerwone chłonie w temperaturze zwyczajnej promienie niebieskie ( $a > 0$ ), ale ich nie wydaje, albowiem dla tych promieni, w temperaturze zwyczajnej, emissya  $E_0$  ciała czarnego jest zerem, przeto według (1) jest także  $E=0$ . Mogłoby wydawać je w temperaturze żaru, gdyby stosunki absorbcyi nie zmieniały się z temperaturą. Istotnie też czarna plama atramentowa na platynowej blaszce odbija się jasno na tle platyny rozżarzonej, gdyż i w tej temperaturze wysokiej ona chłonie więcej od gładkiej platyny.

Najmniejszą zdolność emissyjną  $e$  mają polerowane metale, gdyż z powodu dużego  $r$  zdolność ich absorbcyjna  $a$  jest mała. W tem



leży powód, że kalometry sporządza się, celem zmniejszenia utraty ciepła, z blachy srebrnej doskonale polerowanej. Powietrze ciekłe przechowuje się w fiaskach szklanych o podwójnych ścianach, wewnątrz srebrzonych; celem zmniejszenia także konwekcyi i przewodnictwa cieplnego przestrzeń między ścianami jest doskonale wypompowana.

**226.** EMISSYA CIAŁA DOSKONALE CZARNEGO, w całości, jako też w poszczególnych barwach, zależy tylko od temperatury, nie zależy zaś wcale od rodzaju ciała czarnego; przekonaliśmy się bowiem w poprzedzającym ustępie, że ciało czarne można sztucznie sporządzić, za pomocą nieprzeźroczystego, zamkniętego naczynia, zawierającego jakiegokolwiek ciała. Zbadanie tej emissyi  $E_0$  jest szczególnie ważne, z tego powodu, że z niej można otrzymać emissye wszystkich innych ciał, w myśl równania  $E = aE_0$ .

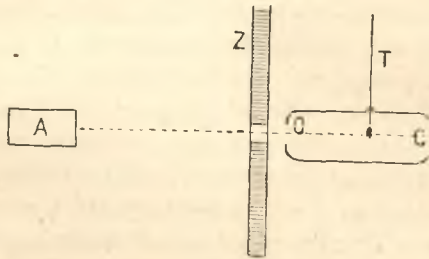


Fig. 280.

Przytoczyliśmy już w ust. 59 prawo dostrzeżone naprzód przez Stefana, iż emissya całkowita ciała doskonale czarnego rośnie proporcjonalnie do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej. Całkowita ilość energii, wydawanej w sekundzie, przez centymetr kwadratowy ciała doskonale czarnego (nie licząc tej, którą odbiera jednocześnie od ciał otaczających) wynosi:

$$E_0 = 1,28 \cdot 10^{-12} T^4 \text{ gramstopni.}$$

Słuszność tej zależności sprawdzono w ostatnich czasach (Lummer) za pomocą doświadczeń, których zasadę objaśnia fig. 280. Naczynie zamknięte  $C$ , naśladujące ciało doskonale czarne, ogrzewa się do wyższej temperatury, wskazanej przez termometr  $T$ ; promieniowanie badane, wychodzące przez mały otwór  $O$

w naczyniu, przez drugi w zasłonie  $Z$ , chłodzonej strumieniem zimnej wody, pada na aktinometr  $A$ . Odchylenia aktinometru zmieniają się w istocie proporcjonalnie do  $T^4$ .

Ażeby się dowiedzieć, w jakich ilościach poszczególne promieniowania jednorodne, o falach długich i krótkich, składają się na całkowite promieniowanie  $E_0$  ciała czarnego, należy doświadczenie powyższe o tyle odmienić, iżby promieniowanie naczynia  $C$  padało naprzód na spektroskop, zdolny rozwinąć je na widmo rzeczywiste (ust. 220). Przesuwając w tem widmie wążki aktinometr (stos termoelektryczny, bolometr lub t. p.) od jednej barwy do drugiej, przekonano się, że:

1) Posuwając się od najdłuższych fal podczerwonych, ku coraz krótszym, znajdujemy natężenia rosnące stopniowo, aż do pewnej długości fali  $\lambda_m$ , która jest wydawana najobficiej (maximum promieniowania), poczem natężenie znowu stopniowo opada.

2) Przy stopniowym podwyższaniu temperatury ciała promieniującego, natężenia wszystkich barw, ciemnych i widzialnych powiększają się; jednakże promienie krótkofalowe wrażliwe w natężeniu szybciej od długofalowych. Wskutek tego najcieplejsze miejsce w widmie (długość fali odpowiadająca maximum promieniowania) posuwa się, w miarę wzrostu temperatury, ku coraz krótszym falom. Okazało się, że długość fali tego maximum jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury bezwzględnej  $T$  ciała czarnego; znaleziono mianowicie że:

$$(2) \quad \lambda_m = \frac{2940}{T} \text{ mikronów.}$$

Tak n.p. w temperaturze wrzącej wody,  $T = 373^\circ$ , ciała czarne wydają najobficiej te promienie, których długość fali  $\lambda = 2940 : 373 = 8 \mu$ . Ażeby zaś maximum posunęło się aż do promieni widzialnych, n.p. między linie Fraunhofer'a  $C$  i  $D$  t. j. około  $\lambda = 0,62 \mu$ , do tego potrzeba temperatury  $T = 2940 : 0,62 = 4742$  stopni bezwzględnych, t. j.  $4470^\circ C$ . Tu właśnie znajduje się maximum natężenia w widmie słonecznym normalnym; powyższą temperaturę możnaby zatem uważać jako temperaturę słońca, gdyby się wiedziało, iż ono jest ciałem doskonale czarnem \*).

\*) W widmie słonecznym przyrządkowanym miejsce najcieplejsze przypada gdzieindziej, w zakresie podczerwonym. W porównaniu z normalnym



Fig. 281 wyobraża krzywe, których rzędne są proporcjonalne do odchylenia wskazówki aktinometru w widmie normalnym ciała czarnego, w temperaturach 100°, 300° i 500°C. Jak widać, dopiero w ostatniej z tych temperatur natężenie wzrosło o tyle, że w części widzialnej *cf* widma oko dostrzedz może pierwsze ślady świecenia, i to naprzód żar czerwony. W miarę wzrostu temperatury natężenia powiększają się tak gwałtownie, że chcąc przedstawić krzywe, odpowiadające temperaturom zwykłych źródeł światła, od temperatury świecy (1500—2000°), do temperatury lampy elektrycznej łukowej, w części widma widzialnej *cf*, trzeba było wykreślić osobno krzywe na fig. 282 w skali 1000 razy mniejszej.

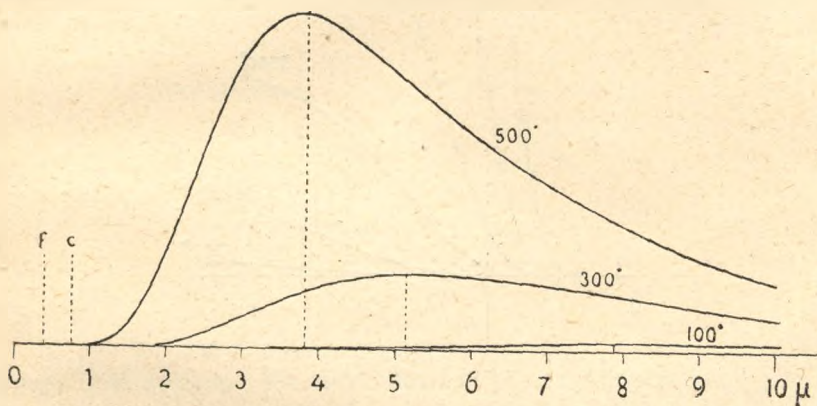


Fig. 281.

Według Planck'a wszystkie te wyniki można wyrazić wzorem:

$$(3) \quad E_{\lambda} = C \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda^5 \left( e^{\frac{14600}{\lambda T}} - 1 \right)}$$

$E_{\lambda}$ , oznacza tu ilość energii promienistej w bardzo wązkim pasku widma, między długościami fali  $\lambda$  i  $\lambda'$  mikronów;  $T$  oznacza tem-

widmo pryzmatyczne jest, jak wiadomo, (ust. 187), więcej ścięśnione na końcu czerwonym i podczerwonym; z tego powodu aktinometr zagarnia tam większą ilość promieni, aniżeli w takim samym miejscu widma normalnego. Ztąd pozorne przesunięcie miejsca najcieplejszego w stronę fali dłuższych.

peraturę bezwzględną,  $C$  stałą, zależną od wielkości powierzchni promieniejącej (szerokości szczeliny spektroskopu);  $e$  jest zasadą logarytmów naturalnych. Suma wszystkich  $E_\lambda$  daje całkowite promieniowanie, proporcjonalne do  $T^4$  (na fig. 281 sumę tę wyobraża pole zawarte między krzywą, a osią długości fali).

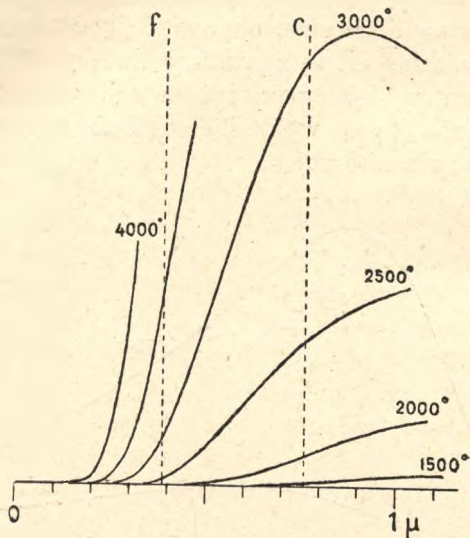


Fig. 282.

Barwa i temperatura. Patrząc przez spektroskop na ciało czarne, ogrzewane od  $500^\circ$  w górę, zauważymy, że widmo, ograniczone z początku tylko do końca czerwonego, rozszerza się stopniowo ku końcowi fioletowemu. Odpowiednio do tego, barwa żaru przechodzi od czerwonej do białej. W przybliżeniu można zatem ocenić temperaturę według barwy, jak to okazuje następująca tabliczka:

525° początek żarzenia		1200° jasno-pomarańczowa
700° ciemno-czerwona		1300° biała
1000° jasno-czerwona		1500° jaskrawo-biała.

Fig. 282 tłumaczy też dostatecznie, dlaczego źródła światła białego, o niższej temperaturze (świece), mają odcień żółtawy, a nawet czerwony, podczas gdy źródła bardzo gorące, jak



lampa łukowa, okazują odcień niebieskawy, a zarazem o wiele są bogatsze w promienie nadfioletowe.

Zarazem okazuje się, że pojęcie światła białego jest, ściśle biorąc, nieokreślone, chyba, że określimy je, jako światło wydawane przez ciało doskonale czarne, w temperaturze wysokiej, dokładnie określonej.

Jasność i temperatura. Zarówno wzór Planck'a jak i fig. 282 okazują, że w miarę wzrostu temperatury emisja ciała czarnego wzrasta niezmiernie szybko, tak w całości, jak i w poszczególnych barwach jednorodnych, a zwłaszcza widzialnych. Pomiar Lummera wykazały też, że ilość światła białego wydawana przez millimetr kwadratowy ciała doskonale czarnego, wyrażona fotometrycznie w świecach amylowych, przedstawia się jak następuje:

Temperatura	Świec am./mm <sup>2</sup>
1175° . . . . .	0,0042
1435° . . . . .	0,0635
1500° . . . . .	0,1
1700° . . . . .	0,5
1800° . . . . .	1,0

W pobliżu 1700° podwyższenie temperatury zaledwie o 100° podwaja ilość światła. To samo dotyczy poszczególnych barw prostych. Porównywając jasność  $E_\lambda$  i  $E'_\lambda$ , tej samej barwy jednorodnej  $\lambda$ , w promieniowaniu dwu ciał doskonale czarnych, czy to w widmie, czy przez szkło jednobarwne, możemy określić stosunek ich temperatur, a zatem obliczyć wyższą  $T'$ , jeżeli niższa  $T$  jest zkądnądną znana. Jest to jedyny dziś sposób mierzenia temperatur tak wysokich, w których żadne naczynie termometryczne nie mogłoby się już ostać. Przyjąwszy, że wzór Plancka (3) przedstawia rzecz wicznie, możemy, dla krótkich fal świetlnych, opuścić w mianowniku jedność wobec wielkiej liczby, jaką jest wówczas potęga liczby  $e$ ; biorąc logarytmy otrzymamy łatwo:

$$\text{Log } \frac{E'_\lambda}{E_\lambda} = \frac{14600 \text{ Log } e}{\lambda} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T'} \right),$$

wzór przydatny do określania temperatur (bezwzględnych) sposobem fotometrycznym.

227. WIDMA EMISYJNE. ANALIZA WIDMOWA. Widmo ciała czarnego, rozżarzonego, przedstawia się w spektroskopie jako ciągłe, nieprzerwane następstwo barw, od czerwonej do fioletowej; nie braknie w niem żadnej barwy, żadna też nie uwydatnia się wyjątkową jasnością wśród sąsiednich. Widma podobne, zwane ciągłymi, okazują, z bardzo nielicznymi wyjątkami (związki erbu i didymu), wszelkie świecące ciała stałe i ciekłe. Zależnie od temperatury, sięgają one mniej lub więcej daleko ku końcowi fioletowemu; mają rozmaicie ustosunkowane jasności poszczególnych pól barwnych — zależnie od zdolności emisyjnej ciała; główną atoli i stałą ich cechą jest ciągłość. Widma tego rodzaju okazują także płomienie świec, lamp naftowych, gazu, gdyż istotnem źródłem światła są tam rozżarzone do białości cząsteczki węgla (sadzy), wydzielone przez gorąco z płonących węglowodorów.

Gazy i pary świecące wydają natomiast, o ile są dostatecznie rozrzedzone, promieniowanie złożone z liczby skończonej, niekiedy bardzo wielkiej, oddzielnych barw jednorodnych. Emisja tych ciał, rozwinięta za pomocą spektroskopu w widmo, przedstawia się tedy pod postacią oddzielnych linii, t. j. oddzielnych obrazów szczeliny spektroskopu; niekiedy pojawia się, jako tło pod liniami, słabe widmo ciągłe. Długości fali, odpowiadające tym liniom, są zupełnie określone, zależne tylko od chemicznej natury świecącego gazu lub pary. Po barwie, t. j. po długości fal linii widmowych, można rozpoznać rodzaj świecącego ciała; na tem polega nieoceniona wartość widm emisyjnych dla analizy chemicznej. Dwa różne ciała nie okazują nigdy widm złożonych z tych samych linii. To samo ciało może jednak okazywać widma różne, zależnie od warunków fizycznych (temperatury i gęstości) w jakich świeci; zmiana widma zachodzi jednak w ten sposób, że niektóre linie przygasają, albo zwężają się, inne rozjaśniają się albo rozszerzają; miejsce swoich w widmie tego samego ciała linie nie zmieniają nigdy \*).

---

\*) Przesunięcie linii zachodzi jednak, w myśl zasady Dopplera, jeżeli źródło światła zbliża się szybko, albo oddala od spektroskopu; małe przesunięcia zachodzą także pod wpływem ciśnienia wywieranego na parę świecącą.



Badanie tych wszystkich wpływów stanowi cel główny t. zw. analizy widmowej, t. j. analizy optycznej, przystosowanej do zadań analizy chemicznej. Od czasu odkrycia, przez Bunsena i Kirchhoffa (w r. 1859), analiza widmowa stała się jedną z najpotężniejszych dźwigni nie tylko fizyki i chemii, ale także astronomii fizycznej i wielu zastosowań technologicznych.

Z powodu małej zdolności absorbcyjnej, a więc i emisyjnej, w zakresie fal świetlnych, gazy i pary nie dają się rozżarzyć, t. j. doprowadzić do świecenia przez samo podwyższenie temperatury. Powietrze n. p. nie wydaje światła, w ilości dostrzegalnej, nawet powyżej 2000°. W celu otrzymania widm ciał gazowych używa się tedy prądu elektrycznego, albo działań chemicznych, wstrząsających cząsteczki nierównie potężniej, aniżeli sam ruch cieplny. Widma gazów, takich jak powietrze, tlen, wodór i t. p. otrzymuje się na drodze elektrycznej, za pomocą t. zw. rurek Plücker'a (fig. 283), napełnionych gazem badanym pod małym ciśnieniem (2 do 3 mm rtęci). Druciki oznaczone + i —, wlotowane w końce rurki, łączy się z biegunami maszyny elektrycznej, albo cewki indukcyjnej, albo wreszcie baterji galwanicznej, złożonej z kilkuset ogniw. Pod wpływem przechodzącego prądu gaz świeci się, najjaśniej w zwężonej części rurki, którą też ustawia się tuż przed szczeliną spektroskopu. Temperatura gazu jest przytem niska, niekiedy nie dochodzi 100°.

Światło par metalicznych otrzymuje się za pomocą iskier elektrycznych, bijących między końcami drucików z metalu badanego, połączonych z biegunami maszyny elektrycznej, albo induktora; można też kawałki metalu umieszczać na węglu lampy elektrycznej łukowej.

Sole łatwiej lotne dość jest ogrzać w płomieniu palnika gazowego Bunsena (fig. 284). Płomień zasilany obficie powietrzem, dopływającym przez otwór *P*, świeci się sam przez się bardzo słabo. Odrobina soli n. p. soli kuchennej (*NaCl*), wpro-



Fig. 283.

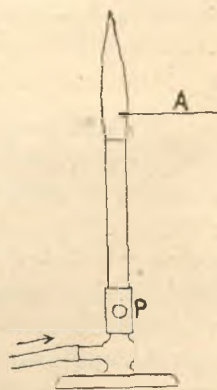


Fig. 284.

wadzona w płomień na druciku platynowym *A*, zabarwia go na żółto; sole litu i strontu na czerwono, miedzi na zielono i t. p. Spektroskop rozdziela te światła na kilka jasnych linii widmowych. Oddziaływanie jest niekiedy tak czułe, że wystarcza n.p.

$\frac{1}{14000000}$  miligramu sodu, ażeby zobaczyć znaną linię *D* światła sodowego. Przytem otrzymuje się zawsze to samo widmo, czy się użyje chlorku, czy węglanu lub innego połączenia badanego metalu. Wypada więc wnosić, że widmo należy do pary samego metalu; pod wpływem gorąca sól ulatnia się, a para jej ulega rozszczepieniu na metal i pozostałą resztę. Proces chemiczny rozszczepiania się zdaje się być w tych zjawiskach istotnym powodem świecenia się pary. Jednakże i związki chemiczne mają właściwe sobie widma, o ile można ogrzać je do tego stopnia, żeby świeciły, nie rozłożywszy się.

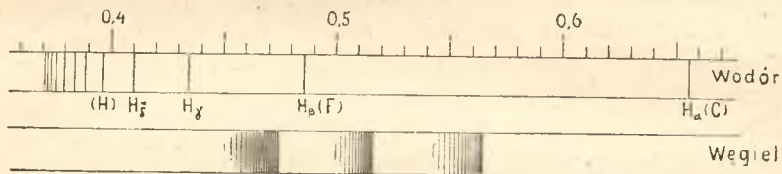


Fig. 285.

Widma gazów i par bywają dwojakiego rodzaju: liniowe albo prążkowane. Pierwsze przedstawiają się pod postacią oddzielnych linii, rozrzuconych napozór bezładnie po całym widmie (fig. 285, wodór). Drugie składają się z szeregu prążków, ułożonych jeden obok drugiego, niekiedy bardzo prawidłowo: każdy prążek zaczyna się jasną krawędzią, poczem jasność jego spada aż do krawędzi następnego prążka (fig. 285 — widmo płonących węglowodorów, przypisywane węglowi; okazują je także komety). Pod silnem powiększeniem i rozszczepieniem okazuje się, że prążki te składają się również z niezliczonych linii, ułożonych najgęściej przy krawędzi, następnie rozsuwających się stopniowo i zwężających się. To samo ciało okazywać może, zależnie od temperatury, raz widmo liniowe, w innym znowu przypadku prążkowane. Tlen n.p. daje dwa różne widma liniowe i jedno prążkowane. Z reguły widma liniowe występują w temperaturze najwyższej, albo pod wpływem bardzo silnych rozbrojeń elektrycznych, ogólnie mówiąc wtenczas, gdy cząste-



czki ulegają najenergiczniejszym wstrząśnieniom molekularnym; prążkowane odpowiadają temperaturom niższym.

W ostatnich czasach dostrzeżono, że prawidłowość budowy, widoczna na pierwszy rzut oka w widmach prążkowanych, daje się w wielu razach odszukać także w liniowych. Wodór n.p. daje w widmie widzialnem kilka linii, których położenie nie zdradza żadnej prawidłowości. W części nadfioletowej znaleziono jednak za pomocą fotografii jeszcze szereg dalszych linii, które razem z widzialnemi tworzą wyraźnie prawidłowy układ, t. zw. seryę (fig. 285), w której odstępów linii prawidłowo się zmniejszają. Balmer okazał, że długość fali wszystkich tych linii wodoru można objąć jednym wzorem:

$$\lambda_n = 0,36472 \frac{n^2}{n^2 - 4},$$

skoro się podstawia za  $n$  kolejno liczby całkowite 3, 4, ... do 15. Podobne prawidłowości dostrzeżono także w widmach innych pierwiastków. Zazwyczaj jednak widma składają się z kilku takich seryi splątanych ze sobą, wskutek czego rozwikłanie ich przedstawia bardzo znaczne trudności. Nierzadko linie występują dwójkami, albo trójkami, jak znana linia sodu, złożona z dwu bardzo bliskich linii, obok której, w temperaturze wysokiej, występują inne, zupełnie podobne, tworzące z tamtą prawidłową seryę.

Zgęszczenie pary lub gazu ma zawsze ten wpływ, że linie rozszerzają się, a przy silnem zgęszczeniu zlewają się w widmo ciągłe.

Występowanie oddzielnych linii w widmie gazów i par, a więc oddzielnych barw jednorodnych w ich świetle, wskazuje, że cząsteczki tych ciał są siedliskiem niezmaconych drgań wahadłowych. O ile gaz jest tak rozrzedzony, że każda cząsteczka przebiega swobodnie drogę długą, zanim spotka się z inną, możemy odbywające się w niej drganie porównać z drganiem sprężystej bryły, nastrojonej na mocy swej sprężystości i kształtu, do drgań w pewnym określonym okresie; linie widmowe odpowiadają zatem tonom własnym ciał drgających. Uderzenia tak gwałtowne i bezładne, jak te, które sprawia ruch molekularny, albo prąd elektryczny, wzbudzać będą wszelkie możliwe sposoby drgania, do których cząsteczka jest dostrojona — jedne łatwiej, inne trudniej, — nie będą jednak mogły zmienić okresów, dopó-

ki cząsteczka uderzona wykonywa istotnie drgania swobodne. W ciałach stałych i cieczach drgania cząsteczek nie mogą rozwinąć się swobodnie, z powodu gęstego ich stłoczenia. Widmo ciągłe, jakie wówczas otrzymujemy, jest wyrazem bezładu w ruchu molekularnym.

Widmo liniowe pozwala nam tedy wejrzeć głębiej w ustrój wewnętrzny materji, aniżeli jakikolwiek inny objaw. Dziś już, gdy badania w tym względzie zaledwie są rozpoczęte, sposób ten doprowadził do niektórych ważnych wyników. Gazy, których cząsteczki składają się z jednego tylko atomu, jak para rtęci, argon i t. p. (ust. 104) dają jednakże widma złożone z licznych linii. Widocznem jest tedy, że atomy materji muszą być złożone z części jeszcze drobniejszych, mogących zbliżyć się do siebie i oddalać, słowem, drgać. Do podobnego wniosku doprowadziły też pewne zjawiska elektryczne. Przyjmuje się, że elektrony wchodzą w skład atomów; ich drgania są źródłem fal świetlnych, których okresy i natężenia wyjawia nam spektroskop.

## TABLICA

## WAŻNIEJSZYCH LINII WIDMOWYCH.

*Długości fal w mikronach.*

Wodór . . . . .	0,6563 (C)	Cynk . . . . .	0,4722
" . . . . .	0,4861 (F)	" . . . . .	0,4680
" . . . . .	0,4341	Rtęć . . . . .	0,5790
Sód . . . . .	0,5896 (D <sub>1</sub> )	" . . . . .	0,5769
" . . . . .	0,5890 (D <sub>2</sub> )	" . . . . .	0,5461
Hel . . . . .	0,5875 (D <sub>3</sub> )	Srebro . . . . .	0,5466
Lit . . . . .	0,6707	" . . . . .	0,5209
" . . . . .	0,6104	Kadm . . . . .	0,6439
Stront . . . . .	0,4608	" . . . . .	0,5379
Tal . . . . .	0,5351	" . . . . .	0,5338
Potas . . . . .	0,768	" . . . . .	0,5086
Cynk . . . . .	0,6364	" . . . . .	0,4800
" . . . . .	0,4811	" . . . . .	0,4678

Tabliczka powyższa daje małą próbkę obszernych katalogów linii widmowych, jakie można znaleźć w dziełach szczegółowych o analizie widmowej. Ażeby określić pierwiastek, do którego należy jakaś linia widmowa, dostrzeżona w spektroskopie, uciekamy się do



takich właśnie katalogów. Poprzednio należy jednak zmierzyć dokładnie długość fali tej nieznannej linii. W tym celu trzeba raz na zawsze wyznaczyć długości fali, odpowiadające różnym kreskom skali spektroskopu, którym się posilkujemy. Do tego służą linie znane, n.p. tych ciał, które znajdujemy w poprzedzającej tabliczce. Najbezpieczniej jest wytworzyć w spektroskopie dwa widma, jedno nad drugim: widmo ciała badanego i tego pierwiastka, o którym przypuszczamy, że jest sprawcą szukanej linii. Do takich porównań służy pryzmacik  $p$  (fig. 203), opisany w ust. 187.

Przesunięcie linii widmowych, wskutek ruchu źródła światła, albo spektroskopu, zdarza się tylko w widmach gwiazd, gdyż w pracowni niepodobna wytworzyć tak znacznej prędkości, żeby przesunięcie linii było dostrzegalnem. Ono stanowi potężny środek badawczy nowoczesnej astronomii fizycznej, pozwala bowiem określić prędkość ruchu gwiazd w kierunku linii widzenia. Teorię tego pięknego zastosowania zasady Dopplera w dziedzinie optyki wyłożyliśmy już w ust. 159. Jeżeli n.p. w widmie gwiazdy, na której płonie wódór, wszystkie linie, należące niewątpliwie do wodoru, są przesunięte z miejsc swoich zwyczajnych ( $\lambda$ ) ku czerwonemu końcowi widma, a zatem gdy okazują długości fal ( $\lambda'$ ) cokolwiek dłuższe od zwyczajnych, wówczas wnioskujemy, że gwiazda oddala się od nas, albo my od niej, z prędkością  $V \cdot \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$ , w czem  $V$  oznacza prędkość światła.

**228. ODWRÓCENIE WIDM. WIDMO SŁONECZNE.** Ważnem dopełnieniem analizy emisyjnej są widma absorbcyjne par i gazów świecących. Rzućmy na szczelinę spektroskopu światło białe, źródła bardzo gorącego, a więc świecącego bardzo silnie, n.p. światło lampy elektrycznej. Otrzymamy jasne ciągle widmo. Umieścimy następnie tuż przed szczeliną płomień gazowy, nieświecący, albo płomień lampki spirytusowej, w którym płonie kawałeczek sodu, wydający jednorodne żółte światło. Światło białe przechodzi zatem przez tę świecącą parę sodu, zanim wstąpi do spektroskopu. Przekonamy się, że na tle widma ciągłego wystąpi linia ciemna, dokładnie w tem miejscu, gdzie płomień sodowy sam przez się dałby był linię jasną. Zjawisko to, zwane widmem odwróconem sodu, tłumaczy się łatwo na podstawie prawa Kirchhoffa. Zdolność emisyjna  $e$  pary sodu równa jest zeru, dla wszelkich barw, z wyjątkiem  $\lambda = 0,589$ , tę samą przeto cechę musi mieć jej zdolność absorbcyjna  $a$ . Innemi słowy: para sodu jest przezroczysta dla wszelkich barw, z wyjątkiem tej jedynej, którą sama wydaje. Całe widmo ciągle lampy elek-

trycznej, widziane na wskroś przez parę sodu, przedstawia się tedy w tej samej jasności, jak gdyby pary wcale nie było. Natomiast promienie żółte  $\lambda = 0,589$ , które lampa również wydaje, i to z nierównie większem natężeniem, aniżeli para (z powodu wyższej temperatury), doznają znacznego osłabienia. Stąd linia ciemna. Nie jest ona zupełnie czarną, gdyż otrzymuje światło od pary sodowej. Jednakże słabe to światło nie dorównywa temu oświetleniu, jakie gorętsza lampa elektryczna dałaby w temże miejscu i jakie daje wciąż w najbliższem jego otoczeniu. Przez kontrast z tem otoczeniem linia wydaje się zatem ciemną, niemal czarną. Istotnie, gdyby źródło światła białego było chłodniejsze (świeca), gdyby świeciło w żółtej części widma mniej silnie, aniżeli para sodu, obaczylibyśmy linię sodową jasną, na tle widma ciągłego.

Odkrycie widm odwróconych przez Kirchhoffa i Bunsena podało klucz do wytłumaczenia zagadkowych linii ciemnych, linii Fraunhofera, które okazuje w ogromnej ilości widmo słoneczne (ust. 176, tablica II), jakoteż widma niektórych gwiazd stałych. Dość było przyjąć, że jądro masy słonecznej jest bryłą rozżarzoną do białości i zgęszczoną (z powodu wzajemnego przyciągania się grawitacyjnego swych części), która sama przez się daje światło białe i widmo zupełnie ciągłe. Zewnętrzne części tej bryły, jako najbardziej oddalone od środka ciężenia, są nierównie rzadsze; są to pary dobywające się z środkowej masy, również jeszcze rozżarzone i świecące, ale chłodniejsze od niej, z powodu silnego promieniowania w przestrzeń otaczającą. Światło białe jądra słonecznego, przenikając przez warstwę tych par, ulega częściowemu pochłonięciu, w tych właśnie barwach jednorodnych, które owe pary same wydają. Wszystko odbywa się tak, jak w doświadczeniu z lampą elektryczną i światłem sodowem. Widmo zewnętrznej warstwy słonecznej, według tej teorii, powinno tedy być widmem liniowem. Istotnie też, podczas całkowitych zaćmień słońca, gdy tarczę słoneczną przykrywa księżyc, widać dookoła tego ostatniego różowy jasny rąbek (chromosfera), dający widmo złożone z jasnych linii, przeważnie wodoru, helu, rzadziej innych pierwiastków. Można zresztą widzieć linie te każdego czasu, skoro za pomocą soczewki rzucimy na szczelinę spektroskopu rzeczywisty obraz słońca, w ten sposób, żeby na szczelinę padał sam brzeg słonecznego krążka. Blask jasnego nieba nie przeszkadza widzeniu linii chromosfery z następującej przyczyny: im silniejsze jest rozszczepienie w spek-



troskopie, tem dłuższem, a więc i mniej jasnym będzie widmo światła dziennego; linie chromosfery natomiast, jako jednorodne, pozostają zawsze jednakowo wązkimi, i jednako jasnymi, odbijają przeto jasno na tle tantego widma.

Widmo słoneczne jest zatem widmem absorbcyjnym, a linie Fraunhofera stanowią obraz negatywny, czyli odwrócony, widm emisyjnych tych pierwiastków, które znajdują się w zewnętrznej warstwie słońca. Zgodność z widmami emisyjnymi, znanymi z doświadczeń ziemskich, jest doskonała. Tak n.p. linia ciemna *D* w widmie słonecznym należy niewątpliwie do sodu, jest tak samo podwójną, jak linia jasna pary sodowej; *C* i *F* należą do wodoru, *D*<sub>3</sub> do helu, *b* do magnezu, *E* i *G* do żelaza i wapnia. Nie wszystkie jednak linie Fraunhofera są pochodzenia słonecznego, niektóre, zwłaszcza w czerwonej części widma, powstają przez pochłonięcie pewnych promieni słonecznych w atmosferze ziemskiej (w tlenie i parze wodnej). Ciemność tych ostatnich linii (tellurycznych) jest zmienna, zależy bądź to od ilości pary wodnej w powietrzu, bądź od długości drogi, jaką promienie przebywają w atmosferze.

Niewidzialne części widma słonecznego są również przepełnione liniami, które możnaby także nazwać ciemnymi. W nadfioletkowej części są one cienkie i niezmiernie liczne; w podczerwonej mają raczej podobieństwo do prążków absorbcyjnych szerokich, są też przeważnie pochodzenia ziemskiego ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ).

Na ogół widmo słoneczne sięga od  $15\mu$ , gdzie dostrzedz można jeszcze ślady promieniowania, za pomocą najczulszych aktinometrów, aż do  $0,29$  lub  $0,30\mu$ , dalsze bowiem promienie nadfioletkowe chłonie atmosfera ziemska. Rozdział natężeń na poszczególne barwy jednorodne okazuje na tab. II krzywa wykreślona według pomiarów aktinometrycznych Langley'a w widmie normalnem. Jej kształt odpowiada zupełnie wysokiej temperaturze słońca (ust. 226). Maximum promieniowania w widmie normalnem przypada w części widma widzialnej, między liniami *C* i *D*.

**229. ZJAWISKA JARZENIA SIĘ (LUMINESCENCJA).** Na podstawie ustroju widm ciał gazowych utworzyliśmy sobie zupełnie określone wyobrażenie o mechanizmie świecenia. Częsteczkę gazu świecącego możnaby porównać z dzwonkiem lecącym swobodnie w przestrzeni i dźwięcącym przez cały czas, aż do chwili spotkania się z drugim, podobnym dzwonkiem, poczem, po chwili

lowem zakłóceniu prawidłowości drgania, obadwa, rozłączywszy się, zaczynają dźwięczyć na nowo. Podobnie i w ciałach stałych drgania składowych części cząsteczek są źródłem fal energii promienistej, z tą różnicą, że właściwe im okresy drgań nie mogą rozwinąć się swobodnie, z powodu ustawicznych kolizji z innymi cząsteczkami — z powodu braku swobodnej drogi. W myśl teorii kinetycznej materii temperatura zależy od średniej energii kinetycznej cząsteczek poruszających się jako całości. W ciele rozżarzonem energia ta udziela się, wskutek ciągłych uderzeń się cząsteczek, także ich częściom składowym: atomom i elektronom. Cząsteczki, które otrzymują energię swych drgań wewnętrznych z tego źródła, wydają światło, które nazywamy żarzeniem się ciała. Można jednak wyobrazić sobie, że za pomocą dostatecznie subtelnych środków udałoby się wywołać drganie wewnątrz cząsteczki, nie nadając jej wcale ruchu w całości, a więc tej energii kinetycznej, od której zależy wysokość temperatury. Otrzymalibyśmy wtenczas świecenie się ciała w temperaturze niskiej. Wszystkie objawy tego rodzaju nazwiemy jarzeniem się (luminescencją). Znamy wiele sposobów wywołania tego objawu: przez działanie światła (fotoluminescencja — ciała fluoryzujące i fosforyzujące); przez działania chemiczne (chemiluminescencja — fosfor, gnijące mięso, butwiejące drzewo, robaczki świętojańskie); przez prąd elektryczny (elektroluminescencja — gazy, w rurkach Plićkera); przez tarcie (triboluminescencja — cukier rąbany); przez wywołanie krystalizacji (krystaloluminescencja — roztwór wodny soli świeci, gdy zeń strącamy kryształki przez dodanie alkoholu) i inne.

Cząsteczki ciała jarzącego się nie są nigdy w równowadze cieplnej między sobą. Zachodzą w nich ruchy wewnętrzne, które stopniowo, wskutek spotkań udzielają się także całym cząsteczkom. Siarczki wapnia, baru, strontu dyament, szpat wapienny, wystawione choćby krótko na działanie promieni słonecznych, świecą następnie długi czas w ciemności, jak gdyby wchłonęły w siebie światło słoneczne i wydawały je następnie (fosforescencja). W rzeczywistości silne drgania optyczne promieni słonecznych wywołują pewne zmiany w ustroju cząsteczki, jak gdyby rozkład częściowy, dyslokacje wewnętrzne. W ciemności one wracają stopniowo do dawnej równowagi, wśród wstrząśnień, które podniecają elektrony do drgań. Nie dziw tedy, że ciało, w którym energie wewnętrzne i zewnętrzne cząsteczek



nie doszły. jeszcze do tego zrównoważenia się, jakie ma miejsce w ciele zostającym w doskonałej równowadze cieplnej, nie może stosować się do prawa Kirchhoffa (ust. 225). Prawo to wynika bowiem z założenia doskonałej równowagi temperatur.

Wśród zjawisk jarzenia się najlepiej zbadano dotychczas fluorescencyę. Jest to świecenie się niektórych ciał w czasie naświetlania. Ono trwa zresztą, przez bardzo krótką chwilę, po zasłonięciu światła zewnętrznego, które je podnieca; nie różni się tedy zasadniczo od fosforescencyi. Szkło zawierające związki uranu, koloru wina w świetle przepuszczonem, świeci się jasno-zielono z tej strony, z której trafiają je promienie słoneczne; roztwór alkoholowy chlorofilu, zielony, fluoryzuje ciemno-czerwono; nafta wydaje niebieskawe światło. Czynniami w wywoływaniu fluorescencyi są w każdym z tych przypadków tylko pewne części widma słonecznego, zwykle krótkofalowe. Wywołując świecenie się ciał fluoryzujących, one zostają jednocześnie przez nie pochłoniętemi; wskutek tego światło przepuszczone, n.p. przez szybę szkła uranowego, traci już zdolność podniecania drugiej takiej szyby do świecenia. Stokes zauważył, że światło wydawane przez ciała fluoryzujące składa się przeważnie z promieni, których fale są dłuższe od tych fal światła padającego, które są najczynniejszymi w wywoływaniu fluorescencyi. A więc n.p. promienie nadfioletowe, padając na stosowne ciało fluoryzujące, dają światło widzialne, przez co same stają się pośrednio widzialnymi. Do doświadczeń tego rodzaju można użyć n.p. znanej tablicy fluoryzującej, używanej także do okazania cieni Röntgena. Jest to kartka papieru, na której są rozprowadzone żółte kryształki platynocyanku barowego, fluoryzujące silnie, światłem żółtawo-zielonem.

**230.** DZIAŁANIE CHEMICZNE ENERGII PROMIENISTEJ. Skoro drgania optyczne promieni światła zdolne są chwycić niejako oddzielne części składowe cząsteczek materii, wprowadzać je w współdrganie — jak to ma miejsce w zjawiskach absorbcyi i w rozszczepieniu anomalnem — albo naruszać ich ustrój wewnętrzny, jak to widzieliśmy dopiero co w zjawiskach fosforescencyi i fluorescencyi — pojmujemy łatwo, że one mogą również mieć władzę całkowitego zburzenia cząsteczki, przekształcenia jej chemicznego ustroju. Światło może istotnie spowodować zarówno związki chemiczne, łączenia się ciał, które zmieszane ze sobą w ciemności nie łączą się wcale, albo łączą się bardzo

powoli (wybuchowe łączenie się chloru z wodorem pod wpływem silnego oświetlenia)—jak też rozkład chemiczny, rozpadanie się cząsteczek, albo wreszcie układanie się atomów w sposób odmienny, w odmienne od pierwotnego ciała,

W tych działaniach chemicznych mogą być czynnemi wszelkie okresy drgania, wszelkie barwy jednorodne, podczerwone, widzialne i nadfioletowe. Niesłusznie tedy nazywano dawniej te ostatnie tylko promieniami chemicznymi. Zależy to od natury chemicznej ciała poddanego naświetleniu, czy działanie wogóle nastąpi, i które promienie najwięcej do niego się przyczynią. W każdym razie tylko te promienie mogą działać chemicznie, które są przez ciało pochłaniane. Sole srebrne (bromek, jodek, chlorek), których rozkład chemiczny, zapoczątkowany przez światło, znajduje tak ważne zastosowanie w fotografii, są nieczułe na światło czerwone, pomarańczowe, wrażliwe natomiast na niebieskie, fioletowe i nadfioletowe. Przez domieszanie małej ilości pewnych barwików organicznych (eozy-na, cyanina) można jednak przesunąć maximum działania fotochemicznego ku falom dłuższym, żółtym i czerwonym; dzieje się to prawdopodobnie przez ułatwienie absorbcyi tych promieni. Najdonioślejszym z procesów fotochemicznych jest bezsprzecznie wpływ światła na wzrost roślin, na nagromadzanie się w nich energii chemicznej kosztem promieniowania słonecznego (tom I, ust. 118). Dzięki drganiom optycznym, drobnym i nikłym, ale przez częstość swą potężnym, dwutlenek węgla, zaczerpnięty z atmosfery, rozszczepia się na tlen, uchodzący z rośliny i węgiel, który roślina zatrzymuje, budując z jego atomów związki bogate w energię, przedewszystkiem skrobię. Pośredniczą w tem promienie zatrzymane przez zielony barwnik roślinny, chlorofil, te mianowicie, które on pochłania (ust. 218, fig. 273). Niektórzy fizyologowie przypuszczają, że proces widzenia polega również na zasadzie fotochemicznej, na rozkładaniu barwnika znajdującego się na siatkówce oka, t. zw. purpury wzrokowej.

### Zadania.

354) Obliczyć, według wzoru Fresnela, zdolność odbijającą soli kamiennej w świetle sodowym, pod kątem  $45^\circ$ ; tudzież, jaki procent światła padającego pozostaje po kolejnem odbiciu się, pod tymże kątem, od 5-ciu płytek soli? *Odp.*  $r = 0,056$ ;  $0,000055\%$ .



355) Jednorodne światło zielone, przechodzące przez warstwę płynu barwnego o grubości 1 *cm*, jest 10 razy słabsze od tegoż światła przechodzącego przez warstwę o grubości 1 *mm*. Obliczyć współczynnik przezroczystości *p* płynu w tej barwie.

*Odp.* — 0,9  $\text{Log } p = \text{Log } 10 - \text{Log } 1$ ;  $p = 0,077$ , w odniesieniu do *cm*.

356) Obliczyć zdolność odbijającą w kierunku prostopadłym) szyby przezroczystej, ograniczonej ścianami równoległymi, gdy się uwzględni odbicie także od tylnej powierzchni.

*Odp.* Z wzorów Fresnela (ust. 203) wynika, że zdolność odbijająca tylnej ściany jest taka sama jak przedniej, gdyż *r* nie zmienia wartości, gdy się podstawia  $\frac{1}{n}$  za *n* we wzorze (1). Przednia ściana odbija tedy ułamek *r*, resztę  $1 - r$  przesyła ku ścianie tylnej; z tego odbija się tam  $r(1 - r)$  znowu ku ścianie przedniej, która zwraca  $r^2(1 - r)$ , reszta zaś  $= r(1 - r) - r^2(1 - r) = r(1 - r)^2$  dołącza się do odbitego poprzednio *r*. Ze światła zwróconego w ilości  $r^2(1 - r)$  odbija się znowu od ściany tylnej  $r^3(1 - r)$ , z czego, jak pierwej,  $r^3(1 - r)^2$  dołącza się do odbitego poprzednio i t. d. Suma udziałów odbitych wynosi tedy  $r + (1 - r)^2(r + r^3 + r^5 + \dots)$ , co czyni razem  $\frac{2r}{1 + r}$ . Światło przepuszczone przez szybę dopełnia oczywiście tę liczbę do jedności, wyraża się przeto ułamkiem  $\frac{1 - r}{1 + r}$  światła padającego. Przyjąwszy zdolność odbijającą powierzchni szkła jako 0,04, obliczyć stąd, o ile świeca, widziana przez szybę, wydaje się mniej jasną, aniżeli wprost.

*Odp.* 92% jasności naturalnej.

357) Promieniowanie księżycy, rozwinięte na widmo, wykazuje dwa maxima natężenia: jedno, odpowiadające odbitym promieniom słonecznym, znajduje się w tem samym miejscu, jak w widmie słonecznym; drugie zaś około  $\lambda = 14 \mu$ . Obliczyć stąd przybliżoną temperaturę księżycy.

*Odp.* Około  $-60^\circ \text{C}$ .

358) Obliczyć z wzoru Plancka stosunek natężeń promieni czerwonych ( $\lambda = 0,65$ ) do fioletowych ( $\lambda = 0,4$ ) w świetle świecy i lampy łukowej, uważając oba światła jako ciała czarne, o temperaturach  $1600^\circ$  i  $3500^\circ \text{C}$ .

*Odp.* Świeca 1000 : 7; lampa 1000 : 274.

359) W widmach dwu ciał czarnych, rozżarzonych, natężenia barw czerwonych ( $\lambda = 0,65$ ) mają się jak 1 : 2. Temperatura pierwszego jest  $1000^\circ \text{C}$ ; ile stopni ma drugie? *Odp.*  $1052^\circ \text{C}$ .

360) Kula o powierzchni doskonale czarnej, tak mała i tak dobrze przewodząca ciepło, iżby temperaturę jej można było uważać za jednostajną, znajduje się w próżni, w takiej odległości od słońca, jak ziemia. Obliczyć temperaturę trwałą, do jakiej ona się ogrzeje w promieniach słonecznych (stała słoneczna =  $\frac{1}{20}$  gramstopnia na  $cm^2$  i sek, ust. 145).

*Odp.* Jeśli promień jej =  $r$ , wówczas, według prawa Stefana, (ust. 59, 226) równowagę temperatury warunkuje równanie:

$$r^2 \pi \cdot \frac{1}{20} = 4 \pi r^2 \cdot 1,28 \cdot 10^{-12} T^4,$$

skąd temperatura bezwzględna:  $T = 314^{\circ}$ , czyli  $41^{\circ} C$ .

361) Jaką temperaturę przyjęłaby w tychże warunkach ciska, poczerniona blacha, ustawiona prostopadle do promieni słonecznych?

*Odp.*  $101^{\circ} C$ .



# I N D E K S

TOMU DRUGIEGO.

(Liczby oznaczają stronicę).

- Aberracya chromatyczna 536.  
— sferyczna 513, 531.  
— światła 367.  
Absorbeyca prom. 161, 611.  
— światła 617.  
Adiabatyczne zmiany 62, 128.  
— linie 65.  
— sprężystość 65.  
Adsorbeyca 315.  
Akomodacya 528.  
Aktinometrya 380.  
Albedo 606.  
Aliaże 92.  
Analiza widmowa 634.  
Analizator 560.  
Andrews 136.  
Astygmatyzm 494.  
Atmoliza 313.  
Atom 261.  
Avogadro 34, 265, 288, 322.  
Azymut główny 580.
- Barwy 414, 454.  
— interferencyjne 462.  
— powierzchniowe 581,
- Barwy widmowe 459.  
Blask 377.  
Błony współprzenikliwe 319.  
Boyle 279, 288, 322.  
Brewster 559.  
Bunsen 44, 635.
- Camera lucida 487.  
Carnot 218.  
Celownica 364.  
Charles 27, 288, 322.  
Chemia 34, 252, 262.  
Ciało doskonale czarne 617, 629.  
— różnokierunk. 172, 353, 567.  
Cień 361, 419.  
Ciepło atomowe 58.  
— mierzenie 39.  
— parowania 102.  
— rozpuszczania 88.  
— spalania 52, 248.  
— topnienia 79.  
— właściwe 55, 57, 59, 69.  
Ciężar atomowy 267, 301.  
— cząsteczkowy 34, 267.  
— właściwy gazów 33.

- Ciśnienie krytyczne 137.  
   — osmotyczne 319.  
   — włoskowate 337.  
 Clausius 219, 290, 292, 555.  
 Cząsteczka 264, 299.  
   — gramowa 46.  
 Dalton 148, 262, 285.  
 Destylacja 103, 112.  
 Diagram 195.  
 Diatermiczność 611.  
 Dichroizm 610.  
 Dilatometr 8.  
 Diopter 364.  
 Dioptrya 516.  
 Długość fal świetl. 396, 399, 446.  
   — optyczna 493.  
 Doppler 415. 639.  
 Droga swobodna 279, 291.  
 Dyfuzya 293, 304.  
 Dysocjacja 252.  
 Działanie chemiczne prom 643.  
 Dzielnosc prom. 371.  
 Emissya 161, 375.  
   — ciała dosk. czarn. 629.  
 Energia atomowa 289.  
   — chemiczna 248.  
   — cząsteczkowa 289.  
   — powierzchniowa 332.  
   — swobodna 233.  
   — wewnetrzna 203.  
 Eter 411.  
 Fluorescencja 643.  
 Fosforescencja 642.  
 Fotometrya 385, 487.  
 Fourier 169.  
 Fraunhofer 436, 469.  
 Fresnel 391, 423, 565.  
 Gay-Lussac 27, 265.  
 Gazy 27.  
 Gęstość gazów 33.  
 Gęstość par 113, 120.  
 Gramstopień 42.  
 Hampson 134.  
 Helmholtz 247.  
 Henry 316.  
 Higrometrya 149.  
 Higoskop 152.  
 Hirn 199.  
 Huygens 391, 419, 585.  
 Ilość ciepła 2.  
 Immersya 551.  
 Interferencja 393.  
 Interferometr 407.  
 Isotermy 28.  
   — par 124.  
 Jarzenie się 641.  
 Jasność 375, 533, 633.  
 Jednostki ciepła 41.  
   — światła 386.  
 Joule 192, 207, 212.  
 Kalorya 42.  
 Kalorymetrya 39.  
 Kalorymetr 44, 48.  
 Kelvin 83, 181, 212, 227.  
 Kirchhoff 624.  
 Kolloidy 309.  
 Kolorymetrya 611.  
 Kompensator 573.  
 Koncentracja 87.  
 Kontrakcja 304.  
 Krystalloidy 309.  
 Kryształy 348, 567.  
 Krzepnięcie 77.  
 Krzesiwo pneum. 62.  
 Lambert 377, 384.  
 Lepkość 293.  
 Linde 134.

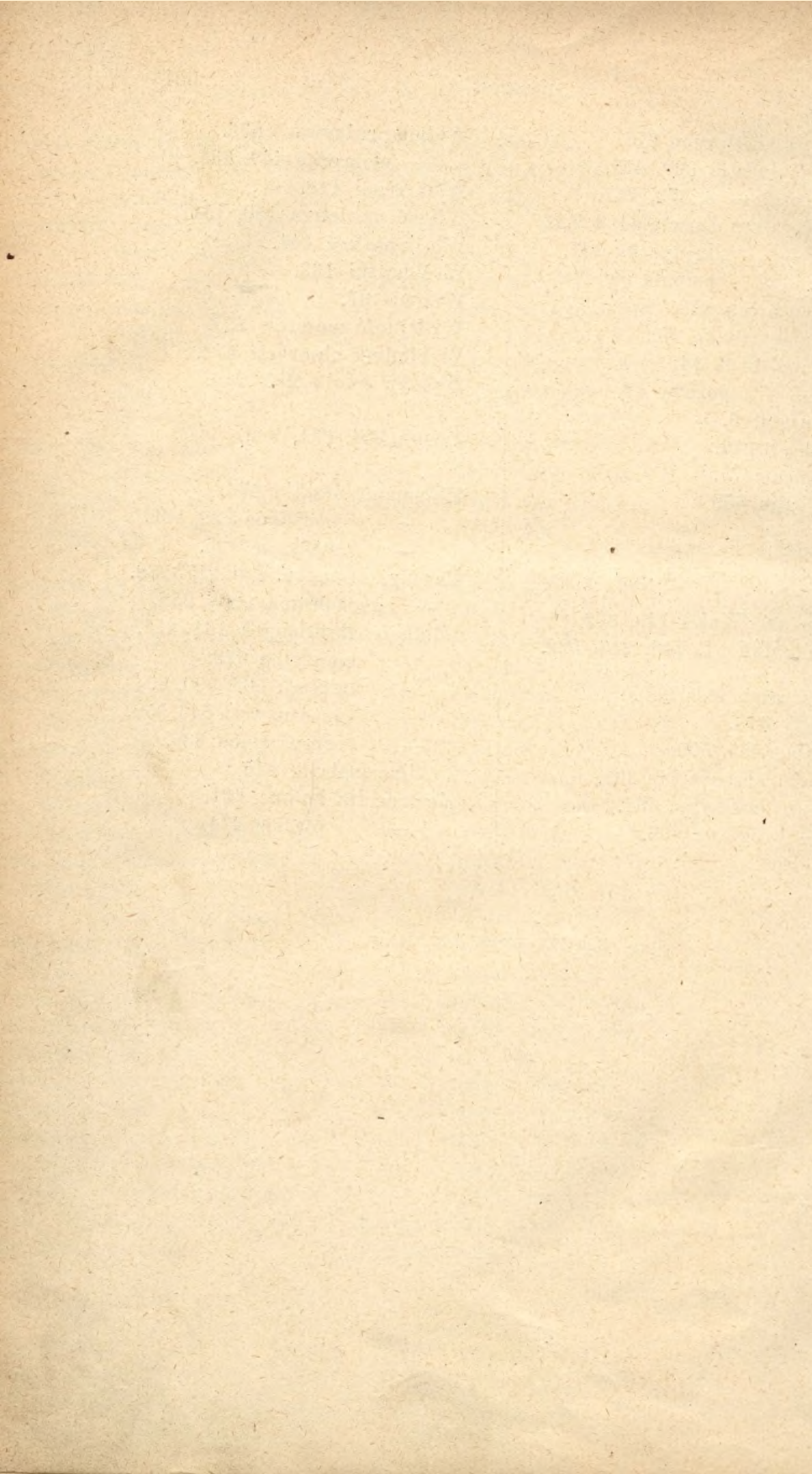


- Linie adiabatyczne 65.  
 — Fraunhofera 499.  
 — isochromatyczne 589, 596.  
 — isotermiczne 28.  
 Luminescencya 641.  
 Luneta 541.  
 Lupa 529.  
  
 Machina parowa 192.  
 Maxwell 280.  
 Metale, wł. opt. 579.  
 Mieszaniny 304.  
 — mrozące 92.  
 Mikroskop 547.  
  
 Napięcie powierzch. 334.  
 Natężenie prom. 373, 414.  
 Newton 163, 401, 495.  
 Nicol 591.  
  
 Objętość norm. gazów 31.  
 — wł. par 114.  
 — krytyczna 138.  
 Obrazy 427, 474, 516.  
 Odbijanie się prom. 470, 565, 579.  
 — całkowite 484, 581.  
 Odwracalne zjaw. 219.  
 Ogniska 427.  
 Ogniskowa 519, 523.  
 Okluzya 315.  
 Oko 527.  
 Okular 541.  
 Okulary 529.  
 Olszewski 133.  
 Optyka geom. 472.  
 Osmoza 317.  
 Osi optyczne 584, 595.  
 Oświetlenie 378.  
  
 Papin 100.  
 Para nasycona 110.  
 — przegrzana 119.  
  
 Parowanie 96, 116, 145, 324.  
 Peryodyczny układ 270.  
 Płaszczyzny główne 593.  
 Pochłanianie gazów 314, 315.  
 Pochłanianie prom. 161, 611.  
 Poisson 66.  
 Polaryskop 560.  
 Polaryzacya 557.  
 — eliptyczna i kol. 575, 581.  
 Polaryzator 560.  
 Powiększenie 516, 524.  
 Praca i ciepło 190, 192.  
 Prąd ciepła 168.  
 Prędkość głosu 69.  
 — światła 366, 369.  
 Prężność 16, 282.  
 — pary 110.  
 Promienie 362.  
 — nadfioletowe 466.  
 — podczerwone 466.  
 Pryzmat 488, 505.  
 Przenikanie 313.  
 Przewodnictwo zewn. 162.  
 — wewn. 172, 179.  
 Przewodzenie ciepła 166, 297.  
 Przezroczystość 607.  
 Przyleganie 341.  
 Przymarzanie 84.  
 Psychrometr 152.  
 Punkt potrójny 116.  
 Punkty aplanatyczne 513.  
 — rosy 128, 150.  
 — świecące 362.  
  
 Raoult 91, 146.  
 Redukcyja objętości 33.  
 Refrakcyja astr. 477.  
 — ziemiska 508.  
 Regelacya 84.  
 Reguła wstaw 531.  
 Reguła faz 118.

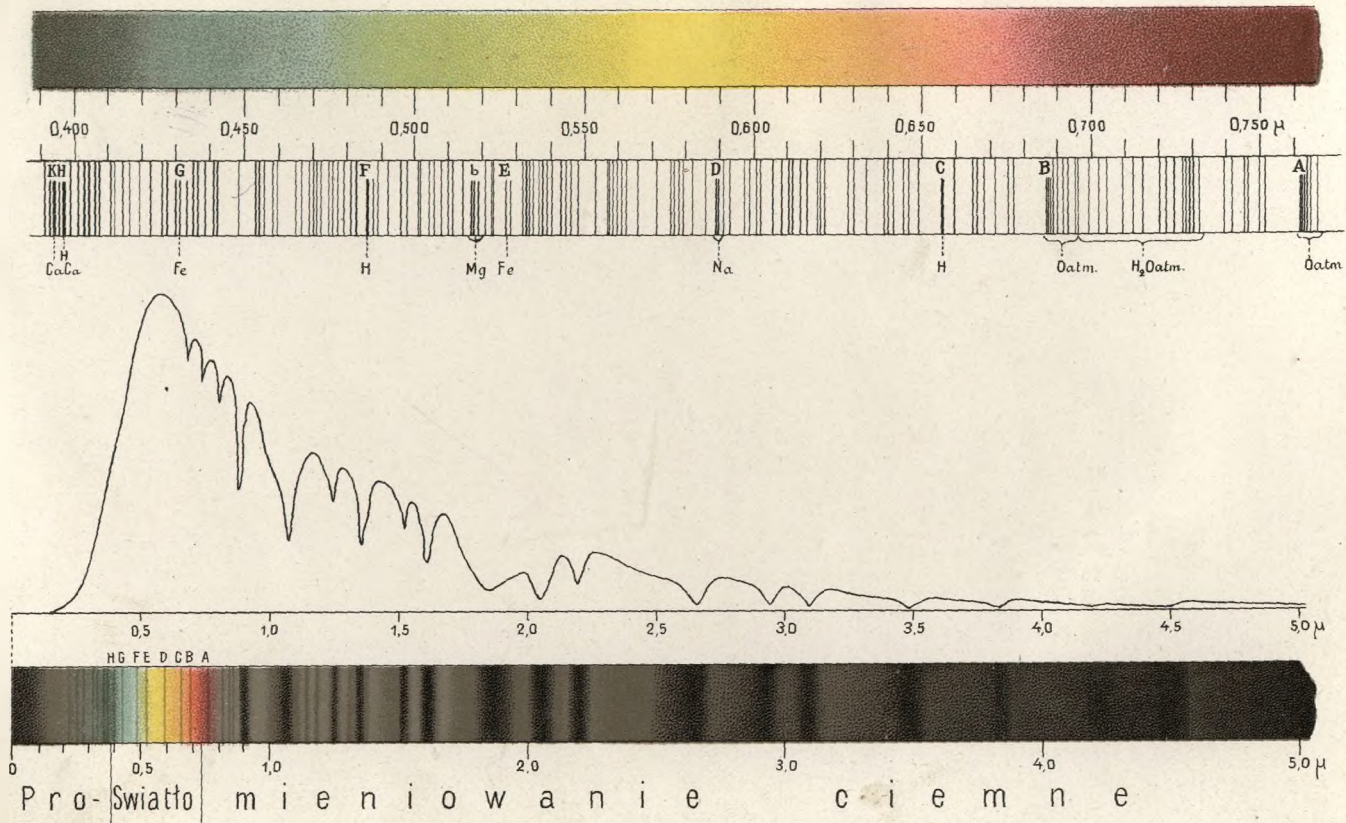
- Równanie gazów 31, 46, 209.  
 Równowaga temperatur 4.  
   — termodyn. 81.  
 Równoważnik chemiczny 270.  
   — ciepła 192.  
 Rozbieżność 515.  
 Rozpraszanie energii 238, 275.  
   — światła 606.  
 Rozszerzalność 7.  
   — gazów 27.  
   — par 120.  
 Roztwory 85, 236, 324.  
 Rozwartość optyczna 533.  
 Rozszczepienie 455, 495, 617.  
 Ruch ciepła 155.  
  
 Sacharymetrya opt, 599.  
 Ścisłość par 120.  
 Siatka dyfrakcyjna 427, 443, 447.  
 Siły cząsteczkowe 275.  
 Skala temperatur 12.  
   — bezwzględna 226.  
   — gazowa 17.  
   — rtęciowa 12.  
 Skazy optyczne 493.  
 Składanie drgań światła 563.  
 Skręcenie pł. polaryzacji 596.  
 Skroplenie gazów 131.  
   — par 127.  
 Słońce, prom. 246, 283, 639.  
 Snell 478.  
 Soczewki 428, 517.  
 Spektrofotometr 610.  
 Spektrometr 446, 491.  
 Spektroskop 449, 455, 499.  
 Spójność 330, 339.  
 Spółczynnik absorpcji 607.  
   — przezroczyst. 607.  
   — rozszerzalności 20.  
   — załam. 479, 580, 589.  
 Stała słoneczna 384.  
  
 Stan sferoidalny 101.  
 Statystyczne teorie 280.  
 Stefan 160, 177.  
 Stężenie 87.  
 Sublimacja 116.  
 Światło białe 456.  
   — częściowe spolar. 566.  
   — elipt. i kol. 575.  
   — jednorodne 393, 397.  
   — zwyczajne 564.  
  
 Tablica barw interf. 465.  
   — barw widmowych 459.  
   — ciepła atom. 58.  
   — ciepła chem. 251.  
   — ciepła parow. 104, 105.  
   — ciepła spalania 248.  
   — ciepła topn. 80.  
   — ciepła wł. 57, 61, 72.  
   — ciepła wł. wody 43.  
   — dróg swob. 297.  
   — linii widmow. 469, 638  
   — napięcia powierch. 336.  
   — pierwiastków 268, 272.  
   — prędkości cząst. 286.  
   — prędkości światła 371.  
   — prężności par 114, 115.  
   — przew. ciepła 174, 181.  
   — rozpuszczalności 86.  
   — rozpuszcz. gazów 317.  
   — spółcz. dyfuzji 308.  
   — spółcz. rozszerzaln. 22.  
   — spółcz. załam. 498, 581,  
   589, 596.  
   — temp. i ciśn. kryt. 139.  
   — temper. topnienia 78.  
   — temper. wrzenia 98.  
   — temp. wrzenia wody 100.  
   — zdoln. emisyjn. 623.  
 Tarcie wewn. gazów 293.  
 Teoria ciepła 189, 273.



- Teorya kinetyczna 277.  
 — światła 390, 412.  
 Temperatura 3, 273, 287.  
 Temperatura bezwzględna 226.  
 — krytyczna 137.  
 — palenia się 256.  
 Termochroza 613.  
 Termodynamika 189.  
 Termometr 9, 14.  
 — gazowy 19.  
 Termostat 6.  
 Termoskop 6.  
 Topnienie 75.  
 Turmalin 559.  
 Uginanie się światła 419.  
 Układy osiowe 521.  
 Van der Waals 140, 302.  
 Van't Hoff 91, 146, 256, 322.  
 Wartościowość 269.  
 Węzły 410.  
 Widmo 455, 500.  
 — absorbcyjne 608.  
 — emisyjne 634.  
 — liniowe 636.  
 Widmo prążkowane 636.  
 — słoneczne 449, 639.  
 Wiek ziemi 118.  
 Wilgoć powietrza 150, 151.  
 Włoskowatość 344.  
 Wróblewski 133.  
 Wrzenie 97.  
 Wydajność motorów 223.  
 Wykładnik absorbcyi 579.  
 Wpływ gazów 210, 216.  
 Young 334, 391, 392.  
 Załamanie światła 476.  
 — podwójne 582, 592.  
 — stożkowe 595.  
 Zasady termodyn. 200, 217, 238.  
 — zachowania masy 259.  
 Zdolność absorbcyjna 161, 615.  
 — emisyjna 622.  
 — odbijaj. 566, 580, 604.  
 — rozpoznawcza 546, 550.  
 — rozpraszająca 606.  
 Źródła ciepła 2, 245.  
 Zwierciadła kuliste 431.  
 — płaskie 474.

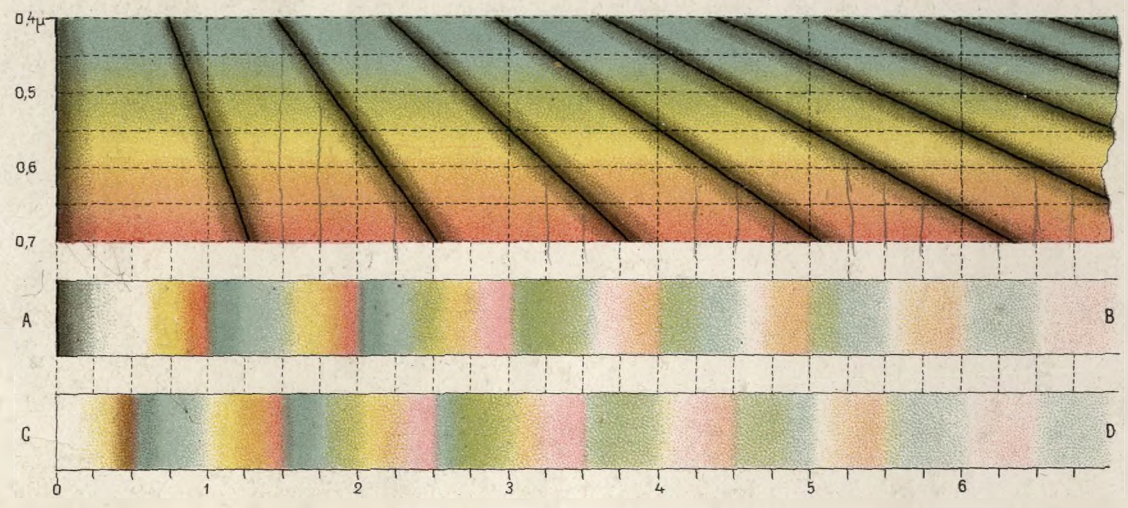












niskie systemu

awizja

Rysunek

Rysunek

rys

z zestawienie

st styl

Rysunek

Rysunek

klara

st styl stal

015

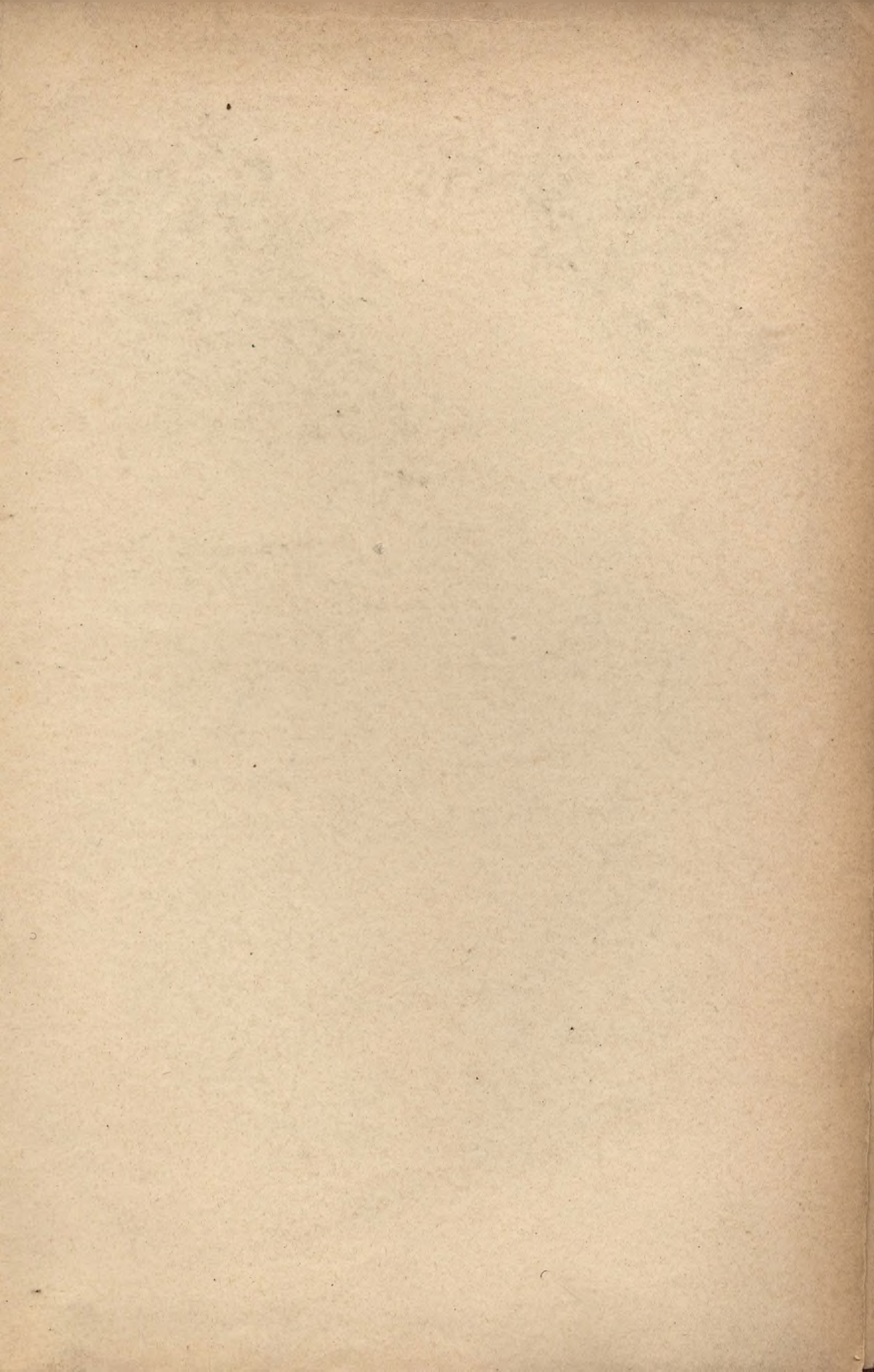
5 6

klas

klasa

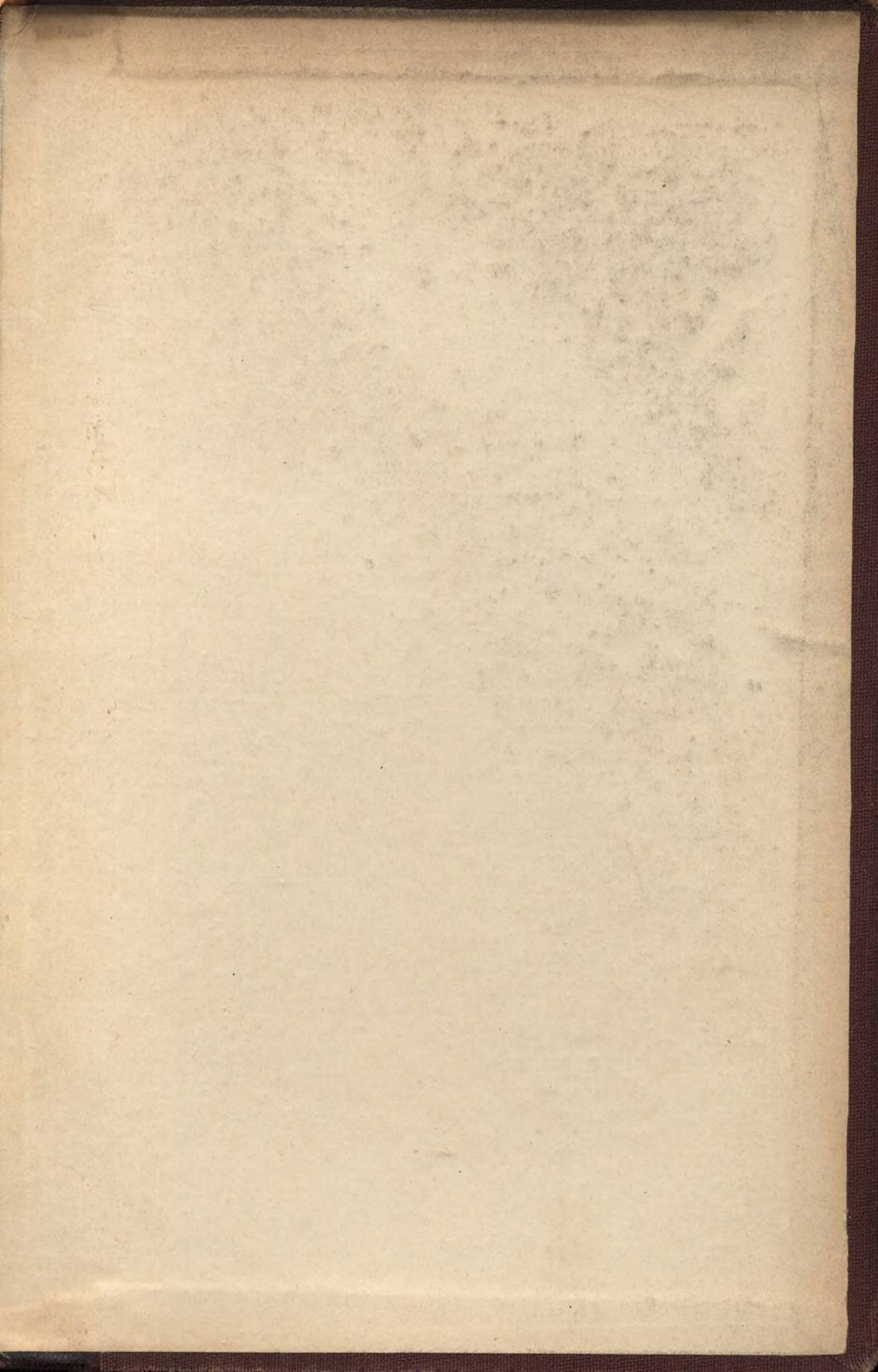
klara













Biblioteka Śląska w Katowicach

Id: 0030000720964



II 43587/2