Biblioteka Śląska
43587 II
3
Kzg 1 2358/67 120 600

BIBLIOTEKA MATEMATYCZNO-FIZYCZNA,
wydawana przez
A. CZAJEWICZA i S. DICKSTEINA
Z ZAPOMOGI KASY POMOCY DLA OSÓB PRACUJĄCYCH NA POLU NAUKOWEM,
IMIENIA JÓZEFA MIANOWSKIEGO.

SERYA III.

VIII.

ZASADY FIZYKI.

NAPISAŁ

AUGUST WITKOWSKI,
PROFESOR UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO.

TOM TRZECI.

Elektryczność i Magnetyzm.

WARSZAWA.
SKŁAD GŁÓWNY W KSIĘGARNI E. WENDEGO I S-KI.
1912.

880/34

43587.3

II

Górski Katowice 7. XII. 34

tom 2 i 3 cena 20 zł.

ZASADY FIZYKI.

Elektryczność i Magnetyzm.

W Drukarni Noskowskiego. Warszawa, Warecka 15.

SPIS RZECZY

Tomu trzeciego.

CZĘŚĆ SZOSTA.

ELEKTRYCZNOŚĆ i MAGNETYZM.

WSTĘP. Zarys dziejów elektryczności i magnetyzmu str. 1 — 95

1. Początkowe doświadczenia elektryczne. — 2. Naelektryzowanie dodatnie i ujemne. — 3. Elektroskopy. — 4. Teorya Franklina. — 5. Elektryzowanie przez indukcyę. Elektrofor. — 6. Indukcya w przewodnikach zamkniętych. — 7. Zastosowania i wnioski. — 8. Elektryczności związane. — 9. Zasada zachowania elektryczności. — 10. Butelka lejdejska. Kondensatory. — 11. Karol August Coulomb. — 12. Miary elektryczne bezwzględne. — 13. Początkowe dzieje magnetyzmu. — 14. Indukcya magnetyczna. — 15. Magnesy trwałe. Polaryzacya magnetyczna. — 16. Teorya płynów i teorya cząsteczek magnetycznych. 17. Magnesowanie. Kształty magnesów. — 18. Igły magnesowe. Magnetometry. — 19. Prawa magnetyczne Coulomba. — 20. Jednostka bezwzględna magnetyzmu. Biegun jednostkowy. — 21. Aleksander Volta. — 22. Siły elektromotoryczne. Potencyał. — 23. Teorya kontaktu i teorya chemiczna. — 24. Baterye i stosy galwaniczne. — 25. Prąd elektryczny. — 26. Prąd kondukcyjny. — 27. Prąd dielektryczny. — 28. Andrzej Maryan Ampère. — 29. Ampèra elektrodynamika i teorya magnetyzmu. — 30. Galwanometry. — 31. Co mierzy się za pomocą galwanometrów? — 32. Doświadczenie Rowlanda. — 33. Działanie

magnesów na elektryczność poruszającą się. Jednostka bezwzględna elektromagnetyczna elektryczności. — 34. Jerzy Szymon Ohm i Jakób Prescott Joule. — 35. Michał Faraday. — 36. Indukcya magnetoelektryczna.—37. Okres Maxwella. — 38. Okres najnowszy. Teorya elektronów.

ROZDZIAŁ I. Pole elektryczne . . . . . str. 96 — 175

39. Dynamiczne określenie pola. Natężenie elektryczne.— 40. Elektryczne określenie pola. Indukcya elektryczna. — 41. Zdolność elektryczna. — 42. Strumień indukcyi. — 43. Liczba linii elektrycznych. — 44. Prawa Coulomba w rozmaitych ośrodkach. — 45. Jednostki naboju i prądu elektrycznego. — 46. Dwa sposoby elektryzowania. Prąd dielektryczny. — 47. Potencyał elektryczny. Napięcie. — 48. Własności potencyału elektrycznego. — 49. Jednostki potencyału i napięcia elektrycznego. — 50. Potencyał w polu elektrycznem. Powierzchnie poziomu. — 51. Rozmieszczenie elektryczności na przewodnikach. Gęstość. Działanie kolców. — 52. Potencyał indukcyjny. — 53. Pojemność elektryczna. — 54. Jednostki pojemności elektrycznej. — 55. Kondensatory. — 56. Energia elektryczna. — 57. Energia jako własność pola elektrycznego. — 58. Energia elektryczna i praca. — 59. Naprężenia i rozpierania elektryczne. — 60. Energia elektryczna i ciepło. — 61. Machiny elektryczne. — 62. Pomiary elektryczne. Elektrometry. — 63. Wzorce napięcia. — 64. Pomiar potencyału w polu elektrycznem. Pole elektryczne ziemi. — 65. Pomiar pojemności elektrometrem. — 66. Pomiar pojemności galwanometrem. — 67. Galwanometr ballistyczny.

ROZDZIAŁ II. Własności dielektryków . . . . str. 176—193

68. Stała dielektryczna.—69. Wpływ ośrodka na nabój i na napięcie. — 70. Wpływ ośrodka na siły czynne w polu elektrycznem. — 71. Teorya polaryzacyi dielektrycznej. — 72. Siły działające na dielektryki.. — 73. Elektrostrykcya. 74. Zjawiska elektro-optyczne. — 75. Przewodnictwo dielektryków.

ROZDZIAŁ III. Prądy elektryczne w gazach . . Str. 194—279

76. Podział zjawisk. — 77. Napięcie iskrzenia. — 78. Iskra elektrycyna. — 79. Wypływ elektryczny. — 80. Prądy elektryczne w gazach rozrzedzonych.—81. Promienie katodowe. — 82. Własności promieni katodowych. — 83. Hipoteza elektronów. Teorya promieni katodowych. — 84. Stosunek naboju do masy. Jedność elektronów. — 85. Promienie kanalikowe (dodatnie). — 86. Jonizacya. — 87. Teorya prądu samoistnego. — 88. Promienie Röntgena. — 89. Inne źródła promieni elektrycznych. a) Zjawiska foto-

elektryczne. — 90. b) Ciała rozżarzone. Przewodnictwo płomieni. Łuk elektryczny. — 91. c) Ciała promieniotwórcze. Promienie Becquerela. — 92. Promienie Beta. — 93. Promienie Alfa. — 94. Promienie Gamma. — 95. Teorya rozpadu atomowego. — 96. Rad i przetwarzanie się pierwiastków. — 97. Czynniki jonizujące. — 98. Przewodnictwo niesamoistne w gazach. — 99. Liczba jonów. — 100. Ruchliwość jonów gazowych. — 101. Przewodnictwo właściwe. — 102. Jony gazowe, jako zarodki skroplenia pary. - 103. J. J. Thomsona pomiar naboju elementarnego jonów. — 104. Zastosowania w teoryi zjawisk elektrycznych w atmosferze.

ROZDZIAŁ IV. Prądy elektryczne w metalach . str. 277—361

105. Działania elektromotoryczne. — 106. Zjawisko Volty. 107. Siły elektromotoryczne. — 108. Teorya elektronowa metali. - 109. Teorya zjawiska Volty. — 110. Prawo napięć Volty. — 111. Teorya ogniw galwanicznych. — 112. Dwa sposoby spinania ogniw w baterye. — 113. Obwód galwaniczny. — 114. Prawo Ohma. — 115. Linie prądu i powierzchnie poziomu. — 116. Prąd jednostajny. Opory drutów. — 117. Dwa sposoby spinania oporów. Upusty.— 118. Zastosowania prawa Ohma do obwodów zamkniętych. — 119. Jednostki i wzorce oporu. Opornice. — 120. Pomiary oporów. Mostek Wheatstona. — 121. Pomiary napięć i sił elektromotorycznych. — 122. Kompensacya sił elektromotorycznych. — 123. Pomiary natężenia prądu. — 124. Przewodnictwo elektryczne. — 125. Teorya elektronowa przewodnictwa elektrycznego i cieplnego w metalach. — 126. Wpływ pola magnetycznego na przewodnictwo. Zjawiska Halla i Ettingsbausena. — 127. Prawo Joula. — 128. Praca elektryczna. — 129. Praca sił elektromotorycznych. — 130. Skutki pracy elektrycznej.— 131. Dzielność elektryczna. Wattmetry. — 132. Siły termoelektryczne. — 133. Ciepło odwracalne.

ROZDZIAŁ V. Prądy elektryczne w elektrolitach str. 362—418

134. Ustrój konwekcyjny prądu w elektrolitach. — 135. Teorya jonów. — 136. Elektroliza. — 137. Pierwsze prawo Faradaya. Równoważniki elektrochemiczne. — 138. Woltametr srebrowy. — 139. Drugie prawo Faradaya. — 140. Nabój elementarny. — 141. Przewodnictwo elektrolitów. — 142. Dyssocyacya elektrolityczna. - 143. Ruchliwość jonów. — 144. Teorya przewodnictwa elektrolitycznego. — 145. Prawo Kohlrauscha. — 146. Ruchliwość bezwzględna. — 147. Tarcie i dyfuzya jonów. — 148. Sprawdzenie teoryi Arrheniusa. Stopień dyssocyacyi. — 149. Działania elektromotoryczne jonów. Polaryzacya. — 150. Teorya ogniwa koncentracyjnego. — 151. Prężność roz-

twórcza. Teorya sił elektromotorycznych. — 152. Teorya osmotyczna ogniw. — 153. Napięcie elektrolityczne. — 154. Ogniwa wtórne. Akumulatory. — 155. Ogniwa stałe i odwracalne. — 156. Teorya termodynamiczna ogniw.

ROZDZIAŁ VI. Pole magnetyczne . . . . . str. 419—492
157. Magnetyczne określenie pola. Natężenie magnetyczne. — 158. Potencyał magnetyczny. — 159. Drugie określenie i pomiar bezwzględny natężenia magnetycznego.— 160. Moment magnetyczny obwodu elektrycznego. — 161. Elektryczne określenie pola. Indukcya magnetyczna. — 162. Zdolność magnetyczna. — 163. Układ elektromagnetyczny miar elektrycznych. — 164. Dwa określenia jednostki elektromagnetycznej naboju. — 165. Siła magnetoelektryczna. — 166. Strumień indukcyi magnetycznej. — 167. Liczba linii magnetycznych. — 168. Pole magnesu linijnego.—169. Stopień namagnesowania. — 170. Namagnesowanie indukcyjne ośrodków.—171. Przykłady i wnioski. 172. Energia magnetyczna. — 173. Obliczenie energii magnetycznej. — 174. Siły magnetyczne. — 175. Diamagnetyzm. 176. Naprężenia i rozpierania się strug magnetycznych. Przyciąganie magnesów. — 177. Działanie magnetyczne elektronów. — 178. Teorya paramagnetyzmu. — 179. Wpływ pola magnetycznego na krążenie elektronów. — 180. Teorya diamagnetyzmu. — 181. Zjawisko Zeemana.— 182. Zjawisko Faradaya. Skręcenie magneto-optyczne.— 183. Pomiary magnetometryczne. — 184. Pole pręta magnetycznego. — 185. Porównanie pola magnesu z polem ziemi. — 186. Metoda Gaussa. — 187. Pole magnetyczne ziemskie.

ROZDZIAŁ VII. Pole magnetyczne prądów . . . str. 493—544
188. Siły elektrodynamiczne. — 189. Prawo elementarne sił elektrodynamicznych. — 190. Zastosowania i przykłady. — 191. Motory elektryczne. — 192. Pole magnetyczne prądów. — 193. Przepona magnetyczna. — 194. Praca okrężna prądów.—195. Prawo Biota i Savarta.—196. Busola stycznych. — 197. Stosunek jednostek elektromagnetycznych do elektrostatycznych. — 198. Pole magnetyczne solenoidu. — 199. Liczba amperów nawiniętych. — 200. Obwód magnetyczny. — 201. Elektromagnesy. — 202. Własności magnetyczne żelaza. — 203. Histereza magnetyczna. — 204. Wzajemne działania dynamiczne prądów. 205. Spółczynnik indukcyi wzajemnej. — 206. Spółczynnik indukcyi własnej. — 207. Energia magnetyczna pola prądów. — 208. Elektrodynamometr.

ROZDZIAŁ VIII. Indukcya magneto-elektryczna . str. 545—603
209. Przemiana pracy elektrycznej w mechaniczną.— 210. Przemiana pracy mechanicznej w elektryczną. — 211.

Sprawdzenie równoważności pracy i ciepła. — 212. Siły elektromotoryczne indukcyjne. — 213. Prawa indukcyi. — 214. Prawa prądów indukcyjnych. — 215. Zastosowanie do pomiaru pól magnetycznych. — 216. Reguła Lenza. Hamowanie elektromagnetyczne. — 217. Prawo elementarne indukcyi magneto-elektrycznej. — 218. Jednostka elektromagnetyczna sił elektromotorycznych. — 219. Teorya elektronowa. — 220. Skutki elektrostatyczne indukcyi magneto-elektrycznej.—221. Motory elektryczne i prądnice na prąd stały. — 222. Indukcya wzajemna. — 223. Indukcya własna. — 224. Cewka indukcyjna. — 225. Prądy przemienne. Telefon. — 226. Prądnice i motory przemienne. Przetwornice. — 227. Mierzenie prądów przemiennych. 228. Prąd przemienny i indukcya własna. — 229. Zawada elektryczna. Cewki reakcyjne. — 230. Praca elektr. prądu przemiennego. — 231. Prąd przemienny i pojemność elektryczna. — 232. Kompensacya indukcyi własnej przez pojemność. — 233. Prąd magnetyczny i jego pole elektryczne.

ROZDZIAŁ IX. Drgania i fale elektromagnetyczne str. 504—648

234. Drgania elektryczne swobodne. — 235. Działanie indukcyjne drgań. Transformator Tesli. — 236. Resonancya. Strojenie elektromagnetyczne. — 237. Drgania elektryczne podniecane. Łuk śpiewający. — 238. Osłony elektromagnetyczne. — 239. Szybko drgające wibratory Hertza. 240. Prędkość rozchodzenia się nagłych wstrząśnień elektrycznych po drutach. — 241. Fale elektryczne na drutach. — 242. Fale stojące. — 243. Teorya fal elektromagnetycznych. — 244. Fale elektromagnetyczne swobodne. — 245. Promieniowanie elektromagnetyczne. — 246. Teorya elektromagnetyczna światła. — 247. Próby elektromagnetycznej teoryi bezwładności.

Tablica porównawcza miar elektrycznych. . . . . str. 649

Indeks . . . . . str. 650—655

WAŻNIEJSZE OMYŁKI DRUKU.

str.	55	wiersz	6	z dołu	powinno być	27	zam.	28
„	83	„	10	z góry	„ „	1831	„	1731
„	86	„	6	z dołu	„ „	i Ampèra	„	Ampèra
„	123	. . . . .				Fig. 76 odbita odwrotnie		
„	123	„	5	z dołu	„ „	B	„	A
„	128	„	18	z góry	„ „	jednostkowy (e.m)	„	jednostkowy
„	151	„	5	„	„ „	końcu węższym	„	końcu
„	178	„	10	„	„ „	Eter	„	E-er
„	186	„	10	z dołu	„ „	krańcowych	„	końcowych
„	197	„	13	z góry	„	Spektroskop	„	Elektroskop
„	315	„	2	z dołu	„ „	$2(R \pm \rho)$	„	$2R \pm \rho$
„	344	„	8	z góry	„ „	fig. 176	„	fig. 171.
„	377	„	4	z dołu	„ „	kt	„	ht
„	403	„	13	z góry	„ „	$\frac{P}{p_2}$	„	$\frac{P}{p_4}$
„	450	„	5	z dołu	„ „	MQ	„	MP
„	450	„	4	„	„ „	MP	„	MQ
„	450	„	1	„	„ „	QMR	„	PMR
„	451	„	1	z góry	„ „	$\frac{MP}{MQ}$	„	$\frac{MQ}{MP}$
„	459	„	12	z dołu	„ „	176	„	177
„	464	„	2	„	„ „	pole magnetyczne wznieca	„	wznieca pole magnetyczne
„	511	„	8	„	„ „	prąd	„	prądu
„	554	„	1	„	„ „	Wzór (3)	„	Wzór (2).
„	592	„	6	z góry	„ „	fig. 296	„	fig. 196
„	592	„	11	„	„ „	wyr. „przewagę"	przen.	do w. 10
„	609	„	1	„	„	Tesli	zam.	Tessli

CZĘŚĆ SZÓSTA.

ELEKTRYCZNOŚĆ i MAGNETYZM.

WSTĘP.

ZARYS DZIEJÓW ELEKTRYCZNOŚCI I MAGNETYZMU.

1. Początkowe doświadczenia elektryczne. Przez przeciąg dwudziestu przeszło stuleci (podobno od czasów Thalesa, około 600 lat przed Chr.) jedynem znanem zjawiskiem elektrycznem było przyciąganie lekkich ciał przez potarty bursztyn. Dział ten fizyki, najbujniej dziś się rozwijający, ogarniający coraz bardziej inne działy, pojawił się w dziejach najpóźniej, a początki jego były bardzo nikłe. Dopiero w pierwszych latach XVII-go stulecia lekarz angielski Gilbert odkrył, że podobnie jak bursztyn zachowuje się wiele innych ciał: szkło, żywica, siarka, kamienie szlachetne, różne minerały i t. p.. Siłę przyciągającą, którą ciała te objawiają po potarciu, przypisywał, podobnie jak starożytni, pewnego rodzaju wypływom, wydobytym przez tarcie, a otaczającym ciała naelektryzowane niewidzialną atmosferą. Pierwszy nazwał to działanie, według greckiej nazwy bursztynu (elektron), siłą elektryczną. Nie dostrzegł jednak, że ciała przyciągnięte przez potarty bursztyn stają się same elektrycznemi, poczem są odpychane (Guericke około 1650 roku); sądził też, że metale nie dają się naelektryzować, nie wiedział bowiem, że one są przewodnikami i tracą natychmiast elektryczność przez rękę, która je trzyma. Ważne odkrycie, że niektóre ciała, zwane przewodnikami (metale, wilgotne sznury, woda

studzienna i t. d.) rozprowadzają stan elektryczny w całej swej rozciągłości, podczas gdy inne, t. zw. isolatory, zachowują go tylko w miejscu bezpośrednio naelektryzowanem, uczynił dopiero Gray (czyt. Grej) w r. 1729. Okazał on, że przewodniki otoczone zewsząd isolatorami, np. zawieszone na sznurach jedwabnych lub włosiennych, albo osadzone na podstawach szklanych, żywicznych, siarczanych i t. p. można naelektryzować przez zetknięcie z potartymi isolatorami, poczem one zachowują stan elektryczny przez długi czas.

2. Naelektryzowanie dodatnie i ujemne. Pierwszą zasadę ogólną, która wprowadziła pewien ład wśród gromadzących się coraz liczniej doświadczeń elektrycznych, wygłosił spółczesny z Grayem francuz Dufay (czyt. Düfej). Dostrzegł on, że są dwa różne rodzaje naelektryzowania: szklany i żywiczny, jak je nazywał. Szkło, potarte futrem, albo wełną, odpycha drugi kawałek szkła, podobnież naelektryzowany, przyciąga jednak żywicę (lak, kauczuk) potarty wełną; dwa kawałki potartej żywicy odpychają się znowuż wzajemnie. Każde ciało naelektryzowane jakimkolwiek sposobem, wykazuje jeden albo drugi z tych stanów elektrycznych: szklany, jeśli jest przyciągane przez żywicę potartą, a odpychane przez szkło — żywiczny, jeśli zachowuje się odwrotnie. W ogóle tedy: ciała naelektryzowane jednoimiennie odpychają się, różnoimienne przyciągają się wzajemnie.

Nazwy nadane przez Dufaya nie utrzymały się. Stan elektryczny, jaki okazuje szkło potarte, nazywamy obecnie dodatnim; żywica elektryzuje się przez tarcie ujemnie.

Prosty sposób rozpoznania znaku nalektryzowania polega na użyciu t. zw. proszku elektroskopowego. Jest to mieszanina miałko sproszkowanej minii z proszkiem siarczanym. Przez wzajemne ocieranie się ziarenka siarki elektryzują się ujemnie, ziarenka minii dodatnio. Mieszanina taka, wysiewana przez cienki muślin, osadza żółtą siarkę na ciałach dodatnich, czerwoną minię na ujemnych.

3. Elektroskopy. Już Dufay używał do rozpoznania stanu elektrycznego ciał prostego elektroskopu: nitki zawieszonej na isolującym trzonku. W roku 1753 Canton wynalazł przyrząd doskonalszy, który — co do zasady urządzenia — przetrwał

po dzień dzisiejszy. Dwa są obecnie w użyciu typy elektroskopów, typ zwany idiostatycznym i typ heterostatyczny. Pierwszy, Cantonowski, składa się z dwu lekkich przewodników (u Cantona kuleczki z rdzenia bzu lekarskiego, obecnie listki pozłótki, albo folii aluminiowej) zawieszonych obok siebie, isolowanych od otoczenia. Naelektryzowane jednocześnie, przez dotkięcie jakiemkolwiek ciałem elektrycznem, oddalają się od siebie, dopóki ciężkość nie zrównoważy elektrycznego odpychania. Na przyrządach tego typu nie można rozpoznać znaku naelektryzowania, gdyż oddziaływają one jednakowo na oba znaki. Nowoczesną formę takiego dwulistkowego elektroskopu okazuje fig. 1. Wewnątrz blaszanej latarki, oszklonej z przodu i z tyłu, umieszczona jest pionowa listewka mosiężna *l*, doskonale isolowana od latarki kawałkiem bursztynu *D*. U góry, po obu stronach, przyklejone są do niej listki metalowe, paski najcienszej folii aluminiowej. Naelektryzowane za pośrednictwem mosiężnego pręcika *p*, wprowadzonego swobodnie przez otwór w latarce, rozchylają się, a wielkość rozchylenia można zmierzyć na podziałce, naciętej na przedniej szybie. Pręcik *p* zaopatrzony jest w spinkę *A*, służącą do umocowania drutu, wiodącego do ciała, którego stan elektryczny ma być badany. Druga podobna spinka *K*, osadzona na samej latarce, służy do połączenia tej ostatniej z ziemią *Z*, z podłogą, albo ze ścianami pokoju, za pośrednictwem drutu, albo łańcuszka metalowego.

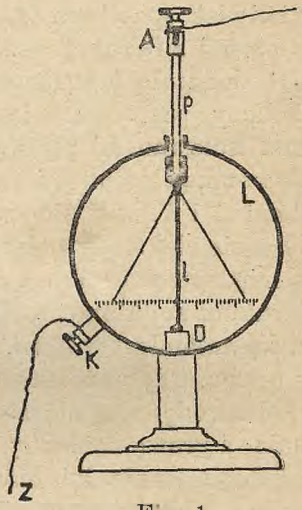


Fig. 1.

W pierwotnych elektroskopach brakowało tej drugiej spinki, listki wisiały w słoiku szklanym, a więc isolowanym. W nowszych dopiero czasach zwrócono uwagę (Kelvin, wynalazca najdoskonalszych przyrządów mierniczych elektrycznych), że w każdym przyrządzie elektrycznym powinny znajdować się dwie drogi, t. zw. elektrody, służące do wprowadzania i odprowadzania elektryczności. O ile chodziło o prądy elektryczne, konieczność tego urządzenia była

widoczną; w tak zw. elektrostatycznych przyrządach było ono często pomijane. Znaczenie dwu elektród w elektroskopach wyjaśnimy dokładniej w rozdziale następnym, gdzie się okaże, co przyrządy te właściwie mierzą. Tu wystarczy zwrócić uwagę, że gdyby osłoną elektroskopu nie była metalową, lecz szklaną, mogłaby naelektryzować się przez przypadkowe potarcie, albo przez zetknięcie z listkami; wtedy przyciągałaby listki, niezależnie od udzielonej im z zewnątrz elektryczności.

Drugi typ elektroskopów, heterostatyczny, albo jednolistkowy, posiłkuje się pomocniczym nabojem elektrycznym, znanego znaku. Listek jest jeden (fig. 2), naelektryzowany trwale jakimkolwiek sposobem (zazwyczaj za pomocą bateryi galwanicznej, złożonej z licznych ogniw, ust. 24), dodatnio lub ujemnie. Zawieszony pośrodku, między dwiema isolowanemi płytkami metalowemi, połączonemi z elektrodami *A* i *K*, wisi pionowo, dopóki obie elektrody połączone są między sobą, albo z ziemią, drutami metalowymi. Odchyla się natomiast w lewo, albo w prawo, gdy pozostawimy lewą elektrodę w połączeniu z ziemią, a prawą naelektryzujemy jednoimiennie, lub różnoimiennie z nabojem pomocniczym listka. Elektroskopów heterostatycznych można też używać w ten sposób, że płytki *A* i *K* elektryzuje się z pomocniczego źródła elektryczności, jedną dodatnio, drugą ujemnie (łącząc je np. z biegunami bateryi galwanicznej, której środkowe ogniwo jest połączone z ziemią), a ciało badane łączy się z listkiem przez elektrodę *s*. W obu razach można na elektroskopach heterostatycznych poznać znak badanego naelektryzowania, skoro znany będzie znak naboju pomocniczego; wystarczy zresztą spróbować, w którą stronę odchyla się listek za zbliżeniem potartego szkła, albo laku.

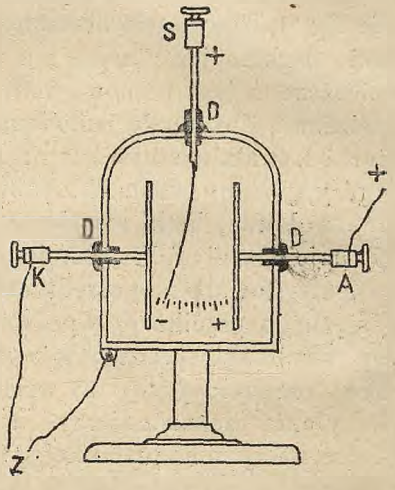


Fig. 2.

4. Teorya Franklina. Zwolna — na razie jednak bez wyraźnego podkładu teoretycznego — urabiał się zwyczaj mówienia

o „elektryczności", gdzie należałoby właściwie, trzymając się ściśle faktów, mówić o „ciałach naelektryzowanych". Zasada Dufaya (ust. 2) została też w końcu zrozuzumiana w ten sposób, że „elektryczności różnoimienne przyciągają się, jednoimienne odpychają się". Do takiego zmateryalizowania elektryczności przyczyniło się zapewne spostrzeżenie, że własności elektryczne mogą przechodzić, przelewać się, z jednego ciała na drugie, wskutek prostego ich zetknięcia się. Iskra elektryczna, pojawiająca się często przy takiem przejściu, którą Dufay pierwszy zauważył, przedstawiała się jako widomy objaw tego nagłego przeskoku elektryczności.

Pierwszą teoryę zjawisk elektrycznych, na podstawie tego poglądu materyalistycznego, podał w roku 1747 Amerykanin Benjamin Franklin, głośny z wielu badań w dziedzinie elektryczności, a przedewszystkiem z odkrycia, że piorun jest potężną iskrą elektryczną. Według jego teoryi elektryczność, powiedzmy ujemna, jest subtelnym, nieważkim płynem, którego cząstki odpychają się wzajemnie. Znaczenie elektryczności dodatniej miałaby sama materya ciał; jej cząstki odpychają się również wzajemnie, ale przyciągają cząstki elektryczności. Ciało jest nienaelektryzowane, obojętne, albo neutralne, jeżeli zawiera pewną, normalną, ilość elektryczności (ujemnej); nie działa wtenczas na inne ciała naelektryzowane, albowiem równe co do natężenia, a przeciwnie skierowane działania materyi i związanego z nią płynu elektrynego znoszą się wzajemnie.

Naelektryzować jakie ciało ujemnie, znaczy to nagromadzić w niem nadmiar płynu elektrycznego; naelektryzować je dodatnio, znaczy ująć mu elektryczności ujemnej, poniżej normy. Elektryzowanie ciał polega tedy na przenoszeniu się płynu elektrycznego z jednego ciała na drugie; całkowita ilość elektryczności nie nie zmienia się przytem wcale. Dlatego też przy potarciu dwu ciał różnorodnych jedno nabywa zawsze tyle elektryczności, ile drugie traci; innemi słowy: jedno nabywa tyle elektryczności ujemnej, ile drugie dodatniej (ust. 7, *a*).

Przewodnikiem jest każde ciało, w którem płyn elektryczny porusza się, rozchodzi swobodnie; w isolatorach elektryczność przylega nieruchomo do tych cząstek, którym bezpośrednio była udzieloną.

Teoryi Franklina uznającej jeden tylko rodzaj elektryczności, przeciwstawił Symmer, kilkanaście lat później, tak zwaną

teoryę dualistyczną, opartą na hipotezie dwu płynów elektrycznych, dodatniego i ujemnego, obok materyi, której nie przypisywał żadnej roli elektrycznej. Według tej teoryi ciało jest elektrycznie obojętne, jeśli zawiera w sobie równe ilości elektryczności dodatniej i ujemnej. Jakie są te ilości, o tem teorya nie orzeka nic; z tego względu jest mniej jasną i określoną od teoryi Franklina, od której zresztą w zasadzie mało się różni. Elementarne zjawiska elektryczne obie te teorye tłumaczą równie dobrze. Warto jednak zaznaczyć, że najnowsze poglądy na istotę zjawisk elektrycznych zbliżają się raczej do teoryi Franklina, z tem jednak rozszerzeniem, że przypisują elektryczności budowę atomową (teorya elektronów, ust. 38).

Były też próby zużytkowania teoryi Franklina do wytłumaczenia zjawisk grawitacyi (Lorentz, 1900 r.); wystarczy przyjąć, że przyciąganie między materyą a elektrycznością ma lekką przewagę nad odpychaniem wzajemnem cząstek elektryczności i cząstek materyi między sobą. Dwa ciała, obojętne elektrycznie, musiałyby wtenczas przyciągać się.

5. Elektryzowanie przez indukcyę. Elektrofor. Teorya Franklina zjednała sobie odrazu licznych zwolenników, dlatego zwłaszcza, że tłumaczyła w sposób prosty zjawiska znane dziś pod nazwą indukcyi, albo influencyi elektrycznej. Canton odkrył w roku 1754 ważny fakt, że ciała naelektryzowane nietylko mają zdolność wywierania działań dynamicznych, czyli ponderomotorycznych, t. j. przyciągania albo odpychania z odległości ciał naelektryzowanych, lecz nadto wywierają działania, które nazwalibyśmy dziś elektromotorycznemi: przyciągają albo odpychają zdala samą elektryczność w ciałach. Dostrzegł on mianowicie, że listki elektroskopu (fig. 1) rozchylają się już za zbliżeniem ciała naelektryzowanego do elektrody *A*, zanim jeszcze nastąpi przejście elektryczności przez dotknięcie, albo przez iskrę.

Ciało naelektryzowane, przypuśćmy dodatnio, działa tedy zdala na ujemny płyn elektryczny w elektrodzie i w listkach, przyciąga go do elektrody; wskutek tego powstaje niedobór płynu w listkach, one stają się dodatnimi i odpychają się. Po usunięciu ciała działającego rozmieszczenie płynu elektrycznego w elektroskopie wraca do stanu normalnego, listki opadają. Jeśli jednak, zbliżywszy ciało naelektryzowane, dotkniemy się na

chwilę elektrody elektroskopu ręką, albo innym przewodnikiem połączonym z ziemią, wówczas listki opadną wprawdzie, ale po usunięciu w dal ciała działającego rozchylą się ponownie i będą teraz naelektryzowane przeciwnie, aniżeli ciało działające. Dotknięcie ręką (przewodnikiem) umożliwiło widocznie dopływ płynu elektrycznego z ziemi, który wyrównał niedobór, listki opadły. Przez dopływ ten przybyło jednak w elektroskopie płynu elektrycznego. Gdy po oddaleniu ciała działającego płyn ten rozejdzie się po elektrodzie i listkach, te ostatnie rozchylą się znowu, ale będą naelektryzowane ujemnie.

Jeśli ciało działające jest ujemne, przebieg zjawiska będzie taki sam; dotknięcie ręką sprawi w tym przypadku odpływ elektryczności jednoimiennej, odpychanej, z listków do ziemi; wytworzy się niedobór płynu, poczem, po usunięciu ciała działającego, listki rozchylą się, jako naelektryzowane dodatnio.

Widzimy stąd, że działaniem indukcyjnem można elektryzować nawet ciała nieisolowane (jak elektroskop złączony z ziemią). Wtedy jednak nagromadza się w nich elektryczność jednego tylko znaku, przeciwna elektryczności ciała działającego. Po usunięciu tego ostatniego stan elektryczny znika, chyba, że uprzednio przerwano połączenie z ziemią.

Zjawiska te tłumaczy w podobny sposób teorya dwu płynów elektrycznych. Wystarczy widocznie, zamiast wyrażenia „niedobór płynu ujemnego" powiedzieć „nadmiar dodatniego"; zamiast „dopływ elektyczności ujemnej" — „odpływ dodatniej".

Na zasadzie elektryzowania indukcyjnego można rozpoznać znak elektryczności na elektoskopie dwulistkowym (fig. 1), albo na innym idiostatycznym, pomimo, że przyrządy te oddziaływają jednakowo na elektryczność dodatnią jak ujemną. Zbliżmy potarte szkło (+) do elektrody *A* isolowanego i naelektryzowanego elektroskopu; rozchylenie zwiększy się, jeżeli listki były dodatnie, zmniejszy się jeżeli były ujemne. Potarty lak świadczyć będzie naodwrót.

Elektryzowanie się ciał przez indukcyę wyjaśnia przyciąganie przewodników pierwotnie nieelektrycznych przez ciało naelektryzowane. W ciałach takich (skrawki papieru, staniolu, folii i t. p.) następuje w pierwszym rzędzie indukcyjne rozdzielenie elektryczności obu znaków. Różnoimienna, bliższa ciała działającego, jest silniej przyciągana i ciągnie za sobą całe ciało. W przewodnikach isolowanych i naelektryzowa-

nych jednoimiennie przyciąganie indukcyjne może nawet przeważyć i zamaskować odpychanie elektryczne, jeżeli jeden z nich jest słabo naelektryzowany; stąd pozorna anomalia, że ciało odpychane z większej odległości może być przyciągane, jeśli zbliżymy bardziej ciało działające.

Podobnie, jak przewodniki, bywają też przyciągane isolatory, pierwotnie nieelektryczne, przez ciała naelektryzowane. I one podlegają tedy indukcyi. Zjawisku temu, mającemu ogromne znaczenie w spółczesnej teoryi elektryczności poświęcimy osobny (III-ci) rozdział tej książki. Tutaj nadmienimy tylko, że indukcyjne elektryzowanie się przewodników, rozmieszczenie na nich elektryczności indukowanej, ich przyciąganie i t. p., zależą tylko od postaci przewodnika, od jego odległości i położenia, względem ciała działającego; obojętną jest rzeczą, czy przewodnik zrobiony jest z miedzi, żelaza, ze szkła oklejonego staniolem, czy wewnątrz jest pełny, czy pusty. Elektryzowanie się indukcyjne i przyciąganie isolatorów zależy natomiast także od rodzaju materyi isolującej.

Machiny elektryczne. Elektrofor. Rozdzielenie indukcyjne elektryczności obu znaków w przewodnikach isolowanych, albo nieisolowanych, pod wpływem zewnętrznego naboju elektrycznego, umożliwia wytwarzanie coraz to nowych nabojów elektrycznych, bez żadnego uszczerbku w naboju pierwotnym. Jeżeli przewodnik isolowany od ziemi złożony jest z dwu części (fig. 3), które otrzymały naboje przeciwne wskutek indukcyi wychodzącej z ciała *S*, wówczas one zachowają te naboje trwale, jeśli podczas trwania indukcyi odsuniemy jedną część od drugiej, przegradzając je warstwą isolującego powietrza. Zupełnie podobnie dzieje się, jeżeli przewodnik poddany indukcyi jest połączony z ziemią; ziemia wtedy jest tą drugą częścią, która przyjmuje nabój równoimienny. Powtarzając to postępowanie możemy widocznie z pomocą małego początkowego zapasu elektryczności wytwarzać dowolnie wielkie ilości tego czynnika. Można nawet działanie to ogromnie przy-

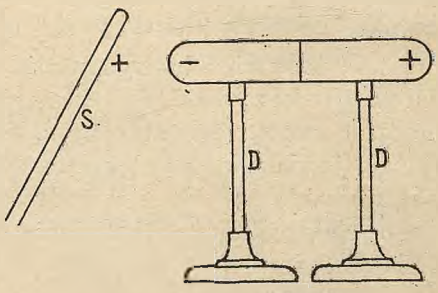


Fig 3.

śpieszyć, przelewając wciąż równoimienne naboje indukcyjne do ciała *S*, przez co działanie jego będzie wzmagać się w stosunku potężnie wzrastającym. Ważną jest uwaga, że odsunięcie nabojów indukcyjnych od siebie i od ciała *S* wymagać będzie pracy.

W spostrzeżeniach tych mieści się w zawiązku teorya nowoczesnych machin elektrycznych (ust. 61) influencyjnych (Bennet i wielu innych, około połowy XIX w.), których pierwowzorem jest wynaleziony w r. 1775 przez Voltę elektrofor (fig. 4). Na metalowej, albo oklejonej staniolem drewnianej tacy *T* umieszczony jest placek *Z* z żywicy albo ebonitu. Potarty futrem elektryzuje się na powierzchni ujemnie, poczem działa indukcyjnie zarówno na tacę, w której, że nie jest isolowana wzbudza nabój dodatni, jakoteż na nakrywę metalową *K*, osadzoną na szklanym isolującym trzonku *D*. Nakrywa podjęta z krążka nie będzie okazywała żadnego naelektryzowania, gdyż naboje znaków przeciwnych, rozdzielone w niej przez indukcyę w równoważnych ilościach, zobojętnią się (naboju wziętego z krążka, przez dotknięcie, można nie liczyć, gdyż zetknięcie odbywa się istotnie w niewielu tylko punktach). Jeśli natomiast, przed podjęciem, połączymy nakrywę na chwilę z tacą, zapomocą metalowego drutu, albo przez dotknięcie ręką, wtedy ujemny nabój nakrywy i dodatni tacy zobojętnią się wzajemnie; nakrywa, oddalona od krążka, okazywać będzie tak silne naelektryzowanie (dodatnie), że np. do zbliżonej ręki rozbrajać się będzie wyraźną iskierką elektryczną. W ten sposób zbierać można naboje elektryczne wiele razy, bez widocznego osłabienia naboju na krążku żywicznym. I tu, jak zawsze, powstają jednocześnie naboje dodatnie i ujemne w ilościach równoważnych; dodatni unosimy w nakrywie do ciała mającego się naelektryzować, ujemny uchodzi przez tacę do ziemi.

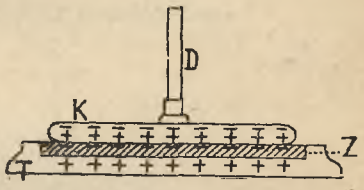


Fig. 4.

6. Indukcya w przewodnikach zamkniętych. W zwyczajnym sposobie indukcyjnego elektryzowania przewodników, przez zbliżenie ciała naelektryzowanego z zewnątrz, jak na fig. 3-ej, ilości elektryczności obu znaków, wytworzone przez indukcyę, tudzież rozmieszczenie ich na przewodniku, zależą w sposób zawiły

od odległości ciała działającego, od jego postaci i od postaci przewodnika. Bardzo proste natomiast i ścisłe prawa stosują się do przewodników zamkniętych, obejmujących całkowicie nabój działający, jak to okazał Faraday w r. 1839. Przewodnik ma w tym celu postać metalowego naczynia *F* (fig. 5, a), dowolnej postaci (puszka Faradaya), zamkniętego metalową nakrywą, osadzoną na isolującym trzonku *d*; naczynie stoi na isolującym stoliku *D*. Przez mały otworek w nakrywie przewleczona jest isolująca jedwabna nitka, a na niej zawieszone ciało działające, np. kula metalowa, naelektryzowana z elektroskopu. Stan elektryczny puszki wskazuje elektroskop *AK*, połączony z nią drutem metalowym. Przyrządem tym sprawdzimy następujące fakty zasadnicze:

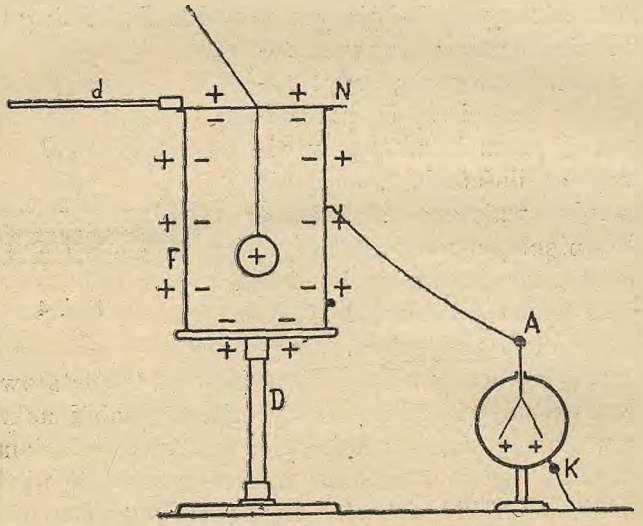


Fig. 5, a.

a) Podczas wprowadzania kuli elektrycznej do puszki listki elektroskopu odchylają się, a naelektryzowanie ich jest tego samego znaku, co kuli. Odchylenie to, tem większe im silniej kula jest naelektryzowaną, ustala się w chwili zamknięcia puszki nakrywą, poczem nie zmienia się już wcale, jakkolwiek poruszalibyśmy kulą w puszce*). Odchylenie elektroskopu

*) Jeżeli naczynie jest dostatecznie głębokie, wówczas nakrywa nie jest niezbędną, o ile zanurzać będziemy kulę głęboko.

zależy zatem tylko od ogólnej ilości elektryczności wprowadzonej do puszki, nie zależy od jej rozmieszczenia. Jeżeli dwa ciała, wprowadzone do tej samej puszki, po kolei, dają jednakowe odchylenia elektroskopu, wówczas można powiedzieć, że są jednakowo naelektryzowane; mogą to być przewodniki naelektryzowane, np. z elektroforu, albo isolatory, naelektryzowane przez tarcie. Ciała przeciwnie naelektryzowane dają przeciwne naelektryzowania elektroskopu. Dwa ciała, mające naboje jednakowej wielkości, ale przeciwnych znaków, wprowadzone do puszki razem, nie dadzą żadnego odchylenia.

b) Po wyjęciu kuli elektrycznej z puszki, w ten sposób, żeby nie dotknęła się ścian, odchylenie elektroskopu znika. Działanie indukcyjne kuli rozdzieliło zatem w puszce równoważne ilości elektryczności dodatniej i ujemnej, podobnie, jak to bywa w przypadku indukcyi od zewnątrz (fig. 3). Tutaj jednak, jak się zaraz okaże, elektryczność jednoimienna znajduje się wyłącznie na zewnętrznej stronie puszki, różnoimienna zajmuje wyłącznie wewnętrzną.

c) Jeżeli połączymy puszkę, mającą w sobie ciało elektryczne, z ziemią, ręką, albo drutem, odchylenie elektroskopu zniknie również. Cała zewnętrzna strona puszki okaże się zupełnie nieelektryczną (fig. 5, b), nie dostrzeżemy też nigdzie, zewnątrz puszki, najsłabszego nawet działania znajdującej się wewnątrz naelektryzowanej kuli. Działanie jej jest dokładnie zrównoważone przeciwnem działaniem elektryczności różnoimiennej, wywołanej indukcyjnie na wewnętrznej stronie puszki.

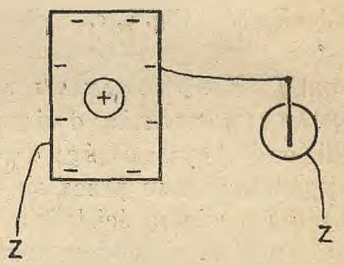


Fig. 5, b.

d) Że nabój taki znajduje się istotnie na ścianie wewnętrznej, i że co do ilości jest równoważny nabojowi równoimiennemu, który usunęliśmy z powierzchni zewnętrznej, przez połączenie puszki z ziemią, tego dowodzi następująca próba. Przerwijmy połączenie z ziemią i usuńmy kulę z wnętrza puszki. Listki elektroskopu odchylą się tyleż, ile były odchylone z początku, będą jednak wskazywały naelektryzowanie przeciwnego znaku (fig. 5, c). Nabój różnoimienny, oswobodzony przez usunięciu kuli, przerzucił się na stronę zewnętrzną i ułożył się tak samo, jak poprzednio nabój równoimienny.

e) Dotknijmy się teraz puszki wyjętą z niej kulą. Odchylenie elektroskopu zniknie znowu całkowicie. Wnosimy stąd, że ilość elektryczności różnoimiennej, wywołanej przez indukcyę na wewnętrzną powierzchnię przewodnika zamkniętego, jest dokładnie równoważna nabojowi działającemu. Prościej dowiedziemy tego prawa zasadniczego jak następuje. Wprowadziwszy kulę elektryczną do puszki opuśćmy ją na nitce, żeby dotknęła się dna lub ścian (fig. 5, d). Dotknięcie to nie zmieni odchylenia elektroskopu, ale kula wyjęta z puszki okaże się całkowicie rozbrojoną. Jednocześnie zniknie, bez reszty, różnoimienny wewnętrzny nabój indukcyjny puszki.

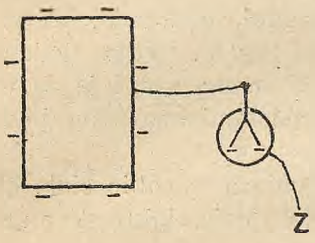


Fig. 5, c.

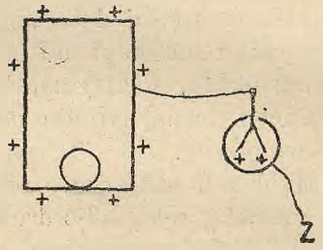


Fig. 5, d.

7. Zastosowania i wnioski. a) Wszelkie sposoby elektryzowania dają jednocześnie równoważne ilości elektryczności dodatniej i ujemnej. Wniosek ten, wypadający sam przez się z teoryi Franklina (ust. 4) można udowodnić z wielką ścisłością przez zastosowanie metody indukcyi od wnętrza. Faraday urządził w tym celu skrzynię oklejoną arkuszami staniolu, ustawioną na szklanych nogach (klatka Faradaya), rozmiarów tak dużych, iż mógł sam wejść do wnętrza i pomieścić w niej przyrządy elektryczne. Elektroskop połączony z tą klatką nie okazywał żadnego odchylenia, gdy wewnątrz wytwarzano elektryczność przez potarcie dwu ciał, a nawet, gdy wprowadzono w działanie silną machinę elektryczną. Według ust. 6a wnosimy stąd, że każdy przyrząd tego rodzaju wytwarza tyleż elektryczności dodatniej, ile ujemnej.

b) Siedziba naboju elektrycznego w przewodnikach. Jeżeli, naodwrót, naelektryzujemy taką klatkę zapomocą machiny elektrycznej (elektroforu lub t. p.), umieszczonej zewnątrz, wówczas obserwator znajdujący się w klatce nie dostrzeże

najlżejszych objawów elektrycznych, choćby klatka była tak silnie naelektryzowaną, iżby do przedmiotów zewnętrznych biły z niej iskry. W przewodnikach, nie zawierających w sobie isolowanych ciał elektrycznych, wszelki nabój elektryczny gromadzi się wyłącznie na zewnętrznej powierzchni. Istotnie, przewodnik jakikolwiek (kulka, albo płytka metalowa) trzymany na isolującym trzonku, naelektryzuje się, jeśli dotkniemy nim zewnętrznej powierzchni klatki; od powierzchni wewnętrznej natomiast nienaelektryzuje się wcale, a nawet, gdyby miał jaki nabój, utraci go w tem dotknięciu doszczętnie (ust. 6, e). Jest przytem rzeczą obojętną, czy drut przewodzący elektryczność z machiny elektrycznej do klatki, dotyka się zewnętrznej jej powierzchni, czy też doprowadzony jest do wewnętrznej przez mały otwór w ścianie.

Tę samą ważną zasadę można sprawdzić zwyczajnym elektroskopem (fig. 6). Połączywszy elektrody *A* i *K* tego przyrządu drutem, możemy silnie nawet naelektryzować cały elektroskop, a listki nie odchylą się wcale (będzie to zarazem próba prawidłowej budowy elektroskopu). Elektryczność nagromadzi się tylko na zewnętrznej powierzchni metalowej osłony, nie dojdzie wcale do listków.

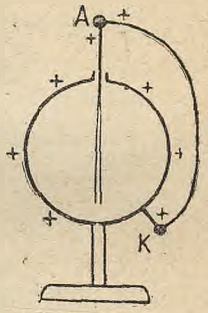


Fig. 6.

Wnętrze zamkniętego naczynia wolne jest nietylko od nabojów, ale i od wszelkich działań elektrycznych. Isolowane przewodniki, umieszczone w naelektryzowanej klatce Faradaya, nie elektryzują się indukcyjnie nawet w najbliższem sąsiedztwie ścian. Lekkie ciała słabo naelektryzowane nie doznają przyciągania w żadnym kierunku, chyba, że zbliżymy je do ściany wewnętrznej na odległość tak małą, iżby działanie naboju indukcyjnego, wywołanego na ścianę przez własną ich elektryczność, nabyło większego znaczenia.

Obserwator, któryby wziął z sobą elektroskop do klatki isolowanej i naelektryzowanej, nie dostrzeże żadnego odchylenia, jeśli połączy obie elektrody elektroskopu ze ścianami (fig. 7, a). Gdyby jednakże połączył zewnętrzną elektrodę z ziemią, drutem wyprowadzonym na zewnątrz, przez mały otwór w ścianie (fig. 7, b), znalazłby odchylenie listków takie, jakieby okazywał elektroskop połączony z zewnętrzną powierzchnią klatki. W pierwszym przypadku elektrody połączone są nieprzerwanym ciągiem przewodników, jak na fig. 6-ej. W drugim ściany klatki tworzą

tylko przedłużenie drutu, wiodącego do elektrody A, którego kształt jest przecie obojętny.

W myśl teoryi Franklina wymykanie się elektryczności na zewnętrzną powierzchnię przewodników jest łatwo zrozumiałe. Cząstki płynu elektrycznego odpychają się przecież, a w przewodnikach płyn ten posiada zupełną swobodę ruchu. Cząstki płynu udzielonego w nadmiarze będą wypędzały się wzajemnie z wnętrza przewodnika, a równowaga nastąpi wtedy dopiero, gdy isolator (powietrze, próżnia i t. p.), otaczający powierzchnię zewnętrzną, zagrodzi im drogę. Płyn ułoży się wtenczas na powierzchni w taki sposób, żeby wypadkowe jego działanie na wnętrze przewodnika było zerem; w przeciwnym razie wywierałby działanie indukcyjne na wnętrze przewodnika. Cząstki płynu, nagroma-

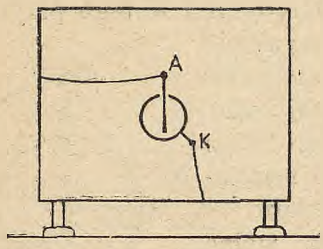


Fig. 7a.

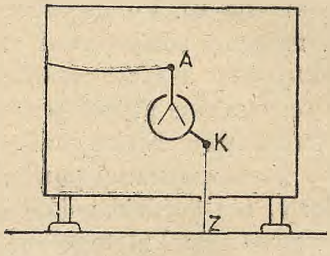


Fig. 7b.

dzone na powierzchni, starają się, przez wzajemne odpychanie, wepchnąć się w isolator otaczający; stąd stan napięcia, który, przy silnem naelektryzowaniu, może stać się powodem częściowego rozbrojenia w powietrze, przez iskierki, przez wypływ elektryczny i t. p. (ust. 78, 79).

Że w tych warunkach cząstki będą spędzały się najobficiej w części przewodnika wystające, sterczące z (zewnętrznej) powierzchni, jest rzeczą zupełnie oczywistą (działanie kolców, ust. 51). Z tego powodu niepodobna utrzymać silnego naelektryzowania na przewodniku najeżonym ostrymi kolcami, albo krawędziami, rozbraja się bowiem samodzielnie w otaczające powietrze.

c) Osłony elektyczne. Naboje elektryczne, jak dopiero powiedzieliśmy, nie wywierają zgoła żadnego działania w przestrzeni, od której są odgrodzone zamkniętemi, przewodzącemi ścianami, choćby nawet znajdowały się bezpośrednio obok tych ścian. Zamknięte metalowe naczynie stanowi doskonałe skutecz-

ną osłonę elektryczną. Osłon takich używa się do ochrony czułych przyrządów elektycznych od przypadkowych wpływów zewnętrznych nabojów elektrycznych. Zwyczajnie łączy się je z ziemią, ażeby zapobiedz gromadzeniu się jakichkolwiek nabojów elektrycznych na zewnętrznej ich powierzchni. Takie jest znaczenie metalowych osłon w elektroskopach, elektrometrach i t. p. Dłuższe druty, łączące ciało badane z elektroskopem, prowadzi się często środkiem rur metalowych, połączonych z ziemią, zwłaszcza jeśli ciało jest isolowane. Nie jest zresztą koniecznem, żeby osłona była zupełnie zawarta; gęste siatki metalowe chronią niemal równie skutecznie, jak blachy lite, a pozwalają widzieć, co się we wnętrzu dzieje.

d) Mierzenie elektryczności. Przypuszczam, że umiemy naelektryzować kulę, używaną do doświadczenia Faradaya (fig. 5, a), dowolną liczbę razy, dokładnie w ten sam sposób, to jest tą samą ilością elektryczności. Równość taką możnaby np. osiągnąć wcale dokładnie, dotykając kulą nakrywy elektoforu, zawsze w tych samych warunkach; sprawdzać możnaby tę równość drugim podobnym przyrządem Faradaya (według ust. 6, a).

Wprowadźmy taki nabój, który nazwiemy chwilowo jednostką elektryczności, do puszki Faradaya, dotykając kulą wewnętrznej jej ściany. Wyjmiemy kulę zupełnie rozbrojoną i zapiszemy odchylenie listków elektroskopu. Powtórzmy to samo drugi, trzeci, czwarty raz... Na zewnętrznej powierzchni puszki i na elektroskopie nagromadzimy wtedy dwie, trzy, cztery i t. d. jednostki, a odchylenie listków wzrastać będzie tak, jakby wzrastało, gdybyśmy wprowadzili do puszki dwie, trzy, cztery... podobne kule, każdą z jednostką naboju.

Postępując w ten sposób dalej możemy wycechować podziałkę elektroskopu według przyjętej jednostki, poczem ta puszka Faradaya, łącznie z elektroskopem, będzie mogła służyć do mierzenia nabojów jakichkolwiek ciał. Należałoby jednak zważać, żeby w urządzeniu przyrządu nic się nie zmieniło. W szczególności sam spostrzegający i inne otaczające przedmioty powinnyby zajmować zawsze to samo położenie względem puszki. Tego sposobu mierzenia nabojów elektrycznych używa się istotnie niekiedy w badaniach naukowych. Obecnie chodziło tylko o wykazanie, że pomiar nabojów jest zasadniczo możliwy; poznamy zresztą w dalszym wykładzie inne, dogodniejsze, a pewniejsze sposoby.

8. Elektryczności związane. Zwolennicy teoryi dwu płynów elektrycznych nazywali elektryczność równoimienną, występującą w zjawiskach indukcyi po stronie przewodnika, odwróconej od ciała działającego, elektrycznością „swobodną", gdyż przez dotknięcie można odwieść ją do ziemi, podczas gdy elektryczność różnoimienna, przyciągana przez ciało działające, pozostaje na przewodniku; tę uważano za „związaną". Nietrudno jednak dostrzedz, że odróżnienie to nie jest uzasadnione, gdyż wszelki nabój elektryczny jest związany z równą ilością elektryczności przeciwnego znaku.

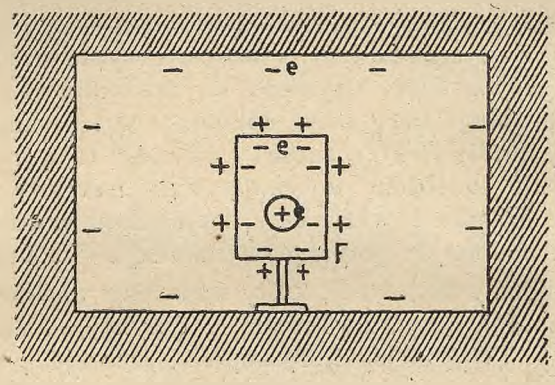


Fig. 8.

Przypuszczam, że doświadczenie Faradaya (Fig. 5, a) wykonaliśmy w pokoju zamkniętym (fig. 8), którego ściany i podłoga mają, jak to zwykle bywa, pewien stopień przewodnictwa elektrycznego. Ciało naelektryzowane, dajmy nato dodatnio ($+e$), zawieszone w puszce, wywołuje na wewnętrzną jej powierzchnię równoważny nabój ujemny ($-e$). Te dwa naboje, związane z sobą, stanowią układ elektryczny zupełnie niezależny od wszelkich działań elektrycznych zewnętrznych. Na zewnętrznej powierzchni puszki (isolowanej) rozłożył się jednocześnte nabój odepchnięty, dodatni ($+e$). Widać jednak natychmiast, że „swobodnym" on nie jest, gdyż, tym samym porządkiem, wywołał on na wewnętrzną ścianę pokoju równoważny sobie nabój ujemny ($-e$), z którym jest tak samo związany, jak nabój kuli z ujemnym nabojem puszki. Połączenie puszki z „ziemią", t. j. z podłogą, albo ścianami pokoju, rozbraja całkowicie zewnętrzną jej powierzchnię, nie dlatego, jakoby nabój zewnętrzny był swobodny,

tylko wskutek dokładnego zobojętnienia tego naboju przeciwnym nabojem ścian.

Jednocześnie z wywołaniem naboju $-e$ na ściany pokoju, równoważny nabój dodatni $+e$ uchodzi na zewnętrzną stronę domu, na dach, ściany i na złączoną z niemi powierzchnię całej kuli ziemskiej i jest tam zobojętniony przez nabój ujemny $-e$, odrzucony do ziemi przez tę machinę elektryczną, której użyliśmy do otrzymania pierwotnego naboju $+e$.

9. Zasada zachowania elektryczności. To co powiedzieliśmy w ustępie poprzedzającym, łącznie z faktem, że w każdym sposobie elektryzowania występują jednocześnie naboje obu znaków, w ilościach równoważnych (ust. 7a), prowadzi do wygłoszenia zasady: suma algebraiczna nabojów elektrycznych, w układzie isolowanym, nie może być zmieniona, przez żadne działania elektryczne, ani inne, odbywające się w samym układzie; można ją zmienić tylko przez wprowadzenie do układu z zewnątrz nadwyżki elektryczności jednego lub drugiego znaku albo przez wydalenie takiej nadwyżki na zewnątrz Jeżeli n.p. kula ziemska była obdarzona od początku swego ist. nienia pewną nadwyżką elektryczności dodatniej lub ujemnej-wówczas tylko ta nadwyżka rozstrzygać będzie, po wszystkie czasy, o wypadkowem jej naelektryzowaniu (o ileby nie było dopływu elektryczności z po za ziemi, co, jak się zdaje, nie jest wykluczone); działanie różnych machin elektrycznych, burze elektryczne w atmosferze i t. p. nie mogą tej stałej nadwyżki zmienić. Wypadkowy ten nabój ziemi, jeśli istnieje, nie jest również swobodny; związanych z nim nabojów należałoby szukać zewnątrz ziemi, na słońcu, księżycu, nawet na najdalszych gwiazdach, gdyż działania elektryczne nie mają granic.

10. Butelka lejdejska. Kondensatory. Na podstawie swej teoryi Franklin pierwszy wytłumaczył osobliwe zjawiska elektryczne, odkryte w r. 1744 jednocześnie przez Muschenbroecka w Lejdzie i Kleista na Pomorzu. Próbowali oni naelektryzować wodę w butelce szklanej, za pomocą żelaznego, zanurzonego w wodzie gwoździa, trzymając samą butelkę w ręku. Przypadkowe dotknięcie gwoździa drugą ręką spowodowało silne wstrząśnienie. Wodę i rękę, dwa przewodniki przegrodzone cienką, isolującą warstwą szkła, zastąpiono następnie blaszkami me-

talowemi, przyklejonemi po obu stronach do szkła. W ten sposób powstała t. zw. butelka lejdejska (fig. 9). Jest to słój szklany, oklejony zewnątrz i wewnątrz okładkami ze staniolu. Okładki są doskonale isolowane od siebie; nie dosięgają też brzegu słoja, a brzeg ten, celem polepszenia isolujących własności szkła, powleczony bywa szelakiem *).

Połączywszy zewnętrzną okładkę K z ziemią, drutem metalowym, albo poprostu trzymając butelkę w ręku, zdołamy nagromadzić na okładce wewnętrznej — z dango źródła elektryczności, np. z elektroforu — za pośrednictwem drutu sięgającego do wnętrza (elektrody A), ogromną ilość elektryczności, nierównie większą od tej, którą okładka ta mogłaby przyjąć, gdyby zewnętrznej nie było. Połączywszy następnie obie elektrody takiej obficie naelektryzowanej, czyli „nabitej" butelki, jakimkolwiek przewodnikiem, wywołamy istotnie energiczne rozbrojenie, któremu towarzyszy jasna i głośna iskra elektryczna.



Fig. 9.

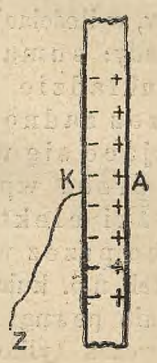


Fig. 10.

Kształt „butelki" opisany wyżej nie jest istotny. Franklin używał z równym skutkiem płaskiej szyby szklanej, oklejonej okładkami metalowemi — tablica Franklina (fig. 10), pierwowzór dzisiejszych kondensatorów. Isolatorem może być również, zamiast szkła, cokolwiek innego: łyszczyk, ebonit, papier napojony parafiną, powietrze, nawet próżnia.

Zadaniem butelki lejdejskiej i podobnych do niej przyrządów, zwanych ogólnie kondensatorami, jest dostarczenie możliwie wielkiej elektrycznej pojemności. Zdolność przewodnika isolowanego do przyjmowania nabojów elektrycznych z danego źródła jest bowiem ograniczona. Dotykajmy np. poje-

*) Szkło, zwłaszcza sodowe, jest higroskopijne, zagęszcza na swej powierzchni wilgoć z powietrza; warstewka ta, pomieszana z pyłem, brudem i cząsteczkami rozpuszczonego w małej ilości szkła, przewodzi elektryczność.

dynczej isolowanej blachy raz po razu nakrywą elektroforu. Za pierwszym razem blacha przyjmie chciwie elektryczność od nakrywy, przejście zaznaczy się jasną iskierką. Za drugim, trzecim razem iskierka będzie coraz słabsza, w końcu elektryczność przestanie przechodzić z nakrywy do blachy. Jest to widocznie skutek odpychania, które nagromadzony już na blasze nabój wywiera na równoimienny nabój nakrywy; skoro pewna ilość elektryczności się nagromadzi, odpychanie to zatamuje dalsze jej przechodzenie. Stanie się ono jednak znowu możliwem, jeżeli się uda elektryczność nagromadzoną już na blasze ubezwładnić, związać. Przysuńmy w tym celu do pierwszej blachy, isolowanej *A*, drugą, połączoną z ziemią, możliwie blizko, o ile na to pozwala niebezpieczeństwo rozbrojenia przebiciem iskry. Na tej drugiej blasze *K* działanie indukcyjne pierwszej nagromadzi elektryczność przeciwnego znaku (fig. 10), podczas gdy równoimienna zostanie odepchnięta do ziemi. Teraz z nakrywy elektroforu zaczną znowu bić iskierki do blachy isolowanej, albowiem odpychające działanie nagromadzonego na niej naboju jest w znacznej części zrównoważone przyciąganiem naboju wywołanego przez indukcyę na blachę nieisolowaną. Zrównoważenie to będzie tem zupełniejsze, przeto p o j e m n o ś ć elektryczna tem większa, im cieńszą będzie warstwa isolatora przedzielającego obie blachy. Że pojemność ta zależy nadto od rodaju tego isolatora, o tem nie wiedziano aż do r. 1835 (F a r a d a y, ust. 34, 68).

Prawidłowo urządzona butelka lejdejska, czy kondensator, powinny mieć pojemność stałą i określoną, niezależną od zmiennych, w sposób przypadkowy, położeń przedmiotów otaczających. Widocznem jest bowiem, że np. ciało eksperymentatora, jako przewodnik połączony z ziemią, działa również indukcyjnie na blachę isolowaną i zmienia wskutek tego cokolwiek jej pojemność. Idealną w tym względzie butelkę lejdejską stanowiłyby dwa przewodniki, z których jeden, połączony z ziemią, obejmuje całkowicie drugi, isolowany. Wtedy bowiem pierwszy stanowiłby doskonałą osłonę dla drugiego (ust. 7, c). Najlepiej odpowiada temu żądaniu t. zw. k o n d e n s a t o r k u l i s t y (fig. 11), forma butelki używana do ściślejszych pomiarów elektrycznych — jakkolwiek i tu trze-

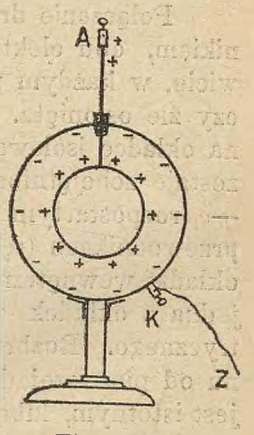


Fig. 11.

ba, z konieczności, przedziurawić okładkę zewnętrzną, żeby przeprowadzić elektrodę *A*, służącą do nabijania wewnętrznej. Elektroda ta stanowi część okładki wewnętrznej, a jest wystawiona na zewnętrzne wpływy elektryczne; powinna też być możliwie cienka. Nie odpowiada powyższemu żądaniu tablica Franklina (fig. 10), chyba, że nadamy jej postać okazaną na fig. 12, różniącą się od zwyczajnej tem, że okładka nieisolowana osłania isolowaną z obu stron.

Nabój elektryczny, dajmy nato $+e$, udzielony dobrze osłoniętej butelce, przyciąga przez indukcyę, na wewnętrzną stronę zewnętrznej okładki ściśle równoważny nabój $-e$ (ust. 6, d). Na zewnętrznej stronie tej okładki i na elektrodzie *K*, połączonej z ziemią, nie będzie wtedy żadnego naboju. Na elektrodzie isolowanej *A* natomiast, z konieczności nieosłoniętej, nagromadzi się cokolwiek elektryczności, w ilości zależnej od położenia otaczających przewodników. Jeśli np. zbliżymy rękę do tej elektrody, wówczas utworzy się znowu rodzaj butelki lejdejskiej, której okładkami będą elektroda i ręka. Działanie naboju elektrycznego na ręce wciągnie do elektrody z okładki wewnętrznej pewną ilość elektryczności, tem większą, im bliżej przysuniemy rękę; jednocześnie część naboju zewnętrznej okładki, zwolniona przez ten odpływ, odejdzie do ziemi (albo raczej do złączonej z nią ręki).

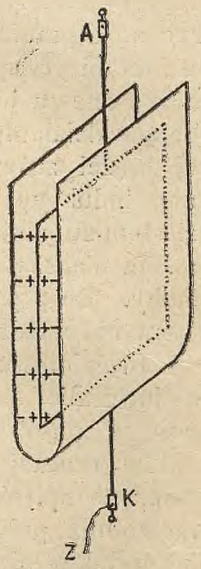


Fig. 12.

Połączenie drutem, czy innym przewodnikiem, obu elektród, rozbroi butelkę całkowicie, w każdym przypadku, czy jest dobrze, czy źle osłonięta. Nabój $+e$, nagromadzony na okładce isolowanej, łącznie z elektrodą *A*, zostaje zobojętniony równoważnym nabojem $-e$, rozpostartym na okładce zewnętrznej i na tych wszystkich przewodnikach (ręka), które zostają pod wpływem indukcyjnym okładki wewnętrznej i jej elektrody. Według teoryi Franklina jedna z okładek posiada nadmiar, druga niedomiar płynu elektrycznego. Rozbrojenie należy tedy uważać jako ruch tego płynu od pierwszej do drugiej okładki, przez łączący je drut. Ono jest istotnym, lubo niezmiernie krótkotrwałym „prądem elektrycznym". Z powodu tej krótkości trwania nie zwrócono zrazu uwagi

na rozliczne tego prądu własności, z wyjątkiem działań fizyologicznych (wstrząśnienie, jakiego doznajemy rozbrajając butelkę ręką) i cieplnych (zapalenie prochu i t. p. iskrą elektryczną). Bardzo wcześnie spostrzeżono jednak, że rozbrojenie magnesuje igły stalowe, owinięte bez dotknięcia, drutem rozbrajającym. Na badanie własności prądu przyszła kolej później, gdy, dzięki odkryciom Volty, nauczono się wytwarzać prądy elektryczne trwałe.

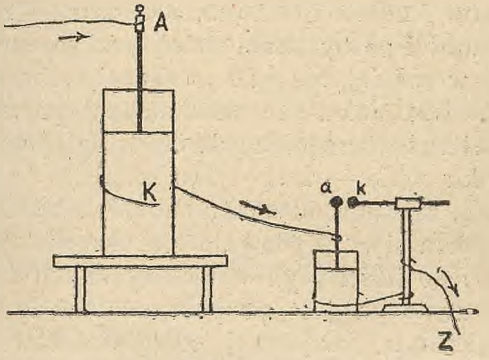


Fig. 13.

W powyższem przedstawieniu działania butelki lejdejskiej uwydatnia się wyraźnie konieczność dwu elektród, na co zwracaliśmy już kilkakrotnie (ust. 3) uwagę. Ilekroć elektryzujemy butelkę przez elektrodę isolowaną *A*, zawsze odpływa jednocześnie taka sama ilość elektryczności równoimiennej z elektrody *K* do ziemi. Tej elektryczności można użyć do nabicia drugiej butelki. Pierwszą *AK* (fig. 13) ustawiamy w tym celu na isolującym stoliku i łączymy zewnętrzną jej okładkę *K* z elektrodą isolowaną *a* drugiej. Rysunek wyobraża tak zw. butelkę mierniczą Lanego *ak*, służącą do oceniania wielkości naboju wprowadzonego do *A*, albo równego mu naboju uchodzącego z *K*. Jest to butelka małych rozmiarów, mająca elektrody połączone z tak zw. iskiernikiem, złożonym z dwu kul metalowych, których odstęp można dowolnie zmieniać i odmierzać; zewnętrzna jej elektroda *k* połączona jest z ziemią. Skoro w butelce mierniczej nagromadzi się pewna określona ilość elektryczności, większa lub mniejsza, zależnie od tego, czy kule iskiernika są więcej lub mniej rozsunięte, następuje samodzielne jej rozbrojenie za pośrednictwem iskry, tworzącej chwilowo przewodzący

pomost pomiędzy *a* i *k*. Liczba iskier pojawiających się w iskierniku podczas elektryzowania pierwszej butelki będzie widocznie proporcyonalna do ilości udzielonego jej naboju. Przyrząd ten jest zresztą więcej pouczający niż dokładny, gdyż, jak okażemy w rozdziale o rozbrojeniu przez gazy, dalekość bicia iskry zależy nietylko od wielkości naboju butelki mierniczej, lecz w pewnej mierze także od elektrycznego stanu powietrza i od innych, trudnych do ujęcia warunków.

11. Karol August Coulomb. Od czasu Franklina nauka o elektryczności postępowała podobnymi torami, jakie o jedno niemal stulecie wcześniej, Newton wskazał był w teoryi powszechnego ciążenia. Rozumiano, że ciała naelektryzowane wywierają na siebie działanie bezpośrednie, w dal, podobnie, jak dwie masy ciążące ku sobie — z tą tylko różnicą, że działania elektryczne bywają, zależnie od znaku nabojów, bądź przyciąganiem, bądź odpychaniem się. Wydawało się oczywistem, że siły te są proporcyonalne do ilości płynów elektrycznych działających, podobnie jak grawitacya jest proporcyonalna do mas ciążących. W miarę zwiększania wzajemnej odległości ciał naelektryzowanych, działania te słabną; nie umiano jednak określić dokładnie zależności tych sił od odległości, co tem łatwiej usprawiedliwić, że odległość dwu ciał nie jest wogóle czemś określonem. Dwa punkty mają odległość określoną, dwie bryły zaś tylko wtedy, gdy rozmiary ich można zaniedbać w porównaniu z odległością. Badacz francuski Coulomb (czyt. Kulą) wprowadził tedy pojęcie punktów, albo biegunów elektrycznych. Mierzył wprost przyciąganie się lub odpychanie dwu malutkich kulek naelektryzowanych, zmieniając odległość ich i wielkość nabojów. Z doświadczeń tych wysnuł tak zw elementarne prawa działań elektrycznych (w r. 1785), które przez lat kilkadziesiąt stanowiły podstawę teoryi elektryczności. Wypowiemy prawa te jak następuje:

1) Dwa bieguny elektryczne przyciągają się, albo odpychają wzajemnie — zależnie od tego, czy są różno- czy równoimienne — siłami działającemi wzdłuż łączącej je prostej.

2) Siły te są proporcyonalne do naboju elektrycznego *e* jednego bieguna i do naboju *e'* drugiego; są przeto proporcyonalne do iloczynu *ee'* obu nabojów.

Trzykrotne, dajmy nato, zwiększenie naboju jednego z biegunów wzmocni trzykrotnie jego działanie na drugi; stanie się zaś sześćkroć większe, jeśli jednocześnie zwiększymy drugi dwukrotnie. Należy tu zaznaczyć wyraźnie, że porównanie wielkości dwu nabojów, według przyciągań albo odpychań, które one wywierają, prowadzi do tych samych wyników liczebnych, co porównanie ich za pomocą puszki Faradaya (ust. 7, d), boć ostatecznie i tu chodzi także o odpychanie się, mianowicie listków elektroskopu.

3) Wzajemne działanie dwu biegunów elektrycznych maleje, w miarę zwiększania ich odległości, proporcyonalnie do odwrotnego kwadratu odległości. W odległości podwójnej albo potrójnej będzie 4 albo 9 razy słabsze, podobnie, jak przyciąganie się grawitacyjne dwu mas.

a) Doświadczenia swoje Coulomb wykonywał za pomocą pewnej ważki sprężynowej, w której malutkie siły między kulkami naelektryzowanemi równoważyły się siłą sprężystą, wynikającą ze skręcenia cienkiego metalowego drucika. Przyrząd ten, dziś zresztą już nieużywany, wyobraża fig. 14. Lekki pręcik isolujący (z szelaku) zawieszony jest poziomo na cienkim drucie; na jednym jego końcu przyklejona kulka złocona z rdzenia bzu lekarskiego. Drugą podobną kulkę, osadzoną również na isolującym trzonku ustawia się nieruchomo obok pierwszej, z lekkiem dotknięciem. Po naelektryzowaniu obu kulek pierwsza zostaje odepchnięta, dolny koniec drutu skręca się o pewien kąt α, przypuśćmy niewielki. Skręcając górny koniec drutu w przeciwną stronę, o stosowny kąt φ, za pomocą guzika opatrzonego podziałką kątową, możemy przymusić kulkę ruchomą do zbliżenia się ku stałej na odległość np. o połowę mniejszą. Skręcenie jednego końca drutu względem drugego będzie teraz $\varphi + \frac{\alpha}{2}$ (gdyż, jeżeli α jest niewielkie, można przyjąć, że odległość kul jest proporcyonalna do kąta odchylenia pręcika z położenia początkowego). Do tegoż skręcenia $\varphi + \frac{\alpha}{2}$

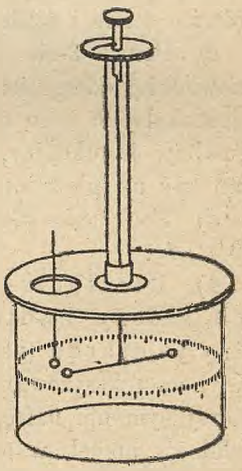


Fig. 14

(według prawa Hooka) jest proporcyonalna siła sprężysta i równe jej odpychanie elektryczne. Owóż okazało się, że ono jest cztery razy większe od pierwotnego skręcenia α, zgodnie z prawem odwrotnych kwadratów.

b) Wyniki pomiarów Coulomba, niezbyt ścisłe według dzisiejszych wyobrażeń, zyskały potężne poparcie z innej strony. Wiadomo, że cienka warstewka masy działającej według prawa odwrotnych kwadratów, rozpostarta równomiernie na powierzchni kuli, nie wywiera żadnego działania na cząstkę, znajdującą się gdziekolwiek wewnątrz (tom I, ust. 121). Nabój elektryczny rozpościera się również tylko na powierzchni przewodników i to tak, żeby działanie jego wypadkowe na biegun elektryczny pomyślany we wnętrzu było ściśle równe zeru (ust. 7, b). Na kuli, trzymanej zdala od innych przewodników, elektryczność musi być rozpostarta równomiernie, z powodu symetryi. Przypuśćmy, że działanie cząstki tego naboju powierzchownego na biegun w odległości r jest proporcyonalne do $\frac{1}{r^n}$. Można okazać rachunkiem, że wypadkowe działanie całego naboju na biegun pomyślany gdziekolwiek wewnątrz kuli, będzie tylko wtedy równe zeru, gdy przyjmiemy $n = 2$. Prawo Coulomba należy tedy uważać za równie ścisłe i ściśle uzasadnione jak prawo grawitacyi.

c) Prawo 3-cie Coulomba staje się pozornie nieważnem jeżeli w niewielkiej odległości od działających na siebie biegunów znajdują się jakiekolwiek inne ciała. Wtedy bowiem naboje biegunów wywołują naboje indukcyjne, których działanie na każdy z biegunów powinno być uwzględnione, na równi z wzajemnem ich działaniem.

d) Za czasów Coulomba nie był jeszcze znany fakt (Helmholtz 1870 r.) że:

4) Działanie wzajemne dwu biegunów elektrycznych zależy nadto od rodzaju ośrodka isolującego, który je otacza (ust. 70). Tak np. też same dwie kuleczki isolowane i naelektryzowane, zanurzone głęboko w obszernym zbiorniku, zawierającym np. naftę, będą się przyciągały albo odpychały 2,2 razy słabiej, aniżeli w powietrzu, z tej samej odległości; w eterze siła będzie 4,35 razy, w oliwie 3 razy mniejsza niż w powietrzu. Wynika to stąd, że i isolatory podlegają indukcyi (ust. 27). Prawa Coulomba są ważne w każdym isolatorze, ale potrzeba, ściśle biorąc, żeby ten sam jedyny isolator wypełniał całą przestrzeń dokoła biegunów.

12. Miary elektryczne bezwzględne. Za pomocą puszki Faradaya złączonej z elektroskopem nauczyliśmy się odmierzać

elektryczność na równe porcye i porównywać jakiekolwiek naboje elektryczne z nabojem przyjętym za jednostkę (ust. 7, d). Jednostka ta była jednak dowolna, a odtworzenie jej stałoby się niemożliwem, gdyby urządzenie przyrządu się odmieniło, albo gdyby elektroskop się zepsuł. Było to jedną z wielkich zasług Gaussa (1832), tudzież Webera (1846), którzy zwrócili uwagę, że objawy dynamiczne, towarzyszące elektrycznym, mogą być użyte do liczbowego określenia wielkości elektrycznych w sposób ścisły i powszechnie zrozumiały; słowem, że miary elektryczne (a podobnież magnetyczne) można sprowadzić do miar, używanych w dynamice, a więc do jednostek zasadniczych: długości, masy i czasu. Miary wielkości elektrycznych, określone w ten sposób, nazwano bezwzględnemi, albo miarami *c. g. s.*, o ile są oparte o jednostki *centymetr*, *gram* i *sekunda*.

Dwa są zwłaszcza objawy dynamiczne w zakresie zjawisk elektrycznych, nadające się do powyższego celu: siły przyciągające i odpychające, które wywierają na siebie bieguny elektryczne, w myśl prawa Coulomba i siły, któremi prądy elektryczne działają na bieguny magnetyczne. Oba te objawy dały początek dwom niezależnym układom miar elektrycznych bezwzględnych, elektrostatycznemu i elektromagnetycznemu. Wielkości dynamiczne (siła, masa, praca i t. p.) wyraża się w obu tych układach w jednostkach bezwzględnych, nie w ciężarowych.

Celem wyczerpującego opisania różnorodnych objawów elektrycznych i magnetycznych teorya tych zjawisk posiłkuje się szeregiem pojęć takich, jak ilość elektryczności, pojemność kondensatorów, natężenie prądu elektrycznego i t. d., które nadają się wszystkie do ilościowego określenia i mają w obu układach miar właściwe sobie jednostki. Zaznajomimy się z niemi w wykładzie szczegółowym. W niniejszym zarysie historycznym podamy tylko określenie bezwzględnej jednostki elektrostatycznej ilości elektryczności. Umówmy się przyjmować za jednostkę naboju tę ilość elektryczności, która, zebrana w biegunie elektrycznym, odpycha w powietrzu drugą taką samą ilość, z odległości jednego centymetra, siłą jednej dyny. Obaczmy, w jaki sposób możnaby, w zasadzie przynajmniej, mierzyć jakiekolwiek naboje tą jednostką. Stosując do niej prawa Coulomba, otrzymamy następującą tabliczkę:

Nabój $= 1$ odpycha nabój $= 1$ z odległości $= 1$ *cm* siłą $= 1$ dyna

„ $= e$ „ „ $= 1$ „ $= 1$ *cm* „ $= e$ dyn

„ $= e$ „ „ $= e'$ „ $= 1$ *cm* „ $= ee'$ dyn

„ $= e$ „ „ $= e'$ „ $= r$ *cm* „ $= \frac{ee'}{r^2}$ dyn

Oznaczywszy siłę odpychającą między biegunami, w powietrzu, ogólnie przez P, wyrazimy więc prawo Coulomba, wzorem

$$P = \frac{ee'}{r^2},$$

przystosowanym do elektrostatycznej jednostki naboju.

Mając dany biegun o niewiadomej liczbie $= e$ takich jednostek, sporządźmy naprzód drugi, dokładnie mu równy (równość nabojów możnaby sprawdzić np. puszką Faradaya, albo poznać po tem, że oba odpychają jakiś trzeci, dowolny biegun, z tej samej odległości, jednakowemi siłami). Zmierzmy np. ważką Coulomba siłę P dyn, t. j. $P \frac{gr\ cm}{sek^2}$, jaką oba bieguny e wywierają na siebie z odległości zmierzonej $= r$ centymetrów. Otrzymamy wtedy z powyższego wzoru $P = e^2 : r^2$, skąd e (jednostek el. stat.) $= r \sqrt{P}\ cm \frac{\sqrt{gr\ cm}}{sek}$. Zmierzenie ilości elektryczności sprowadza się tym sposobem do zmierzenia pewnej długości i siły, a że pomiar bezwzględny tej ostatniej wymaga jeszcze zmierzenia pewnej masy i czasu (np. okresu wahań wahadła), przeto ostatecznie wielkość naboju elektrycznego wyraża się przez jednostki długości, masy i czasu.

W dalszym wykładzie poznamy dokładniejsze i łatwiejsze sposoby mierzenia nabojów elektrycznych. Obecnie chodziło nam tylko o wykazanie, że w zasadzie wystarczy mieć podziałkę centymetrową, zegar sekundowy i ciężarek gramowy, aby módz mierzyć ilości elektryczności i wyrażać je liczbami powszechnie zrozumiałemi, nie posiłkując się żadnymi przyrządami elektrycznymi sprawdzanymi, czyli cechowanymi przez kogoś innego. W tem

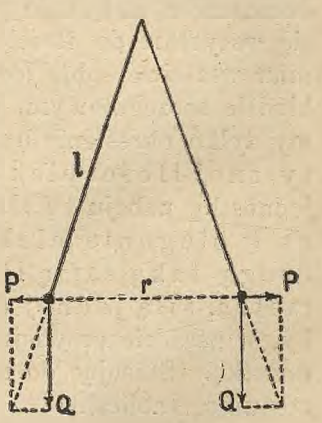


Fig. 15.

też tylko znaczeniu omawiane tu miary elektryczne są „bezwzględnemi".

Jako przykład pomiaru bezwzględnego nabojów elektrycznych niech posłuży jeszcze następujące doświadczenie. Dwie złocone kuleczki z rdzenia bzowego, jednakowej masy $= m$ gramów i jednakowej wielkości, zawieszone są obok siebie (fig. 15) na isolujących włóknach jedwabnych, o długości l centymetrów. Naelektryzowane, biorą jednakowe naboje $= e$ i odtrącają się na odległość r. Sprawdzimy łatwo, że wielkość naboju e w jednostkach elektrostatycznych daje wzór:

$$e = \frac{\sqrt{mgr^3}}{\sqrt{4l^2 - r^2}}, \text{ albo przybliżenie: } e = \sqrt{\frac{mgr^3}{2l}}$$

jeżeli r jest małe w stosunku do l; g oznacza natężenie ciężkości.

Miary elektrostatyczne, których podstawę stanowi określona wyżej jednostka naboju, nie znalazły zastosowania praktycznego. W zastosowaniach technicznych elektryczności (w tak zw. elektrotechnice, która rozwinęła się potężnie od r. 1880, po wynalezieniu machin dynamo-elektrycznych do mechanicznege wytwarzania prądu do lamp tudzież motorów elektrycznych) wysunęły się na plan pierwszy działania prądu elektrycznego, zwłaszcza działania jego elektromagnetyczne. W tym dziale zjawisk okazały się dogodniejszemi jednostki bezwzględne elektromagnetyczne, z któremi zaznajomimy się w dalszym wykładzie (np. ust. 33). Ponieważ jednak miary bezwzględne szeregu elektromagnetycznego, oparte na jednostkach zasadniczych *c. g. s.*, okazały się albo zbyt małemi, albo zbyt wielkiemi, a wskutek tego niedogodnemi dla przemysłu elektrycznego, przeto utworzył się w praktyce jeszcze trzeci szereg miar elektrycznych, t. zw. miary praktyczne. Miary te wyprowadzono z miar bezwzględnych elektromagnetycznych, przyjmując stosowne ich wielokrotności, zawsze dziesiętne, za nowe jednostki miary. Tak np. w praktyce nie używa się bezwzględnej elektromagnetycznej jednostki naboju (która wynosi, jak obaczymy, 3.10^{10}, t. j. trzydzieści miliardów jednostek elektrostatycznych), lecz $^1/_{10}$-tą jej część, pod nazwą „kulomb".

Największe zasługi około określenia i uprzystępnienia tych miar praktycznych położyło Stowarzyszenie brytyjskie ku popieraniu nauk (British Association) około roku 1863. Następnie zajmowały się tą sprawą — drugorzędną wprawdzie z punktu widzenia teoretycznego, mającą jednak pierwszorzędne znaczenie, nietylko dla techniki, lecz

także dla postępu badań doświadczalnych — kilkakrotnie zwoływane kongresy międzynarodowe elektryków, teoretyków i praktyków. Ostatecznie na kongresie w Chicago w r. 1893 ustalono te miary (zwane odtąd międzynarodowemi) i nazwano je imionami najbardziej około postępu elektryki zasłużonych badaczy. Najważniejsze z tych miar nazywają się obecnie jak następuje:

Jednostka ilości elektryczności (naboju, ust. 45) . *kulomb*
„ prądu elektrycznego (ust. 45) . . . . *amper*
„ oporu elektrycznego (ust. 119) . . . *ohm*
„ pojemności (ust. 54) . . . . . *farad*
„ siły elektromotorycznej (ust. 49) . . . *wolt*
„ pracy elektrycznej (ust. 128) . . . . *joule*
„ dzielności elektrycznej (ust. 131) . . . *watt*

Dla niektórych jednostek elektrycznych można sporządzać sprawdzone i niezmienne kopie materyalne, t. zw. wzorce, podobnie, jak się sporządza kopie kilograma albo metra. Nie można wprawdzie uwięzić jednostki elektryczności i sporządzić z niej trwałego wzorca, gdyż z powodu niedoskonałej isolacyi nabój taki rozprószyłby się bardzo rychło. Można jednak sporządzić drut, mający niezmienny i określony opór np. 1 *ohma* (ust. 119), albo ogniwo galwaniczne, mające dokładnie znaną liczbę woltów siły elektromotorycznej (ust. 63). Zasługą wspomnianych kongresów było także ustalenie przepisów, według których podobne wzorce mają być sporządzane, które to przepisy weszły w skład ustawodawstwa różnych krajów, odnoszącego się do przemysłu elektrycznego.

Miary praktyczne wielkości elektrycznych zdobyły sobie wyłączne prawo obywatelstwa w elektrotechnice; wszelako i nauka czysta najczęściej i najchętniej niemi się posługuje. Z tego powodu i w niniejszej książce będziemy podawali wyniki badań w miarach praktycznych. Należy jednak pamiętać, że tylko miary bezwzględne *c. g. s.*, czy to elektrostatyczne, czy elektromagnetyczne, stanowią jednolity system, związany konsekwentnie z miarami bezwzględnemi, stosowanemi w innych działach fizyki: w dynamice, w nauce o cieple, promieniowaniu i t. d. Do ogólnych wzorów fizyki, łączących z sobą różne te działy (jak np. podany wyżej wzór, wyrażający prawo Coulomba) należy zatem wstawiać wielkości elektryczne, wyrażone w miarach bezwzględnych, nie w praktycznych. Ostateczny wynik rachunku można dopiero przeliczyć na miary praktyczne, co nie stanowi wielkiej niedogodności, gdyż zazwyczaj będzie chodziło tylko o przestawienie kropki dziesiętnej o pewną liczbę miejsc.

13. Początkowe dzieje magnetyzmu. Jak bursztyn badaniom w zakresie elektryczności, tak ruda żelazista (magnetyt, Fe_3O_4) zwana magnesem naturalnym[1]) dała początek spostrzeżeniom magnetycznym. W starożytności wiedziano już, że ona przyciąga przedmioty żelazne, a przyciągnąwszy trzyma je trwale. Działanie to objawia się najsilniej na niektórych, zwykle na dwu częściach powierzchni magnesu, przedzielonych strefą nieczynną, o czem najłatwiej przekonać się, posypawszy magnes opiłkami żelaznemi (fig. 16); części czynne nazywają się powierzchniami biegunowemi.



Fig. 16.

Od niepamiętnych czasów znany był również fakt, że magnes swobodnie ruchomy, np. pływający na wodzie w drewnianem czółenku (pierwotna forma kompasu żeglarskiego, wynalezionego podobno w Chinach, używana na morzach europejskich od XII stulecia po Chr.) ustawia się w określonem położeniu względem stron świata, wskazując jednym końcem (zawsze tym samym) tak zw. biegunem północnym N ku północy, drugim biegunem, południowym S, ku południowi[2]). Zbliżając do kompasu drugi kawałek magnetytu dostrzeżono wcześnie, że bieguny różnoimienne N i S dwu magnesów przyciągają się, równoimienne natomiast N i N tudzież S i S odpychają się wzajemnie.

Że kompas nie wskazuje dokładnie ku północy, w kierunku południka geograficznego, przypisywano początkowo niedokładności jego konstrukcyi. Dopiero w epoce wielkich podróży morskich — podobno podczas pierwszej wyprawy amerykańskiej Kolumba — przekonano się, że zboczenie takie, zwane deklinacyą, istnieje rzeczywiście, a wartość jego bywa różna w różnych miejscach globu. Fakt ten, a zwłaszcza spostrzeżenie zrobione przez angielskiego żeglarza Normana, że magnes, obracalny około osi poziomej, przechodzącej przez środek ciężkości, pochyla się trwale ku ziemi pod pewnym ką-

[1]) Pochodzenie tej nazwy, używanej już w starożytności, nie jest wyjaśnione. Aristoteles wywodzi ją od miasta Magnezyi w Małej Azyi; rudy żelazistej jednak tam niema.

[2]) Oznaczenia biegunów pochodzą od angielskich nazw stron świata: N (north), S (south), E (east), W (west).

tem (inklinacya magnetyczna) świadczyły, że kompas nie kieruje się ku pewnemu punktowi nieba (jak początkowo przypuszczano), lecz że to działanie kierujące ma swoje źródło w ziemi. Gilbert, znany już z ważnych odkryć elektrycznych (ust. 1) w wydanem w r. 1600 dziele p. t. „*de magnete magneticisque corporibus et de magno magnete tellure physiologia nova*", od którego rozpoczyna się umiejętne badanie magnetyzmu, pierwszy wypowiedział zdanie, że kula ziemska jest olbrzymim magnesem, którego powierzchnie biegunowe rozciągają się w okolicy biegunów geograficznych; na północy mianowicie znajduje się biegun magnetyczny południowy, na południu północny.

14. Indukcya magnetyczna. Magnesowanie się żelaza zbliżonego do magnesu, zjawisko zwane indukcyą magnetyczną znane już było Gilbertowi. Okazał on, że sztaba żelazna, leżąca w kierunku południka, albo lepiej, ustawiona pochyło względem poziomu, w kierunku wskazanym przez igłę inklinacyjną, nabywa własności magnetycznych pod wpływem magnetyzmu ziemskiego. Koniec zwrócony ku północy staje się biegunem północnym, odpycha bowiem biegun północny kompasu; koniec przeciwny staje się biegunem południowym. Obrócona ku północy końcem przeciwnym, sztaba przemagnesowuje się natychmiast w ten sposób, że biegun zwrócony teraz ku północy będzie biegunem północnym. Podobnie jak ziemia działają na żelazo magnesy naturalne i sztuczne, nie tracąc zresztą przytem nic ze swej mocy.

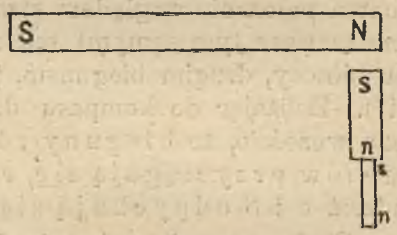


Fig. 17.

Spostrzeżenie to rzuca nowe światło na przyciąganie żelaza przez magnesy. Ono jest tylko dlatego przyciągane, że za zbliżeniem do bieguna magnesu samo staje się magnesem, nabywając na końcu zbliżonym własność magnetyczną znaku przeciwnego, na oddalonym zgodnego ze znakiem bieguna (fig. 17); koniec oddalony jest wprawdzie odpychany, jednakże to odpychanie, wskutek większego oddalenia, nie dorównywa nigdy przyciąganiu. Między biegunem magnetycznym a materyą niemagnetyczną niema żadnego działania.

Żelazo namagnesowane indukcyjnie może też z kolei przyciągać drugi kawałek żelaza i t. d. Ta indukcya magnetyczna jest jednak przejściową; trwa dopóty tylko, dopóki żelazo zostaje pod wpływem magnesu. Po odjęciu i oddaleniu od magnesu pierwszego kawałka żelaza (fig. 17), odpadają od niego wszystkie następne. Że indukcyę magnetyczną przyjmuje nietylko żelazo, ale wszystkie ciała, w różnym jednak stopniu, odkrył dopiero Faraday w r. 1846. Jemu też zawdzięczamy odkrycie, że niektóre ciała, nazwał je diamagnetycznemi, są odpychane przez bieguny magnesu, jak gdyby magnesowały się przeciwnie niż żelazo, albo — i to jest myśl, która w następstwie stała się źródłem doniosłych uogólnień — jak gdyby magnesowały się słabiej, aniżeli otaczający ośrodek, czy nim jest powietrze, czy nawet próżnia (eter świetlny); magnesy działają bowiem także w próżni.

Indukcyjne magnesowanie się żelaza wydaje się na pierwsze wejrzenie zupełnie podobnem do indukcyjnego elektryzowania się przewodników (ust. 5). Jak tam rozdzielały się w przewodniku przeciwne naboje elektryczne, tak w żelazie rozdzielają się, pod wpływem magnesu, przeciwne ilości magnetyzmu. Doświadczenia opisane w następujących ustępach przekonają nas jednak, że między temi dwiema grupami zjawisk zachodzi głęboka różnica. Indukcya elektryczna znika, jak wiemy, we wnętrzu przewodników, skoro nastanie stan równowagi. Indukcya magnetyczna natomiast przenika żelazo i wszystkie inne ciała trwale, dopóki one znajdują się w pobliżu magnesów. Nie znamy takich ciał, któreby jej nie przepuszczały. Niema osłon magnetycznych, któreby doskonale i zupełnie chroniły od działania magnesów, jak to czynią osłony z przewodników (ust 7, c) wobec działań elektrycznych. W zakresie magnetyzmu niema nic podobnego do „przewodników elektrycznych".

15. Magnesy trwałe. Polaryzacya magnetyczna. Szczególne objawy wywołuje indukcya magnetyczna w stali. Stal hartowna przyjmuje indukcyę na podobieństwo żelaza; nie traci jej jednak całkowicie po odsunięciu od magnesu, lecz staje się magnesem trwałym. Pręt stalowy, wystawiony dłuższy czas na działanie magnetyzmu ziemi, w położeniu skierowanem ku północy, albo lepiej, równoległem do igły inklinacyjnej, staje się trwałym, aczkolwiek słabym magnesem; okazuje bieguny na obu końcach, północny *N* po stronie, która była zwrócona na północ.

Wstrząśnienia mechaniczne sprzyjają namagnesowaniu. Położenie biegunów jest zatem takie, jakie okazywałby w podobnych warunkach pręt z miękiego żelaza. W stali jednak indukcya zostaje jakby unieruchomioną, utrwaloną. Dzięki temu możemy własności jej badać niezależnie od pierwotnego wywołującego ją magnesu, a-z ustroju stali namagnesowanej wnosić, na czem polega indukcya przemijająca w miękkiem żelazie i w innych ośrodkach, które ją czasowo przyjmują.

Sądząc z podobieństwa do indukcyi elektrycznej (por. fig. 3) możnaby przypuszczać, że przełamawszy pręt stalowy, trwale namagnesowany, otrzymamy dwa pręty, z których każdy mieć będzie po jednym biegunie. Doświadczenie okazuje jednak, że tak nie jest: każdy, nawet najdrobniejszy ułamek jest zupełnym magnesem o dwu biegunach; na każdym przełomie zjawia się po jednej stronie północny, po drugiej południowy biegun (fig. 18); wszystkie północne zwrócone są w jedną stronę. Poskładawszy te ułamki z powrotem otrzymamy znowu magnes dwubiegunowy, o pierwotnych własnościach, przynajmniej przybliżenie, gdyż wstrząśnienie towarzyszące łamaniu nie jest bez wpływu na własności magnetyczne.

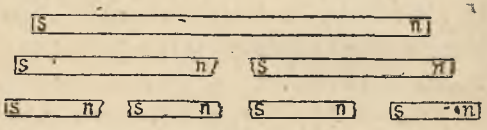


Fig. 18.

Z doświadczeń tego rodzaju wnosimy, że namagnesowanie nie jest sprawą powierzchowną, jak naelektryzowanie statyczne przewodników. Ono polega widocznie na pewnym ustroju prawidłowym całej masy magnesu, mianowicie: na prawidłowem ułożeniu cząsteczek, z których każda posiada własności biegunowe; ustrój tego rodzaju, nazywa się „polaryzacyą" magnetyczną. Niema powodu wątpić, że ustrój podobny przedstawia także miękie żelazo, gdy pozostaje pod wpływem zewnętrznego magnesu, tylko, że ustrój ten zaciera się, znika w żelazie, gdy usuniemy magnes. Każdy magnes, trwały czy indukcyjny, jest tedy zbiorowiskiem drobniutkich, zapewne molekularnych magnesów, ułożonych prawidłowo w szeregi, czyli łańcuchy, w taki sposób, że do bieguna północnego każdej takiej cząsteczki magnetycznej przylega biegun południo-


Fig. 19.

wy następnej (fig. 19). Natężenia magnetyczne tych cząsteczek będą wogóle różne w różnych miejscach, będą zależały, zarówno jak ich ułożenie w szeregi, od sposobu, jakiego użyto przy sporządzaniu magnesu. Że sztaba, namagnesowana jako całość, okazuje silne działanie magnetyczne tylko na końcach, na biegunach, a raczej na powierzchniach biegunowych, to pochodzi stąd, że przylegające do siebie bieguny cząsteczek wewnętrznych, o ile są jednakowo silne, znoszą się w działaniach swych na ciała zewnętrzne; zostaje zatem tylko działanie niezrównoważone cząsteczek skrajnych, powierzchownych, albo takich wewnętrznych, które mają sąsiadki silniejsze albo słabsze od siebie.



Fig. 20.

Weźmy np. pod uwagę t. zw. magnes linijny (fig. 20), pręt stalowy, niezmiernie cienki a długi, złożony z cząsteczek namagnesowanych jednostajnie wzdłuż całej długości. Działanie magnetyczne byłoby w tym przypadku ograniczone wyłącznie do obu końców, które możnaby istotnie nazwać punktami albo biegunami magnetycznymi, tem słuszniej, im cieńszą byłaby sztabka.

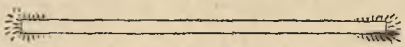


Fig. 21.

W rzeczywistości magnes, nawet bardzo cienki i możliwie jednostajnie namagnesowany, okazywać będzie działanie magnetyczne nietylko na końcach, lecz także w ich sąsiedztwie, na pewnej długości, o czem świadczy przyciąganie opiłek żelaznych (fig. 21). Pochodzi to w pierwszym rzędzie stąd, że stal już namagnesowana, podlega mimo to jeszcze indukcyi magnetycznej, na podobieństwo żelaza miękiego, aczkolwiek w mniejszym stopniu. Jest przytem rzeczą obojętną, czy to działanie indukcyjne pochodzi od innych magnesów, czy od własnego jej trwałego namagnesowania. W ten sposób też końcowe bieguny S i N sztaby (fig. 20, 21) działając na cząstki sąsiednie, zwłaszcza najbliższe, wywołują w nich indukcyę w kierunku przeciwnym trwałemu ich namagnesowaniu. Jednostajność na-

magnesowania jest przez to zwichnięta, cząstki są tem słabiej namagnesowane, im bliżej końca: stąd przewaga magnetyzmu południowego, na znaczniejszej długości w pobliżu południowego końca, północnego w pobliżu końca północnego. Działanie to maleje z odległością, dlatego też tylko bardzo długie pręty można uważać jako namagnesowane jednostajnie na znaczniejszej długości po obu stronach środka; tam są one najsilniej namagnesowane, ale nie okazują tam nazewnątrz żadnych działań magnetycznych.

Podobnież dwa magnesy zbliżone ku sobie biegunami, będą się cokolwiek wzmacniały albo osłabiały przez indukcyę, zależnie od tego, czy zwrócone ku sobie bieguny mają różne, czy jednakowe miana. Magnes zupełnie trwały, to jest niezmiennie namagnesowany, nie istnieje w rzeczywistości; w teoryi można jednak posługiwać się nim, jako pojęciem pomocniczem, o ile chodzi o przedstawienie działań magnesów, które nie bywają nigdy wystawiane na zbyt silne działania magnetyczne zewnętrzne (np. wzajemnego działania dwu magnesów z odległości dość dużej).

16. Teorya płynów i teorya cząsteczek magnetycznych. Pierwotne poglądy teoretyczne na istotę magnetyzmu kształtowały się zupełnie na wzór teoryi elektrycznych. Do szeregu ciał nieważkich (imponderabiliów), jakie przyjmowała fizyka przed XIX-em stuleciem, zaliczały się też dwa płyny magnetyczne: północny i południowy, działające na podobieństwo elektryczności dodatniej i ujemnej. Tem jednak różniły się od elektrycznych, że nie miały w żadnem ciele swobodnej ruchliwości, jaką mają płyny elektryczne w przewodnikach, nie mogły też płynąć prądem podobnym do elektrycznego. W każdej cząsteczce ciała magnetycznie obojętnego płyny te miały znajdować się w ilościach równoważnych, zmieszane z sobą. Indukcya polegałaby na ich rozdzieleniu, w każdej cząsteczce z osobna, wskutek przyciągania jednego, odpychania drugiego przez zewnętrzny magnes.

Trudność wyjaśnienia magnetyzmu trwałego na podstawie tej hipotezy była powodem, że miejsce teoryi płynów zajęła rychło teorya cząsteczek magnetycznych. Żelazo miękkie, zarówno jak stal składają się, według tej teoryi, z cząsteczek trwale magnetycznych. W stanie niemagnetycznym jednak osi magnetyczne tych cząsteczek (linie łączące bieguny) są skiero-

wane bezładnie we wszelkich kierunkach (fig. 22, a); wypadkowe ich działanie magnetyczne w dal jest wskutek tego zerem. Namagnesowanie żelaza lub stali polega na zbliżeniu osi tych cząsteczek, wszystkich, albo przeważnej liczby, do jednego wspólnego kierunku (fig. 22, b); pod wpływem zewnętrznego magnesu obracają się one jakby niezliczone igiełki magnesowe.

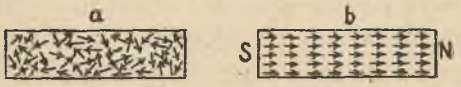


Fig. 22.

Teorya ta tłumaczy doskonale fakt, że kawałek miękiego żelaza, poddawany coraz to rosnącym w sile działaniom magnetycznym, dochodzi rychło do stanu magnetycznego nasycenia, którego nie przekroczy nawet pod wpływem najpotężniejszych magnesów; wtedy wszystkie cząsteczki magnetyczne zostały już skierowane w jedną stronę.

Po usunięciu zewnętrznego magnesu cząsteczki żelaza miękiego wracają do dawnego nieładu, pod wpływem wzajemnych oddziaływań magnetycznych, jakoteż pod działaniem burzącem wewnętrznego cieplnego ruchu. W stali natomiast cząsteczki odkręcone znacznie z pierwotnych położeń zatarły się o siebie tak silnie, że powrót stał się dla wielkiej ich liczby niemożliwy. To działanie wewnętrzne, podobne do tarcia statycznego, umożliwiające sporządzanie magnesów trwałych, nazwano koercyą stali. Pewien mały stopień koercyi okazuje zresztą także miękie żelazo.

Teorya cząsteczek magnetycznych nie przesądza wcale na czem polega to ich namagnesowanie: na obecności rozdzielonych trwale płynów magnetycznych, czy też, jak się przyjmuje od czasów Ampère a (ust. 29), na krążących w nich ustawicznie prądach elektrycznych. To ostatnie przypuszczenie, licujące doskonale z nowoczesną, elektronową teoryą elektryczności, czyni widocznie płyny magnetyczne zbędnymi. O ile teorya płynów elektrycznych ostała się w nauce po dzień dzisiejszy, a nawet spotężniała znakomicie w teoryi elektronów, o tyle płyny magnetyczne, a nawet sam magnetyzm, jako osobny czynnik fizyczny, znikły z nauki całkowicie.

17. Magnesowanie. Kształty magnesów. Nie wiadomo dokładnie, kiedy nauczono się sporządzać magnesy sztuczne przez pocieranie prętów stalowych biegunem kawałka magnetytu, albo drugiego magnesu sztucznego. Postępowanie to, znane już w wieku XVI-ym, stosowane było, jak się zdaje, znacznie wcześniej do sporządzania igieł magnesowych w kompasach. Początkowo ruda magnesowa była jedynem źródłem magnetyzmu, jeśli pominiemy słaby magnetyzm ziemski. Jednym jej kawałkiem można namagnesować dowolną liczbę prętów stalowych, bez wyraźnego uszczerbku we własnym jej magnetyzmie. Obecnie używa się do magnesowania stali wyłącznie niemal prądu elektrycznego, a mianowicie wynalezionego w Anglii około r. 1826 elektromagnesu, nierównie potężniejszego od magnesów naturalnych i stalowych.

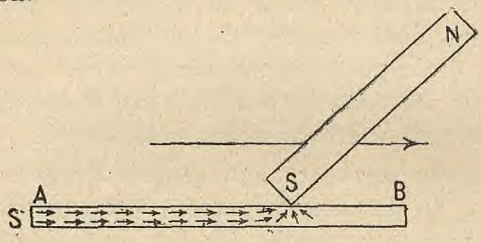


Fig. 23.

Nietrudno zrozumieć w jaki sposób z pomocą jednego magnesu (sztucznego lub naturalnego, albo elektromagnesu) można sporządzić drugi. Przesuwając biegun np. *S* danego magnesu po powierzchni pręta stalowego *AB* (fig. 23), od końca do końca, wywołujemy w nim indukcyjnie polaryzacyę magnetyczną cząstek, kierujemy je biegunami *N* (oznaczone na rysunku strzałkami) ku biegunowi tworzącemu *S*. Po przejściu bieguna polaryzacya ta utrwala się częściowo w twardej stali, a po wielokrotnem powtórzeniu tego ruchu, zawsze w jednym kierunku, od *A* do *B*, dojdzie do maximum, możliwego w danych warunkach. W miejscu, gdzie biegun tworzący *S* odrywa się od pręta, a więc w *B*, powstanie biegun przeciwnego znaku *N*. Należy widocznie przestrzegać, żeby nie wykonać fałszywego ruchu. wstecz od *B* do *A*, gdyż wywołałby on polaryzacyę przeciwną, Powrót magnesu od *B* do *A* powinien odbywać się dużym łukiem, zdala od stali.

Jakkolwiek polaryzacya magnetyczna jest objawem w swej istocie dwubiegunowym, to nie wynika stąd, żeby nie było moż-

na, przez stosowne ruchy magnesu tworzącego, sporządzać magnesów o 3, 4 i t. d. biegunach, jak to okazuje fig. 24, objaśniająca powstawanie magnesu sztabowego o dwu biegunach południowych na końcach, jednym północnym w środku. Zawsze jednak magnetyzm północny i południowy będzie występował na magnesie w ilościach równoważnych, ilekolwiekby miał biegunów.

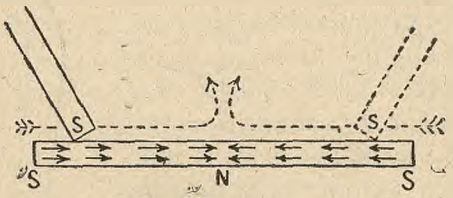


Fig. 24.

Można też sporządzać magnesy nie mające wcale biegunów, prowadząc biegun tworzący np. po obwodzie stalowego pierścienia zawsze w tym samym kierunku (fig. 25). Magnesy takie będą nawet silniej namagnesowane od magnesów otwartych, gdyż nie wywierają same na siebie żadnego działania odmagnesowującego. Jednakże nie działają też wcale nazewnątrz; dopiero po przełamaniu można przekonać się, że były silnie namagnesowane.

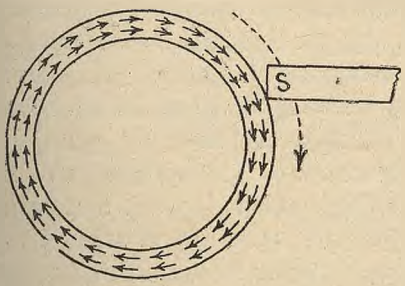


Fig. 25.

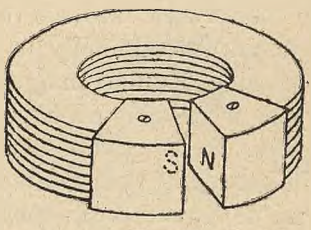


Fig. 26.

Korzystnie wpływa na moc magnesów zwrócenie jego biegunów ku sobie, żeby przez działanie indukcyjne wzajemnie się wzmacniały. W sym celu nadaje się magnesom kształt pierścienia przerwanego (fig. 26), albo podkowy (fig. 27). Pierwszy wywiera potężne działanie indukcyjne w przerwie między biegunami, gdyż przyciąganie jednego jest wspomagane od-

pychaniem drugiego. Podkowa magnetyczna bywa znowu stosowana, gdy chodzi o wyzyskanie siły przyciągającej na miękie żelazo, działa bowiem obu biegunami. Kawałek miękiego żelaza, t. zw. zwora magnetyczna *k*, przyłożony do podkowy, magnesuje się indukcyjnie w ten sposób, że biegunom *N* i *S* podkowy przeciwstawia przeciwne bieguny indukcyjne *s*, *n*. Do tego namagnesowania przyczyniają się oba bieguny podkowy; z tego powodu siła potrzebna do oderwania zwory od obu biegunów przewyższa znacznie dwukrotną siłę, jakąby wywierał każdy biegun z osobna. Korzystnem jest trzymać podkowę trwale zamkniętą za pomocą zwory, gdyż bieguny jej indukcyjne działają wzmacniająco na magnetyzm trwały podkowy. Dopełniając jednak podkowę do obwodu zamkniętego (jak fig. 25) zwora niweczy prawie całkowicie działanie jej magnetyczne na zewnątrz.

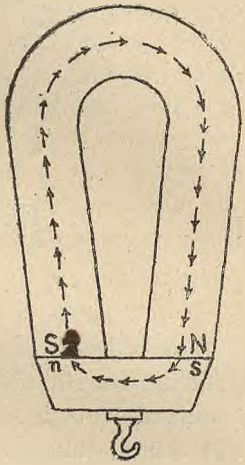


Fig. 27.

Grube sztaby stalowe trudno jest namagnesować na wskroś, gdyż magnetyzm warstw wierzchnich działa wstecznie na warstwy wewnętrzne. Jeśli chodzi o magnesy ciężkie i odpowiednio mocne, korzystniej będzie składać je raczej z wielu magnesów cienszych (batery e magnetyczne, jak np. na fig. 26); zewnętrzne bywają cokolwiek krótsze od wewnętrznych, żeby jak najmniej tym ostatnim szkodziły, a raczej wzmacniały jeszcze ich namagnesowanie. Końce magnesów tworzących bateryę ujmuje się zwykle w t. zw. okowy biegunowe, stanowiące właściwe bieguny. Są to grube sztuki miękiego żelaza, które, magnesując się indukcyjnie pod działaniem bateryi, skupiają w sobie i przewodzą do powierzchni biegunowych działanie wszystkich magnesów składowych. Fig. 26 okazuje właśnie taki magnes okowany.

18. Igły magnesowe. Magnetometry. Igłą magnesową nazywa się magnes pojedynczy, albo złożony z kilku magnesów, osadzony na osi obrotu, przechodzącej dokładnie, albo przybliżenie przez środek ciężkości, służący do wskazywania kierunku zewnętrznych magnetycznych działań (ziemi, magnesów, albo prądów elektrycznych). Fig. 28 okazuje urządzenie pospolitej igły,

zawieszonej na ostrym kolcu, używanej w kompasach i innych, mniej dokładnych przyrządach naukowych. Ażeby uniknąć statycznego tarcia kolca o dno czapeczki, na której igła jest oparta, stosuje się (za przykładem Gilberta), w dokładniejszych przyrządach, igły rozmaitej postaci (sztaby, podkowy, pierścienie), zawieszone na niekręconem włóknie (fig. 29) kokonowem, na wiązce takich włókien, albo, jeśli igła jest lekka, na włóknie topionego kwarcu. Położenie igły i jej obroty określa się za pomocą zwierciadła *Z*, złączonego z siodełkiem mosiężnem, w którem igła spoczywa; naprzeciw zwierciadła ustawioną jest luneta i podziałka (tom II-gi, ust. 178).

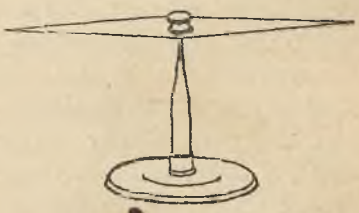


Fig. 28.

Igły magnesowe, przystosowane do mierzenia natężenia działających na nie sił magnetycznych, nazywamy magnetometrami. Pomiary mogą być wykonywane kinetycznie albo statycznie. Pierwszej z tych metod używa się, gdy chodzi o zmierzenie bezwzględnego natężenia tych sił. Igła (np. fig. 29), odchylona z położenia równowagi i pozostawiona samej sobie, wykonywa pod wpływem sił pochodzących od zewnętrznych magnesów, od ziemi i t. p., szereg wahań około położenia równowagi, na podobieństwo wahadła. Zmierzywszy okres tych wahań, tudzież moment bezwładności igły (łącznie z siodełkiem i zwierciadłem) znajduje się natężenie kierujących nią sił na podstawie ogólnej teoryi wahadła (tom I, ust. 100). Pierwszy stosował tę metodę Gauss (w r. 1832) do pomiaru natężenia magnetyzmu ziemskiego (ust. 186).

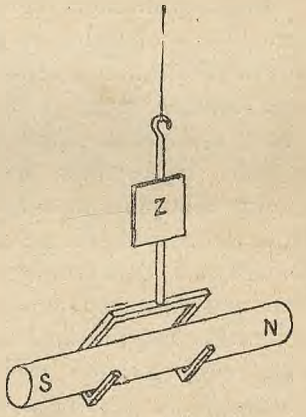


Fig. 29.

Metodą statyczną porównywamy natężenie sił, wywieranych na magnetometr przez dwa magnesy, przez magnes i ziemię, albo prąd elektryczny. Jeśli np. do igły zostającej pod wpływem magnetyzmu ziemskiego zbliżymy od wschodu lub zachodu inny magnes, wówczas igła odchyli się z pierwotnego położenia

o kąt tem większy, im większy jest stosunek działania magnesu do działania ziemi. O ile przy zastosowaniu metody kinetycznej zależało na tem, żeby wahania igły utrzymywały się jak najdłużej, gdyż chodziło tam o dokładne zmierzenie ich okresu, o tyleż przy zastosowaniu metody statycznej staramy się wahania jak najrychlej przytłumić. Używamy zatem igieł lekkich o małym momencie bezwładności, opatrzonych niekiedy nawet osobnymi tłumikami (skrzydełka z łyszczku i t. p.), ażeby pod wpływem oporu powietrza wahania rychło zanikały. Fig. 30 okazuje prosty magnetometr tego typu. Igła magnesowa, złożona z kilku krótkich kawałków silnie namagnesowanej sprężynki stalowej, przyklejona jest do tylnej ściany lekkiego zwierciadełka *Z*, zawieszonego na włóknie kokonu albo kwarcu. W całem zabudowaniu przyrządu, zamkniętego z przodu szybą szklaną, nie powinno być wcale żelaza.

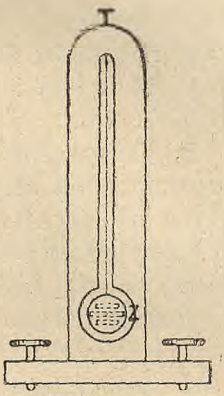
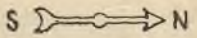


Fig. 30.

Magnetyzm ziemski utrzymuje igłę magnesową w określonem położeniu równowagi znacznym momentem kierującym, a tem samem czyni ją mniej wrażliwą na inne, zwłaszcza słabe działania magnetyczne. Są jednak sposoby osłabienia, albo całkowitego zniesienia wpływu magnetyzmu ziemskiego; igły wolne od tego wpływu, utrzymujące się w równowadze jedynie pod działaniem sprężystości nitki (zwykle znikomo małej) nazywają się igłami astatycznemi. Do osiągnięcia tego celu można naprzód użyć magnesu kompensującego *ns* (fig. 31). Kładzie się go równolegle do igły magnetometru, biegunem północnym na północ. Przysunięty do igły zbyt blizko przemaga działanie ziemi, igła odwraca się końcem *N* na południe. Przez próby łatwo znaleźć taką odległość, w której właśnie magnes kompensuje działanie ziemi; igła traci wtedy oryentacyę, staje się astatyczną.



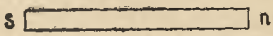


Fig. 31.

Innego rodzaju igła astatyczna (Ampère, 1821) stosowana zwłaszcza w galwanometrach (ust. 30) składa się z dwu igieł magnesowych, równoległych, możliwie jednakowych i jednakowo

namagnesowanych *ns* i *n's'* (fig. 32), przyklejonych dość daleko jedna od drugiej do pionowego niemagnetycznego pręcika (z glinu, szkła, fiszbinu lub t. p.), biegunami północnymi w przeciwne strony. Pręcik wisi na cienkiem włóknie. Każda z igieł z osobna podlega działaniu kierującemu ziemi; momenty te znoszą się jednak, o ile są istotnie jednakowo silne, gdyż mają kierunki przeciwne. Igła tego rodzaju odchyla się znacznie, nawet pod wpływem bardzo słabych sił magnetycznych, jeśli one działają na jedną tylko z igieł składowych, a zwłaszcza jeśli działają na obie, ale w przeciwnych kierunkach. Do mierzenia odchyleń służy zwierciadełko *Z*, przyklejone również do pręcika.

19. Prawa magnetyczne Coulomba. Nie było rzeczą łatwą dopatrzeć prostych a ogólnych prawidłowości w wzajemnych działaniach dynamicznych dwu magnesów jakiejkolwiek postaci, jakkolwiek namagnesowanych i zajmujących jakiebądź względem siebie położenia. Należało naprzód uprościć zadanie przez rozłożenie tych działań zawiłych na elementy prostsze i przejrzystsze. Znalezienie pierwszego takiego prawa elementarnego zawdzięczamy znowu Coulombowi (ust. 11). Cienkie, jednostajnie namagnesowane pręty stalowe działają wyłącznie niemal od końców, posiadają dwa bieguny, które uważać można przybliżenie za punkty (ust. 15, fig. 20, 21). Do zmierzenia sił, jakie wywierają na siebie bieguny dwu takich magnesów linijnych, Coulomb zastosował ten sam przyrząd i tę samą metodę pomiaru, jakiej używał do mierzenia sił między biegunami elektrycznymi (fig. 14). Nie można wprawdzie odłączyć od siebie biegunów tego samego magnesu, isolować je, jak się isoluje bieguny elektryczne. Można jednak zastosować pręty tak długie, żeby działanie biegunów odległych było nieznaczne. Fig. 33 okazuje główne części przyrządu Coulomba. Magnes cienki *ns* zawieszony jest na cienkim sprężystym druciku, jego biegun *n* jest odpychany przez biegun *n'* drugiego magnesu *n's'*.

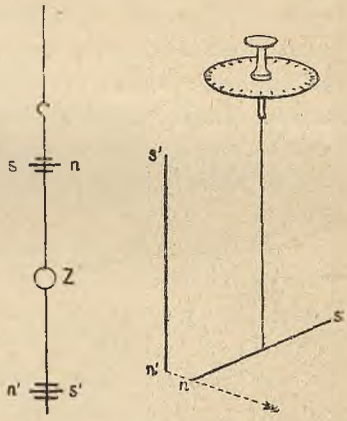


Fig. 32.

Fig. 33.

Wynikiem doświadczeń Coulomba było ustanowienie następujących praw elementarnych, zgodnych najzupełniej z odpowiedniemi prawami elektrycznemi (ust. 11):

1) Dwa bieguny magnetyczne przyciągają się, albo odpychają wzajemnie, zależnie od tego, czy są różno- czy równoimienne, siłami działającemi wzdłuż łączącej je prostej.

2) Natężenie tych sił zależy od rodzaju biegunów, od ich mocy, czyli, jak będziemy się wyrażali, od ilości posiadanego przez nie magnetyzmu. Dynamiczne działanie dwu biegunów daje nam możność ścisłego, ilościowego określenia pojęcia „ilości magnetyzmu" na podstawie czysto doświadczalnej, bez względu na jakiekolwiek poglądy hipotetyczne co do istoty tego czynnika. Przyjmiemy, jako określenie, że: ilości magnetyzmu w dwu biegunach mają się do siebie, jak siły, które one wywierają w równych warunkach (z tej samej odległości i w tym samym ośrodku) na jakikolwiek biegun trzeci. Wartość tego określenia polega na fakcie, sprawdzonym przez doświadczenie, że wybór tego bieguna pomocniczego nie ma żadnego wpływu na wartość określonego w ten sposób stosunku. Ilość magnetyzmu w jakimbądź biegunie wyrażać się będzie wtedy liczbą m, wskazującą ile razy biegun ten działa silniej, aniżeli biegun, który umówiliśmy się przyjmować za jednostkę.

W tem określeniu zawarte już jest prawo drugie: Działanie wzajemne dwu biegunów jest proporcyonalne do ilości magnetyzmu m w jednym i do ilości m' w drugim; jest zatem proporcyonalne do iloczynu mm'.

3) Działanie wzajemne dwu biegunów maleje w miarę zwiększania się ich odległości od siebie, proporcyonalnie do odwrotnego kwadratu odległości.

4) Działanie wzajemne dwu biegunów magnetycznych zależy nadto od rodzaju ośrodka, który je otacza. Prawo to, podobnie jak analogiczne prawo elektryczne (prawo 4, ust. 11) nie było jeszcze Coulombowi znane. Trzeba też dodać, że ośrodki, w których wykonywa się pospolicie pomiary magnetyczne (powietrze, próżnia, woda i t. p.) różnią się w tym względzie tak nieznacznie, że bezpośrednie pomiary sił między biegunami nie mogłyby żadną miarą tego wpływu nawet uwydatnić. Że istnieje rzeczywiście, do tego dochodzi się drogą pośrednią, jak okażemy we właściwem miejscu.

5) W każdym magnesie, trwałym czy indukcyjnym, znajdują się równoważne ilości magnetyzmu północnego i południowego. Że oba końce magnesu linijnego wywierają, w równych warunkach, jednakowe, co do kierunku tylko przeciwne, działania, łatwo to sprawdzić ważką Coulomba. Każdy zresztą magnes, choćby najzawilszego ustroju magnetycznego, mający zupełną swobodę ruchu w polu magnetycznem ziemskiem (pływający np. na czółenku) doznaje od ziemi tylko obracającego działania, t. j. pary sił. Gdyby północny albo południowy magnetyzm miał w nim przewagę, poruszałby się ruchem postępowym na północ albo południe. Działanie bowiem ziemi na dwa bieguny jednakowego natężenia, przeciwnego znaku (a niezbyt od siebie odległe) mają jednakowe natężenia a wprost przeciwne kierunki.

20. Jednostka bezwzględna magnetyzmu. Biegun jednostkowy. Powyższe prawo Coulomba wyrazimy wzorem podobnym, jak odpowiednie prawo elektryczne:

$$P = C \cdot \frac{mm'}{r^2};$$

P oznacza tu siłę, jaką wywierają na siebie bieguny m i m' z odległości r, C spółczynnik proporcyonalności, zależny od rodzaju ośrodka otaczającego bieguny i od jednostek miary, w których wyrażone są ilości magnetyzmu, tudzież siła i odległość. Te ostatnie wielkości wyrażamy zawsze w jednostkach bezwzględnych *c. g. s.*, siły w dynach, odległości w centymetrach. Zgódźmy się jeszcze przyjmować za jednostkę ilości magnetyzmu: ilość magnetyzmu w takim biegunie (t. zw. jednostkowym), który na drugi, równy sobie, działa w powietrzu, z odległości jednego centymetra, siłą jednej dyny. Określenie to jest równoważne z założeniem, iż w powietrzu wartość spółczynnika C ma być $= 1$. Wartość C w innych ośrodkach wypadnie wyznaczyć doświadczalnie, przez wymierzenie (zwykle pośrednie) siły między dwoma biegunami znanego natężenia.

Określona wyżej bezwzględna jednostka magnetyzmu stanowi podstawę i punkt wyjścia szeregu miar elektromagnetycznych (por. ust. 33), podobnie jak jednostka bezwzględna elektrostatyczna (ust. 12) była podstawą miar elektrostatycznych.

21. Aleksander Volta. Do końca XVIII-go stulecia nie umiano wytwarzać elektryczności inaczej, jak przez pocieranie isolatorów: szkla, laku, siarki i t. p. W roku 1799 Aleksander Volta, profesor fizyki w uniwersytecie w Pawii we Włoszech, wynalazł przyrząd wytwarzający elektryczność o bardzo słabem napięciu, nie wystarczającem do okazywania iskier, jakie daje np. elektrofor, zdolny natomiast podtrzymywać nieustanne rozbrajanie się, czyli krążenie elektryczności w zamkniętym, przewodzącym obwodzie. Od tego podstawowego wynalazku rozpoczyna się nowy okres w rozwoju nauki o elektryczności, okres badania własności prądu elektrycznego. Przyrząd ów nazwano ogniwem galwanicznem.

Pobudką do odkryć Volty było spostrzeżenie zrobione (w roku 1791) przez Galvaniego, anatoma w Bolonii, że odpreparowane uda żabie okazują nagły skurcz, ilekroć w ustawionej obok machinie elektrycznej uderzy iskra elektryczna. Następnie dostrzegł on przypadkowo, że podobny skurcz można również wywołać za pomocą dwu jakichkolwiek, byle różnych metali, (srebrna łyżeczka i nożyk żelazny), przyłożonych do dwu miejsc preparatu — najlepiej jeden do przeciętego nerwu, drugi do mięśnia — ilekroć się zetkną zewnętrzne końce *C* i *M* (fig. 34) tych metali. Galvani przypisywał te objawy słusznie działaniu elektryczności, a źródła tej elektryczności dopatrywał się w tkankach mięsnych i nerwowych niezupełnie jeszcze obumarłego preparatu.

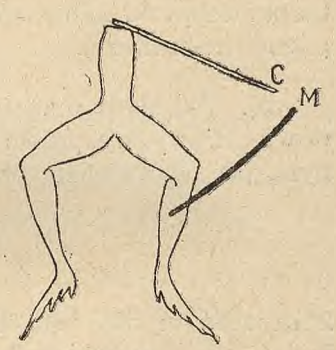


Fig. 34.

Jest rzeczą dobrze dziś znaną, że podrażnienie elektryczne nerwu wywołuje istotnie skurcz połączonego z nim mięśnia; preparat taki jest nawet niezmiernie czułym elektroskopem. Co do źródła elektryczności w opisanem zjawisku zdanie Galvaniego było jednak mylne. Okazał to w r. 1794 Volta, szeregiem znakomicie ułożonych doświadczeń. Tkanka zwierzęca w doświadczeniu Galvaniego ma jedynie znaczenie wodnistego przewodnika; można ją zastąpić zwilżonem wodą suknem, mokrą bibułą, albo poprostu zanurzyć w szklance wody dwie płyty z różnorodnych metali. Objawy elektryczne wystąpią mimo to, a można je

wykazać nietylko skurczami preparatu Galvaniego, lecz także zwykłym elektroskopem.

Fig. 35 okazuje ogniwo galwaniczne urządzone przez Voltę do tych doświadczeń. Składa się ono z dwu blach, cynkowej *C* i miedzianej *M*, zanurzonych w szklance wody. Końce płyt, wystające z wody, t. zw. bieguny ogniwa okazały się trwale naelektryzowanemi, cynkowa ujemnie, miedziana dodatnio. Skoro się jeden lub drugi biegun rozbroi, przez połączenie z ziemią, działanie ogniwa przywraca natychmiast potem pierwotny stan elektryczny.

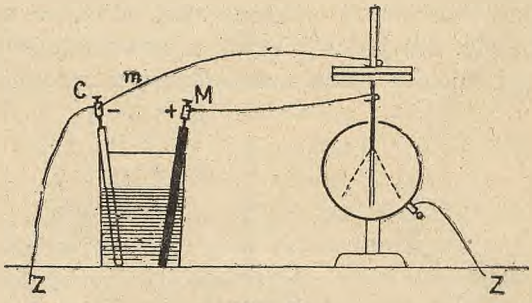


Fig. 35.

Naelektryzowanie to jest niezmiernie słabe, w porównaniu z tem, jakie dają potarte isolatory; Volta zdołał jednak okazać je przez zręczne połączenie elektroskopu z kondensatorem (fig. 35). Listki elektroskopu połączone są z isolowanym krążkiem metalowym, powleczonym cienką isolującą warstwą lakieru. Drugi podobny krążek, nieisolowany, położony na tamtym, tworzy z nim kondensator, którego pojemność (z powodu cienkości przedzielającej krążki warstwy lakieru) jest bardzo znaczna. Jeżeli połączymy którykolwiek z biegunów ogniwa np. *M* z krążkiem isolowanym i listkami elektroskopu, drugi biegun, tudzież krążek nieisolowany z ziemią, wówczas z bieguna *M* przejdzie na krążek isolowany tyle elektryczności, ile kondensator może przyjąć, w miarę swej pojemności. Gromadzący się jednocześnie na krążku nieisolowanym nabój przeciwnego znaku wiąże jednak tamtę elektryczność; do elektroskopu dostaje się jej bardzo mało, odchylenie listków jest jeszcze niedostrzegalne. Skoro jednak podniesiemy krążek nieisolowany, duży nabój isolowanego, oswobodzony, przejdzie w znaczniejszej ilości na listki, które odchylą się znacznie. Wielkość tego odchylenia zależeć będzie z jednej strony od

pojemności kondensatora (od wielkości krążków i cienkości warstwy isolującej), z drugiej strony od ogniwa, t. j. metali i płynu, z których ono jest złożone. Używając zawsze tego samego elektroskopu i kondensatora, a różnych kombinacyj galwanicznych (cynk-woda-miedź; żelazo-roztwór kwasu siarczanego-srebro i t. p.) przekonamy się, że odchylenia będą różne. Wszelako już Volta dostrzegł, ze ani wielkość, ani postać blach nie mają w tym względzie żadnego wpływu.

Obecnie posiadamy elektroskopy i elektrometry tak czułe, (ust. 62), że naelektryzowanie biegunów ogniwa można na nich okazać bez użycia kondensatora. W tym celu łączy się bieguny wprost z obu elektrodami elektroskopu, albo, co na jedno wychodzi (jak na fig. 36) jeden biegun z elektrodą isolowaną elektroskopu, drugi, tudzież osłonę elektroskopu, z ziemią *).

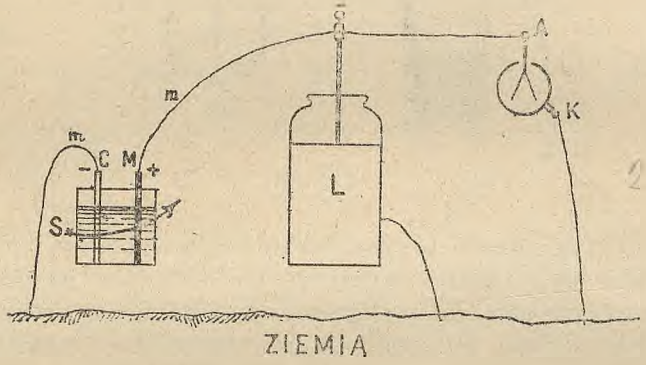


Fig. 36.

22. Siły elektromotoryczne. Potencyał. Opisane wyżej zjawiska świadczą, że każde ogniwo galwaniczne jest siedliskiem szczególnego działania, pędzącego, albo usiłującego pędzić dodatnią elektryczność od ujemnego bieguna, przez płyn wodnisty, ku dodatniemu, w kierunku strzałki *S* (fig. 36). Nie wchodząc na razie w przyczyny tego działania, stwierdzamy jego obecność

*) Elektroskop dwulistkowy zaznaczony na fig. 36 nie byłby do tego celu dostatecznie czułym, chyba żebyśmy spostrzegali odchylenie listków przez silnie powiększający mikroskop. Mimo to na rysunkach objaśniających połączenia przyrządów w doświadczeniach elektrycznych będziemy oznaczali elektroskopy i elektrometry schematycznie pod postacią dwulistkową, albowiem połączenia są wtedy najbardziej przejrzyste.

i dajemy mu nazwę siły elektromotorycznej, t. j. siły poruszającej, pędzącej, elektryczność. Jeżeli np. połączymy dodatni biegun ogniwa drutem *m* z wewnętrzną okładką butelki lejdejskiej *L* (fig. 36), ujemny biegun i zewnętrzną okładkę z ziemią, wówczas siła elektromotoryczna pędzić będzie dodatnią elektryczność z ziemi, albo z połączonej z ziemią okładki zewnętrznej, do okładki wewnętrznej. Butelka naelektryzuje się pewną ilością elektryczności dodatniej. Prąd ten ładujący butelkę trwa pospolicie niedostrzegalnie krótki czas, poczem nastaje równowaga. Nabój nagromadzony w butelce nie uchodzi do ziemi, pomimo, że wewnętrzna okładka jest połączona z ziemią, przez ogniwo, szeregiem dobrych przewodników: jest to widocznie skutkiem działania siły elektromotorycznej, która prze nieustannie elektryczność do butelki. Równowaga nastąpi wtenczas, gdy nabój nagromadzony już w butelce, przez swoje odpychanie, zatamuje dalszy dopływ elektryczności równoimiennej. Rozumie się samo przez się, że butelka naelektryzowałaby się ujemnie, gdybyśmy ją połączyli z ujemnym biegunem ogniwa, a dodatni biegun i zewnętrzną okładkę z ziemią. Siła elektromotoryczna, działająca w stałym względem ogniwa kierunku, pędziłaby teraz dodatnią elektryczność z butelki do ziemi, albo, co to samo znaczy, ujemną z ziemi do butelki.

Ile elektryczności wejdzie w ten sposób do butelki, czy innego przewodnika, połączonego z ogniwem, to będzie zależało od jej rozmiarów, kształtu, słowem od jej pojemności elektrycznej. Mała butelka lejdejska zaczerpnie mniej, duża więcej naboju, zanim nastąpi zrównoważenie się parcia wywieranego przez siłę elektromotoryczną i elektrycznego odpychania naboju. Acić siła elektromotoryczna zależy od samego ogniwa, jest zawsze ta sama. Słusznie można tedy zapytać, w czem leży warunek, kryteryum równowagi, ze strony nagromadzonego naboju? Wskazówkę w tym względzie daje nam zachowanie się elektroskopu połączonego z owym przewodnikiem, np. z isolowaną okładką butelki, jak na fig. 36. Czy to będzie butelka mała, czy duża, czy zagarnia mało czy wiele elektryczności, odchylenie listków elektroskopu będzie zawsze jednakie, zależne tylko od siły elektromotorycznej ogniwa.

Za czasów Volty, a nawet wiele lat po nim, nie zdawano sobie jasno sprawy, jaka to jest własność ciała naelektryzowanego, rozstrzygająca o równowadze naboju nagromadzonego pod naciskiem danej siły elektromotorycznej; nie jest to w każdym

razie ilość nagromadzonej elektryczności, lecz raczej jakaś wielkość równorzędna z siłą elektromotoryczną, zdolna tę ostatnią zrównoważyć. Wielkość tę, zwaną napięciem, albo potencyałem elektrycznym przewodnika, wprowadzili naprzód do nauki teoretycy (wymienić tu należy w pierwszym rzędzie nazwiska Poissona, Gaussa i Greena obok wielu innych), którzy zajmowali się badaniem matematycznem równowagi nabojów elektrycznych, działających na siebie według prawa Coulomba. Z dziedziny teoretycznej pojęcie to przeszło rychło do praktyki elektrycznej, jest to bowiem wielkość, mająca bardzo realne znaczenie, określająca liczbowo dążność naboju do rozbrojenia się, jego napięcie, jak brzmi nazwa utarta w praktyce. Odkładając

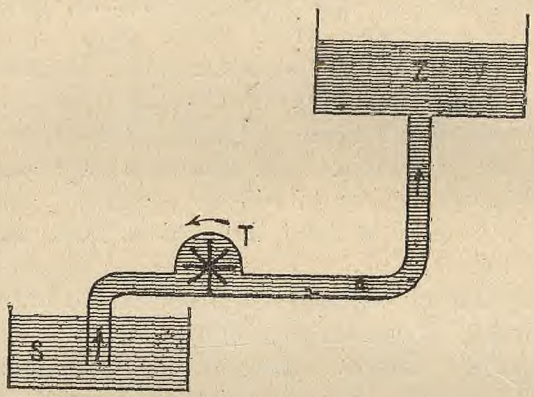


Fig. 37.

ściślejsze określenie potencyału do następnego rozdziału (ust. 47) zaznaczymy tylko, że jest to cecha przewodnika naelektryzowanego, którą wskazuje odchylenie listków połączonego z nim elektroskopu. Elektroskopy i elektrometry są właściwemi narzędziami do mierzenia elektrycznego napięcia. Przewodnik, poddany działaniu siły elektromotorycznej, elektryzuje się dopóty, dopóki napięcie nagromadzonej w nim elektryczności nie zrównoważy siły elektromotorycznej.

Celem uzmysłowienia tych pojęć: siły elektromotorycznej i potencyału dodamy jeszcze następujące porównanie. Koło wodne, albo turbina T (fig. 37), pędzona zewnętrzną energią, czerpie wodę ze studni S i wpędza ją do wyżej położonego zbiornika Z, jak okazano na rysunku. Widocznem jest, że skoro poziom wody

w zbiorniku wzniesie się dostatecznie wysoko, ciśnienie jej zrównoważy parcie wywierane przez turbinę i zatamuje dalszy dopływ wody. Jest rzeczą obojętną, czy zbiornik jest mały, czy duży, o równowadze rozstrzyga tylko wysokość poziomu, podobnie, jak o równowadze elektrycznej rozstrzyga nie ilość elektryczności, lecz jej napięcie, potencyał, nazywany istotnie niekiedy „wysokością poziomu elektrycznego".

Na zasadzie tego porównania z turbiną można przypuszczać, że ogniwo galwaniczne, pędząc elektryczność na wyższy potencyał, czyni to również na koszt jakiejś energii, zaczerpniętej z zewnątrz. Pod jednym względem porównanie nasze chroma jednak; turbina zużywałaby pracę nawet po ustaleniu się równowagi, przezwycięża bowiem tarcie wody — ogniwo natomiast przestaje pracować z chwilą, gdy równowaga elektryczna się ustali.

23. Teorya kontaktu i teorya chemiczna. Już Volta usiłował dać odpowiedź na pytanie, gdzie należy upatrywać siedliska siły elektromotorycznej w ogniwie. Jeśli się zważy, że jednolity przewodnik (dodajmy: o jednostajnej temperaturze) nie może stanowić ogniwa, że do otrzymania działań elektromotorycznych potrzeba (w jednostajnej temperaturze) co najmniej dwu różnych metali, przedzielonych płynem wodnistym, dochodzi się koniecznie do wniosku, że siedliskiem siły elektromotorycznej są powierzchnie zetknięcia przewodników różnorodnych. Na zasadzie pewnych doświadczeń, które opiszemy w rozdziale „o siłach elektromotorycznych", Volta sądził, że działania elektromotorycznego należy szukać tam, gdzie dwa różne metale stykają się z sobą, np. (na fig. 34, 35 i 36) gdzie drut miedziany *m* dotyka blachy cynkowej *C*. Zetknięcie metali z płynem wodnistym, z t. zw. elektrolitem, uważał za nieczynne. Trzeba zważyć, że doświadczenia Volty wyprzedziły o lat kilkadziesiąt epokę formowania się pojęcia energii. Nie wiedział o tem, że ogniwo pracuje (zasilając się energią zewnętrzną), gdy przez nie przechodzi prąd elektryczności. Nie uważał przeto za niedopuszczalne twierdzenie, jakoby prosty kontakt dwu metali — dwu ciał, które ani się nie zmieniają, ani zużywają, gdy elektryczność przez nie przechodzi — mógł być źródłem czynności ogniwa.

Bardzo wcześnie jednak dostrzeżono, że w ogniwie zachodzą zmiany chemiczne, ilekroć przez nie przechodzi elektryczność. Nicholson i Carlisle (czyt. karlajl) odkryli już w roku

1800, zjawisko rozkładu chemicznego elektrolitów przez prąd elektryczny. Zmiany chemiczne objawiają się przedewszystkiem na powierzchniach zetknięcia elektrolitu i płyt metalowych. Przeciw teoryi kontaktu Volty wystąpili wtedy zwolennicy tak zw. teoryi chemicznej, według której siły elektromotoryczne czynne są na powierzchniach zetknięcia metali i elektrolitów. Spór ten, trwający blisko stulecie nie można i dziś jeszcze uważać za rozstrzygnięty bezpośredniem przekonywającem doświadczeniem. Wszelako ogół poglądów teoretycznych, jakie ugrupowały się około tego głównego pytania (teorya jonów, Nernst, 1889 r., ust. 151) prowadzi do wniosku, że głównem siedliskiem działań, składających się na wypadkową siłę elektromotoryczną ogniwa są powierzchnie zetknięcia metali i elektrolitów; zetknięcia metali są również elektromotorycznie czynne, jednakże ich udział w działaniu ogniwa jest bardzo nieznaczny.

24. Baterye i stosy galwaniczne. W opisywanych wyżej doświadczeniach (fig. 35, 36) przyjmowaliśmy, że ogniwo połączone jest jednym biegunem z ziemią. Gdybyśmy tego nie uczynili, wówczas ogniwo możnaby naelektryzować w całości, przypadkowo lub umyślnie, jak wszelki inny przewodnik isolowany.

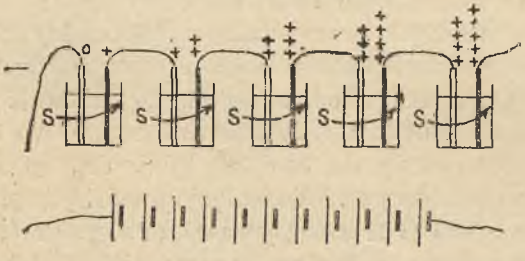


Fig. 38.

I wtenczas jednak zaznaczyłoby się działanie wewnętrznej jego elektromotorycznej siły. Gdybyśmy np. naelektryzowali całe ogniwo dodatnio, dajmy nato elektroforem, wówczas obydwa bieguny byłyby dodatnie, ale bardziej dodatnim byłby ten, ku któremu siła elektromotoryczna pędzi nabój dodatni. Otóż zamiast elektroforu można do elektryzowania ogniwa użyć drugiego podobnego ogniwa; za pomocą tych dwu elektryzować trzecie i t. d. Łącząc w ten sposób drutami metalowymi (które nie powinny

dotykać się wzajemnie, ani ziemi) biegun dodatni każdego ogniwa z ujemnym następnego, otrzymuje się łańcuch (stąd nazwa „ogniwo") czyli bateryę galwaniczną, prosty a znakomity wynalazek Volty. Siły elektromotoryczne pojedynczych ogniw, spółdziałając, sumują się, a cała balerya stanowi jakby jedno ogniwo, o znacznie wzmożonej elektromotorycznej sile. Napięcie na biegunach bateryi złożonej z licznych ogniw można okazać wprost pospolitym elektroskopem. Sposób ten łączenia licznych ogniw w baterye objaśnia fig. 38; dolny rysunek okazuje, jak się zwykło oznaczać schematycznie baterye galwaniczne na rysunkach, objaśniających zestawienie urządzeń, albo doświadczeń elektrycznych.

Nazwa stosu galwanicznego, albo woltaicznego, pochodzi od urządzenia bateryi, jakiego Volta początkowo używał (fig. 39). Krążki średnicy kilku centymetrów, wycięte z blachy cynkowej (*c*), miedzianej albo srebrnej (*m*) i sukna zwilżonego wodą (*w*) składa się jeden na drugim w formie stosu w porządku: *mwc, mwc, mwc,...*; urządzenie to jest zupełnie równoważne bateryi słojów (fig. 38). Bardzo cenną odmianą stosu używaną i dziś, gdy chodzi o zastosowanie wielu setek ogniw w małej objętości, celem uzyskania wysokich napięć elektrostatycznych, stanowi tak zw. stos suchy (Zamboni, r. 1812). Składa się on z krążków pospolitego t. zw. złoconego i srebrzonego papieru (powleczonego farbą metalową,



Fig. 39.

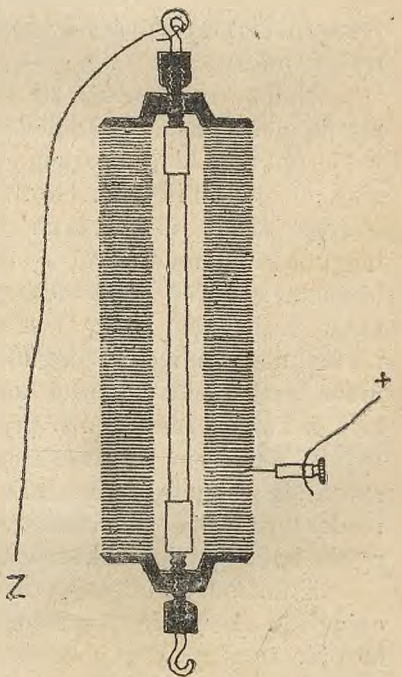


Fig. 40.

zawierającą cynk albo miedź). Elektrolit zastępuje odrobina wilgoci, jaką papier zawsze z powietrza przyciąga. Krążki, wycięte w formie obrączek (fig. 40), układa się w porządku: papier srebrny, srebrem na dół, papier złoty, złotem do góry i t. d. Środkiem stosu idzie isolujący pręt, zakończony metalowemi śrubami o szerokich głowach, służących do silnego ściśnięcia całej kolumny. Stos zawiesza się swobodnie końcem połączonym z ziemią. Drugi biegun stanowi szpilka, którą wbija się w stos, bliżej lub dalej od końca ziemnego, zależnie od potrzebnego napięcia.

25. Prąd elektryczny. *a*) Prąd konwekcyjny, czyli unoszony. Zawieśmy między dwiema płytkami A i K (fig. 41), połączonemi z biegunami + i — stosu suchego S, lekką złoconą kulkę na isolującej nitce. Przyciągana naprzemian przez jeden i drugi biegun kulka wahać się będzie między nimi, unosząc z sobą nabój dodatni, gdy idzie od A do K, ujemny na drodze powrotnej. Ruch ten może trwać lata. Nie będzie to jednak „perpetuum mobile"; stos w końcu wyczerpie się, gdyż wciąż przepływa przezeń elektryczność, wywołując zmiany chemiczne.

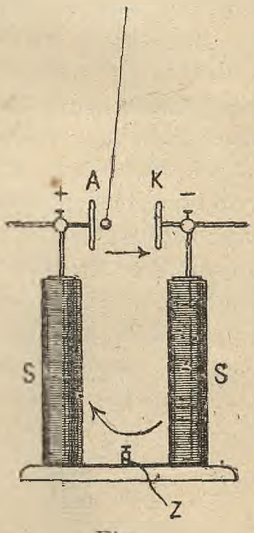


Fig. 41.

Należy zrozumieć, że i przez stos płynie elektryczność i to dodatnia zawsze w kierunku od bieguna ujemnego K, przez stos, do dodatniego A. Istotnie, kula dostarcza wciąż elektryczności dodatniej biegunowi ujemnemu K, a odbiera ją od bieguna A. Ten prąd elektryczny, płynący przez sam stos, jest dopełniony i zamknięty między biegunami A i K przez ruch elektryczności unoszonej razem z kulą, przez t. zw. prąd konwekcyjny. Prądem konwekcyjnym nazywa się wogóle ruch elektryczności unoszonej przez materyę naelektryzowaną, poruszającą się pod działaniem sił elektrycznych, bądź też jakichkolwiek innych.

Kula, odepchnięta przez A, unosi do K nabój dodatni, wracając do A niesie wprawdzie ujemny; łatwo jednak dostrzedz, że obie te fazy prądu konwekcyjnego są zupełnie równoważne, powodują ten sam skutek: ruch dodatniego naelektryzowania

w stosie zawsze w tym samym kierunku. Pierwsza faza wpędza dodatni nabój kuli $+e$ do bieguna ujemnego, druga wpędza tyleż elektryczności ujemnej do dodatniego; dla wyrównania musi w obu razach przepływać przez stos nabój $+e$ od ujemnego do dodatniego bieguna. Jeżeli kula poruszyła się, dajmy nato, 500 razy w prawo i 500 w lewo, wtenczas przez stos przepłynęło ogółem $+1000e$ w kierunku od K przez S ku A (albo, co zupełnie to samo znaczy: $-1000e$ w kierunku odwrotnym). Prąd konwekcyjny elektryczności dodatniej w jakimkolwiek kierunku jest zupełnie równoważny prądowi elektryczności ujemnej w kierunku wprost przeciwnym. Dla jednostajności kierunek prądu liczy się zawsze, wskutek powszechnej umowy, w stronę ruchu elektryczności szklanej, czyli dodatniej. Jeżeli tedy np. elektryczność ujemna porusza się w lewo, powiadamy, że prąd idzie w prawo.

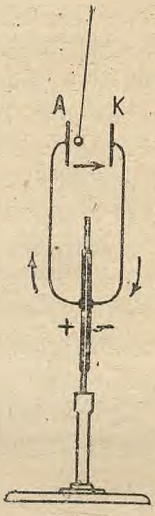


Fig. 42.

Fig. 42 wyobraża tablicę Franklina rozbrajaną stopniowo przez takiż sam prąd konwekcyjny. Wahanie się wahadełka, z początku żywe, ustaje stopniowo, w miarę wyczerpywania się nabojów na okładkach. Całkowity prąd konwekcyjny równa się w tym razie nabojowi obecnemu początkowo na jednej z okładek tablicy.

26. *b*) Prąd kondukcyjny, czyli przewodzony. Gdybyśmy w ostatniem doświadczeniu połączyli okładki tablicy Franklina wprost drutem metalowym (fig. 43), mokrą nitką, albo innym przewodnikiem, skutek byłby ten sam, jaki pierwej wywołał prąd konwekcyjny: całkowite jej rozbrojenie. Jakkolwiek ruch elektryczności nie jest w tym przypadku widzialny, pojmowanie tego zjawiska będzie jednak najprostsze i konsekwentne, jeśli przyjmiemy, że i tu on się odbywa, nie z przewodnikiem, jak konwekcyjny, lecz w przewodniku, który może być zupełnie nieruchomy. Powiadamy, że przez czas trwania rozbrojenia drut łączący okładki

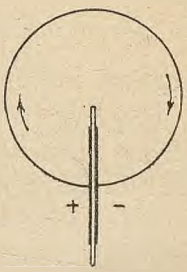


Fig. 43.

przewodzi prąd elektryczny. Prąd tego samego rodzaju powstanie również, jeżeli połączymy drutem bieguny stosu suchego (fig. 41), ogniwa, albo bateryi galwanicznej (fig. 44) i trwać będzie dopóty, dopóki baterya się nie wyczerpie, wskutek towarzyszących prądowi zmian chemicznych. Wszystko odbywa się tak samo, jak w przypadku prądu konwekcyjnego, dostarczonego przez stos; w szczególności prąd płynie nie tylko przez drut łączący od bieguna + do bieguna —, lecz także przez samą bateryę od bieguna — do bieguna +.

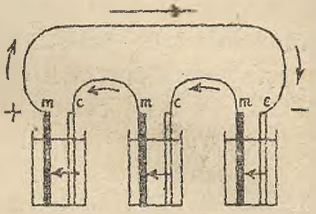


Fig. 44.

W przypadku prądu przewodzonego nie można jednak, sądząc tylko ze zmian naelektryzowania, rozebrać zjawiska w szczegółach, jak w przypadku prądu konwekcyjnego, orzec, czy prąd przewodzi dodatnią elektryczność w jednym, czy ujemną w przeciwnym kierunku, czy wreszcie jedno i drugie razem. Jeżeli np. tablica Franklina (fig. 43) była naelektryzowaną nabojami $+e$ i $-e$, to można przyjąć, że prąd rozbrajający przeniósł tylko $+e$ z okładki dodatniej do ujemnej, gdzie nastąpiło zobojętnienie obydwu nabojów; albo też, że prąd płynął tylko w przeciwnym kierunku, przenosząc tylko ujemną elektryczność, albo nakoniec, że z okładki dodatniej odpłynęła tylko jakaś n-ta część naboju: $+\frac{e}{n}$, pozostawiając za sobą $+\frac{n-1}{n}e$, podczas gdy jednocześnie płynął w przeciwnym kierunku prąd przenoszący nabój: $-\frac{n-1}{n}e$. Wynik byłby w każdym z tych przypadków jednaki.

Kierunek prądu przewodzonego liczy się również zawsze w stronę rzeczywistego, albo równoważnego ruchu elektryczności dodatniej.

Natężenie prądu elektrycznego, o ile on jest stały, mierzy się ilością elektryczności przepływającej, albo rozbrajającej się w jednostce czasu. Nabój tablicy Franklina może rozbroić się bardzo szybko, albo też w przeciągu dłuższego czasu, będzie to zależało od rodzaju użytego do rozbrojenia przewodnika. Podobnie np. zbiornik napełniony pewną ilością wody wypróżni się w krótszym lub dłuższym czasie, zależnie od szerokości i t. p. rury odpływowej. W pierwszym razie natężenie prądu

elektrycznego, czy prądu wody, będzie większe. W obu tych przykładach prąd jest zmienny: silny z początku, spada stopniowo do zera. Ażeby określić jego natężenie w jakiejś dowolnej chwili, należy porównać ilość (malutką) elektryczności $= \Delta e$, która rozbraja się wówczas w przeciągu niezmiernie krótkiego czasu $= \Delta\tau$, z długością tego czasu. Stosunek

$$\frac{\Delta e}{\Delta \tau} = i$$

wyrażać będzie przepływ elektryczności, przypadający w uważanej chwili na jednostkę czasu, czyli chwilowe natężenie prądu i to tem wierniej, im krótszy weźmiemy czas $\Delta\tau$. Niebawem poznamy narzędzia (ust. 31), za pomocą których natężenie prądu i daje się łatwo i dokładnie odmierzyć.

Określenie natężenia prądu elektrycznego nie zależy wcale od tego, czy przyjmiemy, że prąd polega na ruchu tylko dodatniej, czy tylko ujemnej, czy obu elektryczności. Prąd wsteczny elektryczności ujemnej znaczy to samo i liczy się zarówno z prądem elektryczności dodatniej skierowanym naprzód. Jeśli np. przyjmiemy, jak wyżej, że w ciągu czasu t przepływa nabój dodatni $+\frac{e}{n}$ w jednym, a jednocześnie ujemy $-\frac{n-1}{n}e$ w przeciwnym kierunku, to natężenie prądu, o ileby było stałe, obliczalibyśmy wzorem:

$$i = \frac{1}{t}\left[\frac{e}{n} - \left(-\frac{n-1}{n}e\right)\right],$$

co czyni istotnie: $\frac{e}{t}$, albo, co na jedno wyjdzie $-\left(-\frac{e}{t}\right)$.

Pewne objawy i rozważania, z którymi zaznajomimy się w dalszym ciągu, czynią prawdopodobnem, że w przewodnikach metalowych prąd elektryczny polega na ruchu (wstecznym) tylko ujemnej elektryczności. W elektrolitach i gazach przewodzących składają się nań ruchy nabojów obu znaków, w stosunku wogóle nierównym.

28. *c*) Prąd dielektryczny. Zaznaczyliśmy wyżej blizkie podobieństwo zjawiska rozbrojenia tablicy Franklina, albo innego kondensatora, do prądu w drucie łączącym bieguny ogniwa galwanicznego (fig. 43, 44). Pierwszy z tych prądów trwa wprawdzie niesłychanie krótko, gdy drugi jest trwały. Różnica ta nie jest jednak istotną, albowiem rozbrojenie tablicy przez bardzo

mierny przewodnik (wilgotną nitkę) może również trwać wcale długo, a prąd ogniwa nie jest znowu wieczny, skoro ogniwo się wyczerpuje. Ważniejszem jest to, że prąd ogniwa krąży w drucie i w ogniwie, a więc w obwodzie zamkniętym w sobie, podczas gdy prąd rozbrajający kondensator nie zdaje się być zamkniętym, zaczyna się bowiem na jednej okładce, kończy na drugiej, z przerwą w szybie isolującej. Otóż było to ogromnym postępem w teoryi elektryczności, od którego zaczyna się naprawdę nowoczesny jej rozwój, gdy Jakób Clerc Maxwell (około r. 1867), wiedziony wówczas trafnem przeczuciem raczej, aniżeli faktami, wprowadził pojęcie prądu dielektrycznego w isolatorze, dopełniającego prąd przewodzony w drucie, przez co tworzy się i w tym przypadku zamknięty obwód.

Przyjmowaliśmy, że w przewodnikach elektryczność jest swobodnie ruchoma, ulega z łatwością działaniu indukcyjnemu zewnętrznych nabojów (ust. 5), albo płynie trwałym prądem, jeśli jest pędzona przez siłę elektromotoryczną. Aleć i isolatory podlegają działaniu indukcyjnemu, są przecież przyciągane przez naboje elektryczne. W isolatorach jednak elektryczność nie może się przenosić z miejsca na miejsce, tkwi tam, gdzie powstała, albo gdzie ją posadzono. Ażeby to przyciąganie wytłumaczyć (wykluczywszy zasadniczo możliwość jakiegokolwiek działania w dal między elektrycznością, a materyą nieelektryczną), należało przyjąć, że w cząstkach isolatorów, podobnie jak w cząstkach przewodników, znajduje się elektryczność — jedna, czy dwie, zależnie od tego, czy przyjmiemy teoryę Franklina, czy dualistyczną. W isolatorach jednak nabój elektryczny nie może wyjść z cząstki, w której jest zawarty *). W obrębie cząstki może jednak przesuwać się, więcej lub mniej, zależnie od siły zewnętrznego elektrycznego działania. Owóż te przesunięcia śródcząsteczkowych nabojów elektrycznych w isolatorach stanowią prąd elektryczny, jak wogóle wszelkie ruchy elektryczności — prąd z natury rzeczy ograniczony, krótkotrwały. Prądy takie pojawiają się tylko w isolatorach, czyli dielektrykach, nazwiemy je przeto prądami dielektrycznymi. Niema ich wcale, do póki stan elektryczny jest niezmienny, powstają tylko wtedy, gdy układ uważany elektryzuje się, albo rozbraja. Wyobraźmy sobie tablicę Franklina naelektryzowaną statycznie (fig. 45). Wszyst-

*) Chyba, że będzie wielką przemocą z niej wydarty, jak to bywa w zjawiskach jonizacyi (patrz rozdz. III).

kie śródcząsteczkowe naboje dodatnie, w szkle przegradzającem okładki, odpychane przez dodatnią, przyciągane przez ujemną okładkę, wysunęły się cokolwiek ze swych położeń równowagi w cząsteczkach, w stronę okładki ujemnej; wszystkie ujemne przesunęły się w przeciwną stronę. Ustalił się w isolatorze prawidłowy cząsteczkowy ustrój, zupełnie analogiczny do polaryzacyi magnetycznej (ust. 15), zwany też polaryzacyą dielektryczną.

Połączmy teraz okładki drutem (fig. 43). Otrzymamy naprzód w drucie prąd przewodzony, od dodatniej ku ujemnej okładce. Naboje będą się wyczerpywały, działanie ich słabnie, naboje śródcząsteczkowe wracają na miejsce równowagi. Dostrzegamy, że w czasie tego rozbrajania się naboje dodatnie w cząsteczkach szkła przesuwają się od ujemnej ku dodatniej okładce. Ten ich ruch stanowi prąd elektryczny, dopełniający prąd przewodzący w drucie i tworzący z nim razem obwód zamknięty. Wszelki prąd elektryczny dopełnia się zawsze do zamkniętego obwodu, prądem bądź przewodzonym, bądź konwekcyjnym, bądź też dielektrycznym; prądy otwarte, niezamknięte, nie istnieją (zasada Maxwella).

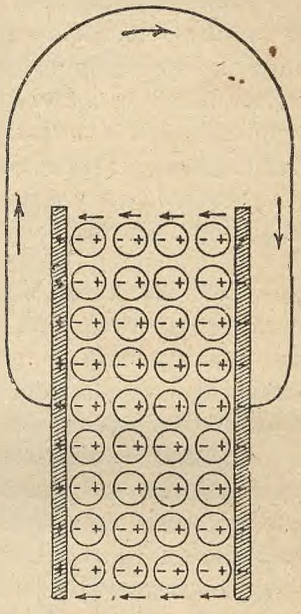


Fig. 45.

Maxwell posunął się jednak jeszcze o krok dalej. Opierając się na poglądach Faradaya (ust. 34) dotyczących zjawisk elektrycznych, wiedziony zresztą bezprzykładną niemal intuicyą naukową, utworzył śmiały pomysł prądu dielektrycznego także w próżni, pomysł, który okazał się niezmiernie płodny w doniosłe dla fizyki i filozofii przyrody następstwa. Wszakże można sporządzić tablicę Franklina bez szyby szklanej, przegradzając okładki próżnią, powiedzmy eterem świetlnym. Ażeby zachować zasadę, że wszelki prąd elektryczny jest zamknięty, należy teraz przyjąć, że podczas rozbrajania, albo nabijania tej tablicy zachodzą w eterze zmiany równoważne prądowi elektrycznemu. Zmiany te, nazwijmy je prądami Maxwella, nie polegają już wcale na ru-

chu elektryczności — gdyż ani materyi, ani elektryczności tam niema — lecz na zanikaniu albo na powstawaniu pola elektrycznego w eterze. Że Maxwell zaliczył je do prądów, to ma swoje usprawiedliwienie nietylko w tem, że one dopełniają prądy przewodzone i konwekcyjne, lecz przedewszystkiem w tem, że wywierają działania magnetyczne na równi z prądami polegającymi na ruchu elektryczności: przewodzonym, konwekcyjnym i dielektrycznym.

Eter znajduje się jednak także między cząsteczkami szkła w tablicy Franklina; musimy to przyjąć celem wytłumaczenia zjawisk optycznych (tom II, ust. 157). Eter ten bierze zatem także udział w zjawisku rozbrojenia; obok prądu dielektrycznego wynikającego z narastania lub zanikania dielektrycznej polaryzacyi cząsteczek szkła, wytworzy się prąd Maxwella w samym eterze. Obydwa te prądy, razem wzięte, dopełniają dopiero i zamykają prąd przewodzony w drucie łączącym okładki.

28. Andrzej Maryan Ampère. Działanie magnetyczne prądów przewodzonych. Wśród różnorodnych doświadczeń, jakie wykonywano z prądem elektrycznym, zaraz w pierwszych latach po wynalezieniu ogniwa galwanicznego, żadne nie było równie doniosłem dla teoryi elektryczności i magnetyzmu, jak spostrzeżenie duńskiegn fizyka Oersteda (w r. 1820), wykazujące, że prąd elektryczny wywiera siły mechaniczne na igłę magnesową. Był to pierwszy przyczynek do poznania wzajemnych zależności objawów elektrycznych i magnetycznych, które to zależności stanowią dziś sam rdzeń teoryi tych dwu szeregów zjawisk. Ampère zbadał wszechstronnie zjawisko odkryte przez Oersteda, wyprowadził zeń wszystkie konsekwencye i podał ścisłe ilościowe prawa działań magnetycznych prądów elektrycznych (między r. 1820 a 1826). Słusznie też bywa uważany za twórcę tego działu nauki.

Elektryczny nabój statyczny nie działa wcale na magnesy, albo raczej przyciąga je tak samo, jak wszelkie inne przewodniki. Inaczej elektryczność w ruchu, prąd elektryczny. Oersted umieścił nad igłą magnesową, równolegle do jej położenia równowagi, drut przewodzący prąd elektryczny (fig. 46). W chwili zamknięcia obwodu, gdy końce drutu połączono z biegunami bateryi galwanicznej, igła odchylała się z położenia równowagi i trwała w położeniu odchylonem, dopóki nie przerwano prądu. Zjawiska tego nie można widoczne przypisywać elektrostatycz-

nemu działaniu nabojów elektrycznych (bardzo zresztą słabych), jakie gromadzą się zawsze na powierzchni drutu przewodzącego prąd; igła odchyla się bowiem również, gdy ją otoczymy osłoną elektryczną z jakiegokolwiek niemagnetycznego metalu (mosiądzu, staniolu). Prąd wywiera zatem istotnie działania magnetyczne, na podobieństwo magnesu: porusza magnesy, magnesuje druty stalowe umieszczone obok niego, w kierunku odchylonej w doświadczeniu Oersteda igły i t. p. Działanie to różni się jednak, jak się to zaraz okaże, od działania magnesów w jednym ważnym względzie: nie jest ono ani przyciąganiem, ani odpychaniem, jest to działanie poprzeczne.

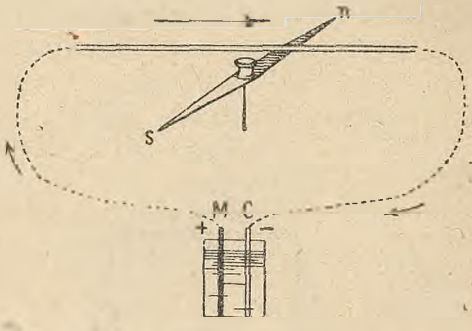


Fig. 46.

Istotnie, igła magnesowa usiłuje przyjąć kierunek prostopadły do drutu przewodzącego prąd; jeśli nie ustawia się dokładnie pod kątem prostym do drutu, to pochodzi to stąd, że przeszkadza jej w tem działanie magnetyzmu ziemskiego. Skoro jednak zrównoważymy to ostatnie za pomocą odpowiedniego magnesu kompensującego (ust. 18, fig. 31), zajmie ona położenie prostopadłe do drutu, jakiekolwiek byłoby natężenie prądu.

Kierunek odchylenia igły zależy od kierunku prądu i od położenia drutu, zmienia się w każdym przypadku na przeciwny, jeśli odwrócimy kierunek prądu, łącząc z ujemnym biegunem ogniwa ten koniec drutu, który był połączony z dodatnim, i naodwrót. Jeżeli drut znajduje się w południku, nad igłą, jak na fig. 46, a prąd płynie od południa ku północy (licząc kierunek prądu zawsze w stronę ruchu elektryczności dodatniej, ust. 26) wówczas północny biegun igły odchyli się w stronę zachodnią; odchyliłby się zaś na wschód, gdybyśmy umieścili drut pod igłą. Kierunek odchylenia igły określimy trafnie w każdym przypadku za pomocą następującej reguły pamięciowej, znanej pod nazwą reguły Ampère: wyobraźmy sobie człowieka płynącego w drucie w kierunku prądu, głową naprzód, zwróconego twarzą ku igle

magnesowej: lewa jego ręka wskazywać będzie kierunek, w którym odchyla się biegun północny igły.

Stosując tę regułę do drutu zgiętego nakształt obwodu okrągłego, albo prostokątnego (fig. 47), przewodzącego prąd w kierunku wskazanym przez strzałki, dostrzeżemy natychmiast, że na krótką igłę, umieszczoną gdziekolwiek w płaszczyznie okolonej przez drut, wszystkie boki prostokąta, albo wszystkie części obwodu, działają zgodnie w tym samym kierunku: pędzą biegun północny prostopadle do płaszczyzny obwodu, w tym kierunku, w którym należy patrzeć na obwód, ażeby krążenie prądu przedstawiało się w kierunku zgodnym z obrotem skazówek zegarowych. Regułę tę, równoważną regule Ampèra, zwaną regułą prawego zwrotu, uzmysławia fig. 48 (obwód jest tam przedstawiony w widoku perspektywicznym; należy rozumieć, że część jego grubiej nakreślona jest bliższą widza. Długa strzałka okazuje kierunek działania na biegun magnetyczny północny, mniejsze wskazują kierunek krążenia prądu). Nazwa reguły „prawego" zwrotu pochodzi stąd, że kierunek siły działającej na biegun północny zgadza się z kierunkiem posuwania się śruby (o gwincie prawym, zwyczajnym) obracanej w kierunku krążenia prądu po obwodzie.

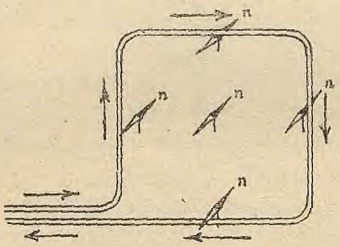
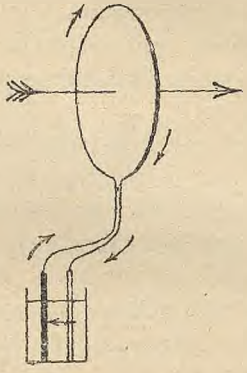


Fig. 47.


Fig. 48.

Na biegun magnetyczny południowy prąd wywiera siłę wprost przeciwną tej, jakaby działała na biegun północny, umieszczony w tem samem miejscu. Pominąwszy kierunek, siły działające na biegun północny czy południowy są zresztą jednakowe,

o ile ilości magnetyzmu są równe. Jeżeli tedy igła jest tak krótka, że działania elektromagnetyczne w miejscach zajmowanych przez oba jej bieguny można uważać za jednakowe, wtedy działanie obwodu na igłę sprowadza się do pary sił, nadającej jej czysty obrót.

Na obwodach zamkniętych najłatwiej można okazać, w jakiem znaczeniu działanie magnetyczne prądów jest równoważne działaniu magnesów. Obwód przewodzący prąd działa bowiem na sąsiednie magnesy, na miękie żelazo i t. p. jak magnes mający dwa bieguny, a raczej dwie powierzchnie biegunowe. Ta strona obwodu (przednia na fig. 49), którą prąd okrąża w kierunku obrotu skazówek zegarowych, przyciąga biegun północny, działa tedy jak biegun południowy; działanie drugiej strony odpowłada biegunowi północnemu. Obwód przewodzący prąd wywiera zatem w całem swem otoczeniu działanie podobne. jak magnes stalowy, przesunięty przez obwód, prostopadły do jego płaszczyzny (fig. 50), namagnesowany w kierunku dodatnim względem kierunku krążenia prądu. Różnica leży tylko w tem, że obwód, przyciągnąwszy biegun np. północny jedną swoją stroną przepędziłby go na wylot, na drugą stronę, jak okazuje strzała na fig. 48. Gdyby natomiast można wyobrazić sobie, że biegun taki może przelatać przez wnętrze równoważnego obwodowi magnesu stalowego (fig. 50), wówczas w przestrzeni zajętej przez sam magnes działanie na biegun ruchomy byłoby różne od działania prądu, miałoby widocznie kierunek wprost przeciwny.

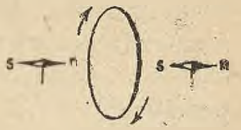


Fig. 49.

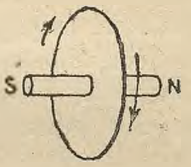


Fig. 50.

Działanie prądu na magnes jakikolwiek jest zawsze wypadkową działań na poszczególne bieguny, z których cały magnes jest zbudowany. Podobieństwo prądów do magnesów zaznacza się i w tem, że działanie prądu na biegun, zawierający w sobie m jednostek magnetyzmu, jest równe działaniu, jakieby on wywierał na m biegunów jednostkowych, skupionych w tym samym punkcie, a więc jest m razy silniejsze, aniżeli działanie na biegun jednostkowy. Inaczej mówiąc, określenie ilości magnetyzmu, oparte na doświadczeniach magnetycznych Coulomba (ust. 19), zachowuje swoją wartość także wobec działań elektromagnetycznych.

29. Ampera elektrodynamika i teorya magnetyzmu. Obwód przewodzący prąd jednakże, nietylko wywiera działania magnetyczne, ale i doznaje od magnesów działań takich, jakimby ulegał równoważny mu magnes; żąda tego ogólna zasada akcyi i reakcyi mechanicznej. Można to okazać, uczyniwszy obwód ruchomym w jakikolwiek sposób. Sporządźmy np. z dwu blach, miedzianej *M* i cynkowej *C* (fig. 51), przymocowanych do korkowego krążka *K*, ogniwo galwaniczne, pływające na wodzie, zakwaszonej (dla lepszego przewodnictwa) kwasem siarczanym. Płyty są połączone, nad wodą, grubym drutem miedzianym, zgiętym w kształt pionowego koła. Obwód taki ustawiać się będzie, pod działaniem magnetyzmu ziemskiego, na podobieństwo igły magnesowej, w określonem położeniu względem stron świata: płaszczyzna jego ustawia się prostopadle do południka magnetycznego w takiem położeniu, że patrząc przez obwód ku stronie północnej dostrzeglibyśmy prąd krążący w kierunku skazówek zegarowych. Obwód taki bywa też przyciągany, odpychany, obracany przez magnesy stalowe, zupełnie tak samo, jakby się poruszał magnes stalowy prostopadły do płaszczyzny obwodu, namagnesowany w kierunku postępu śruby prawej, obracanej w kierunku krążenia prądu.

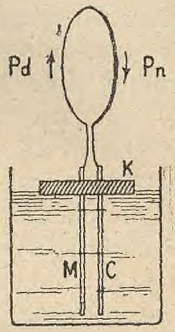


Fig. 51.

Z faktów tych Ampère wyprowadził natychmiast dalszy doniosłego znaczenia wniosek. Skoro prąd podlega działaniu magnesów, a magnesy można znowu zastąpić prądami, to niezawodnie prądy (ściślej należałoby powiedzieć: przewodniki przewodzące prądy) będą wywierałyby na siebie wzajemne działania dynamiczne, czyli ponderomotoryczne.

Nowe te, odkryte przez siebie siły, działające między przewodnikami prądów, Ampère nazwał siłami elektrodynamicznemi, a naukę o wzajemnych działaniach elektryczności poruszającej się (w przeciwstawieniu do elektrostatyki) elektrodynamiką. O ile chodzi o obwody zamknięte w sobie, z których każdy można zastąpić równoważnym magnesem, siły elektrodynamiczne są jakościowo i ilościowo równoważne odpowiednim siłom magnetycznym. Za czasów Ampèra nie domyślano się jeszcze, że wszelkie obwody elektryczne są obwodami zamkniętymi (ust. 27). Analiza sił elektrodynamicznych, jaką nam Ampère

zostawił poszła też innymi torami. Idąc drogą wskazaną przez Newtona w grawitacyi, przez Coulomba w elektrostatyce i magnetyzmie Ampère starał się dane przez spostrzeżenie siły między przewodnikami prądów rozłożyć na działania elementarne, w myśl zasady bezpośredniego działania w dal, wzdłuż prostej, łączącej dane elementy. Za elementy takie uważał niezmiernie krótkie odcinki drutu (bardzo cienkiego) przewodzącego prąd. Wynik tej analizy streszcza się w głównem elektrodynamicznem prawie Ampère'a. Niechaj l i l' (fig. 52) oznaczają długości nieskończenie krótkich odcinków (elementów) dwu obwodów, przewodzących prądy o natężeniach i i i' (odcinki te mogą zresztą należeć do tego samego obwodu, wtedy $i = i'$). Jeżeli r oznacza ich odległość od siebie, α i α' kąty, które odcinki te — liczone w kierunku płynących przez nie prądów — zawierają z prostą łączącą r; nakoniec φ, kąt zawarty między kierunkami uważanych odcinków, wtedy siła P, jaką jeden odcinek przyciąga albo odpycha drugi w powietrzu, wzdłuż prostej łączącej, wyrażać się będzie wzorem:

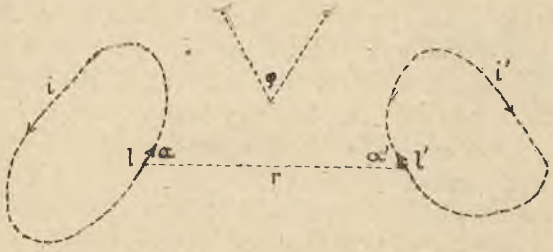


Fig. 52.

$$P = \frac{ii'll'}{r^2}(2\cos\varphi + 3\cos\alpha\cos\alpha').$$

Znak dodatni tego wyrażenia wskazuje przyciąganie, ujemny odpychanie*).

Całkowite działanie na siebie dwu obwodów jest wypadkową, obliczoną według praw mechaniki, wszystkich takich sił P, jakie elementy l jednego obwodu wywierają na wszystkie elementy l' drugiego.

---

*) Wartość tej siły będzie wyrażona w dynach jeżeli długości l, l' i r odmierzymy w centymetrach, a natężenia prądów w jednostkach elektromagnetycznych bezwzględnych.

Wzór powyższy okazuje między innemi, że: 1) dwa elementy prądu, równoległe do siebie, a prostopadłe do prostej łączącej (fig. 53), przyciągają się, jeżeli przewodzą prądy w tym samym kierunku ($\varphi = 0^0$, $\alpha = \alpha' = 90^0$); 2) odpychają się, jeżeli kierunki płynących w nich prądów są przeciwne ($\varphi = 190^0$, $\alpha = \alpha' = 90^0$). 3) Dwa elementy równoległe do siebie, leżące na prostej łączącej, odpychają się, jeżeli przewodzą prądy w tym samym kierunku ($\varphi = 0$, $\alpha = 0$, $\alpha' = 180^0$); 4) przyciągają się, jeżeli kierunki prądów są przeciwne ($\varphi = 180^0$, $\alpha = 0$, $\alpha' = 0$). 5) Dwa elementy wzajemnie prostopadłe nie działają wcale na siebie, jeśli oba są prostopadłe do łączącej prostej ($\varphi = 90^0$, $\alpha = \alpha' = 90^0$), albo 6) jeśli jeden z nich na niej leży ($\varphi = 90^0$ $\alpha = 90^0$, $\alpha' = 0$).

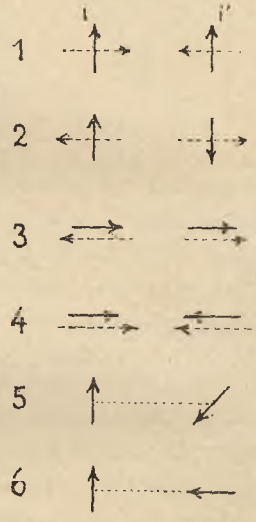


Fig. 53.

Powyższe prawo Ampèra wydaje się ważnym krokiem naprzód w kierunku wskazanym przez Newtona i Coulomba; w rzeczywistości znaczenie jego jest całkiem odmienne. W istocie, elementy masy, albo nabojów elektrycznych można wyodrębnić i poddać działanie ich próbie doświadczalnej w przyrządzie Cavendisha albo Coulomba. Elementów prądu natomiast nie można wyodrębnić z obwodu, bez przerwania samego prądu. Ampère doszedł do swego wzoru, rozbierając wyniki doświadczeń robionych nie z elementami prądów, lecz z całkowitymi obwodami; z dostrzeganych sum wnioskował, jakie być mogą ich składniki, co nie jest w ogólności zadaniem określonem. Założenie jego, że działanie dwu elementów jest skierowane wzdłuż łączącej je prostej, nie jest również konieczne. Wynika stąd, że prawo Ampèra nie ma w sobie treści przyrodniczej, ono jest raczej regułą rachunkową, za pomocą której można zawsze obliczyć trafnie działanie dwu obwodów zamkniętych, jeśli dany jest ich kształt i natężenia przewodzonych przez nie prądów. Możliwe są zresztą prawa elektrodynamiczne elementarne, różne od Amperowego, a prowadzące, w zastosowaniu do zamkniętych obwodów, do tych samych jak ono wyników.

Niemniej ważnem dziełem Ampèra była teorya magnetyzmu, oparta na prawach elektrodynamiki (1822 r.). Skoro mały

zamknięty w sobie obwód, przewodzący prąd elektryczny stałego natężenia (fig. 50), oddziaływa na zewnątrz czynnie i biernie, tak samo jak magnes ustawiony osią swoją prostopadle do płaszczyzny obwodu, to widocznie zbędnem jest przyjmowanie magnetyzmu, jako odrębnego w przyrodzie czynnika: magnetyzm można wytłumaczyć przez krążącą elektryczność.

Ażeby zdać sprawę z własności magnetycznych żelaza, stali i innych ciał, przypisywaliśmy im ustrój złożony z cząsteczek trwale magnetycznych (ust. 16). Wystarczy teraz przyjąć, że w każdej takiej cząsteczce krąży trwale i ustawicznie prąd elektryczny, równoległe do pewnej określonej, związanej z nią płaszczyzny, a działanie jej magnetyczne będzie tem samem usprawiedliwione bez przypisywania jej osobnych magnetycznych przymiotów. W żelazie niemagnetycznem płaszczyzny tych obwodów są skierowane bezładnie na wszystkie strony. Pod działaniem zewnętrznej siły magnetycznej (pochodzącej bądź od magnesu, bądź od prądu) płaszczyzny tych prądów cząsteczkowych ustawiają się mniej lub więcej równolegle do jednego kierunku podobnie jak magnetyzm ziemski ustawiał obwód ruchomy w doświadczeniu, do którego odnosi się fig. 51.

Ustrój magnesu, czy to trwałego, czy indukcyjnego, przedstawiałby się zatem tak, jak to (w przekroju przez sztabę) okazuje fig. 54; koniec sztaby, leżący poza płaszczyzną rysunku byłby, przy naznaczonym tam kierunku prądów cząsteczkowych, biegunem północnym. Według tej teoryi działanie magnetyczne każdego magnesu jest sumą działań magnetycznych wszystkich jego prądów cząsteczkowych; działanie wzajemne dwu magnesów albo prądu i magnesu, jest wypadkową wszystkich sił elektrodynamicznych, działających między prądami cząsteczkowymi jednego i drugiego magnesu, albo magnesu i prądu.

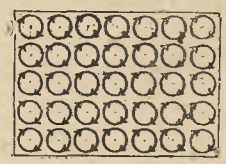


Fig. 54.

Z powodu uproszczenia, jakie hipoteza ta wprowadza do teoryi zjawisk elektromagnetycznych, sprowadzając dwa czynniki: elektryczność i magnetyzm, do jednego, i z powodu doskonałego przystosowania do faktów, zdobyła ona sobie powszechne poważanie, ale zarazem spotkała się z niemniej powszechnem niedo-

wierzaniem i nieufnością. Trudno bowiem było pogodzić się z wyobrażeniem prądów elektrycznych, krążących ustawicznie w najdrobniejszych cząsteczkach materyi, bez pomocy jakichkolwiek zrozumiałych sił elektromotorycznych, bez zużywania jakiejkolwiek energii. Obecnie, pod panowaniem teoryi elektronów, teorya ta jednakże odżyła i utrwaliła się. Mnóstwo innych faktów skłania do przyjęcia hipotezy, że w skład cząsteczek, albo atomów materyi, wchodzą niezmiernie drobne cząsteczki elektryczne, elektrony, znajdujące, się pospołu z cząsteczkami materyi, w ustawicznym ruchu. Krążenie tych cząsteczek stanowi istotne prądy elektryczne — prądy konwekcyjne, które atoli, jak się niżej okaże, działają magnetycznie, na równi z przewodzonymi.

Jakkolwiek krążenie elektryczności zastąpiło magnetyzm i wyrugowało go z fizyki, nie wynika z tego, żeby nie można było mówić o „ilościach magnetyzmu", o „biegunach magnetycznych" tego lub owego znaku i natężenia i t. p. Owszem, słownictwo to zostało zachowane, nie jako nazwa osobnego czynnika fizycznego, lecz jako oznaczenie pewnych wielkości danych wprost przez doświadczenie, których właściwe znaczenie wyjaśnia nam teorya Ampère'a, oświetlona przez hipotezę elektronową.

30. Galwanometry. Odchylenie igły magnesowej, będące skutkiem, może być zarazem oznaką prądu elektrycznego, może służyć do jego wykrycia i mierzenia. Galwanometr, najcelniejszy przyrząd do mierzenia prądu na tej zasadzie, składa się zawsze, bez względu na inne szczegóły urządzenia, z drutu przewodzącego prąd i z magnesu. Są galwanometry, w których przewodnik prądu, nieruchomy, odchyla magnes obracalny około osi (najczęściej pionowej); są i takie, w których, naodwrót, magnes nieruchomy odchyla obracalny około osi drut.

Już w roku 1820, powtarzając doświadczenie Oersteda, Schweigger dostrzegł, że otrzymuje się większe odchylenie igły, jeśli prąd okrąża ją dokoła, w zamkniętym obwodzie (fig. 47). Owinąwszy drut około igły kilkaset, albo kilka tysięcy razy zwiększymy działanie, w tym samym przybliżeniu stosunku, o ile natężenie prądu będzie to samo; każdy obwód działa bowiem na igłę tak, jakby działał, gdyby innych nie było, działania ich przeto sumują się. Obwody utworzonej w ten sposób t. zw. cewki powinny być isolowane od siebie, żeby prąd istotnie po wszystkich krążył; w tym celu używa się drutu miedzianego, osnutego jedwabiem. W ten sposób Schweigger stworzył przy-

rząd wrażliwy nawet na prądy bardzo słabe, przyrząd zwany pierwotnie multyplikatorem, dziś powszechnie galwanometrem.

Cewka nawinięta na ramce z jakiegokolwiek niemagnetycznego materyału (mosiądz, ebonit lub t. p.) powinna obejmować igłę możliwie ciasno, o ile na to pozwala swoboda jej ruchów, gdyż działanie prądu jest tem silniejsze, im mniejsza odległość dzieli drut od igły. Igła, w dzisiejszych galwanometrach bardzo krótka (celem zmniejszenia momentu bezwładności, a tem samem okresu wahań) jest to magnes pojedynczy, albo złożony, zawieszony na cienkiem włóknie jedwabnem lub kwarcowem; w przyrządach służących do celów technicznych bywa także osadzaną na osi spoczywającej w panewkach. Ażeby ułatwić umieszczanie igły wewnątrz cewki i zyskać miejsce na dłuższe, do zawieszenia jej służące włókno, sporządza się często cewkę złożoną z dwu oddzielnych cewek, umieszczonych równolegle obok siebie, z pozostawieniem wązkiej szczeliny, w której zawiesza się igłę (na fig. 55 widzimy dwie takie cewki podwójne, jednę nad drugą).

Dopóki prądu w cewce niema, igła powinna zajmować położenie r ó w n o l e g ł e do obwodów cewki. Odchylając igłę, prąd usiłuje ustawić ją prostopadle do obwodów. Obróciłby ją o kąt prosty, bez względu na swe natężenie, gdyby prócz elektromagnetycznych żadne inne siły na nią nie działały. Galwanometrem takim nie możnaby mierzyć prądów, podobnie, jak nie można ważyć wagą, której belka obraca się około swego środka ciężkości. Koniecznem jest tedy, żeby igła była utrzymywana w r ó w n o w a d z e t r w a ł e j, przez jakiekolwiek inne siły, niezależne od prądu, zwracające ją ku położeniu równowagi, ilekroć od niego się odchyli. Zależnie od rodzaju tych sił dzielimy galwanometry na s p r ę ż y n o w e, jeżeli igłę trzyma sprężynka (ze sztywnego niemagnetycznego bronzu) i na m a g n e t y c z n e, jeśli moment kierujący pochodzi od magnetyzmu ziemi, albo od jakich innych pomocniczych magnesów. W jednym i drugim przypadku moment ten wzrasta w miarę zwiększania się odchylenia z położenia równowagi. Z chwilą, gdy zrówna się z przeciwnym, co do kierunku, momentem sił elektromagnetycznych pochodzących od prądu, igła zajmie nowe położenie równowagi, odchylone tem więcej od położenia „zerowego", im silniejsze są siły elektromagnetyczne w stosunku do tamtych. Wielkość odchylenia przy danym prądzie, a więc c z u ł o ś ć galwanometru, zależy tedy, obok liczby obwodów na cewce, od natężenia tych sił sprężystych lub magnetycznych, trzymających igłę. Im słabszemi one będą, tem czul-

szym galwanometr, zarazem jednak tem mniej stałem i niewzruszonem położenie zerowe, od którego liczy się odchylenie.

Igła odchylona przez prąd waha się przez pewien czas około nowego położenia równowagi; podobnież po przerwaniu prądu wraca do położenia zerowego dopiero po wykonaniu pewnej liczby wahnień, stopniowo zanikających. Wahania te są zazwyczaj niepożądane, gdyż opóźniają spostrzeżenia, a jeśli chodzi np. o spostrzeganie prądów, których natężenie zmienia się dość szybko, czynią je wprost niemożliwemi. Z tego powodu igła bywa zwyczajnie zaopatrzona w tłumik, np. lekkie skrzydełko z łyszczku, mające na celu szybkie uspokajanie wahnień przez opór powietrza, lub inną podobną siłę. Igła, której wahnienia są tak dalece przytłumione, że ustawia się w położeniu równowagi niemal bez wahnień, nazywa się aperyodyczną.

Zbytecznem byłoby opisywać niezmiernie liczne typy konstrukcyjne, jakie bywają stosowane w budowie galwanometrów, zwłaszcza, że zasada ich teoretyczna jest zawsze ta sama. Wyróżnimy tu pod względem urządzenia tylko galwanometry o ruchomym magnesie i galwanometry o ruchomej cewce; pod względem sposobu odmierzania odchyleń galwanometry zwierciadłowe i skazówkowe.

a) Galwanometry zwierciadłowe, o ruchomym magnesie, najczulsze i najdokładniejsze ze wszystkich, służą przeważnie do celów naukowych i do mierzenia prądów słabego natężenia. Igła bywa w nich tak lekka, że skazówki materyalnej nie możnaby do niej przytwierdzić; odchylenia zaś, przy najsłabszych prądach, bywają tak drobne, że skazówka musiałaby mieć kilka metrów długości, żeby odchylenie jej końca było dobrze widzialne. Z tych powodów stosuje się skazówkę z promienia świetlnego. Do igły przytwierdzone jest małe, lekkie zwierciadełko, a odchylenia mierzy się lunetą i podziałką, jak opisano w tomie II (ust. 178, fig. 178). Celem zmniejszenia momentu kierującego, wywieranego na igłę przez magnetyzm ziemski, stosuje się najczęściej igłę astatyczną (ust. 18, fig. 32). Wtedy i cewek jest dwie, C_1C_2, tudzież C_3C_4 (fig. 55, 56); każda obejmuje jedną z igieł, stanowiących igłę astatyczną (Kelvin). Ponieważ bieguny północne obu igieł zwrócone są w przeciwne strony, przeto i cewki obie powinny być tak połączone, żeby prąd okrążał je w przeciwnych kierunkach, wtedy bowiem siły elektromagnetyczne działać będą zgodnie na oba magnesy. Fig. 55 okazuje galwanometr taki w przecięciu, fig. 56 jego widok

z przodu, po odjęciu przednich połówek obu cewek (M, M' magnesy igły astatycznej; Z zwierciadło; N nitka kwarcowa; C_1C_2 cewka górna; C_3C_4 cewka dolna; S_1S_2 spinki służące do wprowadzenia prądu.

Oba magnesy igły astatycznej bywają rzadko dokładnie jednakowe, wskutek czego powstaje pewna niezrównoważona reszta działania magnetyzmu ziemskiego. Celem wyrównania tej reszty umieszcza się obok galwanometru stosowne magnesy kom-

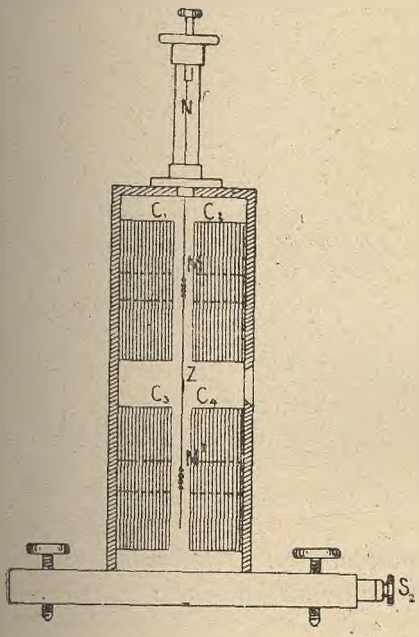


Fig. 55.

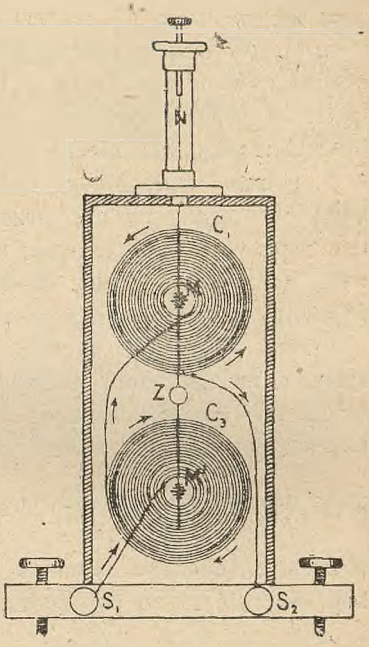


Fig. 56.

pensujące (fig. 31), służące jednocześnie do skierowania igły w położenie zerowe, równoległe do obwodów cewek i do regulowania czułości.

Igły bardzo czułych galwanometrów są nader wrażliwe, nietylko na siły elektromagnetyczne prądu w cewkach, ale także na przypadkowe działanie magnetyczne zewnętrzne (przesuwanie mas żelaznych, nawet odległych, prądy w sieciach miejskich, zasilających lampy elektryczne, tramwaje i t. p.). Celem osłabienia wynikających stąd zaburzeń osłania się galwanometry bardzo czułe

t. zw. pancerzem, grubościenną osłoną żelazną, która, jak okażemy w rozdziale traktującym o magnetyzmie (fig. 208), przejmuje w siebie te działania zewnętrzne i chroni przed niemi igłę.

Czułość galwanometru zwierciadłowego. Wyobraźmy sobie, że igła magnesowa trzymana jest nieruchomo w „położeniu zerowem", równoległem do obwodów cewki. Jeżeli przez cewkę przepuścimy prąd o natężeniu i, wówczas pojawią się siły elektromagnetyczne, usiłujące igłę odchylić. Moment μ, wywierany przez nie na igłę, proporcyonalny do natężenia prądu (ust. 31 niżej) wyrazimy przez $\mu = Gi$, w czem G oznacza spółczynnik stały, zależny od postaci i rozmiarów cewek, tem większy zresztą, im większa jest liczba obwodów nawiniętego drutu i im silniejszą jest igła. W galwanometrach zwierciadłowych igła odchyla się zazwyczaj tak mało od położenia zerowego, że można przyjąć, iż także w położeniu odchylonem, pomimo zmienionego cokolwiek położenia względem cewek, moment wywierany na nią przez prąd, wynosi wciąż Gi. Momentowi temu sprzeciwia się moment sił kierujących igłę ku położeniu zerowemu (sprężystość nitki, działanie magnesów kompensujących i t. p.); moment ten, wzrastający proporcyonalnie do kąta θ odchylenia igły, wyrazimy przez $D\theta$, w czem D oznaczać będzie znowu spółczynnik stały, t. zw. „moment kierujący" owych sił. Po ustaleniu równowagi będzie $Gi = D\theta$. Moment kierujący można łatwo wyrazić przez okres T swobodnych wahań igły, uważanej jako wahadło; według znanego wzoru wahadłowego (tom I, ust. 100) mamy $T = 2\pi\sqrt{\frac{B}{D}}$, w czem B oznacza moment bezwładności igły. Wstawiwszy wziętą stąd wartość D do poprzedniego równania, otrzymujemy:

$$i = \frac{4\pi^2 B}{T^2 G}.\theta, \text{ albo krócej } i = \frac{\theta}{C}.$$

Wyrażenie $C = \frac{T^2 G}{4\pi^2 B}$ oznacza t. zw. czułość galwanometru, t. j. wielkość odchylenia, jakieby wywołał prąd o natężeniu $= 1$ (odchylenie to liczy się zwyczajnie, nie na stopnie, lecz na liczbę działek skali, użytej, łącznie z lunetą, do pomiaru odchyleń).

Wnosimy na podstawie tej teoryi, że odchylenie igły θ, o ile jest dostatecznie małe, jest proporcyonalne do natężenia prądu i; czułość zaś galwanometru jest wprost proporcyonalna do kwadratu okresu wahań igły (który możemy zmienać i regulować według potrzeby, za pomocą

magnesów kompensujących), odwrotnie proporcyonalna do momentu bezwładności igły razem ze zwierciadłem. Przez zastosowanie bardzo krótkich i lekkich, a mimo to magnetycznie mocnych igieł, tudzież zwierciadełek bardzo małych (wszystko razem zaledwie kilkunastu milligramów wagi) zdołano uczynić galwanometr zwierciadlany jednym z najczulszych przyrządów mierniczych. Można nim mierzyć prądy tak słabego natężenia, że zastosowane do elektrolizy wody rozkładałyby jeden jej milligram przez przeciąg około 30 milionów lat.

b) Galwanometry o ruchomej cewce, zastosowane po raz pierwszy przez Kelvina w celu zapisywania słabych prądów telegraficznych w kablu podmorskim, łączącym Europę z Ameryką, bywają budowane bądź jako galwanometry zwierciadłowe, bądź jako skazówkowe. Zasadę ich urządzenia objaśnia fig. 57 (typ zwierciadłowy). Między biegunami silnej podkowy magnetycznej *NS* zawieszona jest na dwu naprężonych drucikach *D* i *D'* lekka cewka z drutu miedzianego, osnutego jedwabiem, nawiniętego na wązkiej prostokątnej ramce. Druciki *D* i *D'* służą zarazem jako elektrody do wprowadzania prądu. Przewodząc prąd cewka zachowuje się wobec magnesu *NS* tak, jakby zachowywał się równoważny temu prądowi magnes (w myśl zasady objaśnionej na fig. 51); odchyla się z położenia równowagi w jedną lub drugą stronę, zależnie od kierunku prądu, usiłując ustawić się prostopadle do linii łączącej bieguny podkowy. Moment odchylający równoważy się momentem sił sprężystych, wywołanych przez skręcenie drucików *D*, *D'* (galwanometry o ruchomej cewce należą zatem zawsze do typu sprężynowych). Celem skupienia działania magnesu *NS* na cewce umieszcza się w jej wnętrzu, ale bez dotknięcia, żelazny, zwykle pusty, walec *ns*, przymocowany ruchomo do osobnego ramienia *R*. Walec ten

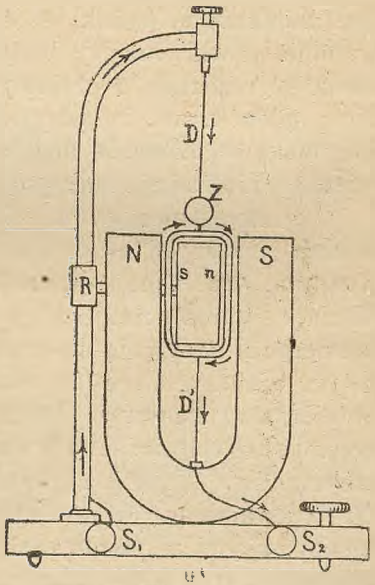


Fig. 57.

magnesuje się indukcyjnie, wskutek czego cewka porusza się w wązkiej szczelinie, między biegunami podkowy a walcem, w najbliższem sąsiedztwie biegunów magnetycznych N i s, tudzież S i n.

Z powodu sztywności drucików D i D' (które nie mogą być zbyt cienkie, gdyż przedstawiałyby wtedy prądowi wielki opór) czułość tych galwanometrów nie może równać się z czułością astatycznych. Mimo to galwanometry o ruchomej cewce mają ogromne wzięcie, dzięki wielkiej stałości położenia zerowego cewki, trzymanej mocno sprężystością drucików, i zupełnej nieczułości na przypadkowe wpływy magnetyczne zewnętrzne. Cewka zostaje bowiem pod przemożnym wpływem podkowy NS, wobec którego wpływy magnetyzmu ziemskiego, żelaziwa znajdującego się w pobliżu i t. p., są zupełnie znikome. Galwanometry te nie potrzebują też osobnego tłumika, są bowiem hamowane elektromagnetycznie. Ilekroć bowiem obwód galwanometru jest zamknięty (spinki S_1 i S_2 złączone jakim przewodnikiem) wahania cewki między biegunami magnesu powodują — jak się okaże w rozdziale o indukcyi magnetoelektrycznej — powstawanie prądów t. zw. indukcyjnych w cewce. One mają zawsze taki kierunek, że działanie elektromagnetyczne, jakie magnes NS wywiera na nie, usiłuje zatrzymać wahania cewki, które je wznieciły.

c) Ampermetry. Galwanometry skazówkowe, mniej dokładne i czułe od zwierciadłowych, służą przeważnie celom technicznym. Jeżeli mają podziałkę numerowaną, na której skazówka okazuje wprost natężenie prądu w jednostkach technicznych (amperach) nazywają się ampermetry. Przyrządy przeznaczone do słabszych prądów, dzielone na tysiączne części ampera (milliampery) nazywają się też milliampermetry. Wielki rozwój przemysłu technicznego wywołał liczne typy konstrukcyjne tych przyrządów. Najdokładniejsze z nich bywają urządzane na zasadzie galwanometrów o ruchomej cewce. Cewka ruchoma na osi, spoczywającej w panewkach roboty zegarmistrzowskiej, między biegunami podkowy magnetycznej, trzymana jest w równowadze przez dwie sprężyny spiralne, jak balans w zegarku kieszonkowym. Sprężyny służą zarazem za elektrody, doprowadzające prąd do cewki. Odchylenia skazówki przytwierdzonej do cewki bywają tak duże, że proporcyonalność odchyleń do natężenia prądu stosuje się już tylko w grubem przybliżeniu. Podziałkę sporządza się empirycznie, przepuszczając przez przyrząd prądy różnych, znanych skądinąd natężeń.

31. Co mierzy się za pomocą galwanometrów? Że galwanometry nietylko wskazują obecność prądu, lecz mogą służyć do pomiaru jego natężenia, tego należy dowieść osobnem doświadczeniem. Na fig. 58 L_1, L_2, L_3,... oznaczają bateryę zupełnie jednakowych butelek lejdejskich, albo innych kondensatorów jednakowej pojemności, złączonych z sobą okładkami wewnętrznemi w ten sposób, że tworzą jeden duży kondensator; K oznacza metalowy isolowany języczek, połączony drutem z okładkami wewnętrznemi butelek, utrzymywany mechanicznie w szybkiem drganiu na prawo i lewo. Uderzając naprzemian o metalowe guziki A i B języczek ten łączy bateryę lejdejską n razy w sekundzie z jakiemkolwiek stałem źródłem elektryczności, np. z ba-

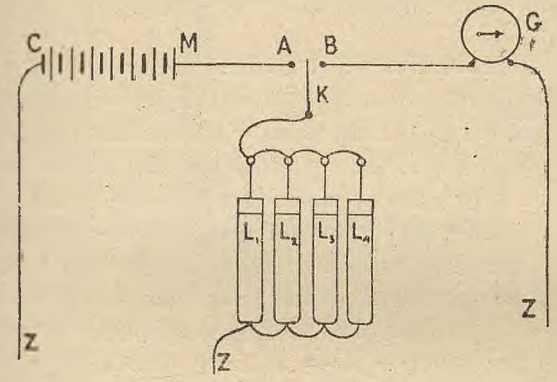


Fig. 58.

teryą galwaniczną CM, poczem rozbraja ją tyleż razy przez galwanometr G do ziemi. Każde takie rozbrojenie jest krótkotrwałym prądem elektrycznym, który, działając elektromagnetycznie na igłę galwanometru, udziela jej równie krótkotrwałego impulsu. Jeżeli te impulsy następują po sobie w odstępach czasu bardzo krótkich, w porównaniu z okresem wahań igły, wówczas igła przyjmie odchylenie trwałe, jakby pod działaniem stałego prądu. Podobnież wahadło, poddane gradowi bardzo częstych uderzeń, przyjmuje odchylenie trwałe — pominąwszy lekkie niedostrzegalne drzenie.

Skoro każda butelka przyjmuje za każdym ruchem języczka ten sam nabój $= e$, przeto w sekundzie rozbraja się ogółem przez galwanometr ilość Nen elektryczności, jeśli N oznacza

liczbę butelek. Otóż doświadczenie okazuje, że wielkość trwałego odchylenia igły galwanometru (w galwanometrach zwierciadłowych ono jest proporcyonalne do sił elektromagnetycznych, działających na igłę) wzrasta proporcyonalnie do liczby włączonych butelek N i do liczby n rozbrojeń w sekundzie; tem samem jest ono proporcyonalne do ilości elektryczności Nen rozbrajającej się w jednostce czasu. Ażeby podobne odchylenie wywołać prądem stałym, należałoby użyć prądu o natężeniu $i = Nen$. Stąd wypadają dwa ważne wnioski:

1) Galwanometr mierzy ilość elektryczności przepływającej przez cewkę w jednostce czasu, a więc natężenie prądu. 2) Siły elektromagnetyczne, wywierane przez prądy na magnesy, lub odwrotnie, są proporcyonalne do natężenia prądu.

32. Doświadczenie Rowlanda. Nasuwa się jeszcze pytanie, czy działanie elektromagnetyczne prądów na magnesy (a tem samem na inne prądy) zależy od ruchu dodatniej, czy ujemnej elektryczności; która z nich, poruszając się, działa na magnesy? Doświadczenia z prądami przewodzonymi nie są zdolne odpowiedzieć na to pytanie, gdyż w tym przypadku nie jesteśmy w stanie orzec (na zasadzie czysto elektrycznych doświadczeń), która elektryczność tworzy prąd, jedna, czy obie (ust. 26). Można jednak spodziewać się odpowiedzi od prądów konwekcyjnych (ust. 25). Amerykański fizyk Rowland odkrył pierwszy (w r. 1876) fakt zasadniczej wagi w nowoczesnej teoryi elektryczności, że naboje elektryczne, poruszane mechanicznie, t. j. unoszone razem z przewodnikami, wywierają na magnesy (a tem samem także na prądy zwykłe, jakoteż na inne konwekcyjne) siły elektromagnetyczne, zgodne co do kierunku i natężenia z siłami wywieranemi przez równoważne prądy przewodzone. Okazało się przytem, że nabój dodatni, poruszający się w pewnym kierunku, działa na sąsiednie magnesy tak samo, jak równy mu nabój ujemny, poruszający się, z tą samą prędkością, w kierunku wprost przeciwnym.

I droga elektromagnetyczna zawodzi tedy w sprawie określenia ustroju prądów przewodzonych. Czy prąd taki, mający natężenie i, pojmować będziemy $+i$, czy jako $-(-i)$, czy nakoniec jako $+i_1 - (-i_2) = i$, działanie jego na magnesy będzie zawsze jednakie.

Doświadczenie Rowlanda urządzone było, w zasadzie, jak następuje. Na osi *W* wirówki (fig. 59, a), obracającej się kilkadziesiąt razy w sekundzie, osadzony jest isolujący krążek ebonitowy *K*, oklejony na brzegu, po obu stronach, staniolową okładką *A*, szeroką na kilka centymetrów. Nie stanowi różnicy, czy ta okładka jest jednolitą, czy pociętą na kilka isolowanych od siebie odcinków (jak na fig. 59, b, okazującej widok krążka z boku). Lekka miotełka druciana *M*, dotykając się wirującej okładki *A*,

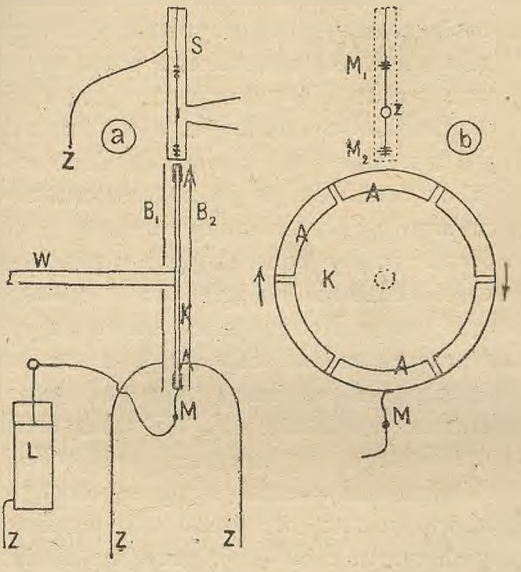


Fig. 59.

zaopatruje ją w nabój elektryczny, czerpany z dużej butelki lejdejskiej *L*, albo z bateryi galwanicznej. Po obu stronach krążka ustawione są dwie blachy P_1, B_2, nieruchome, połączone z ziemią; razem z okładką *A* tworzą one rodzaj kondensatora; za ich wpływem gromadzi się na okładce duży nabój elektryczny. Tuż obok brzegu okładki zawieszona jest na ścianie czuła igła astatyczna M_1M_2 ze zwierciadłem *Z*, zabezpieczona starannie, od elektrostatycznego przyciągania przez nabój wirującej okładki, mosiężną osłoną elektryczną *S*, mającą tylko mały otwór, osłonięty zresztą metalowym stożkiem, służący do spostrzegania odchyleń w zwierciedle.

Dolny magnes M_2 igły, o który tu głównie chodzi, wisi pierwotnie równolegle do płaszczyzny krążka; podczas wirowania naelektryzowanej okładki zostaje on lekko odchylony (działanie na magnes górny igły nie wchodzi w rachubę, z powodu znaczniejszej jego odległości od okładki). Odchylenie to zmieniało kierunek, gdy zmieniano bądź znak naboju, bądź kierunek wirowania okładki na odwrotny. Kierunek odchylenia dolnego magnesu był zawsze zgodny z regułą Ampère: poruszający się nabój dodatni działał na magnes tak samo, jak prąd płynący w kierunku ruchu; ujemny przeciwnie. Odchylenie zwiększało się zresztą proporcyonalnie do szybkości wirowania okładki i do wielkości unoszonego przez nią naboju. Działanie magnetyczne prądu konwekcyjnego jest zatem proporcyonalne do wielkości naboju elektrycznego i do prędkości jego unoszenia, a więc do ilości elektryczności, przepływającej obok magnesu w jednostce czasu — tak samo, jak w przypadku prądów przewodzonych.

Warto porównać prądy konwekcyjne z przewodzonymi, pod względem wielkości działania na igłę, co w opisanej tu formie przyrządu (podanej przez Eichenwalda) łatwo daje się uskutecznić. Wystarczy przeprowadzić stały prąd, z ogniwa galwanicznego, przez odcinek okładki A, leżący tuż pod igłą, podczas gdy krążek jest nieruchomy. Okaże się, że odchylenia, wywołane przez prądy przewodzone zwyczajnego natężenia, jakich się używa w pospolitych doświadczeniach, są olbrzymie w porównaniu z temi, które można otrzymać od prądów konwekcyjnych w najlepszych warunkach (t. j. przy możliwie najszybszem wirowaniu krążka i najsilniejszem, jakie można praktycznie osiągnąć, naelektryzowaniu okładki). Trzeba stąd wnosić, że w zwyczajnych prądach przewodzonych albo ilość płynącej elektryczności jest ogromna, albo szybkość jej ruchu nieporównanie większa od szybkości wirującej okładki. Po nad to nie można niczego więcej dowiedzieć się, gdyż doświadczenie Rowlanda daje tylko iloczyn obu tych wielkości. Z innych danych wywnioskowano, (o czem będzie jeszcze mowa, ust. 125, 146), że raczej pierwsze z tych przypuszczeń zgadza się z rzeczywistością. Ruch elektryczności, przewodzonej w drutach, możnaby zatem porównać z płynięciem rzeki, niosącej ogromne masy wody z prędkością niewielką.

33. Działanie magnesów na elektryczność poruszającą się. Jednostka bezwzględna elektromagnetyczna elektrycz-

ności. Stosując do doświadczeń Rowlanda zasadę reakcyi wyprowadzimy z nich inny jeszcze wniosek pierwszorzędnej wagi w nowoczesnym rozwoju teoryi elektryczności. Wyobraźmy sobie ciało naelektryzowane — np. małą metalową kuleczkę — zawierającą nabój e jednostek elektryczności dodatniej, poruszającą się z prędkością v. Ażeby ułatwić porozumienie się, przyjmijmy, że kuleczka ta porusza się poziomo, ku wschodowi (fig. 60, a). Od strony południowej, przed chwilowem jej położeniem A, niechaj znajduje się biegun magnetyczny, zawierający m jednostek magnetyzmu północnego (dodatniego). W myśl doświadczeń Rowlanda i reguły Ampère a biegun ten doznawać będzie dzia-

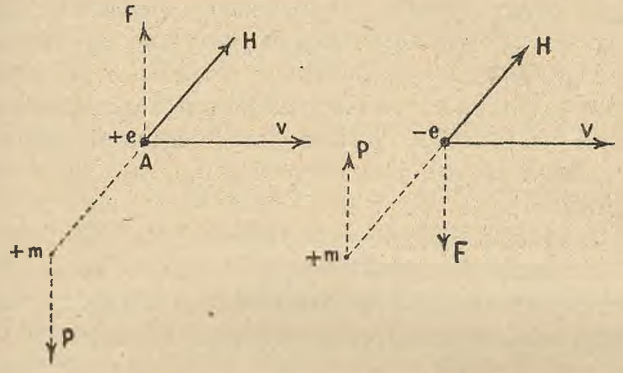


Fig. 60.

łania siły elektromagnetycznej $= P$, skierowanej pionowo ku dołowi. Wielkość tej siły jest proporcyonalna do ilości magnetyzmu m w biegunie (ust. 28), a nadto do wielkości naboju e i do prędkości v, z jaką on jest unoszony (ust. poprz.).

Według zasady reakcyi działaniu temu towarzyszyć musi równej wielkości oddziaływanie $F = P$, wywierane na sam nabój elektryczny, w kierunku przeciwnym, a więc w uważanym przykładzie, pionowo do góry. O ile tedy magnesy nie działają wcale na naboje elektryczne nieruchome, o tyleż działanie takie występuje wogóle, ilekroć naboje poruszają się.

Nie trudno wniosek ten uogólnić i odgadnąć prawo zasadnicze, rządzące tym nowym rodzajem sił F, które nazywać będziemy siłami magnetoelektrycznemi. Jest zasada, bardzo płodna w nauce o elektryczności, która orzeka, że działanie

czy to elektryczne, czy magnetyczne jakiegokolwiek ciała m na inne ciało A, nie zależy bynajmniej od rodzaju, położenia i t. p. pierwszego z nich, a zależy jedynie od wpływu, jaki ono wywiera na ośrodek w tem miejscu, gdzie znajduje się drugie (ust. 35). Moglibyśmy np. biegun m (fig. 60) zastąpić innym jakim magnesem, albo nawet prądem elektrycznym, a wielkość siły magneto-elektrycznej F, działającej na poruszający się nabój e, nie zmieniłaby się, pod warunkiem, żeby działanie magnetyczne, wywierane przez ten magnes lub prąd w miejscu A ośrodka było takie same (co do wielkości i kierunku) jak działanie wywierane tamże przez biegun m. Jako wykładnik i miarę tego działania możemy przyjąć np. siłę $= H$, jakąby biegun m wywierał na drugi biegun magnetyczny jednostkowy północny (ust. 20), umieszczony w A. Wielkość taką H nazywać będziemy natężeniem pola magnetycznego w punkcie A. W przypadku, gdy działanie to pochodzi od bieguna m natężenie H mieć będzie kierunek linii od m ku A, jeśli m jest biegunem północnym — albo też od A ku m jeśli jest południowym. Co do wielkości H jest proporcyonalne do m, w myśl praw Coulomba.

Skoro tedy siła elektromagnetyczna P, a więc i równa jej magnetoelektryczna F, są obie proporcyonalne do m, będą one tem samem proporcyonalne do natężenia H. Oznaczywszy zatem przez μ stały spółczynnik proporcyonalności, zależny tylko od użytych jednostek miar, a może także od rodzaju ośrodka, w którym nabój e się porusza, możemy poprzednie rozważania streścić w równaniu:

(1) . . . . . $F = \mu . evH,$

Ilekroć tedy nabój elektryczny porusza się na poprzek (t. j. prostopadle do kierunku natężenia magnetycznego) przez pola magnetyczne (pochodzące bądź to od bieguna, bądź od magnesu lub prądu) podlega on działaniu siły magneto-elektrycznej, której wielkość jest proporcyonalna do wielkości naboju i prędkości jego ruchu, tudzież do natężenia pola magnetycznego.

Kierunek działania tej siły F, wskazany na fig. 60, wynik z reguły Ampèra; jest on prostopadły do kierunku ruchu naboju i zarazem do kierunku pola magnetycznego. Możemy kierunek ten ustalić raz na zawsze w następującej regule: Wyobraźmy sobie człowieka płynącego głową napród, razem z nabojem elektrycznym do-

datnim, patrzącego w kierunku pola magnetycznego; lewa jego ręka wskazywać będzie kierunek siły magnetoelektrycznej, działającej na ciało naelektryzowane.

Gdyby nabój e był ujemny, kierunek działającej nań siły magneto-elektrycznej byłby widocznie przeciwny (fig. 60, b).

O ileby nakoniec nabój e nie poruszał się prostopadle na poprzek pola, lecz skośnie, pod kątem α względem natężenia H (fig. 61), wtedy należałoby liczyć tylko tę składową $v' = v \sin \alpha$ prędkości v, która zawiera kąt prosty z natężeniem H. Składowa równoległa do H niema żadnego wpływu na siłę F, co wynika już stąd, że i prąd elektryczny nie wywiera żadnego działania na biegun magnetyczny, leżący na linii jego biegu. W tym przypadku ogólniejszym byłoby zatem:

(2) . . . . $F = \mu . evH \sin \alpha$

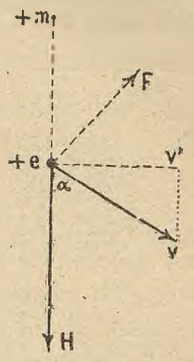


Fig. 61.

Jednostka bezwzględna elektromagnetyczna elektryczności. Poznaliśmy właśnie nowy rodzaj sił mechanicznych, działających na ciał naelektryzowane. Narówni z przyciąganiami lub odpychaniami elektrostatycznemi siły te mogą być użyte do określenia bezwzględnej (t. j. na miarach dynamiki opartej) jednostki elektryczności. Za punkt wyjścia służą tu miary magnetyczne bezwzględne (ust. 20); stąd nazwa miar „elektromagnetycznych". One różnią się od elektrostatycznych (ust. 12).

Przypuszczam, że wymierzyliśmy w dynach wielkość siły H, jaką w pewnym punkcie swego otoczenia magnes (albo prąd, lub elektromagnes) wywiera w powietrzu na biegun magnetyczny jednostkowy. Użyliśmy do tego pomiaru np. ważki magnetycznej Coulomba (fig. 33), albo jakiego innego sposobu *). Na poprzek przez to pole porusza się nabój elektryczny z prędkością v centymetrów w sekundzie. Dostrzegliśmy, że pole wywiera na ten nabój siłę magnetoelektryczną, zbaczającą go z pierwotnego kierunku biegu, mającą wielkość F *dyn*. Powiemy wtedy, że ów nabój elektryczny zawiera $e = \frac{F}{Hv}$ jednostek „elektromagnetycznych".

*) Praktyczne i dokładne sposoby pomiaru natężenia pól magnetycznych będą opisane w rozdz. VI.

Określenie takie jednostki elektromagnetycznej elektryczności zasadza się przeto na tem, że wartość spółczynnika proporcyonalności μ we wzorze (1) kładzie się w powietrzu równą jedności. Wtedy jednostką bezwzględną elektromagnetyczną elektryczności będzie ta ilość elektryczności, która, poruszając się w powietrzu z prędkością jednego centymetra w sekundzie, na poprzek przez pole magnetyczne, mające natężenie równe jednostce bezwzględnej, doznaje działania siły magnetoelektrycznej jednej dyny.

Wspomnieliśmy wyżej, że prawo działania sił magnetoelektrycznych można było odgadnąć, opierając się na znanych z doświadczenia prawach sił elektromagnetycznych. Istotnie, prosty rachunek przekona nas, że natężenie siły magnetoelektrycznej, w przypadkach dostępnych zwykłemu doświadczeniu, bywa tak małe, iż nie byłoby rzeczą łatwą odkryć to prawo drogą doświadczenia.

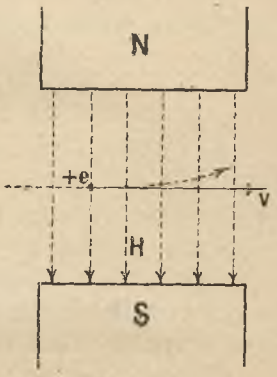


Fig. 62.

Okażemy niżej, że jednostka elektromagnetyczna naboju jest 3.10^{10} razy większa od elektrostatycznej. Przyjmijmy, jako przykład, że ciałem naelektryzowanem jest leciutka kuleczka korkowa, pozłocona, o średnicy 5 *mm*. Masa jej będzie około 0,016 *gr* $= m$. Za pomocą najsilniejszych machin elektrycznych można będzie udzielić jej najwyżej około 40 jednostek elektrostatycznych naboju, t. j. $\frac{40}{3.10^{10}} = 13.10^{-10} =$ $= e$ jednostek elektromagnetycznych. Między biegunami silnego elektromagnesu można uzyskać pole magnetyczne, w najlepszym razie przypuśćmy 30 000 $= H$ jednostek bezwzględnych. Owóż, gdybyśmy taką kuleczkę puścili na poprzek przez to pole (fig. 62), nawet z prędkością 1000 *cm/sek*, otrzymalibyśmy siłę magnetoelektryczną, wynoszącą zaledwie $F = 13.10^{-10} . 1000 . 30000 = 0{,}04$ *dyn*. Jeżeli czas przelotu tej kuli przez pole magnetyczne, szerokie zazwyczaj tylko niewiele centymetrów, wynosi przy tej prędkości nawet 0,005 *sek*, wówczas prędkość poprzeczna (w kierunku poza płaszczyznę rysunku na fig. 62), wytworzona w tym czasie przez siłę F w masie kuli, będzie zaledwie $\frac{0{,}04 . 0{,}005}{0{,}016} = 0{,}012$ *cm/sek*. Złożona z pierwotną jej

prędkością 1000 *cm/sek* sprawi ona zboczenie od początkowego kierunku biegu o kąt $= 0{,}000012$, t. j. niespełna 3″, a więc niedostrzegalnie mały.

Inaczej przedstawiałby się wypadek tego rachunku, gdyby masa kuli była bardzo wydatnie mniejsza, a nabój jej elektryczny stosunkowo znacznie większy. Stosunek tego naboju do masy, od którego zależy ostatecznie wielkość odchylenia sprawionego przez siłę F, był w powyższym przykładzie $\frac{13.10^{-10}}{0{,}016} = 8.10^{-8}$ jednostek elektromagnetycznych naboju na gram masy. Przypuśćmy na chwilę, że możnaby wykonać podobne doświadczenie z kuleczką o tyle lżejszą, albo o tyle silniej naelektryzowaną, żeby wartość tego stosunku była, dajmy nato, 10^{15} razy większa. W tym samym stosunku zwiększyłby się skutek i byłby wtedy łatwo dostrzegalny, nawet w słabych polach magnetycznych.

Takiemi ciałkami o niezmiernie małej masie, w stosunku do swego naboju, są elektrony (ust. 37, 82), któremi posiłkuje się nowoczesna teorya elektryczności, celem wytłumaczenia takich objawów, jak promienie katodowe, siły elektrodynamiczne, indukcya magneto-elektryczna i t. p.

34. Jerzy Szymon Ohm i Jakób Prescott Joule. Odkrycie galwanometru dało popęd do badania własności prądu elektrycznego nietylko pod względem jakościowym, ale także ilościowym. Fakt znany już dawniej, że natężenie prądu, otrzymanego z tego samego ogniwa, zależy w wysokim stopniu od rodzaju przewodnika zewnętrznego, łączącego bieguny (np. od długości użytego drutu, od jego przekroju i od rodzaju materyału), Ohm ujął w ogólne prawidło w r. 1827 w dziele: *Teorya matematyczna ogniwa galwanicznego.* Określił ściśle pojęcie „oporu elektrycznego". Kierował się przytem analogią ruchu elektryczności w drutach do ruchu ciepła w przewodnikach. Podobnie jak ciepło w przewodniku, nierównomiernie ogrzanym, płynie w kierunku spadu temperatury, prądem do tego spadu proporcyonalnym, tak i ruch elektryczności występuje, ilekroć napięcie elektryczne (potencyał) przedstawia w różnych częściach przewodnika różne wartości; prąd elektryczny jest proporcyonalny do spadu napięcia (ust. 114). W obu zjawiskach prądy są proporcyonalne do pędzących je bodźców, niema rozpędu, podobnie jak go niema w pyłku spadającym w powietrzu; opór równoważy rozpędzające działanie siły. Analogia prądów cieplnych i elektrycznych oka-

zała się głębszą nawet, aniżeli Ohm przypuszczał. Według panujących dziś poglądów oba zjawiska (w przewodnikach metalowych) mają spólny podkład: ruch elektronów, które, unosząc z sobą nabój elektryczny, tworzą prąd elektryczny, unosząc energię kinetyczną — stwarzają prąd ciepła (ust. 125). Stąd równoległość obu przewodnictw; metale przewodzące dobrze ciepło są zarazem dobrymi przewodnikami elektryczności.

Dwadzieścia lat po zasadniczem odkryciu Ohma, tenże sam badacz, który pracami swojemi najwięcej przyczynił się do ustalenia zasady zachowania energii na trwałej doświadczalnej podstawie, Jakób Joule, zbadał ilościowo zjawiska cieplne (ust. 127), towarzyszące prądowi elektrycznemu (1840 r.). On pierwszy porównał (1843 r.) ciepło, wywiązane przez prądy wytwarzane sposobami mechanicznymi (za pomocą machin magnetoelektrycznych), z ilością użytej w tym celu pracy. Sprawdził, że równoważnik dynamiczny wytworzonego tą drogą ciepła posiada tę samą wartość, jak równoważnik ciepła, uzyskanego przez tarcie (tom I, ust. 115). Wykazawszy tym sposobem ważność zasady zachowania energii w zakresie zjawisk elektromagnetycznych, zespolił naukę o tych zjawiskach, która wykazywała dotąd słabą tylko łączność z innymi działami fizyki, jak najściślej z całością wiedzy o przyrodzie.

W świetle badań Joula prądy elektryczne „przewodzone" nabywają szczególnego znaczenia teoretycznego. One jedne rozpraszają, niszczą energię elektromagnetyczną, przekształcają ją na ciepło, jak się to dzieje np. w chwili rozbrojenia butelki lejdejskiej przez drut metalowy. Zjawisko wytwarzania się t. zw. „ciepła Joula" w przewodnikach przewodzących prądy, jest objawem na wskroś nieodwracalnym; obrócenie prądu wstecz w przeciwną stronę, nie cofnie tego objawu, nie sprawi pochłonięcia ciepła, gdyż wytwarzanie się ciepła nie zależy wcale od kierunku prądu. Zjawisku temu należy przeciwstawić objawy elektryczne odwracalne; do tych należą np. działania prądu elektrochemiczne, zjawisko Peltiera (ust. 133) i inne; one mają tę spólną cechę, że przez odwrócenie kierunku prądu dają się odrobić, cofnąć. Wszystkie są też proporcyonalne do natężenia prądu (i), podczas gdy ciepło Joula, jak to on właśnie znalazł, jest proporcyonalne do kwadratu prądu (i^2).

Ścisłe odróżnienie objawów odwracalnych od nieodwracalnych, w dziedzinie elektryczności, dało podstawę do zastosowania do tych zjawisk także ogólnych zasad termodynamiki

(ust. 139, 156), w czem największe położyli zasługi Gibbs i Helmholtz (1882 r.).

34. Michał Faraday. Podczas gdy na kontynencie teorya zjawisk elektrycznych rozwijała się, niemal do ostatnich dziesiątków XIX-go stulecia, na podstawie wyobrażeń o działaniu bezpośredniem, w dal, ciał elektrycznych, magnetycznych i prądów, w Anglii rozpoczął już w r. 1831 szereg badań w tej dziedzinie twórca zupełnie odmiennego poglądu na sposób działania sił elektrycznych i magnetycznych, Michał Faraday. Prace jego, ogłaszane między r. 1831 a 1854 pod ogólnym tytułem: „*Experimental researches in electricity*" (badania doświadczalne nad elektrycznością) stały się podstawą nowoczesnej teoryi elektryczności i magnetyzmu.

Rozpatrując zjawiska te zupełnie samodzielnie, nie oglądając się na panujące wówczas w nauce teorye, Faraday doszedł do przekonania, że twierdzenie, jakoby ciała elektryczne lub magnetyczne, odległe od siebie, mogły jednakże bezpośrednio na siebie oddziaływać (przyciągać się, odpychać, działać indukcyjnie) jest fikcyą, która prowadzi wprawdzie rachunkowo do wniosków zgodnych z doświadczeniem, w żaden sposób jednak nie może być wyrazem rzeczywistego mechanizmu zjawisk. Zaprzeczywszy śmiało możliwości bezpośredniego działania w dal, Faraday postawił natomiast zasadę, która stała się odtąd zasadą przewodnią fizyki i filozofii przyrody, że żadne ciało nie może działać tam, gdzie go niema; wszelkie oddziaływania wzajemne, czy to mechaniczne, czy jakiekolwiek inne, dwu ciał oddalonych od siebie, przenoszą się z jednego na drugie za pośrednictwem „ośrodka", który między niemi się znajduje. Nie dotykając się, dwu ludzi nie mogą się odpychać ani przyciągać, chyba że trzymają w rękach końce drążka, albo sznura. Machina parowa porusza warsztat nie przez działanie w dal, lecz za pośrednictwem łączącego pasa. Słońce działa ogrzewająco na ziemię za pośrednictwem ośrodka, eteru, jakiego domaga się optyka. W podobny sposób muszą też być przenoszone przez jakiś ośrodek działania elektryczne i magnetyczne.

Jeśli np. do ciała naelektryzowanego A (fig. 63) przybliżymy przewodnik jakikolwiek B, naelektryzowanie się jego i przyciąganie, które wówczas dostrzegamy, nie jest bezpośredniem oddziaływaniem naboju ciała A na ciało B. Ciała te nie działają

na siebie zgoła. Natomiast ciało elektryczne *A* wywołuje pewną zmianę wewnętrznego ustroju w ośrodku otaczającym i to naprzód jedynie w jego cząstkach bezpośrednio przylegających *a, b, c,...* Stąd zmiana ta, zwana indukcyą elektryczną, rozprzestrzenia się w ośrodku od cząstki do cząstki, dopóki nie dojdzie do cząstek $\alpha, \beta, \gamma, \ldots$, przylegających do ciała *B*. Te ostatnie dopiero działają na nie elektrycznie i mechanicznie. Działanie na ciało *B* nie zależy zatem bynajmniej od tego, co się dzieje spółcześnie w ciele *A*, ono zależy wyłącznie od stanu ośrodka w jego własnem, najbliższem otoczeniu.

W zupełnie podobny sposób należy rozumieć działania magnetyczne, z pozoru bezpośrednie, jakie magnesy, albo prądy elektryczne, wywierają na inne magnesy lub prądy. Siły, jakie dostrzegamy np. na igle magnesowej *ns* (fig. 64), zbliżonej do magnesu *NS*, nie pochodzą wprost od tego magnesu, lecz od cząstek ośrodka, przylegających do niej. Działanie magnesu ogranicza się do tego, że w otaczającym ośrodku wywołuje on znowuż pewną zmianę wewnętrznego ustroju, zwaną indukcyą magnetyczną.

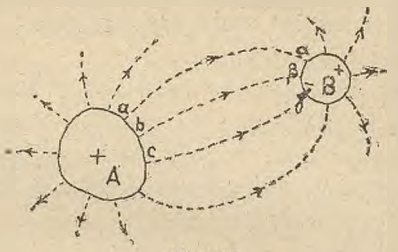


Fig. 63.

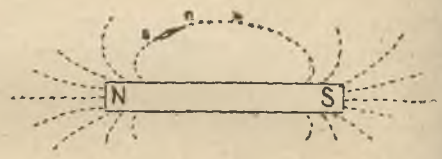


Fig. 64.

Nie należy zresztą mniemać, jakoby zasada Faradaya, przenoszenia działań przez ośrodek, znosiła i unieważniała zdobycze naukowe Coulomba, Ampère'a i tych wszystkich badaczy, którzy, opisując wypadki swych spostrzeżeń i pomiarów, używali sposobu wyrażania się, przystosowanego do teoryi bezpośredniego działania w dal. Tak nie jest. Twierdzenia te wypowiadają fakty doświadczalne, nie mogą przeto podlegać dyskusyi. Zasada Faradaya daje tylko odmienne od dawnego ich tłumaczenie; owszem oświetla je lepiej i wskazuje, jakie są granice ich ważności. Tak np. dwa bieguny elektryczne lub magnetyczne nie działają na siebie wcale, dopóki nie minie czas po-

trzebny do rozprzestrzenienia się odnośnych zmian w ośrodku od jednego z nich do drugiego (ust. 37).

Jedną z pobudek, które skłoniły Faradaya do wygłoszenia zasady odbiegającej tak daleko od panujących w owym czasie poglądów, było dokonane przez niego odkrycie, że działania ciał naelektryzowanych zależą od rodzaju ośrodka, w którym są umieszczone (ust. 10, 11, 69, 70). Działania elektryczne i magnetyczne odbywają się jednak także w próżni. Konsekwentne zastosowanie Faradayowej zasady, przewodzenia działań przez ośrodek, domagało się tedy hipotezy, że t. zw. próżnia nie jest pustką, lecz, że wypełnia ją również jakiś ośrodek, niedostrzeżony przez nasze zmysły — wniosek, do którego o wiele wcześniej doszła już była optyka na zupełnie innej drodze. Chodziło tylko o to, czy każde z tych działań: elektryczne, magnetyczne, optyczne, wymagać będzie przyjęcia osobnego ośrodka, czy też wystarczy na wszystkie potrzeby jeden ośrodek spólny. Ostatnie to rozstrzygnięcie, decydujące, zawdzięczamy Maxwellowi (ust. 37). Obaczymy, że jeden ośrodek jedyny, tenże sam eter, którego własności optyka określiła oddawna (tom II, ust. 158), wystarcza zarazem do wytłumaczenia zjawisk elektrycznych i magnetycznych.

Jakiego rodzaju zmiany wewnętrzne zachodzą w eterze czystym, w próżni zatem, gdy się w nim usadowi indukcya elektryczna lub magnetyczna, próżną byłoby rzeczą dochodzić. Są to, jak można mniemać, zjawiska najprostsze i najbardziej zasadnicze w przyrodzie. Nie zdołamy nigdy zapewne sprowadzić ich do zjawisk prostszych, niczem wytłumaczyć. One to raczej, jak się zdaje, powołane są do wytłumaczenia nam wszystkich innych zjawisk, jak wytłumaczyły już zjawiska świetlne.

Mimo tę niewiadomość możemy jednak zmiany te dobrze określić i mierzyć, jak mierzymy np. ciężkość, której istota jest przecież nie mniejszą dla nas zagadką. Istnienie indukcyi elektrycznej lub magnetycznej w ośrodku poznajemy po różnych oznakach, jakich one są przyczyną. Tak np. biegun elektryczny, umieszczony w ośrodku przejętym indukcyą elektryczną, doznaje od ośrodka popędu, siły, pędzącej go w pewnym określonym kierunku (dawniej mówiono, że on jest przyciągany lub odpychany, przez naboje na sąsiednich ciałach elektrycznych). Zmiana ośrodka, nazwana przez nas indukcyą elektryczną, jest tedy zmianą, mającą jakiś określony w każdym punkcie kierunek, skoro powoduje objawy skierowane; wyraża się zatem przez

wielkość kierunkową, czyli przez wektor. Faradayowi zawdzięczamy graficzne uzmysłowienie rozmieszczenia tych zmian kierunkowych za pomocą tak zwanych linii elektrycznych (fig. 63). Są to linie, w ogóle krzywe, wskazujące kierunkiem swego przebiegu, kierunek indukcyi w każdem miejscu ośrodka; one tworzą jak gdyby mapę elektrycznego stanu ośrodka. Cała zajęta przez nie przestrzeń nazywa się polem elektrycznem.

W zupełnie podobny sposób pole magnetyczne oddziaływa na biegun magnetyczny. Indukcya magnetyczna jest również wielkością kierunkową, a rozmieszczenie jej w ośrodku można uzmysłowić wykreśleniem linii magnetycznych (fig. 64). Te ostatnie dają się nawet uwidocznić w samem polu, za pomocą opiłek żelaznych, które wysiane w pobliżu magnesów lub prądów, łączą się w szeregi, kreślące wiernie przebieg tych linii.

35. Indukcya magnetoelektryczna. Oprócz wyłożonej wyżej zasady teoretycznej, nauka o elektryczności zawdzięcza Faradayowi wiele doniosłego znaczenia odkryć doświadczalnych (prawa elektrolizy, diamagnetyzm, dielektryczność, skręcenie magnetyczne płaszczyzny polaryzacyi światła i inne). Żadne nie miało jednak tak daleko sięgających następstw, nietylko teoretycznych ale i praktycznych, jak odkrycie szeregu objawów, obejmowanych spólną nazwą indukcyi magnetoelektrycznej. Otrzymywanie prądów elektrycznych, t. zw. indukcyjnych, sposobem czysto mechanicznym, bez pomocy ogniw a wprost przez wykonanie pracy mechanicznej; bez użycia cynku, albo innych kosztownych materyałów chemicznych, a wprost przez spalenie węgla w machinie parowej; olbrzymi rozwój przemysłu elektrycznego, który na tej podstawie się rozwinął, to są wyniki praktyczne tego doniosłego odkrycia. Poznamy je szczegółowo w dalszym wykładzie. Tu ograniczymy się do ogólnej charakterystyki i do podkreślenia jego znaczenia w teoryi wzajemnych związków między elektrycznością a magnetyzmem. Celem uwydatnienia tych związków zestawimy odkrycie Faradaya ze znanymi nam już faktami, znalezionymi przez Oersteda Ampèra.

Związek elektromagnetyczny. Jeżeli w obwodzie E (fig. 65) wzbudzimy prąd elektryczny, dajmy nato, przez włączenie ogniwa S, lub jakkolwiek inaczej, wówczas w całym otaczającym ośrodku pojawi się działanie magnetyczne M', trwające tak długo, jak długo

trwa prąd elektryczny. Kierunek tego działania magnetycznego związany jest z kierunkiem prądu elektrycznego regułą *prawego* zwrotu (Oersted, Ampère, ust. 28).

Związek magnetoelektryczny. Weźmy teraz pod uwagę obwód magnetyczny, np. pierścień żelazny *M* (fig. 66)

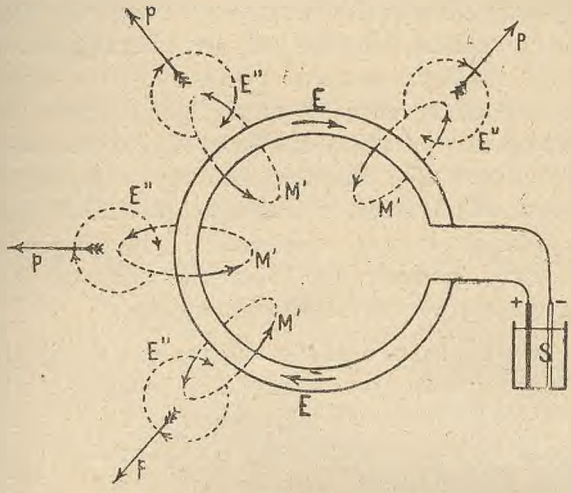


Fig. 65.

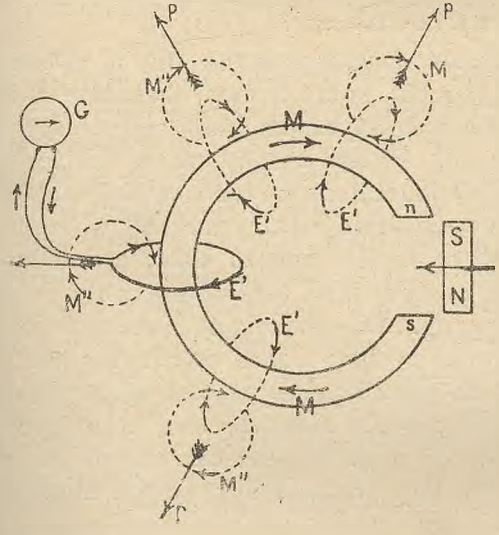


Fig 66.

z przerwą, w którą można wprowadzić magnes stalowy *NS*. Tą drogą możemy obwód namagnesować indukcyjnie, t. j. wzbudzić w nim indukcyę magnetyczną, w kierunku od *s*, przez żelazo, do *n*. Ażeby odkryty przez Faradaya związek działań elektrycznych z magnetycznemi przedstawić w sposób najprostszy, a zarazem uwydatnić jego analogię ze związkiem elektromagnetycznym Oersteda i Ampèra (dualizm elektromagnetyczny) wprowadzimy pojęcie prądu magnetycznego. Dopóki magnes zbliża się do żelaza, dopóki tedy wytwarzająca się w żelaznym obwodzie indukcya narasta, powiemy, że w obwodzie tym istnieje „prąd magnetyczny", płynący od *s* przez żelazo ku *n* (podobnie nazwaliśmy prądem dielektrycznym narastanie indukcyi elektrycznej, ust. 27); znikanie indukcyi magnetycznej w obwodzie, podczas wyjmowania z niego magnesu *NS* będzie wtedy stanowiło prąd magnetyczny w kierunku odwrotnym, od *n* przez żelazo ku *s*. Przy pomocy tego pojęcia odkrycie Faradaya streszcza się w następującej zasadzie ogólnej:

Jeżeli w obwodzie *M* (fig. 66) wzbudzimy prąd magnetyczny, dajmy nato, przez włączenie magnesu albo elektromagnesu, lub jakkolwiek inaczej, wówczas w całym otaczającym ośrodku pojawi się działanie elektryczne *E'*, trwające tak długo, jak długo trwa prąd magnetyczny. Kierunek tego działania elektrycznego związany jest z kierunkiem prądu magnetycznego regułą *lewego* zwrotu.

Obecność działań magnetycznych *M'* w otoczeniu prądu elektrycznego *E* (fig. 65) sprawdzamy dokładnie i z łatwością za pomocą bieguna magnetycznego, albo igły magnesowej, jak to okazał Oersted. Próżną byłoby rzeczą chcieć w podobny sposób wykazać doświadczalnie, za pomocą bieguna elektrycznego, analogiczne działanie elektryczne *E'* w otoczeniu prądu magnetycznego *M*; na to jest ono za słabe, a przedewszystkiem zbyt krótkotrwałe, przemijające, jak krótkotrwały i przemijający jest prąd magnetyczny. Nie posiadamy przecież przewodników magnetycznych, w którychby można podtrzymywać trwale prądy magnetyczne, na podobieństwo prądów elektrycznych „przewodzonych" (ust. 14); prądy magnetyczne, o których tu mowa, podobne są raczej do prądów dielektrycznych w isolatorach, kończą się z chwilą, gdy proces indukcyjnego magnesowania się żelaza jest dopełniony.

Występowanie elektrycznego działania E' można natomiast łatwo uwidocznić, jeśli opaszemy prąd magnetyczny zamkniętym metalowym obwodem A (fig. 66), w który włączyliśmy zarazem galwanometr G. Działanie elektryczne E' występując teraz w dobrze przewodzącej masie tego metalu, wzbudzi w nim prąd przewodzony indukcyjny, krótkotrwały, tem silniejszy, im lepszym przewodnikiem będzie metal użyty. Każde wsunięcie magnesu NS w obwód żelazny (włączenie siły magnetomotorycznej, jak możemy się wyrazić, naśladując wyraz „siła elektromotoryczna", zastosowany do przypadku fig. 65) daje krótkotrwały prąd magnetyczny w obwodzie okalającym żelazo, w kierunku obrotu śruby gwintowanej „w lewo", przesuwającej się w kierunku prądu magnetycznego. Każde wyjęcie tego magnesu daje krótkotrwały prąd elektryczny w kierunku odwrotnym.

37. Okres Maxwella (1873—1896 r.). Odkrycie Faradaya ograniczyło się do wykazania doświadczalnego prądów indukowanych w przewodnikach, w drutach metalowych, owiniętych około prądu magnetycznego. O wiele dalej posunął się Clerc-Maxwell, któremu nauka zawdzięcza ujęcie pomysłów Faradaya w ścisłą matematyczną formę i wyprowadzenie z nich daleko sięgających wniosków. Wypadki tych dociekań, przeważnie teoretycznych, Maxwell ogłosił w roku 1873 w wiekopomnem dziele p. t. *A treatise on electricity and magnetism* (traktat o elektryczności i magnetyzmie), od którego rozpoczyna się nowoczesny rozwój teoryi tych działań.

Przestrzegając ściśle stanowiska Faradaya, o znaczeniu ośrodka w zjawiskach elektromagnetycznych, Maxwell przypuszcza, że działanie elektryczne E' (fig. 66) w otoczeniu prądu magnetycznego M występuje nietylko wtedy, gdy obwód magnetyczny jest opasany przewodzącym metalowym drutem A, w którym ono może wytworzyć krótkotrwały prąd elektryczny „przewodzony". W braku takiego podłoża przewodzącego działanie elektryczne wystąpi również, jak już nadmieniliśmy w poprzedzającym ustępie; trafiwszy jednak na podłoże isolujące, na dielektryk, albo na eter czysty, wywoła inne objawy: zamiast przewodzonego wystąpi prąd dielektryczny i prąd, który nazwaliśmy Maxwellowskim (ust. 27), obadwa chwilowe, trwające tylko tak długo, jak długo trwa rodzący je prąd magnetyczny.

Podobnież występowanie działania magnetycznegu w doświadczeniu Oersteda, w otoczeniu prądu elektrycznego E

(fig. 65) nie jest bynajmniej zależne od obecności igły magnesowej, która jest tylko odczynnikiem na mechaniczne jego skutki. W braku igły wystąpi ono również, nie wyda wtedy skutków mechanicznych, lecz namagnesuje indukcyjnie ośrodek otaczający, czy nim będzie jakie ciało, czy eter czysty. W pierwszej chwili po zamknięciu prądu E to nagłe narastanie indukcyi magnetycznej będzie stanowiło istotny prąd magnetyczny M', chwilowy, opasujący E, prąd taki sam, co do rodzaju, jak prąd M w żelazie na fig. 66.

W pierwszej chwili po zamknięciu prądu elektrycznego E (fig. 65), albo magnetycznego M (fig. 66), owe prądy pochodne, wzbudzone przez nie, magnetyczny M' około E, albo dielektryczny E' około M, będą skupione w najbliższem sąsiedztwie prądów pierwotnych E, albo M: wykluczyliśmy przecież wszelkie działanie w dal. Jednakże tym prądom pochodnym M' i E' musimy przypisać też same własności, jakie miały pierwotne M i E. W szczególności Maxwell przyjmuje, że prąd dielektryczny wywiera działanie magnetyczne zupełnie narówni z przewodzonym (ust. 27). Wskutek tego prąd magnetyczny M' (fig. 65) wzbudzi znowu prąd dielektryczny E'', opasujący go według reguły lewego zwrotu, i podobnież prąd dielektryczny E' (fig. 66) wywoła znowu prąd magnetyczny M'', według reguły zwrotu prawego, ogarniające cząstki ośrodka jeszcze bardziej oddalone od pierwotnych obwodów E i M, stanowiących początek zaburzenia. Prądy te E'' i M'' wytwarzają z kolei, tym samym porządkiem, dalsze prądy pochodne M''' i E''', sięgające jeszcze dalej i t. d.

Tym sposobem pierwotne nagłe zmiany w obwodach E lub M, wywołane nagłem zamknięciem ogniwa S (fig. 65), albo nagłem włączeniem magnesu NS (fig. 65) wytwarzają zaburzenia w otaczającym ośrodku, zaburzenia rozprzestrzeniające się szybko na okół, pod postacią tak zw. fali elektromagnetycznej, w kierunkach promieni $p, p_1, \ldots$ Falę taką pędzi naprzód ciągła gra działań elektrycznych i magnetycznych. Podobnie nagłe klaśnięcie w dłonie rzuca w otaczające powietrze falę akustyczną, którą pędzi naprzód ciągła gra sprężystości i bezwładności tego ośrodka.

W pierwszej chwili po zamknięciu prądu E (fig. 65), w jakimś punkcie odległym od obwodu niema zgoła żadnego działania magnetycznego. Ono pojawi się tam dopiero po nadejściu fali elektromagnetycznej, która w przelocie swoim rozwija i zostawia za sobą magnetyczne pole statyczne, jakie należy do

prądu stałego E, według spostrzeżeń Oersteda i Ampère'a. Podobną falę elektromagnetyczną wysyła także obwód magnetyczny M (fig. 66). W tym razie jednak oddala się ona w nieskończoność, nie zostawiając za sobą żadnych zmian elektrycznych trwałych, gdyż sam prąd magnetyczny M jest tylko przemijający.

Przykład omówiony powyżej wystarczy, żeby umożliwić zrozumienie podstawowej myśli teoryi Maxwella: Objawy elektryczne i magnetyczne, o ile nie zmieniają się z biegiem czasu, o ile zatem są statyczne, mogą istnieć obok siebie bez żadnego wzajemnego oddziaływania (np. nabój elektryczny obok stalowego magnesu); wszelka jednak zmiana jednego z nich powołuje natychmiast do życia drugi, a zaburzenie wywołane przez taką zmianę rozchodzi się w ośrodku isolującym jako fala elektromagnetyczna. Działania elektryczne i magnetyczne rozchodzą się zatem z prędkością ogromną wprawdzie, ale skończoną, zależną zresztą od rodzaju ośrodka.

Wynikiem rachunków Maxwella było, że szybkość ta w powietrzu (albo w próżni-eterze, co niemal to samo znaczy) jest równa stosunkowi jednostki elektromagnetycznej, do jednostki elektrostatycznej naboju elektrycznego (ust. 12). Owóż stosunek tych dwu jednostek miary był już wyznaczony doświadczalnie w r. 1856 przez Webera i Kohlrauscha. Pomiar ten, dokonany sposobami wyłącznie elektromagnetycznymi, powtarzany następnie przez samego Maxwella i wielu innych, okazał, że wartość tego zasadniczego stosunku (wyrażona w jednostkach *c. g. s.*) wynosi 3.10^{10}, skąd doniosły wniosek: prędkość rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w powietrzu jest dokładnie równa prędkości światła (300000 *km/sek* $= 3.10^{10}$ *cm/sek*). Zważywszy nadto, że fale elektromagnetyczne są falami poprzecznemi, jak światło, jak to okazują wyraźnie nasze rysunki fig. 65 i 66, gdzie prądy M', E'',..., E', M'',..., stanowiące zaburzenie przewodzone przez fale, są zawsze prostopadłe do siebie i prostopadłe do kierunku promieni p *), Maxwell doszedł do wnios-

*) Zwracamy uwagę, że składowe prądów E'' i M'', równoległe do promieni p, mają w sąsiednich cząstkach ośrodka przeciwne kierunki, jak widzimy na rysunku; znoszą się przeto.

ku, że światło polega na rozchodzeniu się szybko przemiennych prądów elektrycznych i magnetycznych w eterze, że przeto fale świetlne są falami elektromagnetycznemi. Fale świetlne różnią się od fal elektromagnetycznych, jakie umiemy wytwarzać zwykłymi sposobami elektrycznymi, tylko ogromną częstością drgań (teorya elektromagnetyczna światła).

Wszystkie te wnioski, rozszerzające tak nadzwyczajnie zakres naszych wiadomości o istocie elektromagnetyzmu, pozbawione były na razie podstawy doświadczalnej. Prądy dielektryczne w eterze, ich działania magnetyczne, prądy magnetyczne w tymże ośrodku i działanie ich elektryczne, były to tylko wytwory genialnej myśli Maxwella, kroczącej konsekwentnie śladami pomysłów i odkryć Faradaya. Nie dziw tedy, że w świecie uczonym nie odrazu zdobyły sobie należne uznanie. Wszelkim wątpliwościom położyły atoli kres głośne doświadczenia Henryka Hertza, który w r. 1888 najważniejszy wniosek teoryi Maxwella, skończoną prędkość rozchodzenia się działań elektrycznych i magnetycznych sprawdził, istnienie fal elektromagnetycznych doświadczeniem wykazał, prędkość ich wymierzył i zgodność zupełną wyników doświadczalnych z teoryą udowodnił. Szczegóły tych pamiętnych doświadczeń poznamy w jednym z dalszych rozdziałów; tu zaznaczymy tylko, że wykazanie falowania elektromagnetycznego okazało się możliwem dzięki zastosowaniu prądów elektrycznych, zmieniających niezmiernie często kierunek, t. zw. drgań elektrycznych. Gdyby w doświadczeniu, które objaśnia fig. 65, zamiast jednorazowego zamknięcia prądu stałego, zastosowano prąd zmieniający kierunek, w krótkich a równych odstępach czasu, wtedy zamiast fali pojedynczej obwód wyrzucałby szereg fal peryodycznych jak dźwięcząca struna, albo dzwon. Zamiast obwodu zamkniętego, jak na fig. 65, który słabo promieniuje, gdyż obie jego połowy, przewodząc prąd w przeciwnych kierunkach, osłabiają się wzajemnie w swem działaniu magnetycznem na punkty zewnątrz obwodu leżące, Hertz zastosował przewodnik metalowy niezamknięty, a drganie prądu zdołał wytworzyć za pomocą iskry elektrycznej.

38. Okres najnowszy. Teorya elektronów. Teorya Maxwella odznaczała się dwiema cechami charakterystycznemi, które stanowiły zarazem jej niedostatek. Skupiwszy uwagę wyłącznie na ośrodek, w którym rozchodzą się działania elektro-

magnetyczne, i który teorya ta uważa zarazem za siedlisko energii występującej w tych objawach, zaniedbała ona zupełnie samą elektryczność. Elektryczność, która w teoryach dawniejszych, począwszy od Franklina, uważana była za jedyny czynnik realny, zeszła do znaczenia pomocniczego symbolu matematycznego; realne znaczenie miały tylko zmiany ośrodka, indukcye, elektryczna i magnetyczna. Drugą tej teoryi cechą był brak zupełny łączności z atomistyką. Ośrodki materyalne, jak powietrze, szkło i inne dielektryki — nie mówiąc już o eterze — uważane były jako ciągłe. bezustrojowe, w tem przypuszczeniu, że ustrój ich molekularny, tak ważny w teoryach materyi i ciepła, nie ma znaczenia w rozwoju działań elektromagnetycznych.

To zapoznawanie atomistyki odbiło się już ujemnie na pierwotnej teoryi elektromagnetycznej światła. Była to teorya światła bez dyspersyi (rozszczepienia); fale świetlne wszelkiej długości i barwy musiałyby, według tej teoryi, poruszać się z jednakowemi prędkościami, jak to w rzeczywistości bywa tylko w eterze czystym. Nie mogłoby przecież być inaczej w doskonale jednolitym, bezustrojowym ośrodku, który nie miałby w sobie żadnej cechy spółmiernej, czy to z długością fali, czy z okresem drgania (por. tom II, ust. 223). Nie było też jasnem, w jaki sposób powstaje światło w ciałach świecących, skoro ma być uważane jako drganie elektromagnetyczne, porównywalne z prądem szybko przemiennym.

Usunięcie tych braków z teoryi Maxwella jest głównym przedmiotem badań w spółczesnym okresie rozwoju teoryi elektromagnetycznej. Przełomowym był rok 1896, który przyniósł szereg doniosłych odkryć doświadczalnych, wskazujących z dziwną zgodnością, w jakim kierunku należało uzupełnić dotychczasową teoryę. W roku tym naprzód Zeeman odkrył wpływ magnesu na promieniowanie wydawane przez świecące gazy (na linie widmowe), wpływ taki, jakiego należałoby spodziewać się, w przypuszczeniu, że źródłami światła wydawanego przez te gazy są drgania niezmiernie małych cząsteczek naelektryzowanych ujemnie, mających jednakowe naboje elekryczne i jednakowe masy (ust. 181). Ruchy takich cząsteczek stanowiłyby widocznie prądy elektryczne (konwekcyjne), a jako takie musiałyby podlegać działaniu magnesu, jak wszelkie inne prądy. Magnes zbliżony zmienia istotnie sposób ich ruchu, t. j. rodzaj wydawanego przez nie światła.

W tymże roku 1896 Becquerel zauważył, że pierwiastek uran, i jego związki, wydają szczególnego rodzaju promienie, niewidzialne, działające na płytę fotograficzną na podobieństwo promieni nadfiołkowych albo promieni Röntgena (odkrytych rok wcześniej), ale różniących się zasadniczo od tych ostatnich tem, że ulegają działaniu magnesu; promienie te uchylają się bowiem za zbliżeniem magnesu. Odkrycie to stało się pobudką doniosłych badań Curie-Skłodowskiej i profesora Curie (1903 r.), które to badania doprowadziły do poznania szeregu nowych pierwiastków chemicznych (polon, rad i inne), mających podobną zdolność promieniowania jak uran, w stopniu jednak nierównie potężniejszym (ust. 91). Zachowanie się tych ciał osobliwych jest takie, jak gdyby atomy ich rozpadały się samorzutnie, pękały eksplozyjnie (teorya desintegracyi, Rutherford i Soddy, 1903 r., ust. 95), wyrzucając okruchy naelektryzowane częścią dodatnio, częścią ujemnie. Ruchy te stanowią znowu prądy elektryczne konwekcyjne, muszą przeto ulegać działaniu magnesów. Z odchyleń, jakim wtedy ulegają strumienie cząstek ujemnych, wywnioskowano, że to są te same cząstki, które należało przyjąć, celem wytłumaczenia doświadczeń Zeemana.

Rok 1897 przyniósł nakoniec badania J. J. Thomsona i jego uczniów nad przewodnictwem elektrycznem gazów zwykłych i rozrzedzonych. Objawy te, znane i stosowane w nauce oddawna (rurki Geisslera w analizie widmowej, tom II, ust. 227; promienie katodowe odkryte już w r. 1868 przez Hittorfa) stanowiły chaotyczny zbiór faktów, niepowiązanych jednolitą teoryą. W ręku Thomsona ułożyły się one w przejrzystą systematyczną całość, a co najważniejsze, stały się potężną podporą wniosków, wysnuwających się z spółczesnych odkryć Zeemana i Becquerela. Okazało się znowu, że w przewodzeniu elektryczności przez gazy, główny udział mają też same drobne, ujemnie naelektryzowane cząstki, których przyjęcia domagały się tamte zjawiska.

Dzięki tym doniosłym odkryciom, zjawiającym się niemal spółcześnie i to w chwili, kiedy teorya dojrzała była do ich ujęcia i zużytkowania, zdobyła sobie uznanie w nauce nowa teorya elektryczności, bynajmniej nie sprzeczna z teoryą Maxwella, a przeciwnie, stanowiąca konieczne jej udoskonalenie i dopełnienie, teorya elektronów. Obok atomów materyi występują atomy elektryczności, zawsze ujemne, obdarzone zawsze tym samym, niezmiernie małym, ale skończonej wielkości nabo-

jem (ust. 103, 140); atomy materyi, pozbawione elektronów, zdają się obejmować rolę elektryczności dodatniej. Jest to poniekąd wskrzeszenie dawnej teoryi Franklina, z tą jednak różnicą zasadniczą, że płyn elektryczny występuje w rozbiciu na niezliczone atomy, działające na siebie i na materyę, nie działające jednak w dal, lecz za pośrednictwem jednego powszechnego ośrodka, eteru, w myśl poglądów Faradaya i Maxwella.

Jakkolwiek dopiero w zawiązku i nie wolna od pewnych niejasności, teorya elektronów nabyła niepospolitego znaczenia w fizyce. Nietylko bowiem zdaje sprawę z całego ogromnego obszaru zjawisk elektrycznych, magnetycznych i elektromagnetycznych, ale ponadto stała się niezbędną w optyce, ogarnęła znaczną część nauki o cieple, a nawet, co dla fizyki i filozofii przyrody najważniejsze, wywarła wpływ doniosły na przekształcenie pojęć czystej dynamiki.

* * *

Powyższy zarys historyczny dalekim jest od wyczerpania przedmiotu. Właściwem jego zadaniem nie był jednak wykład dziejów elektryczności, lecz zaznajomienie czytelnika z najważniejszemi pojęciami i metodami, jakiemi nauka o elektryczności się posługuje, a to w celu ułatwienia przeglądu w nowej a obszernej dziedzinie wiedzy i w celu uproszczenia dalszego wykładu. Ponieważ tok tego wykładu wielokrotnie będzie odbiegał od porządku historycznego, zależało także na tem, żeby nie pozbawiać uczącego się tak nieocenionej korzyści, jaką jest znajomość dziejowego rozwoju pojęć każdej nauki.

ROZDZIAŁ I.

POLE ELEKTRYCZNE.

39. Dynamiczne określenie pola. Natężenie elektryczne. Przechodząc do ilościowego określenia własności układów naelektryzowanych przyjmować będziemy w tym rozdziale, że układ uważany składa się z ilukolwiek przewodników isolowanych lub nie, otoczonych jednym jedynym ośrodkiem isolującym, np. powietrzem, próżnią, lub t. p. Nie jest koniecznem, żeby ośrodek ten zajmował całą nieograniczoną przestrzeń dokoła przewodników. Wystarczy, żeby znajdował się wszędzie tam, gdzie działanie układu elektrycznego jest jeszcze dostrzegalne; gdzie działanie to jest żadne, albo znikomo małe, tam rodzaj ośrodka niema widocznie znaczenia. Całą tę część przestrzeni przejętą działaniem elektrycznem nazywamy polem elektrycznem.

Objawia się ono rozmaicie. Najważniejszemi są jego działania dynamiczne, t. j. siły, jakim podlega wszelkie ciało naelektryzowane, wprowadzone w pole — tudzież działania indukcyjne, polegające na tem, że wszelkie ciało nieelektryczne, umieszczone w polu, elektryzuje się, jak powiadamy, przez indukcyę (ust. 5).

Umieśćmy w którymkolwiek punkcie M pola (fig. 67) biegun elektryczny, mający nabój dodatni e jednostek — nabój tak mały, żeby obecność jego nie wpływała znacznie (przez indukcyę) na ustrój pola. Biegun taki nazywać będziemy biegunem próbnym. Kierunek pola w miejscu M określamy jako kierunek ME siły, którą pole wywiera na umieszczony tam

biegun próbny. Mówimy tu o sile w zwyczajnem rozumieniu tego wyrazu, o działaniu dynamicznem, którego kierunek i wielkość można określić którymkolwiek ze sposobów wskazanych przez dynamikę ogólną.

Natężeniem pola elektrycznego w miejscu M, albo krótko natężeniem elektrycznem E, nazywa się wielkość tej siły, odniesiona do jednostki naboju bieguna próbnego. A więc, jeżeli siła wywierana na nabój e wynosi P dyn, wtedy natężenie *) określamy przez stosunek: $E = \frac{P}{e}$. Krócej, choć mniej dobrze, można powiedzieć: natężenie elektryczne w danem miejscu pola mierzy się siłą, którą pole wywiera na

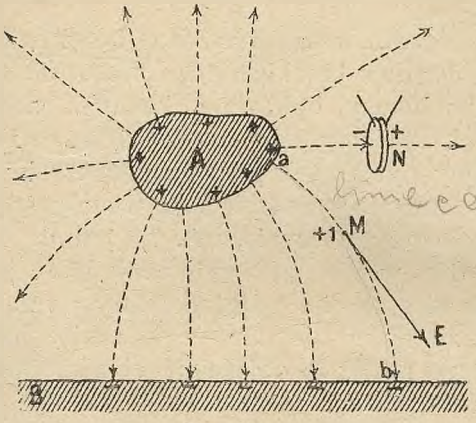


Fig. 67.

umieszczony tam biegun jednostkowy. Wielkość użytego do próby naboju e niema tu znaczenia, o ile, jak założono, nabój ten będzie dostatecznie mały; wtedy bowiem siła P jest proporcyonalna do e, o czem przekonaliśmy się już w przypadku szczególnym wzajemnego działania dwu tylko biegunów.

*) Wyraz „natężenie" użyty tu w podobnem znaczeniu, w jakiem mówi się np. o natężeniu ciężkości (= ciężar masy 1). Natężenie elektryczne nazywają także „siłą elektryczną", albo „wektorem elektrycznym", jest to bowiem wielkość, mająca w każdem miejscu pola pewną „wartość" i pewien kierunek, a więc wielkość kierunkowa, czyli wektor, jak prędkość, siła, przyśpieszenie i t. p.

Poprowadźmy biegun wskróś przez pole, w taki sposób, żeby w każdej chwili posuwał się naprzód w kierunku działającej nań siły, t. j. w kierunku pola. Linia (krzywa w ogólności), jaką biegun zakreśli, nazywa się linią elektrycznego natężenia. Linii takich (kreskowane na fig. 67) można nakreślić w polu całe snopy, podobnie jak na karcie geograficznej prowadzi się dowolną liczbę południków, czy równoleżników. Linie te mają określony kierunek przebiegu; zaczynają się w miejscach, gdzie na przewodnikach znajdują się naboje dodatnie (gdyż te odpychają biegun dodatni), zmierzają da miejsc naelektryzowanych ujemnie.

Jeżeli pole posiada to samo w każdem miejscu natężenie i ten sam kierunek, wtedy nazywa się jednostajnem. Linie elektryczne są wtedy proste i równoległe między sobą (jak na fig. 87).

40. Elektryczne określenie pola. Indukcya elektryczna. Wyobraźmy sobie dwa krążki bardzo malutkie, wycięte z niezmiernie cienkiej blachy, opatrzone, każdy z osobna, w cienkie isolujące trzonki. Połóżmy jeden na drugi, trzymając je za trzonki, i wprowadźmy ten krążek podwójny, rozbroiwszy go poprzednio dokładnie (np. przez zetknięcie z wewnętrzną stroną jakiegokolwiek metalowego naczynia, ust. 7, b) w dowolne miejsce N pola (fig. 67). Gdy w tem położeniu odejmiemy jeden krążek od drugiego, okaże się, że oba będą naelektryzowane, jeden dodatnio, drugi równie silnie ujemnie — podobnie, jak obie połowy walca metalowego na fig. 3, objaśniającej zasadnicze doświadczenie indukcyi elektrycznej.

Wymierzmy teraz wielkość naboju nagromadzonego na krążku dodatnim, używając tej samej jednostki elektryczności, którą zastosowaliśmy wyżej do określenia natężenia (ust. poprz.; w zasadzie możnaby pomiar ten wykonać z pomocą puszki Faradaya i elektroskopu cechowanego, sposobem opisanym w ust. 7, d). Okaże się wtedy, że wielkość tego naboju zależeć będzie od wielkości użytych krążków i od tego, jakie położenie one miały w miejscu N pola, w chwili, gdy odejmowaliśmy jeden krążek od drugiego. Jeżeli ośrodek jest ciałem równokierunkowem otrzymany naboj największy $= e$, wtedy, gdy ustawimy płaszczyzny krążków prostopadle do kierunku pola (jak na fig. 67); nie otrzymamy natomiast żadnego naboju, jeżeli trzymać je będziemy równolegle do linii elektrycznej, przechodzącej przez uważany punkt N. W tem ostatniem położeniu wystąpią na każdym

krążku z osobna naboje indukcyjne zarówno dodatnie, jak ujemne, w równych ilościach; po rozłączeniu krążków one zobojętnią się. Pierwsze natomiast położenie, prostopadłe do linii elektrycznych, odznacza się tem, że na każdym krążku wystąpi nabój jednego tylko znaku; ujemny na tym krążku, na który linie elektryczne pola padają, na drugim dodatni. Z tego też powodu krążek podwójny, trzymany w tem położeniu w polu, nie naruszy bynajmniej pierwotnego przebiegu linii elektrycznych, jeżeli będzie, jak założyliśmy nieskończenie cienki. Naboje indukcyjne leżą wtedy nieskończenie blizko jeden przy drugim, rozmieszczone równomiernie na krążkach, przeto znoszą się w działaniu swem na otaczające pole.

Nabój e, zebrany na krążku dodatnim, będzie zresztą proporcyonalny do wielkości powierzchni $= a$ (centymetrów kwadratowych) krążka, o ile powierzchnia będzie tak mała, żeby w zajętym przez nią obszarze można było pole elektryczne uważać za jednostajne. Stosunek D naboju nagromadzonego, w prostopadłem położeniu krążków, do wielkości pola jednego z nich:

$$D = \frac{e}{a},$$

niezależny już od wielkości użytych krążków próbnych, wyraża pewną cechę samego pola, jego zdolność do wywoływania nabojów indukcyjnych; stosunek ten nazywa się indukcyą elektryczną w badanym punkcie N pola. Wielkość ta, której miarą jest nabój indukcyjny wywołany na jednostce powierzchni (cm^2) jest również wielkością kierunkową, wektorem. Kierunek jej liczyć będziemy w kierunku normalnej, wystawionej na zewnątrz na krążku dodatnim, w tem jego położeniu, w którem znaleźliśmy największy nabój indukcyjny e. W ośrodkach równokierunkowych indukcya elektryczna jest zatem równoległa do natężenia elektrycznego*).

*) Różnokierunkowymi są wyłącznie ośrodki stałe, kryształy i t. p. Powyższe określenie indukcyi można rozszerzyć i na ciała stałe. Należałoby wyobrazić sobie wykute w nich płaskie szczeliny na pomieszczenie w nich krążków próbnych. Podobnież do określenia elektrycznego natężenia w takich ciałach byłyby znowu potrzebne podłużne wązkie kanaliki, wiercone w kierunku linii elektrycznego natężenia. Por. zresztą przytoczone niżej „Uwagi".

Rozmieszczenie indukcyi elektrycznej, tego drugiego podstawowego wektora pól elektrycznych, można również uzmysłowić za pomocą linii krzywych, kreślonych w ten sposób, żeby kierunek ich wskazywał w każdem miejscu pola kierunek indukcyi. Linie te nazwiemy liniami indukcyi elektrycznej, albo — że są ważniejsze od linii elektrycznego natężenia — krótko liniami elektrycznemi. W ośrodkach równokierunkowych obraz ich zgadza się zresztą zupełnie z obrazem tamtych.

Uwaga. Zasadnicze pojęcia, któremi posiłkuje się nauka o elektryczności, jak natężenie, indukcya, biegun elektryczny i inne jeszcze, powinny opierać się na określeniach doświadczalnych. Nie zależy na tem, żeby doświadczenia te, pomiary, były rzeczywiście wykonywane; nie podobna przecież sporządzić nie skończenie małego bieguna, ani robić doświadczeń z nieskończenie małymi krążkami. Wystarczy, żeby każdy rozumiał, że pomiary określające te wielkości dałyby się uskutecznić, nie ściśle wprawdzie, ale w dowolnym stopniu przybliżenia. Wtedy wspomniane wielkości zasadnicze, wymyślone w celu treściwego ujęcia teoryi, mieć będą określone i zrozumiałe znaczenie fizyczne. Do rzeczywistego wymierzenia tych wielkości używać będziemy innych sposobów, wskazanych właśnie przez rozwinięcie tej teoryi.

41. Zdolność elektryczna. Oba zasadnicze wektory pola elektrycznego, natężenie i indukcya, znajdują się w ścisłej od siebie zależności. Nie trudno przewidzieć, że im większe natężenie E pola, tem wydatniejszem będzie także indukcyjne jego działanie D. Jest rzeczą doświadczenia sprawdzić, jaką jest ta zależność. Możemy w tym względzie przyjąć z góry, jako fakt sprawdzający się w każdem doświadczeniu, że w próżni, t. j. w eterze czystym, indukcya D jest ściśle proporcyonalna do elektrycznego natężenia E i posiada ten sam kierunek. Stosunek tych dwu wielkości wykazuje w każdem miejscu pola próżnego wartość stałą, jakiekolwiek byłoby natężenie. Wymierzmy z pomocą jednostkowego bieguna próbnego wartość elektrycznego natężenia, gdziekolwiek w polu; otrzymamy określoną liczbę E. Wymierzmy tamże wartość indukcyi, z pomocą krążków próbnych i puszki Faradaya; otrzymamy drugą liczbę D. Podzieliwszy D przez E znajdziemy liczbę stałą, wszędzie tę samą, którą oznacza się zwyczajnie przez

$\frac{k_0}{4\pi}$, w czem π jest znaną liczbą koła: 3,1415... Zależność indukcyi od natężenia w eterze czystym wyraża się tedy wzorem:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots D = \frac{k_0}{4\pi} . E.$$

Liczba k_0 nazywa się zdolnością elektryczną eteru*) Wartość liczebna tego spółczynnika zależeć będzie jedynie od wyboru jednostki naboju elektrycznego, gdyż od tego wyboru zależeć będą wartości otrzymane na E i D. Nawzajem, gdybyśmy przyjęli na k_0 jakąś dowolnie wybraną liczbę, to tem samem byłaby określona wielkość jednostki elektryczności (por. ust. 44).

O wiele zawilszą jest zależność indukcyi od natężenia elektrycznego w ośrodkach isolujących materyalnych, zwłaszcza w dielektrykach stałych. Niekiedy niema wogóle stałej takiej zależności; indukcya zależy nietylko od panującego właśnie natężenia, lecz także od działań elektrycznych, jakim ośrodek był poprzednio poddawany. Podobnież ciśnienie sprężyste, wywołane w niektórych ciałach stałych przez ich odkształcenie — przedmiot pod wielu względami pokrewny temu, który zajmuje nas obecnie — zależy od poprzednich wydłużeń, skręceń i t. p., a nawet od tego, ile czasu upłynęło od ich zastosowania. Teorya sprężystości zajmuje się przedewszystkiem takiemi ciałami, które zbliżają się więcej lub mniej do ideału ciała doskonale sprężystego, do którego stosowałoby się ściśle prawo Hooka (tom I, ust. 134). Podobnież teorya elektryczności zajmuje się dziś przedewszystkiem takimi ośrodkami, w których indukcya zależy tylko od każdorazowego natężenia i jest do niego proporcyonalna. Przyjmiemy tedy następującą, podobną do (1), zależność wspomnianych dwu wektorów w jakimkolwiek ośrodku materyalnym:

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots D = \frac{k}{4\pi} . E.$$

Ośrodki, do których wzór ten stosowałby się ściśle, nazwalibyśmy doskonałymi dielektrykami. Wartość spółczynnika k

*) Niektórzy autorowie nowsi oznaczają stosunek indukcyi do natężenia prościej jedną literą k. Zachowaliśmy w tej książce oznaczenie dawniejsze, żeby nie wprowadzać nowych miar, różniących sią od uświęconych tradycyą, powszechnie używanych miar bezwzględnych.

okaże się teraz zależną, nietylko od wyboru jednostki naboju elektrycznego, ale nadto od rodzaju ośrodka. Nazywamy go znów zdolnością elektryczną uważanego ośrodka. Wartość jego liczebną, w danym ośrodku, możnaby wymierzyć tak samo, jak wyżej, w przypadku eteru, przez wymierzenie i porównanie wartości D i E w dowolnym punkcie pola. Przedmiotem tym zajmować się będziemy szczegółowo dopiero w rozdziale II.

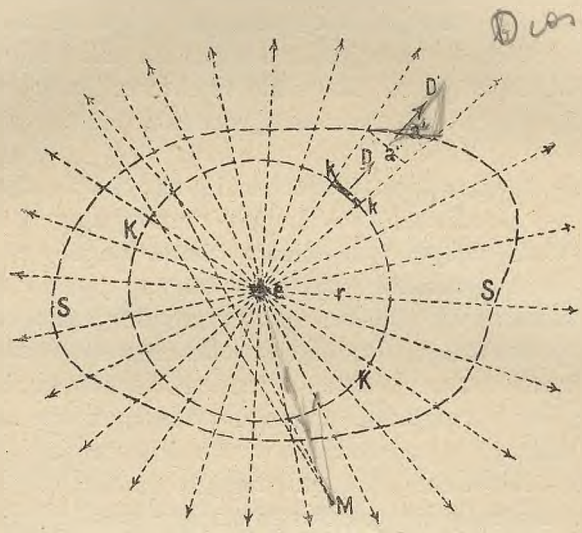


Fig. 68.

42. Strumień indukcyi. Przypuśćmy, że pole pochodzi od jednego jedynego nieruchomego bieguna, mającego nabój elektryczny $= e$ jednostek (np. od niezmiernie małej, naelektryzowanej, metalowej kuleczki). Jak wiemy z doświadczenia (ust. 11), i jak być powinno, ze względu na symetryę, linie elektryczne będą w tym przypadku proste, wybiegające promienisto z bieguna (fig. 68). Zakreślmy około niego kulę K, jakimkolwiek promieniem $= r$. Połóżmy na powierzchni tej kuli, pomyślanej, parę malutkich krążków *kk*, z których każdy ma pole $= a\ cm^2$ i wymierzmy z ich pomocą indukcyę, jak objaśniono w ust. 40. Znajdziemy pewną wartość $D = \frac{e'}{a}$, gdzie e' oznacza nabój indukcyjny, zebrany na krążku. Indukcya ta mieć będzie oczywiście w każdym punkcie powierzchni kuli K tę samą wartość.

Iloczyn indukcyi D przez pole a krążka próbnego równa się zatem nabojowi e'. Ta prosta zależność skłania nas do zastanowienia się nad znaczeniem podobnych iloczynów: indukcyi przez wielkość pola niematerialnego, pomyślanego tylko w ośrodku. Ona doprowadzi nas do określenia nader zasadniczego w teoryi elektryczności i magnetyzmu pojęcia strumienia indukcyi. Pomyślmy w ośrodku płaski element powierzchni o wielkości a centymetrów kwadratowych (np. malutką cząstkę powierzchni kuli K), prostopadły do kierunku indukcyi, a tak mały, żeby na całym jego obszarze można było uważać indukcyę D za stałą, co do wielkości i kierunku. Strumieniem indukcyi*) przez ten element powierzchni nazwiemy iloczyn Da. Wartość tego strumienia indukcyi można zmierzyć krążkami próbnymi, gdyż on jest właśnie równy zebranemu na krążku nabojowi e'.

Wymierzmy w podobny sposób strumienie indukcyi na wszystkich częściach powierzchni kuli K, przykładając do niej krążki próbne raz koło razu, nie pomijając żadnego obszaru. Suma wyznaczonych w ten sposób strumieni, przechodzących przez wszystkie malutkie elementy, tworzące razem całą powierzchnię kuli ($= 4\pi r^2$), nazywać się będzie strumieniem indukcyi przez całą powierzchnię K. Wartość jego równa się oczywiście sumie wszystkich nabojów indukcyjnych e', zebranych przez krążki.

Łatwo okazać, opierając się na doświadczalnych prawach indukcyi w przewodnikach zamkniętych (ust. 6), że suma tych nabojów e', t. j. strumień indukcyi przez całą powierzchnię zamkniętą K jest równy nabojowi bieguna e, od którego pole pochodzi. Istotnie, zamiast zbierać naboje e' pojedynczo, na różnych częściach powierzchni K, moglibyśmy zebrać je wszystkie razem następującym sposobem:

Otoczmy biegun e dwiema powłokami kulistemi, wedle K, z niezmiernie cienkiej blachy, leżącemi jedna na drugiej, na wzór krążków próbnych. Żeby umożliwić założenie ich, można sobie wyobrazić, że każda składa się z dwu półkul, osadzonych na isolujących trzonkach. Jak wiemy z ust. 6, na wewnętrznej powłoce nagromadzi się nabój elektryczny indukcyjny $-e$, na ze-

*) W polu elektrycznem niema nic płynącego; nazwa „strumień" wzięta jest z nauki o ruchu cieczy, gdzie podobne iloczyny mają ważne zastosowanie.

wnętrznej $+e$. Obecność tych nabojów przeciwnych nie zmieni zresztą wcale pierwotnego, promienistego, ustroju pola, gdyż na kulach tych będą one rozmieszczone równomiernie, znajdują się niezmiernie blizko jeden przy drugim, przeto w działaniu swem na pole zniosą się. Okazuje się tedy, że całkowity strumień indukcyi przez kulę zakreśloną, w myśli, około bieguna, posiada stałą wartość, równą nabojowi bieguna e, jakkolwiek wielką byłaby ta kula.

Na tej zasadzie możemy natychmiast obliczyć wartość D indukcyi w jakiejkolwiek odległości r od bieguna. Ponieważ strumień indukcyi przez całą powierzchnię $4\pi r^2$ kuli zakreślonej dokoła niego, jakimkolwiek promieniem, wynosi $D.4\pi r^2 = e$, przeto:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots D = \frac{e}{4\pi r^2};$$

w miarę oddalania się od bieguna indukcya maleje więc jak odwrotny kwadrat odległości, a linie elektryczne, wskazujące jej rozmieszczenie, są proste, wychodzą promienisto z bieguna.

Okażemy teraz, że tę samą wartość $= e$ mieć będzie strumień indukcyi przez każdą powierzchnię zamkniętą S (fig. 68), obejmującą biegun e, różną od uważanej dotychczas kuli. Wykreślmy z tego bieguna nieskończenie wązki stożek, który z kuli K, mającej promień r, wycina malutki element a, a następnie, w odległości r', trafia powierzchnię S, wogóle skośnie, i wycina z niej również malutki element a'. Według (1) wartość indukcyi w miejscu elementu a' będzie $D' = \frac{e}{4\pi r'^2}$. Jeśli indukcya skierowana jest ukośnie do elementu powierzchni, wtedy przez strumień indukcyi przenikający przez ten element rozumieć będziemy iloczyn z panującej w jego sąsiedztwie indukcyi D', przez rzut a'' tego elementu a', na płaszczyznę prostopadłą do kierunku indukcyi, albo, co widocznie to samo znaczy: iloczyn z wielkości elementu a', przez składową indukcyi D' w kierunku doń prostopadłym. W myśl tego rozszerzonego określenia przez element a' przechodzi strumień $= D'a''$. Ponieważ jednak, jak wynika z geometryi wązkich stożków, $a'' : a = r'^2 : r^2$, a zarazem według (1), $D : D' = r'^2 : r^2$, przeto $D : D' = a'' : a$, skąd $D'a'' = Da$. Znaczy to, że strumień indukcyi przez każdy element a' na powierzchni S ma tę samą wartość, jak strumień przez odpowiedni

element a na powierzchni kuli. Z tego wynika, że także całkowity strumień indukcyi, przez całą powierzchnię S, wynosi tyleż, co strumień przez kulę K, a więc $= e$.

Jeśliby biegun uważany miał nabój ujemny $-e$, wtedy i strumień indukcyi, wychodzący z otaczającej go powierzchni S należałoby liczyć jako ujemny. Wtedy bowiem pole promieniste bieguna byłoby skierowane ku niemu, a nie na zewnątrz; kierunek jego określa się przecież biegunem próbnym dodatnim. Strumień indukcyi wchodziłby wtenczas do wnętrza przestrzeni objętej powierzchnią S.

Należy jeszcze zauważyć, że gdyby biegun e nie znajdował się wewnątrz zamkniętej powierzchni S, lecz zewnątrz niej, np. w M (fig. 68), wtedy całkowity strumień indukcyi, wychodzący z powierzchni S, byłby $= 0$; gdyż jedną jej stroną linie indukcyi wchodziłyby do objętej powierzchnią S przestrzeni, drugąby wychodziły. Wąziutki stożek, wyprowadzony z M, podobny do zastosowanego wyżej, wycinałby z S dwa małe pola, na których strumienie indukcyi miałyby, jak pierwej, tę samą wartość, ale przeciwne znaki. W sumie otrzymalibyśmy tedy zero.

Weźmy nakoniec pod uwagę pole pochodzące od jakiegokolwiek zbioru ciał naelektryzowanych (fig. 69). Wykreślmy w tem polu dowolną zamkniętą powierzchnię S. Powiadamy, że całkowity strumień indukcyi wychodzący z tej powierzchni na zewnątrz jest równy sumie algebraicznej wszystkich nabojów, które są tą powierzchnią objęte. Ażeby to uzasadnić należy wyobrazić sobie, że wszystkie naboje, znajdujące się w układzie naelektryzowanym, składają się z niezliczonych biegunów elektrycznych.

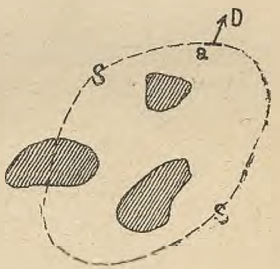


Fig. 69.

Weźmy pod uwagę najprostszy przypadek, gdy powierzchnia S obejmuje tylko dwa bieguny e_1 i e_2 (fig. 69). Każdy z nich wytwarza, niezależnie od drugiego, własne swoje pole promieniste. W miejscu elementu a powierzchni S, pierwszy daje indukcyę D_1, drugi, w innym kierunku, indukcyę D_2. Oba razem składają się na indukcyę wypadkową $D = D_1 + D_2$; indukcye te składają się geometrycznie, według prawa równoległoboku, gdyż one są proporcyonalne do natężeń E, które, jako siły, w ten sposób się składają. Oznaczmy przez D'_1, D'_2 składowe wektorów

D_1 i D_2 w kierunku prostopadłym do pola a, na zewnątrz powierzchni S. Strumień indukcyi wypadkowy przez element a będzie wtedy $aD'_1 + aD'_2$. Po zsumowaniu podobnych strumieni, na całym obszarze powierzchni S, pierwszy składnik aD'_1 da nam w sumie e_1, drugi e_2 (według tego co wiemy o jednym biegunie). Ogółem otrzymamy $e_1 + e_2$. W przypadku ogólnym, dowolnej liczby biegunów $e_1, e_2, e_3, \ldots$ otrzymalibyśmy podobnież $e_1 + e_2 + e_3 + \ldots$ jako wartość wypadkowego strumienia indukcyi, wychodzącego z powierzchni S. Do sumy tej wchodzą tylko bieguny objęte tą powierzchnią; bieguny leżące zewnątrz niej nie przyczyniają, jak wiemy, nic do całkowitego strumienia indukcyi.

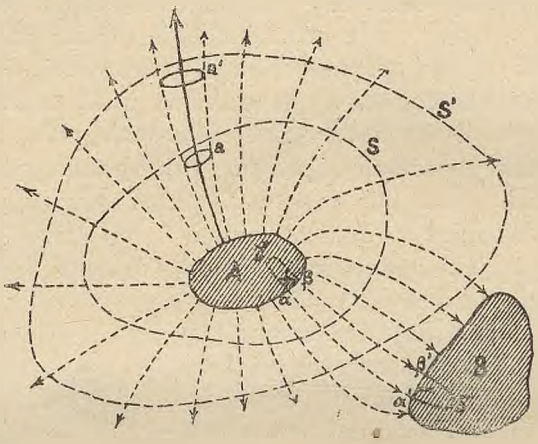


Fig. 70.

43. Liczba linii elektrycznych. Strumień indukcyi przez jakąkolwiek powierzchnię, zamkniętą lub niezamkniętą, nazywa się także liczbą linii elektrycznych, przebijających tę powierzchnię. Nazwę tą wprowadził Faraday w celu lepszego uzmysłowienia indukcyi i jej własności. Zatoczmy w myśli do około naelektryzowanego ciała, albo układu ciał A, dowolną obejmującą je powierzchnię S (fig. 70). Wybierzmy na niej mały obszar a i poprowadźmy linie elektryczne przez wszystkie punkty jego obwodu. Otrzymamy wązką rurkę, którą nazwiemy strugą indukcyjną. Środkiem tej strugi poprowadźmy jeszcze jedną, jakąkolwiek linię elektryczną (na rysunku pełno nakreśloną). Te linie środkowe będą nam służyły tylko do policzenia strug. Można sobie wyobrazić, że wielkość obszaru a i in-

nych podobnych, pokrywających całą powierzchnię S, została tak wybraną, żeby strumień indukcyi $D'a$, przez każdy taki obszar a, był równy jednostce. Odpowiadające takim obszarom strugi nazywać będziemy strugami jednostkowemi.

Twierdzenie poprzedzającego ustępu można będzie wtedy wypowiedzieć w ten sposób: liczba strug jednostkowych, albo, jak się zwykle mówi, liczba linii elektrycznych (podstawiając zamiast każdej strugi środkową jej linię), wychodzących z naelektryzowanego ciała, albo z układu takich ciał, jest równa liczbie jednostek elektryczności, jaką układ zawiera. Strugi, albo linie, wchodzące do układu liczy się przytem ujemnie. Jeżeli tedy np. wypadkowy nabój ciała jest zero, jak w przypadku przewodników naelektryzowanych indukcyjnie, wówczas tyleż linii elektrycznych wychodzi zeń, ile wchodzi z innej strony.

W tym sposobie graficznym przedstawienia własności indukcyi jest rzeczą zupełnie oczywistą, że każdą dowolną powierzchnię, obejmującą układ naelektryzowany (jak S albo S' na fig. 70) przebija ta sama liczba linii elektrycznych, byle powierzchnie te, prócz uważanego, nie obejmowały żadnego innego naelektryzowanego ciała.

Za pomocą strug, albo zastępujących je linii elektrycznych, można przedstawić sobie naocznie własności pola, jak to wynika z następujących, łatwo dających się uzasadnić, twierdzeń:

a) Wartość indukcyi elektrycznej (w ośrodku jednolitym także wartość elektrycznego natężenia) wzdłuż każdej wązkiej strugi indukcyjnej, zmienia się odwrotnie, jak jej przekrój poprzeczny. Istotnie, powierzchnia zamknięta, ograniczona dwoma poprzecznymi przekrojami a i a' (fig. 70) strugi, tudzież jej pobocznicą, znajduje się w pustem polu, nie obejmuje żadnego naboju elektrycznego. Przeto wchodzący w nią strumień Da musi być równy wychodzącemu $D'a'$, gdyż przez pobocznicę, utworzoną z linii elektrycznych, nie przechodzi widocznie żadna indukcya. Stąd wynika, że $D : D' = a' : a$.

Po przebiegu linii elektrycznych można zatem poznać rzutem oka, gdzie pole jest silniejsze, gdzie słabsze. W silnych obszarach pola linie te biegną gęsto, w słabszych rozchodzą się się szeroko.

b) Każda struga indukcyjna, łącząca dwa przewodniki, wycina z ich powierzchni obszary, mające

na sobie naboje liczebnie równe, a przeciwne co do znaku. Stosuje się to do przypadku równowagi elektrycznej, kiedy naboje znajdują się tylko na powierzchni przewodników (ust. 7, *b*). Zastosujmy bowiem twierdzenie ust. 42 do powierzchni zamkniętej, utworzonej w części z powierzchni wąziutkiej strugi $\alpha\beta\alpha'\beta'$, łączącej dwa przewodniki A i B (fig. 70), uzupełnionej dwiema kieszeniami γ i δ, dowolnej postaci, wnikającemi do wnętrza tych przewodników. Powierzchni tej nie przebija nigdzie strumień indukcyi, gdyż, w przypadku równowagi elektrycznej, natężenie i indukcya nie istnieją we wnętrzu przewodników. Wnosimy zatem, że suma algebraiczna nabojów, objętych tą powierzchnią, jest zero. Strugę można zawsze wziąć tak wązką, żeby na cząstce powierzchni jednego przewodnika, np. na $\alpha\beta$, znajdowała się elektryczność jednego tylko znaku, wtedy na drugim końcu strugi wychodzącej z $\alpha\beta$, t. j. na odpowiedniej cząstce $\alpha'\beta'$ drugiego przewodnika, znajdować się musi tyleż elektryczności znaku przeciwnego.

Wszelki nabój elektryczny związany jest, jak okazaliśmy w ust. 8, z równym mu nabojem przeciwnego znaku. Przekonywamy się teraz, że one są związane łączącemi je strugami indukcyjnemi. Początek każdej strugi obejmuje nabój elektryczny dodatni, jej koniec — nabój ujemny. Widać też, że żadna struga nie może urywać się w pustem polu; jeżeli nie kończy się na jakim przewodniku, to leci w nieskończoność.

44. Prawa Coulomba w rozmaitych ośrodkach. Gdyby wspomniana w ust. 42 powierzchnia S, obejmująca ciało naelektryzowane, była materyalną, metalową, zamkniętą osłoną, słowem puszką Faradaya (ust. 6), wtedy na wewnętrznej jej stronie nagromadziłby się, jak wiemy, całkowity nabój $-e$, liczebnie równy sumie algebraicznej wszystkich objętych nią nabojów, wziętej z przeciwnym znakiem. Na stronie zewnętrznej usadowiłby się nabój $+e$. Tyleż wynosi właśnie, według ust. 42, całkowity strumień indukcyi, wychodzący z ciał naelektryzowanych, a trafiający wewnętrzną ścianę puszki. Puszka Faradaya jest zatem przyrządem mierzącym całkowity strumień indukcyi, wychodzący z ciał naelektryzowanych, umieszczonych w jej wnętrzu.

Wprowadzimy teraz nowy, a ważny fakt, dany przez doświadczenie. Napełnijmy puszkę Faradaya (fig. 5, a) naftą, albo terpentyną, albo innym jakimkolwiek dielektrykiem. Umieściw-

szy wewnątrz niej jakiekolwiek ciała naelektryzowane przekonamy się, że elektroskop połączony z puszką wskazywać będzie, przy tych samych ciałach naelektryzowanych, zawsze to samo odchylenie, jakikolwiek byłby ośrodek isolujący, w którym ciała te są zanurzone, jakkolwiekbyśmy je zresztą we wnętrzu puszki przemieszczali.

Z doświadczenia tego wnosimy, że całkowity strumień indukcyi, wychodzący z naelektryzowanego układu ciał, zachowuje wartość stałą i niezmienną, jakimkolwiekby układ ten ulegał zmianom i w jakichkolwiekby był zanurzony ośrodkach, byle był zawsze isolowany. Wartość tego strumienia indukcyi przedstawia tedy stałą i niezmienną cechę każdego isolowanego układu: jest to nic innego, jak wypadkowy jego nabój elektryczny.

Zastosujmy to do jednego bieguna, mającego nabój e. W odległości r indukcya w jego polu mieć będzie wartość (ust. 42, 1):

$$D = \frac{e}{4\pi r^2}$$

jakikolwiek ośrodek zapełnia otaczające pole. Otóż, jeżeli k oznacza zdolność elektryczną tego ośrodka, wówczas natężenie pola, w odległości r (według ust. 41, 2), będzie:

$$E = D : \frac{k}{4\pi} = \frac{e}{4\pi r^2} : \frac{k}{4\pi} = \frac{e}{kr^2}.$$

Jest to, według określenia (ust. 39), siła, jaką biegun ten przyciąga, albo odpycha, biegun jednostkowy. Na biegun mający e' jednostek działać on będzie siłą e' razy większą:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad P = \frac{ee'}{kr^2}.$$

Wzór (1) wyraża prawo Coulomba rozszerzone do jakichkolwiek ośrodków; on okazuje, że dwa dane bieguny elektryczne działają na siebie w różnych ośrodkach siłami różnego natężenia: siły te mają się odwrotnie, jak zdolności elektryczne tych ośrodków. Zakłada się tu, jak w całym rozdziale niniejszym, że ośrodek jest zawsze jeden tylko, a więc, że rozciąga się około bieguna, ściśle biorąc, aż do nieskończoności.

45. JEDNOSTKI NABOJU I PRĄDU ELEKTRYCZNEGO. Na podstawie zależności (1) ust. poprz. można widocznie porównywać zdolności elektryczne rozmaitych ośrodków, przez wymierzenie sił, jakiemi działają na siebie też same ciała naelektryzowane, zanurzane po kolei w rozmaitych płynach isolujących (ust. 70). Dla jednego ośrodka, nazwijmy go normalnym, trzeba atoli przyjąć na k jakąś dowolną liczbę. Wybór ten rozstrzyga zarazem, jak wiemy (ust. 41), o wielkości naboju służącego za jednostkę elektryczności. Jako ośrodek normalny przyjmuje się pospolicie zwyczajne powietrze atmosferyczne, gdyż w tym ośrodku wykonywane bywają najczęściej doświadczania i pomiary elektryczne. Przekonamy się zresztą (ust. 68), że zdolność elektryczna powietrza różni się bardzo nieznacznie od zdolności próżni, t. j. czystego eteru. Zdolność elektryczną powietrza (albo próżni) oznaczać będziemy przez k_0.

a) Jednostka elektrostatyczna. Jeśli przyjmiemy $k_0 = 1$, wtedy wzór (1) poprz. ustępu, zastosowany do powietrza, zamieni się na:

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots P = \frac{ee'}{r^2},$$

co znaczy, że w przypadku $e = e' = 1$, tudzież $r = 1$, będzie $P = 1$. Założenie to prowadzi tedy do t. zw. jednostki elektrostatycznej naboju (ust: 12), o ile zgodzimy się jeszcze mierzyć siły P na dyny, odległość r na centymetry.

b) Jednostka elektromagnetyczna. Jeśli natomiast mierzyć będziemy naboje miarą elektromagnetyczną, określoną w ust. 33, wtedy doświadczenie przekonałoby nas, że dwa bieguny elektryczne, z których każdy jest uzbrojony taką jednostką, odpychałyby się w powietrzu, z odległości 1 *cm*, siłą 9.10^{20} *dyn* (ust. 197). Znaczy to:

1) że w układzie elektromagnetycznym miar (który oparliśmy na założeniu, że zdolność magnetyczna powietrza μ ma być jednością, ust. 33) należy przyjąć za zdolność elektryczną powietrza liczbę:

$$k_0 = \frac{1}{9.10^{20}};$$

2) że jednostka naboju elektromagnetyczna jest 3.10^{10} razy większa od elektrostatycznej (ust. 197). Bo istotnie, dwa naboje tej wielkości, mierzone elektrostatycznie,

odpychałyby się w powietrzu, z odległości 1 *cm*, siłą $3.10^{10} . 3.10^{10} = 9.10^{20}$ *dyn.* Wzór Coulomba, zastosowany do powietrza i do miar elektromagnetycznych, przyjmie tedy postać:

(3) . . . . . $P = 9.10^{20} \frac{ee'}{r^2}$ *dyn.*

W zasadzie jest rzeczą obojętną, którym z powyższych dwu układów miar będziemy się posługiwali. W szczególności wszystkie wzory w nauce o elektryczności stosują się zarówno do jednego, jak i do drugiego, pod warunkiem, żeby wielkości dynamiczne (siły, energie, długości i t. p.) były wyrażone w miarach *c. g. s.*, tudzież, żeby za zdolność elektryczną *k* podstawiono wartość liczebną, odpowiednią każdemu z tych układów. W rzeczywistości układ elektrostatyczny jest dogodniejszy do obliczania doświadczeń elektrostatycznych, elektromagnetyczny natomiast stosowany bywa wtenczas, gdy chodzi o prądy elektryczne i o ich działania, zwłaszcza magnetyczne. Przekonamy się bowiem, że ilość elektryczności, wprowadzona w ruch przez jedno ogniwo galwaniczne, w ciągu paru sekund, w krótkim, dobrze przewodzącym drucie, bywa olbrzymia, nawet w porównaniu z nabojem rozbrojonym przez potężny piorun. W takich przypadkach dogodniejszą będzie widocznie miara wielka, a więc elektromagnetyczna.

c) Jednostka naboju praktyczna, nazwana kulomb (ust. 12), określa się jako dziesiąta część jednostki elektromagnetycznej. Określenie to niema żadnej podstawy naukowej; chodziło tylko o wybór jednostki odpowiadającej najlepiej potrzebom praktyki elektrotechnicznej. Do ułatwienia porównania różnych jednostek posłuży następująca

TABLICA

MIAR NABOJÓW ELEKTRYCZNYCH.

Kulomb . . . . . $= 10^{-1}$ jedn. el. magn. $= 3.10^{9}$ jedn. el. stat.
Jednostka el. magn. . $= 10$ kulombów . . . . . $= 3.10^{10}$ jedn. el. stat.
Jednostka el. stat. . . $= \frac{1}{3} . 10^{-9}$ kulombów $= \frac{1}{3} . 10^{-10}$ jedn. el. magn.

Miary praktyczne wielkości elektrycznych nie należą do ogólnego schematu miar bezwzględnych *c. g. s.*, jakkolwiek wyprowadzono je z miar bezwzględnych elektromagnetycznych, przez dobieranie całkowitych, dziesiętnych wielokrotności tych ostatnich. Tak np. wzór (3) nie byłby prawdziwy, gdyby naboje *e* i *e'* miały być wyrażone w kulombach.

Jednostki prądów elektrycznych. Liczy się, że prąd elektryczny posiada natężenie $= i$, jeśli przez uważany przewodnik przechodzi w jednostce czasu i jednostek elektryczności dodatniej, w kierunku prądu, albo tyleż ujemnej w przeciwnym (ust. 25, 26). W każdym z trzech układów miar jednostka prądu odpowiada więc przepływowi odnośnej jednostki naboju w czasie jednej sekundy. W układzie praktycznym jednostką prądu będzie przepływ 1 kulomba w 1 *sek*, jednostka ta nazywa się amper:

$$amper = \frac{kulomb}{sek}.$$

Do mierzenia słabych prądów używa się często milliampera; jest to tysiączna część ampera. Stąd następująca

TABLICA

JEDNOSTEK PRĄDU ELEKTRYCZNEGO

Amper $= 10^{-1}$ jedn. el. magnet. prądu $= 3.10^9$ jedn. el. stat. prądu
Milliamper $= 10^{-3}$ ampera $= 10^{-4}$ jedn. el. magn. $= 3.10^6$ jedn. el. st.
Jednostka prądu el. magn. $= 10$ amperów $= 3.10^{10}$ jedn. prądu el. stat.
Jednostka prądu el. stat. $= \frac{1}{3}.10^{-9}$ amperów $= \frac{1}{3}.10^{-10}$ jedn. pr. el. m.

46. Dwa sposoby elektryzowania. Prąd dielektryczny. Stworzyć układ naelektryzowany, znaczy to rozdzielić naboje obydwu znaków i umieścić je na osobnych, isolowanych, albo nieisolowanych ciałach. Wszelki układ naelektryzowany powstaje tedy przez ruch elektryczności, a więc przez prąd elektryczny. Można do tego celu użyć bądź to prądu przewodzonego, bądź też konwekcyjnego.

Połączmy np. przewodnik isolowany A (fig. 71), za pomocą drutu, z biegunem dodatnim bateryi galwanicznej S, której biegun ujemny połączony jest z osłoną elektryczną

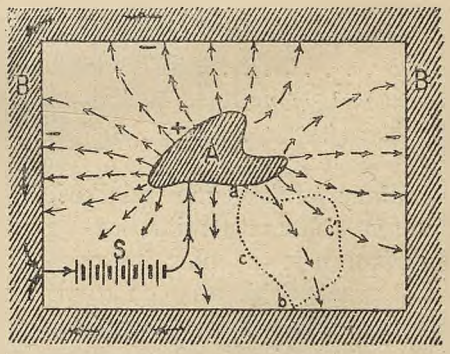


Fig. 71.

tego przewodnika, np. ze ścianami B pokoju, z ziemią lub t. p. W tym przypadku przewodnik A naelektryzuje się przez prąd przewodzony w drucie łączącym. Możemy rzecz uważać tak, że siła elektromotoryczna bateryi przepędziła pewną ilość elektryczności z osłony B do ciała A, poczem w osłonie pozostaje równoważna ilość elektryczności znaku przeciwnego, związana z nabojem ciała A pękiem strug indukcyjnych, przenikającym dielektryk znajdujący się w polu.

Przypuśćmy znowu, że przy osłonie B znajduje się jakakolwiek machina elektryczna, np. laska laku, pocierana kawałkiem skóry. Po potarciu przenieśmy skórę, razem z nagromadzonym na niej nabojem dodatnim, do przewodnika isolowanego A, podczas gdy nabój ujemny laku pozostaje przy osłonie, i rozchodzi się po niej, jako nabój związany z tamtym. Powtarzając to postępowanie kilkakrotnie, naelektryzujemy w końcu przewodnik A do żądanego stopnia, a uczynimy to za pośrednictwem prądu konwekcyjnego.

W obu przypadkach, w miarę nagromadzania się naboju na przewodniku A, otaczające go pole wzmaga się stopniowo, strumień indukcyi, łączący przewodnik A z osłoną B, wzrasta. Całkowita wartość tego strumienia jest w każdej chwili równa liczbie e jednostek elektryczności, które nagromadziły się już na ciele A (ust. 42). Jeżeli prąd elektryzujący, przypuśćmy prąd przewodzony, w drucie łączącym przewodnik A z bateryą, posiada wtedy natężenie i, wówczas w następnej, bardzo krótkiej chwili Δt sekund, przyniesie on do A dalszy przyrost naboju o $\Delta e = i \,.\, \Delta t$ (ust. 26). O tyleż, t. j. o $i \,.\, \Delta t$ powiększy się jednocześnie także wartość strumienia indukcyi, wychodzącego z A. Obliczając, ileby to zwiększenie wynosiło, gdyby trwało z niezmienną mocą przez całą sekundę, otrzymamy poprostu liczbę $\frac{i \,.\, \Delta t}{\Delta t} = i$, tę samą, która wyraża panujące wówczas natężenie prądu przewodzonego w drucie. Wzrost całkowitego strumienia indukcyi, przypadający na jednostkę czasu, jest tedy wielkością równorzędną z prądem elektrycznym. Jest to jakoby przedłużenie prądu przewodzonego, wprowadzającego nabój elektryczny w przewodnik A. On go dopełnia do zamkniętego obwodu, gdyż, jak łatwo dostrzedz (fig. 71), w osłonie B płyną również prądy przewodzone, prądy tej elektryczności, która przenosi się z B na A, zostawiając za sobą na osłonie nabój związany przeciwnego znaku.

Opisany tu prąd, polegający na wzrastaniu indukcyi elektrycznej, jest to ten rodzaj prądu, który nazwaliśmy w ust. 27 prądem dielektrycznym, albo prądem Maxwella. Płynie on przez wszystkie części pola elektrycznego, przejęte liniami indukcyi, od jednego przewodnika (A) do drugiego (B), jak okazują strzałki na fig. 71*); płynie jednakże tylko dopóty, dopóki pole wzmacnia się albo wątleje (podczas rozbrajania; w tym ostatnim przypadku kierunek prądu dielektrycznego jest przeciwny, aniżeli przy nabijaniu). Z chwilą ukończenia procesu elektryzowania (lub rozbrajania) prąd ten ustaje, porówno z prądem przewodzonym w drutach.

W pojęciu prądu dielektrycznego nie mieści się, na podstawie samego określenia, nic więcej, jak tylko szybkość narastania, albo ubywania, indukcyi elektrycznej. Wszelako, jeżeli w polu znajduje się jaki ośrodek isolujący materyalny, jak szkło, nafta, albo powietrze, wtedy prąd ten można uważać, bodaj w części, jako rzeczywiste przesuwanie się elektryczności, podobnie, jak się to uważa w prądach przewodzonych, albo konwekcyjnych. Wytłumaczenie własności dielektryków domagało się bowiem hipotezy (ust. 27), że w najmniejszych cząsteczkach ciał isolujących znajdują się naboje elektryczne, w każdej równoważne ilości dodatniej i ujemnej elektryczności — niezdolne wyjść z cząsteczki, mogące jednak przesuwać się cokolwiek w jej obrębie. Pod wpływem rosnącego pola elektrycznego naboje zostają wyprowadzone coraz dalej i dalej ze swych położeń równowagi, dodatnie w kierunku linii elektrycznych, ujemne w kierunku przeciwnym. Mamy tedy w dielektryku istotny ruch elektryczności, a więc (krótkotrwały) prąd elektryczny, w zwyczajnem znaczeniu tego wyrazu.

---

*) Jeżeli prąd i, dostarczany przez bateryę galwaniczną, jest niezmiernie słaby, wówczas naboje na przewodnikach A i B wzrastają tak wolno, że stan pola różni się w każdej chwili bardzo mało od stanu statycznego (równowagi elektrycznej). Wtedy można przyjąć, że strugi indukcyi elektrycznej w polu, nie zmieniając swego kształtu, stają się coraz silniejszemi, t. j. że prąd dielektryczny płynie w kierunku linii elektrycznych. W ogólności jednak proces elektryzowania trzeba wyobrażać sobie jako wkraczanie strug elektrycznych w pole pierwotnie puste. Końce ich biegną po powierzchniach przewodników A i B, w miarę, jak po nich rozlewa się nabój elektryczny. Wszystko to odbywa się zazwyczaj w czasie niezmiernie krótkim.

Skoro usuniemy dielektryk z pola, albo też rozbroimy przewodniki A i B, wtedy dielektryk wraca sam przez się napowrót do stanu obojętnego. Znaczy to, że naboje elektryczne, rozsunięte w jego cząsteczkach, odskoczyły z powrotem do swych położeń równowagi. Należy tedy wyobrażać sobie, że przy rozsunięciu tych nabojów molekularnych budzą się siły podobne do sprężystych, rosnące w miarę rozsunięcia. Tem tłumaczy się stan napięcia panujący w układzie naelektryzowanym, jako też, że układ taki przedstawia nagromadzenie energii, tem większe, im większe jest natężenie pola.

W myśl wyłożonej tu hipotezy energia ta byłaby energią potencyalną rozsuniętych nabojów molekularnych, podobna do energii sprężyny napiętej, albo łuku. Siedliskiem jej jest tylko dielektryk wypełniający pole elektryczne, w przewodnikach bowiem naboje elektryczne są swobodnie ruchome, przesunięcie ich nie budzi żadnego napięcia.

Jeżeli jednak ośrodkiem isolującym w polu jest próżnia, t. j. czysty eter, wtenczas nie możnaby uzmysłowiać sobie prądu dielektrycznego za pomocą takiej naocznej hipotezy. Nie ma bowiem żadnej podstawy do przyjmowania, jakoby eter posiadał ustrój molekularny, albo żeby zawierał w sobie jakie naboje elektryczne. W tym przypadku musimy ograniczyć się do skonstatowania faktu, nie podlegającego dalszemu rozbiorowi, że i w eterze czystym występowanie indukcyi elektrycznej połączone jest ze stanem napięcia i z nagromadzeniem energii.

47. Potencyał elektryczny. Napięcie. Najlepszym przykładem nagromadzenia energii w układzie naelektryzowanym i panującego w nim stanu napięcia jest nabita butelka lejdejska. Nie trudno dostrzedz, że przyrząd ten może być uważany jako szczególny przypadek układu, jakim zajmowaliśmy się w poprzedzającym ustępie. Istotnie, przewodniki A i B (fig. 71) można porównać z okładkami butelki; pole elektryczne mieści się wtedy w przedzielającem je szkle.

Że nabita butelka lejdejska znajduje się w stanie, który najtrafniej określa wyraz „napięcie", o tem świadczy dążność jej do rozbrajania się, dążność, której można położyć tamę tylko przez doskonałą isolacyę. Że zawiera w sobie zapas nagromadzonej energii, o tem przekonywają objawy towarzyszące jej rozbrojeniu: światło iskry, ciepło wywiązane, wstrząśnienie mechaniczne i t. p. Można zresztą energię tę wyzyskać niemal

całkowicie w postaci pracy, jak to się dzieje w przyrządzie wyobrażonym na fig. 42.

W poprzedzającym ustępie staraliśmy się zdać sprawę z wewnętrznego mechanizmu pola, ażeby zrozumieć, gdzie i w jakiej postaci energia ta się nagromadza. Jeżeli chodzi tylko o obliczenie ilości energii, wówczas znajomość tego mechanizmu jest zupełnie zbędna. W tem leży bowiem potęga zasady zachowania energii, że nie wymaga ona bynajmniej znajomości ustroju układu, a orzeka ogólnie, że ilość energii, nagromadzonej w układzie, w jakiejkolwiek postaci, a więc także w postaci elektrycznej, jest równoważna ilości energii, która wyzwala się w postaci ciepła, światła, pracy mechanicznej i t. d. podczas rozbrojenia układu, t. j. podczas przejścia ze stanu naelektryzowanego w nieelektryczny. Albo nawzajem, równa się też nakładowi energii, np. pracy mechanicznej, potrzebnemu do przeprowadzenia go w stan elektryczny i to bez względu na to, jakim sposobem przeprowadzenie to zostało uskutecznione.

Wychodząc z tej zasady powinniśmy naprzód zrozumieć, że elektryczność sama przez się nie jest wcale energią. Znajduje się ona w każdem ciele; wszakże przyjmuje się, że nawet ciała elektrycznie obojętne zawierają w sobie naboje elektryczne dodatnie i ujemne, równoważące się w swem działaniu na zewnątrz. Wytworzenie układu elektrycznego nie polega tedy na wytworzeniu elektryczności, lecz na rozłączeniu nabojów dodatnich i ujemnych, kosztem pracy mechanicznej — słowem na wytworzeniu rozdzielającego je pola.

Weźmy np. pod uwagę elektrofor nakryty metalową nakrywą, którą połączyliśmy na chwilę z ziemią (ust. 5, fig. 4). Wiadomo, że nakrywa zawiera wtedy zapas elektryczności dodatniej, a jednak nie przedstawia ona żadnej energii, nie jest zdolna ani pracy wykonać, ani rozbroić się iskrą ku ziemi, nie przedstawia tedy żadnego napięcia. Inaczej, skoro ją podejmiemy z krążka żywicznego, trzymając za isolujący trzonek (fig. 72). Musimy widocznie wykonać pracę celem przezwyciężenia wzajemnego przyciągania się dodatniej nakrywy i ujemnego krążka. Jednocześnie atoli wytwarzamy między niemi pole elektryczne P, którego energię można następnie wyzyskać, bądź to w iskrze, która przeskoczy teraz z nakrywy do zbliżonej ręki, bądź w postaci pracy, którą nakrywa zdolna będzie wykonać, ulegając przyciąganiu

krążka. Podobieństwo do napinania i złuźniania sprężyny jest tu uderzające. Nabój elektryczny nie przedstawia zatem, sam przez się, żadnej energii; nabywa jej dopiero wtedy, gdy przez wykonanie pracy danem mu będzie napięcie względem otaczających przedmiotów. Podobnież ciężar, sam przez się, nie jest energią; trzeba go naprzód podnieść na pewną wysokość, stworzyć nakładem pracy pole działania dla ciężkości, żeby jej nabył.

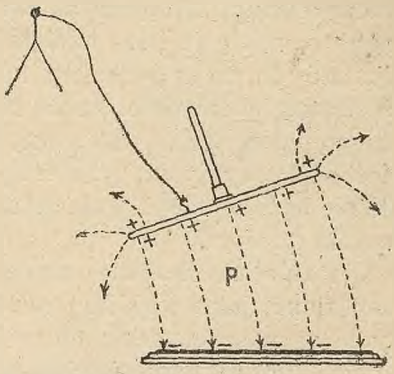


Fig. 72.

Chodzi teraz o znalezienie właściwej miary tego napięcia nabojów elektrycznych, na mocy którego one są zdolne wykonywać pracę. Rozważmy naprzód podobny przypadek z zakresu sprężystości. Mając np. określić napięcie s sprężyny naciągniętej, możemy oprzeć się na tem, że ona stanowi układ zdolny do wykonania pracy. Dozwólmy jej złuźnić się o niezmiernie mały odstęp e i wymierzmy oddaną przytem pracę L, której wyrażeniem będzie iloczyn $se = L$. Powiemy wtedy, że napięcie s sprężyny mierzy się pracą, odpowiadającą złuźnieniu o jednostkę ($e = 1$). Złuźnienie próbne e powinno być w rzeczywistości tak małe, żeby nie nadwyrężyło dostrzegalnie mającego się zmierzyć napięcia.

W podobny sposób możemy również określić napięcie elektryczne. Weźmy pod uwagę układ złożony z jednego lub więcej ciał naelektryzowanych A (fig. 71), tudzież z przynależnej do nich osłony, np. ściany pokoju B. Przyjmijmy naprzód, że nabój ciała A jest dodatni. Spuśćmy niezmiernie małą cząstkę e tego naboju z ciała do osłony B, np. za pomocą małej isolowanej kuleczki, którą przyłożymy naprzód do A, a następnie przeprowadzimy razem z nabranym nabojem e, do B, po jakiejkolwiek drodze acb. Zyskamy przytem, wskutek sił czynnych w polu elektrycznem, wzdłuż drogi acb, pewną ilość pracy $= L$, tem większą, im większe będzie napięcie naboju na przewodniku A. Praca ta będzie zresztą proporcyonalna do wielkości spuszczonego naboju e, gdyż siły działające na e w polu elektrycznem są do tego naboju proporcyonalne. Wyraźmy zatem tę pracę przez $L = s \cdot e$.

Wielkość $s = \frac{L}{\epsilon}$, t. j. pracę odniesioną do jednostki spuszczonego naboju przyjmiemy za miarę napięcia elektrycznego w przewodniku A. Z tego określenia wynika naprzód, że mówiąc o napięciu elektrycznem jakiegoś przewodnika powinniśmy koniecznie wskazać, względem czego napięcie to ma się liczyć. Praca L miałaby widocznie inną wartość, gdybyśmy spuścili nabój e nie do osłony B, lecz do jakiego innego ciała. Napięcie ciała A będzie zatem zależne od wyboru ciała, do którego to napięcie jest odniesione. Przewodnik jakiś, okazujący dążność do rozbrojenia się, np. ku ziemi, mający tedy duże napięcie względem ziemi, może niemieć żadnego napięcia względem innego przewodnika, tak samo, jak on, naelektryzowanego. Podobnież woda wypływa na ziemię ze zbiornika wysoko położonego, ale nie będzie przepływała do drugiego zbiornika, mającego równie wysoki poziom.

Pospolicie liczymy napięcia ciał naelektryzowanych względem ziemi, jako wspólnej osłony wszystkich nabojów elektrycznych w naszych doświadczeniach. W ten sposób względem ziemi liczone napięcie ciała naelektryzowanego nazywać będziemy jego potencyałem elektrycznym.

Potencyał elektryczny s daje nam tedy mechaniczną miarę dążenia, jakie ciało badane okazuje do rozbrojenia się ku ziemi. On stanowi zarazem mechaniczną miarę energii, jakaby się wyzwoliła, gdyby podobne rozbrojenie istotnie doszło do skutku (licząc na jednostkę rozbrojonego naboju). Tak np. druty tramwaju elektrycznego, prowadzone nad ulicami miasta, posiadają wysokie napięcie elektryczne względem ziemi, a więc wysoki potencyał s. Z tego powodu muszą być doskonale od ziemi isolowane. Gdybyśmy spuścili ztamtąd do ziemi jednostkę elektryczności, moglibyśmy zyskać przytem znaczną pracę mechaniczną w ilości s ergów (której używa się właśnie do poruszania wozów). Gdyby wyładowanie nastąpiło po cienkim drucie metalowym, drut ten stopiłby się; człowiek, któryby dotknął się tego przewodnika, stojąc na ziemi stopami nieisolowanemi, doznałby porażenia i t. p. Podobnież ogromna potęga mechaniczna piorunu świadczy o bardzo wysokiem napięciu, względem ziemi, jakie panowało w chmurze naelektryzowanej przed jej rozbrojeniem.

W powyższem określeniu napięcia i potencyału elektrycznego nie powiedziano wcale, po jakiej mianowicie linii (acb) należy spuścić nabój próbny e ku osłonie, albo ku ziemi. Gdyby

praca $L = s \cdot e$, z której wnioskujemy o wielkości napięcia s, miała na różnych podobnych drogach wartości różne, wtedy określenie to nie miałoby oczywiście wartości, nie określałoby niczego. Otóż warość pracy L jest istotnie w pewnych przypadkach zupełnie niezależna od wyboru drogi *acb*, wtedy mianowicie, gdy pole elektryczne jest w czasie niezmienne, gdy w każdem jego miejscu natężenie i kierunek linii elektrycznych są stałe. Widocznem jest bowiem, że jeśli siły P, wywierane w polu na nabój próbny e, wykonywają na drodze acb pewną pracę $L = s.e$, to, jeżeli pole nie zmieniło się, tyleż pracy trzeba będzie zużyć, aby podnieść biegun e z powrotem od b do a, czy to po tej samej, czy po jakiej innej drodze. Gdyby bowiem jaka inna droga, np. *ac'b* (fig. 71) była pod tym względem łatwiejszą od drogi *acb*, moglibyśmy nabój spuszczać po *acb*, a podnosić z powrotem po *bc'a*, dowolną liczbę razy. Za każdym takim obiegiem mielibyśmy wtedy w zysku pewną nadwyżkę pracy, bez jakiejkolwiek zmiany w ustroju układu elektrycznego, co równałoby się stwarzaniu pracy i energii z niczego.

Niezmienność taka pola elektrycznego, konieczna do określenia napięcia, zachodzi w dwu przypadkach szczególnie ważnych: w przypadku układu statycznie naelektryzowanego i w przypadku stałych prądów elektrycznych przewodzonych. W tych jedynie przypadkach może mieć zastosowanie powyższe określenie napięcia i potecyału elektrycznego s.

Należy ostrzedz w tem miejscu czytelnika, że nazwa „napięcie" przewodnika naelektryzowanego, wytworzona w praktyce elektrotechnicznej, oznacza wielkość pod względem wymiaru zupełnie różną od napięcia mechanicznego. To ostatnie, np. napięcie sprężyny, albo struny, jest równoważne sile; pomnożone przez długość daje pracę. Napięcie elektryczne s natomiast daje pracę, skoro je pomnożymy przez nabój elektryczny e. To jednak jest im spólne, że jedno i drugie jest miarą dążności do wyzwolenia energii.

48. Własności potencyału elektrycznego. *a*) Przyjmowaliśmy, że przewodnik isolowany A (fig. 71), którego potencyał względem ziemi B miał być wymierzony, posiada nabój dodatni. Gdyby nabój ten był ujemny (fig. 74), potencyał jego s, wymierzony jak pierwej, przez spuszczenie ujemnej próbki $-e$ jego naboju do ziemi, dawałby znowu miarę dążności, jaką przewodnik

okazuje do oddania ziemi swego ujemnego naboju. Ponieważ jednak rozbrojenie naboju ujemnego do ziemi można uważać jako zupełnie równoważne jego zobojętnieniu przez takiż nabój dodatni, przechodzący w przeciwnym kierunku, z ziemi B do ciała A, przeto dla jednostajności, zgodzono się mierzyć potencyały w każdym przypadku nabojem próbnym dodatnim $+e$. Tem samem dopuszcza się nietylko dodatnie ale i ujemne wartości potencyału. Spuszczenie dodatniego naboju próbnego $+e$ (np. dodatniej isolowanej kuleczki) z punktu leżącego tuż obok powierzchni ujemnego przewodnika A, do ziemi, dostarczy nam ujemnej pracy (t. j. zużyje pracę, gdyż one przyciągają się wzajemnie). Potencyał s mieć będzie wtedy wartość ujemną, a ta wartość ujemna wskazywać będzie, że przewodnik uważany nie okazuje dążności do rozbrojenia elektryczności dodatniej ku ziemi, lecz przeciwnie, że ma dążność do pobrania jej od ziemi.

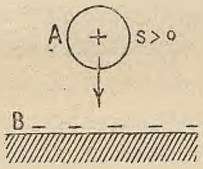


Fig. 73.

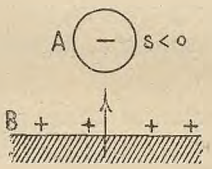


Fig. 74

Potencyałem elektrycznym s przewodnika nazwiemy tedy ogólnie (w przypadkach kiedy wielkość taka wogóle istnieje) stosunek pracy mechanicznej L, zyskanej podczas przejścia niezmiernie małego dodatniego naboju $+e$ z uważanego przewodnika do ziemi, do wielkości tego naboju, a więc:

$$s = \frac{L}{e}.$$

Krócej, choć mniej dobrze, można powiedzieć: miarą potencyału przewodnika jest praca wykonana przez układ naelektryzowany podczas rozbrojenia dodatniej jednostki elektryczności z uważanego przewodnika do ziemi.

W określeniu tem przyjmuje się potencyał ziemi jako równy zeru. Umowa ta jest zupełnie dowolna, podobnie, jak się przyjmuje dowolnie poziom morza za zero wzniesień

i głębokości. Pod literą *d* tego ustępu okaże się jeszcze, że jest rzeczą obojętną, który mianowicie punkt ziemi *b* (w pobliżu miejsca doświadczeń) przyjmie się jako punkt wyjścia dla pomiaru potencyałów. Zwykle odnosi się potencyały do jakiegoś przewodnika dobrze z ziemią połączonego, np. do metalowej rury gazowej lub t. p.

b) Jeżeli dwa przewodniki A_1 i A_2 (fig. 75) mają względem ziemi potencyały s_1 i s_2, wtedy napięcie s pierwszego z nich, względem drugiego, równa się różnicy ich potencyałów:

$$s = s_1 - s_2.$$

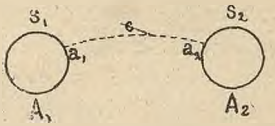


Fig. 75.

Korzystając bowiem ze swobody wyboru drogi możemy biegun próbny, jednostkowy, prowadzić od A_1 do ziemi po drodze $a_1 a_2$, dotykającej drugiego przewodnika A_2. Na całej drodze zyskamy pracę s_1, gdyż ona mierzy napięcie (potencyał) przewodnika A_1 względem ziemi. Składa się ona z pracy na drodze $a_1 a_2$, która jest właśnie miarą napięcia przewodnika A_1, względem A_2, tudzież z pracy s_2, na drodze od A_2 do ziemi. Skoro tedy $s_1 = s + s_2$, przeto będzie $s = s_1 - s_2$.

c) Jeżeli dwa przewodniki, mające nierówne potencyały, połączymy drutem metalowym, wówczas powstanie prąd elektryczny, przewodzący elektryczność dodatnią od przewodnika o wyższym, do przewodnika o niższym potencyale (albo ujemną w kierunku przeciwnym). Nierówność potencyałów oznacza bowiem (według *b*), że między przewodnikami istnieje napięcie, które byłoby zdolne przerzucić nabój dodatni z pierwszego na drugi i wywiązać przytem dodatnią pracę. Dopóki przewodniki te są dostatecznie isolowane rozbrojenie takie nie nastąpi (chyba, gdyby napięcie przekroczyło pewną granicę, wtedy przeskoczy iskra, ust. 88). Skoro jednak umożliwimy ruch elektryczności, łącząc przewodniki jakimkolwiek pomostem przewodzącym, wtedy nastąpi prąd we wskazanym wyżej kierunku. Jest to przykład na ogólną zasadę: skoro jakaś przemiana, zdolna wywiązać dodatnią pracę, może wogóle się odbyć, w ten lub inny sposób, wtedy nastąpi ona z pewnością.

Wyższość i niższość potencyałów należy w tem twierdzeniu rozumieć algebraicznie. Potencyał np. +5 jest wyższy od potencyału +3, ale potencyał —5 jest niższy od potencyału —3; podobnie, jak dno morskie jest niższe od dna studni. Będzie to odrazu zrozumiane, skoro przypomnimy, że potencyał ziemi przyjęliśmy dowolnie za zero potencyałów. Gdybyśmy je liczyli od jakiegoś innego przewodnika, mającego względem ziemi potencyał np. —1000, wtedy zarówno —5 jak —3 miałyby wysokie wartości dodatnie, pierwszy niższą, drugi wyższą.

d) Prąd elektryczny, wywołany nierównością potencyałów dwóch połączonych z sobą przewodników, nie może ustać, dopóki nierówność ta istnieje. Z chwilą, gdy prąd ten ustanie, a ustali się równowaga elektryczna, napięcie między przewodnikami musi zniknąć, t. j. potencyały ich muszą się wyrównać. Stąd wniosek: w przypadku równowagi elektrycznej wysokość potencyału we wszystkich częściach we wnętrzu i na powierzchni tego samego przewodnika, albo też kilku połączonych z sobą przewodników[1]) musi być jednakowa. Przewodniki isolowane od siebie mogą oczywiście mieć potencyały różne. Dzięki tej własności potencyału mogliśmy przyjąć potencyał ziemi za zero, nie określając ściślej, o który punkt ziemi chodzi. Każdy przewodnik połączony drutem z ziemią można uważać za „ziemię", w znaczeniu elektrycznem[2]).

Gdybyśmy np. naelektryzowali człowieka, stojącego na isolującej go od ziemi podstawie, machiną elektryczną, do tego samego potencyału jaki posiada, dajmy na to, przewodnik tramwaju elektrycznego, wówczas mógłby on bezkarnie dotknąć się tego przewodnika, nie groziłoby mu żadne napięcie; przez ciało jego nie przeszłoby też żadne rozbrojenie elektryczne.

e) Nabój elektryczny próbny $+e$, umieszczony w którymkolwiek punkcie M pola elektrycznego (fig. 67) doznaje działania

---

[1]) Ściśle biorąc należałoby dodać, że połączone z sobą przewodniki są z tego samego materyału i mają jednakowe temperatury (p. ust. 106).

[2]) W ziemi samej płyną jednak, jak okazało doświadczenie, (polegające na połączeniu dwu odległych od siebie punktów ziemi z elektrodami galwanometru) słabe prądy elektryczne. To dowodzi, że różne punkty ziemi nie znajdują się, ściśle biorąc, na jednym potencyale. Różnice te są jednak znaczne tylko na bardzo dużych odległościach.

siły $P = eE$ w kierunku linii elektrycznej ab, przechodzącej przez ten punkt; E oznacza panujące tam natężenie pola (ust. 39). Jeżeli poprowadzimy nabój e od początku a do końca b tej linii, siła P zmieniać będzie w ogólności swą wielkość, od punktu do punktu, jednakże ona będzie go pędziła zawsze naprzód, ku b, nigdy wstecz — bośmy tę linię kreślili właśnie wślad kierunku pola; siła P wykona zatem pewną dodatnią pracę. Wnosimy przeto, że wysokość potencyału w początkowym punkcie każdej linii elektrycznej musi być większa, niż w końcowym. Wnosimy

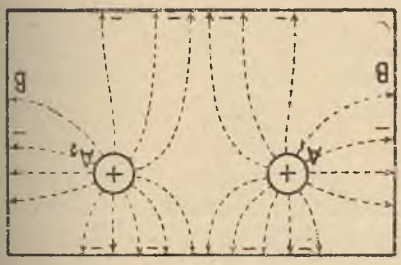


Fig. 76.

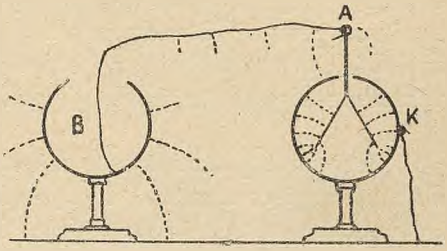


Fig. 77.

stąd dalej, że w przypadku równowagi elektrycznej żadna linia elektryczna nie może zaczynać się i kończyć na tym samym przewodniku, nie może też łączyć dwu przewodników isolowanych, mających ten sam potencyał. Tak np. linie, wychodzące z dwu jednakowych, isolowanych kul A_1 i A_2, mających jednakowe naboje i położonych symetrycznie względem ścian pokoju (fig. 76), muszą koniecznie omijać przeciwną kulę, gdyż potencyały ich będą widocznie równe.

f) Połączmy dowolny przewodnik naelektryzowany B (fig. 77) metalowym drutem z listkami elektroskopu, którego osłona K połączona jest innym drutem z ziemią. Nastąpi krótkotrwały prąd elektryczny, który przeprowadzać będzie część naboju ciała A na listki, dopóki potencyały ciała i listków nie wyrównają się; podobnież wyrównają się potencyały osłony i ziemi. Wewnątrz osłony elektroskopu wytworzy się wtedy pole elektryczne, którego linie przebiegać będą od listków do osłony, jeśli potencyał ciała B i listków jest dodatni, albo w przeciwnym

kierunku, jeśli jest ujemny. W obu razach nagromadzą się na końcach odpowiednich strug, t. j. na listkach i na osłonie naboje znaków przeciwnych (ust. 43, *b*), wskutek czego listki się rozchylą. Rozchylenie to będzie świadectwem, że potencyały listków i osłony, a zatem także ciała *B* i ziemi nie są jednakowe. Istotnie, gdyby osłona była również połączona z ciałem *B*, wówczas żadna linia elektryczna nie łączyłaby listków z osłoną, nie byłoby też rozchylenia, jakkolwiek mocno ciało *B* byłoby naelektryzowane. Widać tedy, że elektroskop wskazuje napięcie elektryczne przewodnika, z którym połączone są listki, względem tego ciała, z którem połączona jest jego osłona. Elektroskop urządzony tak, żeby nietylko wskazywał istnienie pewnej różnicy potencyałów swoich elektród, lecz żeby wielkość tego napięcia w określonych jednostkach (ust. nast.) dokładnie mierzył, nazwiemy elektrometrem (ust. 62).

Jest duże podobieństwo między napięciem elektrycznem przewodnika względem ziemi, a prężnością gazu, zamkniętego w zbiorniku, względem ciśnienia atmosfery. Napięcie dodatnie odpowiadałoby prężności większej, ujemne mniejszej od ciśnienia atmosfery. Podstawmy w myśli zamiast *B* (fig. 77) zbiornik gazu o prężności większej lub mniejszej od atmosferycznej; zamiast elektroskopu manometr metalowy, przystosowany do zwyżek i zniżek ciśnienia; zamiast łączącego drutu rurkę przewodzącą ze zbiornika do manometru, zaopatrzoną w kurek — analogia będzie wtedy zupełna. Elektroskop wykazuje różnice potencyałów, jak manometr różnice ciśnień.

49. Jednostki potencyału i napięcia elektrycznego. Przekonaliśmy się przed chwilą, że wielkość zwana potencyałem, albo napięciem elektrycznem, jakkolwiek określona na podstawie doświadczenia fikcyjnego, posiada jednak znaczenie zupełnie realne. Na mocy tego napięcia ciała naelektryzowane mają bowiem zdolność wykonywania pracy. Mechaniczne jej objawy, np. rozchylenie listków elektroskopu (fig. 77, albo 72) dozwalają wielkość tego napięcia ocenić, a nawet, jak się okaże w teoryi elektrometrów, wymierzyć je ściśle, w miarach bezwzględnych. Na podstawie określenia $s = \frac{L}{e}$ (us. 47) jednostka potencyału i napięcia zależy od wyboru jednostek naboju elektrycznego e i pracy mechanicznej L:

a) W układzie elektrostatycznym napięcie między dwoma przewodnikami, albo różnica ich potencyałów elektrycznych ($s_1 - s_2$, fig. 75), wynosi jednostkę, jeżeli przejście dodatniej „elektrostatycznej" jednostki naboju z jednego przewodnika na drugi wywiązuje 1 *erg* pracy.

b) W układzie elektromagnetycznym napięcie liczy się za jednostkę, jeżeli przejście jednej „elektromagnetycznej" jednostki dostarcza jednego erga pracy. Zważywszy, że ta ostatnia jednostka jest 3.10^{10} razy większa od elektrostatycznej (ust. 45, *b*) i tyleż razy większej ulega sile w danem polu elektrycznem, dostrzeżemy łatwo, że toż samo napięcie, wymierzone raz elektrostatyczną, drugi raz elektromagnetyczną jednostką, wyrazi się w tym drugim przypadku liczbą 3.10^{10} razy większą niż w pierwszym. Jednostka, którą się mierzy napięcia, musi tedy być, w układzie elektromagnetycznym, tyleż razy mniejsza, niż w elektrostatycznym.

c) w układzie praktycznym przyjęto dowolnie, a raczej kierując się względami dogodności — sto milionów (10^8) jednostek elektromagnetycznych za jednostkę miary i nazwano ją woltem.

Jednostka naboju w tym układzie (kulomb) równa się dziesiątej części odpowiedniej jednostki elektromagnetycznej (ust. 45, *c*). Wynika stąd, że spuszczenie naboju $e = 1$ kulomb ($= {}^1/_{10}$ e. m.) z napięcia 1 wolt ($= 10^8$ e. m.) wywiązuje $L = es = {}^1/_{10} . 10^8 = 10^7$ ergów pracy. Wzór $s = \frac{L}{e}$ będzie tedy można zastosować także w układzie praktycznym miar, pod warunkiem, żeby 1 erg zastąpiono inną jednostką pracy, mianowicie jednostką równą dziesięciu milionom (10^7) ergów. Jednostka ta, pod nazwą joule, służy istotnie za miarę pracy w układzie praktycznym miar elektrycznych; jest ona równoważna pracy $\frac{1}{9{,}81}$ kilogrammetrów.

Do ułatwienia przeliczeń z jednego układu miar w drugi posłuży następująca:

TABLICA

JEDNOSTEK POTENCYAŁU, NAPIĘCIA I SIŁ ELEKTROMOTORYCZNYCH.

Jednostka elektrostatyczna $= 3.10^{10}$ jedn. e. m. $= 300$ woltów.

Jednostka elektromagnetyczna $= \frac{1}{3} . 10^{-10}$ jedn. e. s. $= 10^{-8}$ woltów.

Wolt $= \frac{1}{300}$ jedn. e. s. $= 10^8$ jedn. e. m. $= \frac{\text{Joule}}{\text{Kulomb}}$.

Milliwolt $= \frac{1}{1000}$ wolta.

Przykład. Przewodnik tramwaju elektrycznego posiada stałe napięcie +400 woltów względem ziemi. Ile pracy możnaby zyskać, spuszczając stamtąd do ziemi $e = 5$ kulombów dodatniej elektryczności? *Odp.* $L = 5.400 = 2000$ joulów, albo $\frac{2000}{9{,}81} = 203{,}9$ *Kgm.* W układzie elektrostatycznym to samo obliczenie przedstawiłoby się tak: $s = \frac{4}{3}$ jedn. e. s.; $e = 15.10^9$ jedn. e. s.; $L = \frac{4}{3} . 15.10^9 = 2000.10^7$ ergów, t. j. jak pierwej, 2000 joulów. W elektromagnetycznym byłoby $s = 4.10^{10}$ jedn. e. m.; $e = \frac{1}{2}$ jedn. e. m., więc znowu $L = es = 2000.10^7$ ergów.

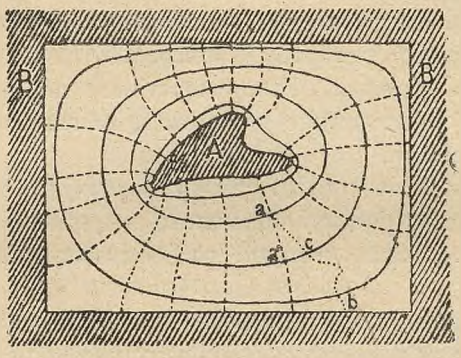


Fig. 78.

50. Potencyał w polu elektrycznem. Powierzchnie poziomu. Określiliśmy dotąd wartość potencyału elektrycznego w przewodnikach naelektryzowanych. Można jednak mówić także o wartości potencyału w każdym punkcie, takim jak *a* (fig. 78), pola — oczywiście wtedy tylko, gdy potencyał istnieje, a więc gdy to pole jest niezmienne. Przez potencyał w jakimkolwiek punkcie *a* pola elektrycznego rozumie się znowu stosunek pracy *L*, jaką pole wykonywa, podczas przejścia niezmiernie małego, dodatniego naboju próbnego $+e$, z uważanego punktu, po jakiejkolwiek drodze *ab*, do ziemi — do wielkości tego naboju *e*; krócej: potencyał mierzy się pracą, zyskaną przez spuszczenie dodatniej jednostki naboju z *a* do ziemi.

Skoro punkt *a* przybliżymy tuż do powierzchni którego z przewodników, np. do *A*, wtedy potencyał pola przejdzie w potencyał przewodnika.

W sąsiedztwie przewodnika takiego znajdziemy widocznie mnóstwo innych punktów: $a_1, a_2, a_3, \ldots$ takich jak a, w których potencyał pola mieć będzie tę samą, co w a, wartość $= s$. Wszystkie te punkty wytyczają jedną z t. zw. powierzchni poziomu elektrycznego, mianowicie tę z nich, która określa się liczbą s. Podobnych powierzchni można w polu nakreślić dowolną liczbę; np. druga, poprowadzona przez punkt a', określa się inną wartością s' potencyału. Dwie takie powierzchnie nie mogą się przecinać, albowiem potencyał nie może mieć w tem samem miejscu dwu różnych wartości.

System powierzchni poziomu, wykreślonych w polu elektrycznem, daje niemniej jasny obraz graficzny jego własności, jak system linii elektrycznych (te ostatnie zaznaczono na fig. 78 liniami kreskowanemi). Wynika to z następujących twierdzeń:

a) Między dwoma sąsiednimi punktami, leżącymi na tej samej powierzchni poziomu (np. a' i c) niema żadnej różnicy potencyału; zatem przesunięcie bieguna elektrycznego próbnego, z jednego z nich do drugiego, nie daje, ani nie zużywa żadnej pracy. Wynika stąd, że składowa natężenia elektrycznego w kierunku stycznym do powierzchni poziomu jest zero, a więc, że natężenie elektryczne w każdym punkcie pola jest prostopadłe do powierzchni poziomu przechodzącej przez ten punkt. Linie elektryczne przecinają zatem powierzchnie poziomu pod kątem prostym. Powierzchnie poziomu elektrycznego znajdują się w tym samym stosunku względem natężeń elektrycznych, jak powierzchnie poziomu w nauce o grawitacyi (tom I, ust. 125), albo w hidrodynamice, względem natężeń ciężkości: stąd ich nazwa.

b) Spad potencyału — natężenie. Weźmy dwa punkty a i a' (fig. 78), leżące na jednej linii elektrycznej, a na dwu niezmiernie bliskich siebie powierzchniach poziomu — na których też potencyał posiada wartości niezmiernie mało różne: s i s'. Pierwsza niech będzie wyższa. Spuszczenie dodatniego bieguna jednostkowego wzdłuż drogi aa', której długość oznaczymy przez l, da nam też (według ust. 48, *a*) dodatnią pracę $= s - s'$. Z tego wynika, że natężenie elektyczne działa w kierunku od a do a', a więc linie elektryczne biegną w kierunku potencyałów malejących.

Niechaj E oznacza wartość tego natężenia w punkcie a, albo, ściślej mówiąc, średnią jego wartość na krótkim odcinku $aa' = l$ linii elektrycznej. Biegun jednostkowy doznaje tam ze

strony pola siły $P = E \cdot 1$ (ust. 39), przeto wspomniana praca wyraża się przez $s - s' = E \cdot l$, skąd:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad E = \frac{s - s'}{l}.$$

Stosunek po prawej stronie tego równania nazwiemy spadem potencyału wzdłuż linii elektrycznej, w punkcie *a*. Wyrazu „spad" używamy tu w podobnem znaczeniu, w jakiem mówi się np. o spadzie (stromości) gościńca = stosunek różnicy wysokości dwu miejsc sąsiednich, do ich poziomej odległości, albo o spadzie temperatury (tom II, ust. 64) = stosunek różnicy temperatur do odległości odpowiednich miejsc. Znajdujemy tym sposobem ważne twierdzenie: Natężenie pola elektrycznego równa się spadowi potencyału w uważanem miejscu, wzdłuż linii elektrycznej.

Jednostką spadu potencyału w układzie praktycznym miar jest „wolt na centymetr"; w tej samej mierze wyrażają się też natężenia E pól elektrycznych. Zważywszy, że 1 wolt $= 10^8$ jednostek elektromagnetycznych potencyału, znajdziemy, że biegun elektryczny jednostkowy ulegałby w polu 1 *wolt/cm* sile 10^8 dyn, skąd:

$$1 \text{ } \textit{wolt/cm} = 10^8 \text{ jedn. e. m. natężenia.}$$

Biegun z nabojem 1 kulomba doznawałby w takiem polu siły 10^7 dyn, t. j. przeszło 10 *Kgr.*

c) Wzór (1) na E okazuje, że natężenie pola jest odwrotnie proporcyonalne do prostopadłego odstępu aa' dwu sąsiednich powierzchni poziomu. W silnych częściach pola elektrycznego powierzchnie poziomu skupiają się gęściej, w słabych rozchodzą się szeroko, podobnie, jak snopy linii elektrycznych (ust. 43, *a*).

d) W przypadku równowagi elektrycznej potencyał posiada tę samą wartość we wszystkich częściach każdego przewodnika (ust. 48, *c*). Wynika stąd naprzód, że niema on tam żadnego spadu, wskutek czego natężenie elektryczne w każdym przewodniku jest równe zeru — a następnie, że powierzchnia każdego przewodnika jest zarazem powierzchnią poziomu elektrycznego; z tego też powodu (według *a*) linie elektryczne wychodzą z powierzchni każdego przewodnika — albo wchodzą w nią — pod kątem prostym.

51. Rozmieszczenie elektryczności na przewodnikach. Gęstość. Działanie kolców. W przypadkach *równowagi elektrycznej* nabój gromadzi się wyłącznie na powierzchni przewodników (ust. 7, *b*). W ich wnętrzu nie może utrzymać się trwale żadne pole elektryczne (ust. 50, *d*); gdyby tam bowiem istniało, wytwarzałoby prąd elektryczny — nie byłoby więc równowagi.

Rozmieszczenie tego naboju powierzchownego nie jest jednak bynajmniej jednostajne. Można przekonać się o tem doświadczalnie, za pomocą malutkiego *krążka próbnego* $\alpha\beta$ (fig. 79) z cienkiej metalowej blaszki, osadzonego na cienkim isolującym trzonku, który przykładamy po kolei do różnych części powierzchni przewodnika. Po odjęciu zabiera on z sobą nabój e, dodatni lub ujemny, który mieścił się na nim, gdy on stanowił cząstkę powierzchni przewodnika. Zmierzywszy ten nabój np. puszką *Faradaya* i elektrometrem (us. 7, *d*) obliczymy t. zw. *gęstość elektryczną* σ w miejscu poddanem próbie. Przez gęstość elektryczną (powierzchowną) rozumie się *stosunek* $\frac{e}{a} = \sigma$, *naboju powierzchownego* e, *nagromadzonego na malutkiej części powierzchni przewodnika*, *do pola* a *tej części*.

Okaże się wtedy, że gęstość naboju będzie największa na tych częściach powierzchni przewodnika, obok których natężenie pola elektrycznego jest największe: istotnie, pole skierowane prostopadle do powierzchni wydostanie tam największą ilość elektryczności z wnętrza przewodnika.

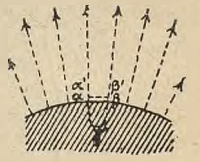


Fig. 79.

Zależność tę można uzasadnić w następujący sposób. Wykreślmy w myśli malutką powierzchnię zamkniętą $\alpha'\beta'\gamma$ (fig. 79) ograniczoną z boku ścianami $\alpha\alpha'$, $\beta\beta'$ strugi elektrycznej, wychodzącej z krążka próbnego, położonego na przewodniku naelektryzowanym, z góry przekrojom poprzecznym $\alpha'\beta'$ tej strugi, równoległym do krążka, a nieskończenie mu blizkim, mającym tedy toż samo pole $= a$ — nakoniec z dołu kieszonkowatem przedłużeniem $\alpha\beta\gamma$ tej strugi, sięgającem w głąb przewodnika. Jeżeli E oznacza natężenie elektryczne pola, tuż przy krążku, a więc także na przekroju $\alpha'\beta'$; D indukcyę elektryczną tamże, przyczem $D = \frac{kE}{4\pi}$ (ust. 41, 2), wtedy całkowity strumień indukcyi, wycho-

dzący z tej powierzchni zamkniętej będzie $D \cdot a = \frac{kEa}{4\pi}$, gdyż on idzie tylko przez ścianę $\alpha'\beta'$, na pozostałych ma wartość zero. Według ust. 42 strumień ten jest równy całkowitemu, objętemu powierzchnią nabojowi, w naszym przypadku nabojowi e na krążku próbnym. Mamy więc $\frac{kEa}{4\pi} = e = \sigma a$, skąd:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad \sigma = \frac{kE}{4\pi} = D;$$

gęstość elektryczna zależy więc tylko od natężenia E w pobliżu powierzchni i od rodzaju otaczającego dielektryku. Ona równa się indukcyi elektrycznej, panującej w pobliżu uważanej części powierzchni przewodnika.

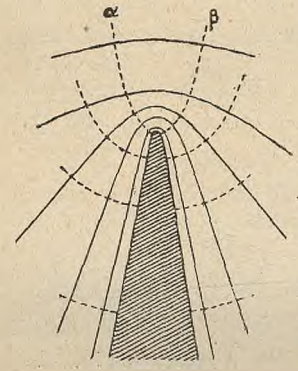


Fig. 80.

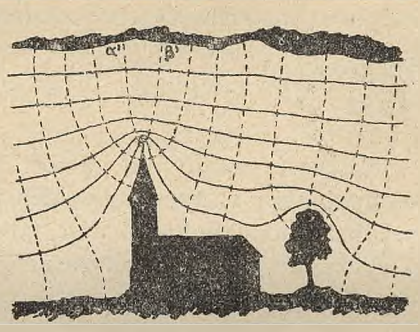


Fig. 81.

Rozmieszczenie elektryczności na przewodniku można także ocenić według przebiegu powierzchni poziomu w najbliższem jego sąsiedztwie. Skoro gęstość σ jest proporcyonalna do natężenia E, tuż przy powierzchni przewodnika, zaś E jest odwrotnie proporcyonalne do prostopadłego odstępu dwu sąsiednich powierzchni poziomu (ust. 50, *b*), z których jedną może być powierzchnia samego przewodnika, przeto, gdzie powierzchnia poziomu, wykreślona tuż obok przewodnika, bardziej się do niego przybliża, tam gęstość powierzchowna jego naboju będzie większa.

Ogólnie można powiedzieć, że na częściach przewodnika wystających i ostro zakrzywionych (kolce, ostre krawędzi) gromadzi się najwięcej naboju elektrycznego. Pochodzi to stąd, że struga elektryczna $\alpha\beta$ (fig. 80), wychodząca z takiego kolca lub krawędzi, posiada kształt mocno rozwartego stożka. Trafiając inny przewodnik, np. osłonę pola, albo, jak na fig. 81, chmurę naelektryzowaną, przechodzącą nad ostro zakończoną wieżą, wycina z jej powierzchni duży obszar $\alpha'\beta'$, obejmujący też znaczny bardzo nabój elektryczny. Według znanego twierdzenia (ust. 43, *b*) tej samej wielkości nabój, znaku przeciwnego, mieścić się musi u cienkiego jej końca; stąd wielka tamże gęstość.

Odpowiednio do wielkiej gęstości σ przyjmuje także natężenie elektryczne E w polu, tuż przy takim kolcu, ogromne wartości. W tych warunkach, jak okażemy w rozd. III, powietrze nie daje już dostatecznej isolacyi, nabój elektryczny ucieka z kolca w powietrze, dopóki napięcie kolca nie spadnie do pewnej niskiej wartości, zależnej od ostrości kolca i od ciśnienia powietrza (ust. 79). Warto też wspomnieć już tutaj, że nabój ujemny rozbraja się z kolców łatwiej, niż dodatni.

Ważnem zastosowaniem tego działania kolców są wynalezione przez F r a n k l i n a g r o m n i k i, ostre kolce, umieszczane nad dachami budynków, połączone metalową linewką z wilgotnemi, dobrze przewodzącemi, warstwami ziemi. Zadaniem ich jest w pierwszym rzędzie zobojętnianie elektryczności chmur, przez ów wypływ przeciwnej elektryczności z ziemi, przez kolec. Gdyby mimo to doszło do nagłego rozbrojenia całego naboju chmury, iskra piorunowa uderzy przedewszystkiem w gromnik, a nabój przejdzie linewką do ziemi, bez szkody dla budynku.

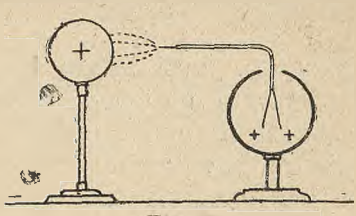


Fig. 82.

Rozbrojenie przez powietrze, w y p ł y w e m e l e k t r y c z n y m, za pośrednictwem kolców, bywa stosowane w machinach elektrycznych (ust. 61) do przenoszenia elektryczności, bez dotykania przewodników.

Elektroskop, uzbrojony ostrym kolcem, nie daje się naelektryzować powyżej pewnego maximum napięcia. Nawzajem, można mu udzielić naboju, bez dotknięcia, jeśli się zbliży do kolca przewodnik silnie naelektryzowany (fig. 82). Naelektryzuje się

wtedy jednoimiennie z przewodnikiem — wskutek straty przeciwnej elektryczności przez kolec.

52. Potencyał indukcyjny. *a*) Indukcya zewnętrzna. Przewodnik isolowany, nie mający żadnego naboju elektrycznego, wprowadzony w pole elektryczne, nabywa jednakże pewnego napięcia elektrycznego; powiadamy, że jest to napięcie, albo potencyał indukcyjny. Powierzchnia każdego przewodnika w polu statycznem musi być powierzchnią poziomu, czy przewodnik ten posiada na ogół nabój, czy nie. Wprowadzenie przewodnika nienaelektryzowanego A' (fig. 83) w pole ciała A, np. dodatnio elek-

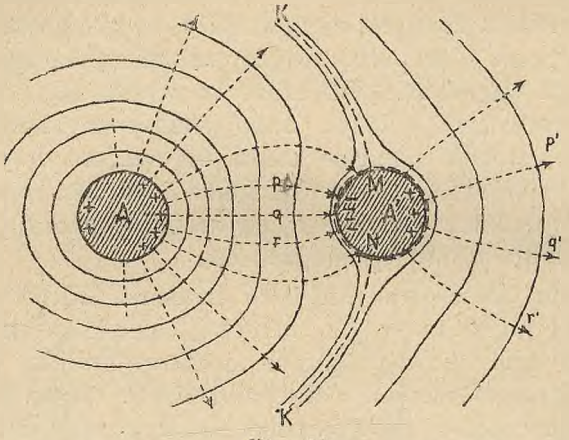


Fig. 83.

trycznego, musi zatem koniecznie zmienić pierwotny przebieg powierzchni poziomu, a tem samem cały ustrój pola. Pewna liczba strug elektrycznych p, q, r, wychodzących z A, padnie teraz na powierzchnię przewodnika A', zwróconą ku A, a końce ich zaznaczą się tam (według ust. 43, *b*) wystąpieniem naboju (indukcyjnego) ujemnego. Nabój ten — tak zw. elektryczność związana, ust. 5 — będzie zawsze mniejszy od całkowitego naboju ciała A, zawdzięcza on bowiem swe powstanie tylko pewnej części strug wysłanych z A. Ponieważ jednak przewodnik A' nie miał i niema elektryczności żadnego znaku w nadmiarze, przeto wychodzący zeń całkowity strumień indukcyi powinien na ogół wynosić zero (ust. 42); ile linii elektrycznych: p, q, r,... pada na jedną jego stronę, tyleż linii p', q', r',... powinno z przeciwnej wychodzić; początki ich stają się siedliskiem nabojów równoimiennych, dodatnich (t. zw. elektryczność swobodna).

W czasie wprowadzania przewodnika A' w pole płynąć będzie w jego wnętrzu prąd elektryczny przewodzony, wywołany początkową nierównością napięć. Różnoimienna elektryczność przenosić się będzie w stronę ku A, jednoimienna w stronę przeciwną, aż do ułożenia się stanu równowagi. Jednocześnie zajdzie także zmiana w rozmieszczeniu naboju na przewodniku A; pierwotne bowiem rozmieszczenie przestało być, wskutek zmiany ustroju pola, stanem równowagi. Powierzchnia ciała A' wgniotła niejako powierzchnie poziomu w stronę ciała A. Powiększył się spad potencyału a więc i natężenie wzdłuż linii p, q, r, to znaczy, że przewodnik A' przyciągnął ku sobie większą liczbę linii elektrycznych, wskutek czego przeciwna strona ciała A została z nich częściowo ogołoconą. Znaczy to, że zbliżenie ciała A' sprawiło częściowe przesunięcie się naboju ciała A ku tej części powierzchni, na którą patrzy A'.

Na pograniczu elektryczności dodatniej i ujemnej, ciągnie się na powierzchni przewodnika A' linia obojętna MN, na której gęstość σ jest zero. Według ust. 51, jest tam także zerem natężenie E pogranicznego pola. Wyobraźmy sobie powierzchnię przecinającą prostopadle powierzchnię przewodnika A', wzdłuż obwodu obojętnego MN. Pas tej powierzchni, przylegający do MN, będzie częścią powierzchni poziomu K (fig. 83), albowiem przesuwanie naboju próbnego po tym pasie, ku A', albo od A', nie da żadnej pracy (z powodu, że tam $E = 0$).

Możemy teraz ocenić zmianę, jaką w ustroju pierwotnego pola ciała A sprawiło zbliżenie nielektrycznego pierwotnie przewodnika A'. Oto jedna z powierzchni poziomu K rozszczepia się i powleka sobą przewodnik A'; inne przystosowują się odpowiednio do jej zmienionego przebiegu. Potencyał indukcyjny, nabyty przez ciało A', jest to właśnie potencyał panujący na tej powierzchni K.

Jeżeli rozmiary przewodnika A' są bardzo drobne w porównaniu z rozmiarami ciała A i jego odległością, wtedy i odkształcenie, jakie obecność jego sprawia w polu, jest nieznaczne i ogranicza się do najbliższego tylko jego otoczenia. Można wtedy przyjąć, że napięcie, jakiego nabywa przez indukcyę bardzo mały nieelektryczny przewodnik, wprowadzony w pole elektryczne, równa się potencyałowi, jaki panował tamże przed jego wprowadzeniem.

b) Indukcya wewnętrzna. W przypadku, kiedy przewodnik nieelektryczny A' ma postać zamkniętego naczynia, obej-

mującego całkowicie ciało naelektryzowane A, wyłowi on nie część tylko, ale wszystkie linie elektryczne wychodzące z A. Wskutek tego usadowi się na jego powierzchni wewnętrznej nabój równy nabojowi ciała A, ale przeciwnego znaku; na zewnętrznej powierzchni takiż nabój jednoimienny. Tak przedstawia się teorya puszki Faradaya (ust. 6).

Pierwotne pole ciała A dozna przytem w ogólności zmiany; jego powierzchnie poziomu przystosują się do kształtu wewnętrznej powierzchni osłony, która stanie się jedną z nich. Szczególnie ważny, chociaż idealny tylko otrzymamy przypadek, skoro wyobrazimy sobie, że osłonę sporządzono z niezmiernie cienkiej blaszki, którą uformowano ściśle w kształt jednej z pierwotnych powierzchni poziomu, otaczających przewodnik naelektryzowany (fig. 84). Osłona ukształtowana w ten sposób nie zmieni wcale pierwotnego ustroju pola, ani w swem objęciu, ani zewnątrz. Oba naboje indukcyjne, wewnętrzny i zewnętrznny, wystąpią wtedy z jednakową po obu stronach osłony gęstością, jeden dodatni, drugi ujemny. Ażeby to zrozumieć wyobraźmy sobie, że naprzód założono osłonę, a potem dopiero naelektryzowano ciało A, po cienkim druciku, wprowadzonym do wnętrza przez malutki otwór w osłonie. Naboje indukcyjne rozsuną się wtedy w osłonie w kierunku linii elektrycznych, a więc wszędzie w kierunku prostopadłym do osłony, wystąpią przeto po obu jej stronach z tą samą gęstością. Równolegle do osłony nie popłynie żaden prąd. Takie dwie warstwy elektryczności, przeciwnych znaków, jednakowo gęste, a niezmiernie blizkie siebie, znoszą się w swem działaniu na zewnątrz, nie mogą mieć przeto wpływu na ustrój pierwotnego pola.

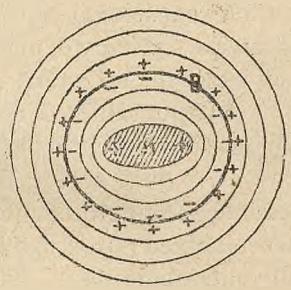


Fig. 84.

53. Pojemność elektryczna. Powróćmy do najprostszego układu elektrycznego, składającego się z jednego isolowanego przewodnika A (jak na fig. 71, albo 78), otoczonego osłoną elektryczną B, która może być bądź isolowaną, bądź nie. Jeżeli przewodnikowi A, nie zmieniając jego położenia względem osłony, udzielać będziemy różnych nabojów elektrycznych e, albo e_1, e_2,... przyczem na osłonie występować będą zawsze naboje związane $-e$, albo $-e_1$, $-e_2$,..., wtedy napięcie przewodnika A względem B

zmieniać się będzie proporcyonalnie do wielkości każdorazowego naboju. Wynika to stąd, że położenie i postać linii elektrycznych, łączących A i B będą zawsze jednakie, a zmieniać się będzie panujące na nich natężenie i to proporcyonalnie do wielkości naboju; w tym samym stosunku zmieniać się będzie widocznie praca mierząca napięcie, czyli różnicę potencyałów obu przewodników A i B.

Oznaczywszy tedy ogólnie przez e nabój przewodnika A, przez s jego napięcie względem osłony (a więc $s = s_1 - s_2$, jeśli s_1 i s_2 oznaczają potencyały przewodnika i osłony) możemy napisać:

(1) . . . . . $e = c \,.\, s$, albo $e = c \,.\, (s_1 - s_2)$,

w czem c oznaczać będzie stały spółczynnik proporcyonalności, zależny tylko od postaci i rozmiarów przewodników A i B, od wzajemnego ich położenia, tudzież od rodzaju ośrodka isolującego, wypełniającego pole.

Spółczynnik ten, którego miarą jest widocznie ilość elektryczności, jaką należy wprowadzić w przewodnik A, żeby napięcie jego względem osłony podnieść do wysokości równej jednostce potencyałów ($e = c$, gdy $s = 1$), nazywa się pojemnością przewodnika A. Przewodnik, mający dużą pojemność, nagromadzi na sobie wielki nabój elektryczny, nawet gdy napięcie jego jest niewielkie; okazuje to wzór (1). Nawzajem, przewodnik mający bardzo małą pojemność, uzyska wysokie napięcie, nawet gdy udzielimy mu niewielkiego naboju.

Z powyższego określenia wynika, że 1) pojemność danego przewodnika zależy nietyko od jego postaci i rozmiarów, lecz w równej mierze od postaci rozmiarów i położenia przewodników postronnych (osłony), względem których liczymy jego napięcie; tudzież, że 2) pojemność elektryczna posiada tylko wtenczas wartość określoną, tylko wtenczas można mówić o pojemności, gdy wszystkie strugi elektryczne wysłane przez taki przewodnik, kończą się na przewodnikach, mających niezmienne względem pierwszego położenia i jedną określoną, wspólną wartość potencyału — słowem gdy on jest wystarczająco osłonięty. Wyjaśniliśmy to już dostatecznie w ust. 10, z innego punktu widzenia.

54. Jednostki pojemności elektrycznej. W myśl określenia (wzór 1, ust. poprz.) przewodnik posiada jednostkę pojemności, jeżeli naelektryzowany do jednostki napięcia, gromadzi na sobie jednostkę naboju elektrycznego. Stosuje się to do wszystkich trzech układów miar elektrycznych.

W praktycznym układzie miar nazwano jednostkę pojemności faradem: jest to pojemność przewodnika, który pod napięciem jednego wolta gromadzi na sobie nabój jednego kulomba. Jest to, jak niebawem okażemy, pojemność tak olbrzymia, że w rzeczywistości używa się milionowej jej części do wymierzania kondensatorów i t. p. pod nazwą mikrofarada (*mf*).

Porównanie farada z obu jednostkami bezwzględnemi wynika z uwagi, że pojemność farada mieści w sobie nabój 1 kulomba, t. j. $e = 3.10^9$ jednostek e. s., pod napięciem jednego wolta, t. j. $s = \frac{1}{300}$ jedn. e. s. Stąd wypada jego wartość w mierze elektrostatycznej: $c = \frac{e}{s} = 3.10^9 \,.\, 300 = 9.10^{11}$ jedn. pojemności elektrostatycznych. Podobnie znajdziemy jego wartość elektromagnetyczną: $10^{-1} : 10^8 = 10^{-9}$, zaczem następująca:

TABLICA

JEDNOSTEK POJEMNOŚCI ELEKTRYCZNEJ.

Jedn. e. s. $= \frac{1}{9} \,.\, 10^{-20}$ jedn. e. m. $= \frac{1}{9} \,.\, 10^{-11}$ *far.* $= \frac{1}{9} 10^{-5}$ *mf.*
Jedn. e. m. $= 9.10^{20}$ jedn. e. s. $= 10^9$ *far.* $= 10^{15}$ *mf.*
Farad $= 9.10^{11}$ jedn. e. s. $= 10^{-9}$ jedn. e. m. $= 10^6$ *mf.*
Mikrofarad $= 9.10^5$ jedn. e. s. $= 10^{-15}$ jedn. e. m. $= 10^{-6}$ *far.*

55. Kondensatory. Kondensatorem jest ściśle biorąc każdy przewodnik o dobrze określonej pojemności elektrycznej, niezależnej od położenia postronnych przewodników, np. od stanowiska samego eksperymentatora. Z konieczności tedy przyrząd taki składać się musi z dwu przewodników: z przewodnika isolowanego *A* (zwanego niekiedy kolektorem) i z jego elektrycznej osłony *B*. Osłona ta ma jednakże inne jeszcze zadanie (ust. 10); jeśli ona obejmuje przewodnik *A* ciasno, z pozostawieniem cienkiej tylko warstewki ośrodka isolującego, wtedy zwiększa ogromnie jego pojemność. Do takich przewodników ogranicza się pospolicie nazwa kondensator.

Istotnie, otoczenie przewodnika isolowanego i naelektryzowanego, osłoną, która go nie dotyka, a jest połączona z ziemią, nie zmieni też znacznie gęstości σ jego rozmieszczenia (czasem wcale nie, ust. 52, *b*). Wskutek tego nie zmieni się też wiele natężenie E otaczającego pola, które idzie zawsze w parze z gęstością (ust. 51, 1). Natomiast zmniejszy się bardzo znacznie napięcie nagromadzonego na tym przewodniku naboju. Napięcie to mierzy się bowiem pracą, która składa się z dwu czynników: z natężenia E, które prawie nie zmieniło się i z drogi wiodącej do ziemi, która skróciła się ogromnie, gdyż osłona jest teraz ziemią, w znaczeniu elektrycznem. Założenie osłony zniża tedy napięcie s, przy niezmienionym naboju e, to znaczy, zwiększa pojemność c, w myśl wzoru $c = \frac{e}{s}$. Podobnież w rozciągliwym worku, napełnionym stałą ilością wody, opadnięcie poziomu wody byłoby oznaką zwiększenia się pojemności worka.

Rozumie się, że ten wpływ osłony zaznaczy się tylko wtedy, gdy ona jest połączona z ziemią. Wpływ isolowanej byłby nieznaczny, albo żaden (jak w przypadku fig. 84).

Wpływ osłony, albo okładki nieisolowanej kondensatora można okazać z łatwością za pomocą elektroskopu. Przyrząd ten, połączony z okładką isolowaną okazuje nagłe opadanie napięcia, gdy zbliżymy do niej drugą okładkę, połączoną z ziemią. Oddalenie jej podnosi znowu napięcie; na tem polega działanie znanego nam już elektroskopu Volty (fig. 35).

Jeżeli w jakim kondensatorze znany jest przebieg i natężenie linii elektrycznych, czy to z doświadczenia, czy z rachunku, wtedy (według ust. 50, 1 i 51, 1) można obliczyć napięcie s i nabój e, przeto także pojemność $c = \frac{e}{s}$. W niektórych prostszych (pod względem postaci przewodników) przypadkach obliczenie pojemności na tej drodze nie przedstawia trudności. Dwa takie przypadki zasługują na uwagę.

a) Kondensator kulisty. Kolektor jest kulą pełną albo pustą o promieniu $= R_1$ (fig. 85). Osłona jest również kulą, spółśrodkową, o promieniu większym $= R_2$. Pomijamy małą zawiłość wynikającą z konieczności wprowadzenia z zewnątrz cienkiej elektrody przez otwór w kuli zewnętrznej (fig. 11 do ust. 10). Pole między obiema okładkami bę-

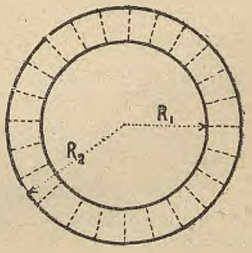


Fig. 85.

dzie, z powodu symetryi, promieniste, a jego natężenie w danej odległości wszędzie jednakie. Oznaczmy przez e nabój kuli mniejszej; nabój większej będzie $-e$ na stronie wewnętrznej, zero na zewnętrznej, jeżeli jest połączona z ziemią. Gęstości na nich będą $\sigma = \frac{e}{4\pi R^2_1} = \frac{kE}{4\pi}$ na kolektorze, $\sigma_1 = -\frac{e}{4\pi R_2^2} = \frac{kE_1}{4\pi}$ na osłonie (według ust. 51). Oznaczyliśmy tu przez k zdolność elektryczną ośrodka isolującego między kulami, przez E i E_1 natężenia elektryczne tuż przy ich powierzchniach. Wartości tych natężeń są zatem $E = \frac{e}{kR^2_1}$ i $E_1 = -\frac{e}{kR^2_2}$; znak ujemny drugiego wskazuje, że ono jest zwrócone ku powierzchni kuli większej, jak być powinno, skoro ona jest ujemna, jeśli e dodatnie. Jeżeli warstwa isolatora jest tak cienką, że R_1 i R_2 różnią się bardzo mało, wtedy nie popełni się znacznego błędu, skoro się przyjmie, że średnia wartość natężenia elektrycznego między kulami, na każdej linii elektrycznej, równa się średniej geometrycznej $\sqrt{EE_1}$ swych wartości skrajnych, t. j. $\frac{e}{kR_1R_2}$. Praca wyrażająca napięcie s kuli wewnętrznej względem zewnętrznej będzie wtedy:

$$(1) \quad \ldots \ldots \quad s = \frac{e}{kR_1R_2}(R_2 - R_1),$$

skąd wypada wyrażenie na pojemność takiego kondensatora:

$$c = \frac{e}{s} = \frac{kR_1R_2}{R_2 - R_1}.$$

Łatwo okazać, że wzór ten stosuje się i wtedy, gdy warstwa isolatora nie jest bardzo cienka, jak to założyliśmy wyżej *). Można będzie wtedy założyć $R_2 = \infty$, t. j. że mamy jedną tylko kulę o promieniu R_1, niezmiernie odległą od innych przewodników. Pisząc $c = \frac{kR_1}{1 - \frac{R_1}{R_2}}$ i zakładając tu $R_2 = \infty$ znajdziemy na pojemność takiej kuli wzór:

$$(2) \quad \ldots \ldots \ldots \quad c = kR_1.$$

*) Wystarczy przyjąć, że pomiędzy kule R_1 i R_2 wstawiono mnóstwo kul spółśrodkowych, nieelektrycznych, z niezmiernie cienkiej blaszki; nie zmieni to wcale ustroju pola (ust. 52, b). Kondensator pierwotny rozpadnie się wtedy na mnóstwo kondensatorów bardzo cienkich.

W układzie elektrostatycznym miar, jeżeli isolatorem jest powierze ($k = 1$, ust. 45, *a*), będzie poprostu $c = R_1$; pojemność takiej kuli równa się jej promieniowi, mierzy się tedy na centymetry, jak zresztą pojemności wszelkich innych kondensatorów w tym układzie *).

b) Kondensator płaski (fig. 86) składa się z dwu płaskich, metalowych krążków *A* i *B*, utrzymywanych w niewielkiej, a stałej od siebie odległości, za pomocą trzech kawałeczków bursztynu, jednakowej grubości. Oba krążki (okładki kondensatora) osadzone są na trzonkach isolujących (szkło, lepiej kauczuk, siarka albo bursztyn); dolny łączy się zwykle z ziemią, górny ze źródłem dostarczającem elektryczności — albo też dolny z jednym, górny z drugim biegunem źródła (machiny elektrycznej, ogniwa galwanicznego).

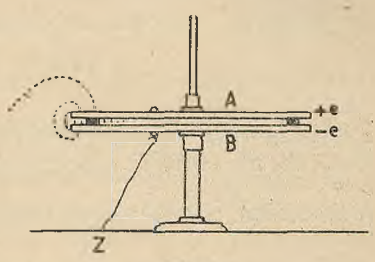


Fig. 86.

Pole elektryczne tworzy się wyłącznie niemal w szczelinie między krążkami, gdyż wzajemne przyciąganie się przeciwnych nabojów ściąga linie elektryczne prawie w całości — o ile szczelina jest dość wązka — na zwrócone ku sobie powierzchnie okładek. Linie elektryczne w tem polu są proste, prostopadłe do krążków; pole jest jednostajne. Niektóre, bardzo zresztą nieliczne linie, zakrzywione, łączą zewnętrzne powierzchnie obu

---

*) Wynika to z obliczenia wymiarów wielkości elektrycznych. Według prawa Coulomba (ust. 44, 1) dwa jednakowe naboje *e* i *e* odpychają się siłą $P = \frac{e^2}{kr^2}$, skąd $e = r\sqrt{kP}$. Ponieważ *P* wyraża się w dynach, t. j. $gr\ cm/sek^2$, przeto jednostką naboju będzie: $cm\ sek\sqrt{k\ .\ gr\ cm} = k^{\frac{1}{2}}\ cm^{\frac{3}{2}}\ gr^{\frac{1}{2}}\ sek^{-1}$. Jednostkę napięcia znajdziemy na tej podstawie, że równa się ona stosunkowi jednostki pracy (erga) do jednostki naboju, a więc $(gr\ cm^2/sek^2) : k^{\frac{1}{2}}\ cm^{\frac{3}{2}}\ gr^{\frac{1}{2}}\ sek^{-1} = k^{-\frac{1}{2}}\ gr^{\frac{1}{2}}\ cm^{\frac{1}{2}}\ sek^{-1}$. Jednostkę pojemności da nam nakoniec stosunek jednostek naboju i napięcia: $(k^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{3}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sek^{-1}) . (k^{-\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}} sek^{-1}) = k\ cm$. W układzie elektrostatycznym zostaje sam *cm*, skoro uważać będziemy *k* za czystą liczbę.

krążków; inne, również nieliczne, biegną od krążka isolowanego do ziemi. Istnienie tych linii rozprószonych wskazuje, że odrobina naboju przedostaje się jednak także na zewnętrzną stronę krążków.

Pomińmy na razie ten mały nabój zewnętrzny; przyjmijmy, że pole elektryczne istnieje tylko w obrębie szczeliny, i że jest ściśle jednostajne. Oznaczmy pole każdej ze zwróconych ku sobie powierzchni krążków przez a (centym. kwadr.) przez $+e$ i $-e$ ich naboje. Gęstość na dodatniej okładce będzie $\sigma = \frac{e}{a}$, przeto natężenie pola: $E = \frac{4\pi\sigma}{k} = \frac{4\pi e}{ka}$; ono będzie stałe na całej długości każdej linii elektrycznej, gdyż przekroje strug są stałe (ust. 43, a). Jeżeli d (centym.) oznacza odstęp krążków, wtedy różnica ich potencyałów (napięcie) będzie $s = Ed = \frac{4\pi e d}{ka}$. Jako wartość pojemności znajdziemy teraz, według $c = \frac{e}{s}$:

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots \quad c = \frac{ka}{4\pi d}.$$

Pojemność kondensatora płaskiego jest zatem proporcyonalna do pola jego powierzchni czynnej, odwrotnie proporcyonalna do grubości warstwy isolującej.

Ten sam wzór wystarczy także do przybliżonego obliczania pojemności kondensatorów, których okładki są lekko zakrzywione (butelek lejdejskich i t. p.).

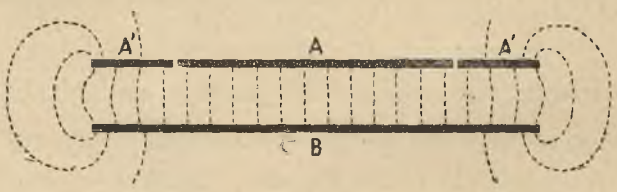


Fig. 87.

c) Pierścień ochronny. Wzór (3) nie jest zupełnie ścisły; wyprowadzając go zaniedbaliśmy bowiem niejednostajność pola w pobliżu brzegu krążków i mały nabój, gromadzący się na zewnętrznej ich powierzchni około brzegów. Byłby on zupełnie ścisłym, gdyby można było wykroić środkową tylko część krąż-

ków, gdzie pole można uważać za zupełnie jednostajne. W niektórych przyrządach elektrycznych (np. ust. 62, a) używa się istotnie kondensatorów, w których jeden z krążków złożony jest z dwu niedotykających się części: z płaskiego krążka A (fig. 87) i z otaczającego go t. zw. pierścienia ochronnego A'. Podczas elektryzowania sprowadza się A i A' do spólnego potencyału s_1 przez chwilowe połączenie ich drutem; drugi krążek B ma np. potencyał s_2. Nabój nagromadzony na krążku A oblicza się wtedy ściśle według wzoru:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \quad e = \frac{ka}{4\pi d}(s_1 - s_2).$$

d) Baterye kondensatorów. 1) Spięcie równoległe. Z kilku mniejszych kondensatorów, o pojemnościach c_1, c_2, c_3... (fig. 88), można złożyć jeden o pojemności większej. W tym celu łączy się wszystkie okładki, powiedzmy dodatnie, z jedną spólną

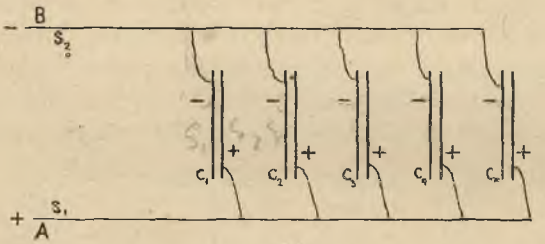


Fig. 88.

elektrodą A, wszystkie ujemne z drugą B. Pierwsze będą wtedy miały spólny potencyał s_1, drugie znowu spólny s_2. W pierwszym kondensatorze nagromadzi się nabój $e_1 = c_1(s_1 - s_2)$, w następnym $e_2 = c_2(s_1 - s_2)$ i t. d. Ogółem cała baterya zbierze nabój $e_1 + e_2 + \ldots = (c_1 + c_2 + \ldots)(s_1 - s_2)$, działać będzie zatem jak jeden kondensator o pojemności:

$$c = c_1 + c_2 + c_3 + \ldots$$

Pojemność bateryi złożonej z kondensatorów spiętych równolegle jest sumą pojemności wszystkich kondensatorów.

Bateryi połączonej równolegle są zupełnie równoważne t. zw. kondensatory arkuszowe (fig. 89), złożone z arkuszy staniolu, przekładanych arkuszami papieru parafinowanego, albo blaszkami łyszczku. Używa się ich wtedy, gdy chodzi o wielką pojemność, w małej objętości. Nie znoszą wysokich napięć.



Fig. 89.

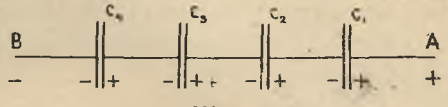


Fig. 90.

2) Spięcie rzędowe. Inaczej będzie, jeżeli okładkę ujemną każdego kondensatora połączymy z dodatnią następnego (fig. 90), dbając, żeby wszystkie, prócz ostatniej, były isolowane od ziemi. Okładki jednoimienne nie będą teraz miały, jak pierwej, jednakowych napięć, lecz jednakowe naboje. Istotnie, nabój np. $+e$, udzielony dodatniej okładce pierwszego kondensatora, wiąże $-e$ na ujemnej, a odrzuca znowu $+e$ do dodatniej następnego i t. d. (zaniedbujemy tu małe naboje na stronach zewnętrznych okładek i na drutach łączących). Otóż jeżeli okładka np. ujemna ostatniego, n-tego kondensatora, jest na potencyale zero, to należąca do niej dodatnia, tudzież spięta z nią ujemna przedostatniego, $(n-1)$-go kondensatora, będą miały napięcie spólne $s_n = \frac{e}{c_n}$. Na drucie łączącym $(n-1)$-szy z $(n-2)$-im napięcie będzie $s_{n-1} = s_n + \frac{e}{c_{n-1}} = e\left(\frac{1}{c_n} + \frac{1}{c_{n-1}}\right)$ i t. d. Nakoniec na dodatniej okładce pierwszego i na elektrodzie A znajdziemy:

$$s_1 = e\left(\frac{1}{c_n} + \frac{1}{c_{n-1}} + \ldots \frac{1}{c_1}\right).$$

Widać, że napięcie to będzie duże, nawet gdyby pojemności poszczególnych kondensatorów nie były wcale małemi. Jeżeli i teraz nazwiemy pojemnością c bateryi stosunek naboju przyjętego przez elektrodę isolowaną, do wysokości napięcia, to będzie:

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} + \ldots + \frac{1}{c_n}.$$

Odwrotna pojemność bateryi złożonej z kondensatorów spiętych w rzęd jest sumą odwrotnych pojemności wszystkich kondensatorów.

Spięcie rzędowe (zwane także kaskadowem) może być użyteczne, jeżeli chodzi o uzyskanie wysokich napięć za pomocą małych nabojów elektrycznych. Naelektryzowawszy kondensatory naprzód w spięciu równoległem, można uzyskać olbrzymie napięcie, gdy się przemieni następnie spięcie równoległe na rzędowe.

Widać, że niewielki nabój, udzielony bateryi kaskadowej, wywołuje odrazu wysokie napięcie, czyli, innemi słowy, baterya taka przedstawia odrazu wysoki opór dalszemu wtłaczaniu w nią naboju elektrycznego. Możnaby ją porównać z grubą, sztywną sprężyną, która przy najmniejszem ugięciu stawia odrazu wielki opór. Baterya równoległa znowu jest więcej podatną, niewielki nabój gubi się w niej i tonie.

56. Energia elektryczna. Energię, jaką przedstawia układ naelektryzowany i pozostający w równowadze elektrycznej, na czemkolwiekby ona polegała, trzeba zaliczyć do form energii statycznych, czyli potencyalnych. Przejawia się ona dopiero wtedy, gdy układ zostaje rozbrojony, t. j. podczas przejścia w stan nieelektryczny. Nie można jednak z góry powiedzieć, gdzie ona jest usadowioną, w przewodnikach, czy w isolatorach. Jako jej siedlisko należy uważać cały układ naelektryzowany, jak daleko sięga jego wpływ elektryczny. Widocznem jest, że nie możnaby wyrwać z układu jednego przewodnika i pytać o jego energię elektryczną, gdyż układ stanowi nierozdzielną całość, składającą się z pola elektrycznego i ograniczających je przewodników; w samych przewodnikach, jak wiadomo pole nie istnieje wcale.

Weźmy pod uwagę najprostszy układ elektryczny, złożony z jednego przewodnika i jego osłony elektrycznej (jak fig. 71, albo 78). Obliczmy, ile możnaby zyskać pracy, spuszczając stopniowo cały nabój e przewodnika isolowanego A do osłony B np. do ziemi. Po uskutecznieniu tej pracy układ będzie całkowicie rozbrojony, ona stanowi tedy dokładną miarę elektrycznej jego energii. Rozbrojenie należy oczywiście tak przeprowadzić, żeby obok pracy nie wytwarzało się ciepło.

Podzielmy w myśli cały nabój ciała A na bardzo wielką liczbę n równych części. Odbierzmy mu i spuśćmy w osłonę jedną taką malutką część $\frac{e}{n}$. Praca zyskana przytem będzie $l_1 = \frac{e}{n} . s$ jeżeli s oznacza początkową wartość napięcia (ust. 47). Jedno-

cześnie atoli napięcie, zawsze proporcyonalne do naboju, zmniejszy się również o n-tą część swej wartości; zostanie z niego tylko $s - \frac{s}{n}$. Odbierzmy następnie drugi raz nabój $\frac{e}{n}$, co nam da pracę $l_2 = \frac{e}{n}\left(s - \frac{s}{n}\right)$ i t. d., aż do całkowitego wyczerpania naboju. Ostatnia porcya dostarczy pracy $l_n = \frac{e}{n}\left[s - \frac{(n-1)s}{n}\right]$, przedostatnia $l_{n-1} = \frac{e}{n}\left[s - \frac{(n-2)s}{n}\right]$ i t. d. Dodając wszystkie te prace częściowe, złączmy naprzód pierwszą z ostatnią, to da nam $\frac{es}{n} + \frac{es}{n^2}$; tyleż da druga z przedostatnią i t. d. $\frac{n}{2}$ razy. Ogółem znajdziemy tedy:

$$l_1 + l_2 + .., + l_n = \frac{n}{2}\left(\frac{es}{n} + \frac{es}{n^2}\right) = \frac{es}{2} + \frac{es}{2n}.$$

Jeżeli liczba n będzie niezmiernie wielka, wtedy drugi wyraz zniknie, a całkowita praca okaże się tak wielką, jak gdyby cały nabój e rozbrajał się pod stałem napięciem, równem połowie początkowego (t. j. pod napięciem średniem między początkową wartością s i końcową zero).

Energia elektryczna U uważanego układu wyraża się zatem wzorem:

$$U = \tfrac{1}{2} es \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wyrażeniu temu na energię elektryczną można nadać inną jeszcze postać, wprowadzając pojemność c przewodnika, a raczej układu złożonego z przewodnika i jego osłony. Skoro $e = cs$, przeto będzie:

$$U = \tfrac{1}{2} cs^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1')$$

co orzeka, że energia tego samego układu rośnie jak k w a d r a t napięcia.

Można też podstawić $s = \frac{e}{c}$, zaczem:

$$U = \tfrac{1}{2} \frac{e^2}{c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1'')$$

skąd wnosimy, że przy danym naboju energia zmniejszy się, gdy zwiększymy pojemność układu.

W obu bezwzględnych układach miar energia obliczona według wzoru (1) wyrażoną będzie w e r g a c h. Jeżeli zaś naboje odmierzymy w kulombach, napięcia w woltach, jednostką energii będzie j o u l e (ust. 49, *c*).

Uwaga 1. Gdyby osłona obejmowała większą liczbę przewodników isolowanych, mających naboje e, e_1, e_2, ... i napięcia s, s_1, s_2, ... wtedy wyrażeniem energii byłaby suma: $\frac{1}{2}es + \frac{1}{2}e_1 s_1 + \ldots$ Łatwo to uzasadnić, rozumując podobnie, jak w przypadku jednego przewodnika.

Uwaga 2. Gdyby obok przewodnika A, mającego nabój e, napięcie s, znajdował się w polu drugi przewodnik A', wprowadzony tam bez żadnego naboju, a zostający tylko pod wpływem indukcyjnym przewodnika A, wtedy energia układu wyrazi się jeszcze przez $U = \frac{1}{2}es$, albowiem podczas rozbrajania przewodnika A naboje indukcyjne na A' zobojętnią się same przez się, bez wydania jakiej osobnej pracy. Obecność ciała A' nie jest zresztą bez wpływu na energię układu; wpływa ona o tyle, że wprowadzenie A' zmieniło napięcie na A. Widać zresztą, że układ wykonał część pracy, wciągając A'.

Uwaga 3. Podobnież, gdyby obok A znajdował się kawałek jakiego isolatora, wprowadzonego w pole bez osobnego naboju, wartość energii zależeć będzie wciąż tylko od naboju i napięcia na przewodniku A, gdyż i isolator taki wróci po rozbrojeniu sam przez się do stanu obojętnego. Wnosimy stąd, że wzór (1) stosuje się zarówno w przypadku jednego, jak i wielu ośrodków zajmujących pole.

Obliczmy, dla przykładu, wartość energii kondensatora płaskiego (fig. 86 albo 87), którego okładki mają potencyały s_1 i s_2. Drugą możemy uważać jako osłonę elektryczną pierwszej, napięcie, od którego zależy energia, będzie wtedy $s = s_1 - s_2$; według ust. 55, 4 nabój wyraża się przez $e = \frac{ka}{4\pi d} \cdot s$, gdzie a i d mają podane w tym ustępie znaczenia. Wartość energii będzie przeto:

(2) . . . . . $U = \frac{ka s^2}{8\pi d}$,

albo inaczej, wyrażając napięcie przez $s = \frac{4\pi de}{ka}$:

(3) . . . . . $U = \frac{2\pi de^2}{ka}$,

albo nakoniec, wyrażając zarówno nabój, jak napięcie przez natężenie E pola między okładkami, według ust. 55, *b*, $e = \frac{ka}{4\pi} \cdot E$, $s = Ed$:

(4) . . . . . $U = \frac{kE^2}{8\pi} \cdot ad.$

Ostatnie wyrażenie jest szczególnie ważne, okazuje bowiem, że energia kondensatora płaskiego jest proporcyonalna do objętości $= ad$ dielektryku zawartego między okładkami, a zresztą zależy tylko od stanu elektrycznego tego ośrodka, mianowicie od kwadratu panującego w nim natężenia E, tudzież od jego zdolności elektrycznej k.

Przykład. Obliczyć energię naelektryzowanej tablicy Franklina, w której szyba szklana ma grubość 1 *mm*, każda okładka mierzy 500 cm^2, a którą naelektryzowano do napięcia 100 woltów (zdolność elektryczna szkła jest okrągło 6 razy większa od zdolności powietrza).

Odp. Licząc w układzie elektrostatycznym podstawimy we wzorze (2): $k = 6$, $a = 500$, $s = \frac{1}{3}$, $d = 0{,}1$, co daje $U = \frac{6 \cdot 500}{9 \cdot 8 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}1} = 133$ ergi. W układzie elektromagnetycznym byłoby $k = \frac{6}{9 \cdot 10^{20}}$, $s = 100 \cdot 10^8$, zaczem $U = \frac{6 \cdot 500 \cdot 10000 \cdot 10^{16}}{9 \cdot 10^{20} \cdot 8 \cdot 3{,}14 \cdot 0{,}1} = 133$ ergi, jak wyżej. W układzie praktycznym możnaby obliczyć energię wprost, bez przechodzenia do układu elektomagnetycznego, według wzoru $U = \frac{1}{2} es$. zawierającego tylko wielkości uznane przez ten układ (kulomby, wolty, joule).

57. Energia jako własność pola elektrycznego. Energię układu naelektryzowanego można obliczyć jeszcze innym sposobem, który posiada tę zaletę, iż wskazuje, gdzie należy tej energii szukać. Wyobraźmy sobie, że w polu otaczającem przewodnik naelektryzowany A (fig. 91) nakreślono bardzo liczne powierzchnie poziomu, w odstępach bardzo małych, odpowiadające wartościom potencyału: s, s_1, s_2,... Wyobraźmy sobie nadto nieskończenie cienką, kurczliwą i przewodzącą błonę, którą położono, bez naboju, na jednej z dalekich powierzchni poziomu, dajmy nato tuż pod ścianą osłony B. Obecność jej, jak wiemy (ust. 52, *b*), nie zmieni wcale ustroju pola, gdyż ona okryje się

po obu stronach nabojami o jednakowych a przeciwnego znaku gęstościach. Przypuśćmy, że błona ta kurczy się, zachowując wciąż kształt powierzchni poziomu, i że układa się w końcu na powierzchni poziomu s_1, najbliższej przewodnika A. Podczas tego kurczenia się pole nie wywiera na nią żadnej siły, nie wykonywa też żadnej pracy, przeto nie traci nic ze swej energii.

Nakryjmy w podobny sposób wszystkie dalsze powierzchnie poziomu s_2, s_3,... podobnemi przewodzącemi błonami. Otrzymamy nowy układ elektryczny, w którym rozmieszczenie natężeń E w polu jest takie jak w pierwotnym, który posiada też ten sam zapas energii elektrycznej. Podzielmy jeszcze w myśli nieskończenie cienkie warstwy ośrodka między powierzchniami poziomu na mnóstwo komórek, przedzielonych ściankami prostopadłemi do tych powierzchni (jak na fig. 91). Pole rozpadnie się wtedy na wielką liczbę elementów przestrzennych, z których każdy można uważać jako malutki płaski kondensator, naelektryzowany do napięcia równego różnicy potencyałów na ograniczających go częściach powierzchni poziomu. Jeżeli w jednym z tych elementów, np. w n-tym, natężenie ma wartość E, a τ oznacza jego objętość, wtedy, według wzoru (4) w poprz. ust.

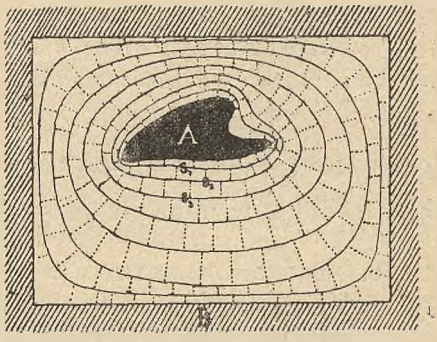


Fig. 91.

$$(1). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad U_n = \frac{kE^2}{8\pi} . \tau$$

wyraża przypadającą na ten element część energii pola. Całkowita energia układu będzie sumą energii zawartych we wszystkich komórkach.

Było to jedną z najpłodniejszych myśli Faradaya (ust. 35) przyjąć, że właściwem siedliskiem energii elektrycznej jest ośrodek isolujący, zajmujący pole elektryczne — w szczególności wszystkie te części jego, w których istnieje natężenie elektryczne, a co zatem idzie, elektryczna indukcya. Do tego samego domysłu doprowadziły nas rozważania odnoszące się do ustroju

i działania elektrycznego dielektryków. Przekonywamy się obecnie, że domysły te mają trwałą podstawę, gdyż istotnie, energię elektryczną każdego układu naelektryzowanego można obliczyć ściśle i dokładnie, skoro się przyjmie, że siedliskiem energii elektrycznej jest ośrodek dielektryczny, tudzież, że każda jego cząstka zawiera w sobie ilość tej energii proporcyonalną do swej objętości τ, do kwadratu panującego w niej natężenia elektrycznego E i do zdolności elektrycznej k uważanego ośrodka. Ośrodkiem tym może być zarówno ciało jakieś materyalne, jak i próżnia (eter czysty). Znaleziony we wzorze (1) spółczynnik proporcyonalności $\frac{1}{8\pi}$ pozwala obliczyć zawartość tej energii w każdej części ośrodka, w miarach bezwzględnych.

58. Energia elektryczna i praca. Wiedząc od czego zależy i jak się oblicza energia elektryczna układu, poznajemy tem samem wszystkie jego właściwości dynamiczne: pracę jaką on jest zdolny wykonać, tudzież czynne w nim siły. Wynika to z zasady zachowania energii. Jeżeli ciała składające taki układ, ulegając działającym między nimi siłom, przesuną się względem siebie, wtedy wykonana przez nie praca równać się będzie ubytkowi energii elektrycznej układu — pod warunkiem, żeby podczas tych przesunięć układ nie zasilał się energią z żadnych innych źródeł. Warunkowi temu stanie się zadość, jeżeli przewodniki będą isolowane, t. j. jeżeli podczas przemian uważanych naboje ich elektryczne pozostaną niezmienione.

Objaśnimy to prostym, a ważnym przykładem. W kondensatorze płaskim (fig. 92) krążek A, mający nabój e jednostek elektryczności (dodatniej lub ujemnej) jest isolowany; drugi B, połączony z ziemią, posiada zatem nabój $-e$. One przyciągają się pewną siłą $= P$. Dozwólmy jednemu z nich zbliżyć się do drugiego, z pierwotnej odległości d, na cokolwiek mniejszą $= d - d'$; przyciąganie się ich wykona wtedy pracę $= Pd'$. Naboje nie zmienią się, ani też nie zajdzie żadna zmiana w układzie, prócz częściowego zużycia jego energii elektrycznej. Początkowo wynosiła ona (ust. 56, wzór 3) $U = \frac{2\pi de^2}{ka}$, po

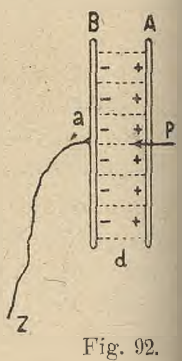


Fig. 92.

przesunięciu spadła do $U' = \frac{2\pi (d - d') e^2}{ka}$. Ubytek $U - U'$ musi być równy pracy Pd', skąd, po podzieleniu przez d', wynika wyrażenie siły wzajemnego przyciągania się:

$$(1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad P = \frac{2\pi e^2}{ka}.$$

Możemy to samo wyrazić przez natężenie E pola między krążkami, gdyż $e = \frac{ka}{4\pi} . E$, co daje:

$$(2) \quad \ldots \ldots \ldots \quad P = \frac{kE^2}{8\pi} . a,$$

przyciąganie jest zatem proporcyonalne do powierzchni a krążków, a zresztą zależy tylko od stanu pola między nimi. Można też wyrazić P przez napięcie s, wiedząc, że $s = Ed$, mianowicie:

$$(3) \quad \ldots \ldots \ldots \quad P = \frac{ka}{8\pi d^2} . s^2$$

Z ostatniego wzoru korzysta się, celem wymierzenia napięcia s środkami czysto mechanicznymi (por. ust. 62).

Zgoła inaczej będzie, jeżeli, zamiast isolować krążek A, utrzymywać go będziemy na potencyale niezmiennym, np. przez połączenie z biegunem machiny elektrycznej, albo bateryi galwanicznej (fig. 93). Przy niezmiernie małem zbliżeniu ku sobie krążków o d' zyskamy, jak pierwej, pracę $Pd' = \frac{ka}{8\pi d^2} s^2 d'$, ale jednocześnie zwiększy się nabój, gdyż wskutek zbliżenia zwiększyła się pojemność Przez bateryę płynąć będzie, podczas ruchu krążka, prąd elektryczny, dostarczający potrzebnej zwyżki naboju. Energia układu (według ust. 56, wzór 2) zamieni pierwotną swoją wartość $U = \frac{kas^2}{8\pi d}$, na $U' = \frac{kas^2}{8\pi (d - d')} = \frac{kas^2}{8\pi d} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d'}{d}}$

albo bardzo przybliżenie, gdyż $\frac{d'}{d}$ jest bar-

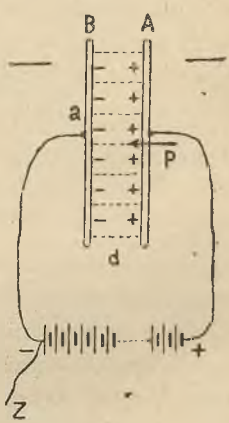


Fig. 93.

dzo małym ułamkiem, na $U' = \frac{kas^2}{8\pi d}\left(1 + \frac{d'}{d}\right)$. Energia elektryczna wzrośnie tedy, a wzrośnie o tyle właśnie, ile wynosi praca wykonana przez układ. Widać tedy, że praca ta nie idzie teraz na karb energii elektrycznej; potrzebnej energii dostarczają zmiany chemiczne, czy inne, zachodzące w bateryi galwanicznej, podczas przejścia prądu; a dostarczają jej w podwójnej ilości, raz na pracę Pd', drugie tyle na zwiększenie energii elektrycznej układu.

59. Naprężenia i rozpierania elektryczne. Powróćmy do wyrażenia (2) w ust. 58 na siłę działającą na każdą z okładek kondensatora płaskiego. Zważywszy, że pole między niemi jest jednostajne możemy siłę P uważać jako wypadkową ciągnień wywieranych na każdą cząstkę powierzchni krążka, w kierunku linii elektrycznych. Jest to działanie podobne np. do ciśnienia atmosferycznego, albo hidrostatycznego, tylko, że działa od powierzchni na zewnątrz, jest ciągnieniem, albo, jak będziemy nazywali, naprężeniem elektrycznem. Wartość jego, obliczona na jednostkę powierzchni, jak się określa wszelkie ciśnienia, wypada z przytoczonego wzoru $= \frac{kE^2}{8\pi}$ (równa liczebnie energii nagromadzonej w przylegającym polu, na jednostkę objętości).

Faraday, któremu obcą była teorya działań bezpośrednich między nabojami elektrycznemi (ust. 35) przypisywał siły działające na ciała naelektryzowane pośrednictwu ośrodka isolującego. Strugi elektryczne, łączące krążki kondensatora (fig. 92) wyobrażał sobie jako struny naprężone (wogóle w liniach krzywych), ciągnące końcami swoimi obie okładki ku sobie. Jak widać pogląd taki prowadzi istotnie (przynajmniej w przypadkach równowagi elektrycznej) do wyników zgodnych z doświadczeniem, skoro się przyjmie, że każda struga jest naprężona, a naprężenie jej, w tem miejscu, gdzie przekrój jest a, natężenie elektryczne E, wynosi $\frac{kE^2}{8\pi} \cdot a$, czyli, licząc na jednostkę przekroju: $\frac{kE^2}{8\pi} = p$. Na powierzchniach przewodników działanie to objawia się jako ciśnienie ujemne, czyli ciągnienie na zewnątrz, wynoszące p dyn na cm^2. Przyciąganie się dwu przewodników przeciwnie naelektryzowanych (fig. 94) można w ten sposób uważać jako wynik sił wywieranych na nie przez końce naprężonych strug.

Naprężenia działające wzdłuż strug musiałyby zawsze wyciągać je w linie proste, trzeba tedy przyjąć nadto ciśnienia poprzeczne.

Istotnie, jeżeli przekrój strugi jest zmienny, wtedy jest ona wklinowana pomiędzy strugi sąsiednie. Na oba końce krótkiego odcinka takiej strugi (fig. 95) działają naprężenia nierówne (bo wprawdzie iloczyn kEa jest wzdłuż każdej strugi stały — ust. 43, a — nie zaś kE^2a); na końcu działa naprężenie większe. Żeby tedy taka cząstka ośrodka pozostawała sama w równowadze, trzeba przyjąć, że na boczne jej ściany strugi sąsiednie wywierają ciśnienie wystarczające do zrównoważenia nierówności naprężeń. Stosując prawa równowagi klina

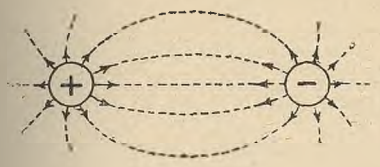


Fig. 94.

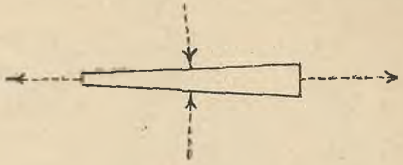


Fig. 95.

można okazać, że ciśnienie to, czyli rozpieranie się wzajemne strug powinno wynosić także $\frac{kE^2}{8\pi}$ na jednostkę powierzchni bocznej. Temu rozpieraniu poprzecznemu należy przypisać odpychanie się ciał jednoimiennie naelektryzowauych (fig. 76).

60. Energia elektryczna i ciepło. Energię elektryczną można zużyć, wyczerpać, nie wyzyskując wcale jej zdolności do wykonywania pracy, przez proste rozbrojenie układu za pomocą metalowych łączników (rozbrajaczy) włączonych między przewodniki różniące się napięciem. Doświadczenie uczy, że na miejsce energii elektrycznej pojawia się wtedy we wszystkich przewodnikach ciepło. W myśl prawa zachowania energii łączna jego ilość (wliczając również ciepło wytworzone przez iskry elektryczne, tudzież cieplne równoważniki światła iskry, wstrząśnienia mechanicznego i t. p.) powinna być równoważna zużytej energii elektrycznej. Każda kalorya ciepła powinna odpowiadać 427 kilogrammetrom energii, albo każdy gramstopień $4{,}189 \cdot 10^7$ ergom. Tak też dzieje się istotnie.

Jeśli mamy np. butelkę lejdejską, albo bateryę butelek, nabitą e kulombami elektryczności, do napięcia s woltów, wtedy nagromadzona w niej energia wynosi (ust. 49, c):

(1) . . . . . $U = \frac{1}{2} es$ joulów.

Ponieważ 1 joule $= 10^7$ ergów, jest równoważny $\frac{10^7}{4{,}189 \cdot 10^7} = 0{,}239$ gramstopniom ciepła, przeto cieplnym równoważnikiem tej energii będzie:

(2) . . . . . $U = 0{,}239 \frac{es}{2}$ gramstopni.

Riess mierzył ilości ciepła wywiązujące się w cienkim drucie metalowym, przez który rozbrajano bateryę butelek lejdejskich. Pomiary te potwierdziły wzór (2) z dokładnością wystarczającą.

Za czasów Riessa (r. 1838) nie znano jeszcze elektrometrów, za pomocą których możemy dziś mierzyć z łatwością napięcie s. W owych czasach łatwiej było mierzyć, albo raczej porównywać zgrubsza, naboje elektryczne, butelką mierniczą Lanego (ust. 10, fig. 13). Jeżeli c oznacza pojemność każdej z butelek, spiętych równolegle w bateryę naelektryzowaną, n ich liczbę, wtedy $e = ncs$. Wzór (2) można wtedy napisać: $U = 0{,}239 \frac{e^2}{2nc}$ gramst. Ilość ciepła przy rozbrajaniu okazała się istotnie proporcyonalną do kwadratu naboju, albo, przy jednakim naboju, odwrotnie proporcyonalną do liczby butelek.

61. Machiny elektryczne. Jak z jednej strony energia elektryczna może być zamieniona na pracę, tak naodwrót, nakładem pracy można wytworzyć i nagromadzić energię elektryczną. Do tego celu służą tak zw. „influencyjne" machiny elektryczne, których najprostszym przykładem jest elektrofor (ust. 5, fig. 4 i ust. 47, fig. 72). Działanie tego przyrządu jest jednak mało wydatne, gdyż za każdem nałożeniem nakrywy na krążek żywiczny trzeba ją rozbroić do ziemi, przyczem rozprasza się bezużytecznie sporo energii. We właściwych machinach influencyjnych energia ta zaoszczędza się i służy do spotęgowania działania. Machiny te obywają się też zupełnie bez elektryzowania przez pocieranie i t. p.; ślad początkowego naelektryzowania, jaki zawsze się znajdzie, potęguje się następnie samodzielnie, aż do wysokiego napięcia, któremu kładzie kres tylko dobroć isolacyi machiny.

Zasadę działania machin influencyjnych *) objaśnia najlepiej najmniejsza z nich, t. zw. dopełniacz (replenisher) Kelvina, uży-

*) Dawniejsze machiny elektryczne tarciowe, których pierwowzorem była siarczana kula Guerickego (w XVII w.) pocierana dłonią, możemy snadnie pominąć.

wany do uzupełniania strat naboju, wynikających z niedostatecznej isolacyi w kondensatorach przyrządów mierniczych i t. p. Składa się on z dwu isolowanych, korytkowato zgiętych, nieruchomo utwierdzonych blach J_1, J_2, t. zw. induktorów (fig. 96 okazuje je w przecięciu) i z dwu płytek metalowych s_1, s_2, latających w koło, we wnętrzu walcowatej przestrzeni objętej induktorami. Płytki te, zwane sektorami, osadzone na końcach ebonitowej poprzeczki $s_1 s_2$, a więc również isolowane, wprowadza się siłą zewnętrzną w ruch obrotowy około osi O.

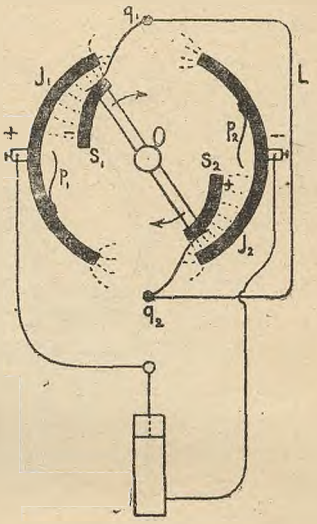


Fig. 96.

Za każdym półobrotem sektory dotykają się naprzód pary sprężynek q_1, q_2, połączonych z sobą metalowym drutem, t. zw. łącznikiem L, następnie drugiej pary sprężynek p_1, p_2, które łączą je na chwilę z induktorami J_1 i J_2. Pierwsze z tych dotknięć ma na celu połączenie metaliczne obu sektorów, co następuje w tej chwili, gdy każdy sektor ma właśnie wyjść z objęcia jednego induktora, żeby wstąpić w objęcie przeciwnego. Jeżeli między induktorami istnieje początkowo choćby najmniejsza różnica potencyałów — jeżeli np. induktor J_2 jest ujemny względem J_1 — wtedy przewodnik ciągły $s_1 L s_2$, złożony z sektorów i łącznika, naelektryzuje się indukcyjnie; s_2 uzyska nabój dodatni, s_1 ujemny. Odstąpiwszy sprężynek q, oba sektory unoszą z sobą te naboje, poczem, zetknąwszy się ze sprężynkami p_1 i p_2 (umieszczonymi w tym celu w głębi zgiętych induktorów) przelewają je niemal w całości na induktory, wzmacniając tym sposobem początkowe ich naelektryzowanie. W następnym półobrocie powtarza się to samo działanie, ale już znacznie wzmożone i t. d. Jak widać, działanie potęguje się samodzielnie, a po kilku setkach obrotów napięcie na induktorach wystarczy do wytworzenia między nimi małych iskierek. Jeżeli połączymy induktory z okładkami butelki lejdejskiej, wtedy nagromadzać się w niej będzie nabój i energia elektryczna, kosztem pracy mechanicznej, zużytej na odciąganie od siebie przeciwnie naelektryzowanych przewodników s i J i na zbliżanie jednoimiennych. Warto jeszcze zaznaczyć, że przyrząd taki, pozostawiony samemu sobie, w połączeniu z naelektryzowaną silnie butelką, zacznie obracać się wstecz. Siły

elektrycznego przyciągania, które były w nim przez nas przezwyciężane, podczas nabijania butelki, wystąpią teraz czynnie. Machina elektryczna staje się elektrycznym motorem, oddaje włożoną w nią pracę. Widoczne znowu podobieństwo np. do mechanizmu zegara sprężynowego, który nakręcony, odkręca się następnie i porusza wskazówki.

Na tej samej zasadzie polega urządzenie najczęściej obecnie używanej machiny influencyjnej Whimshursta*). Działanie jej jest jednak nierównie potężniejsze, zarówno co do wysokości napięcia, jak

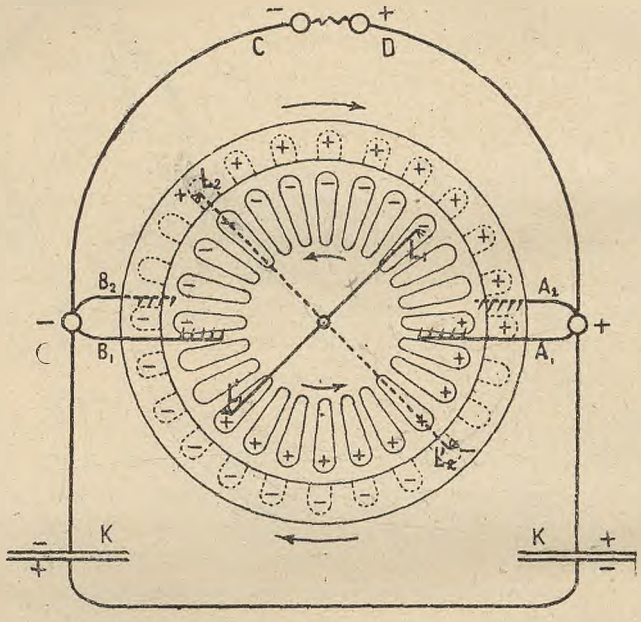


Fig. 97.

co do ilości elektryczności wywiązywanej w danym czasie, a to dzięki zastosowaniu kilkunastu latających sektorów; działanie jej jest nadto podwójne, gdyż induktory, również ruchome, spełniają jednocześnie funkcyę sektorów, a sektory działają nawzajem jako induktory.

Dwa szklane albo ebonitowe krążki (fig. 97) osadzone równolegle do siebie, w odstępie kilku millimetrów, na dwu oddzielnych osiach ebonitowych, z których jedna leży w przedłużeniu drugiej, wirują w przeciwnych kierunkach, poruszane korbą, za pośrednic-

*) Czyt. Uimsherst.

twem stosownego połączenia sznurowego. Na zewnętrznej stronie każdego krążka naklejone są isolowane od siebie, staniolowe sektory, nie dosięgające ani osi, ani obwodu (tylny krążek, w rzeczywistości równy przedniemu, narysowany jest na fig. 97 w rozmiarach powiększonych, żeby odsłonić naklejone na nim sektory). Przed krążkami osadzone są nadto nieruchome metalowe łączniki $L_1L'_1$ przed przednim i $L_2L'_2$ przed tylnym, opatrzone na końcach miotełkami z miękiego metalowego szychu, muskającemi przebiegające pod niemi sektory.

Przypuśćmy, że sektory znajdujące się między końcami L_1 i L_2 łączników, w górnej np. połowie tylnego krążka, posiadają już z początku, z jakiegokolwiek powodu, ślady naboju, dajmy nato dodatniego. Przebiegając pod końcem L_1 łącznika przedniego one elektryzują indukcyjnie oba sektory przednie, które są właśnie tym łącznikiem połączone. Sektor znajdujący się pod jego końcem górnym L_1 otrzymuje, i unosi z sobą zaraz dalej, w przeciwnym kierunku, ku L_2, nabój ujemny; sektor wymykający się z pod dolnego końca L'_1 niesie znowu w stronę L'_2 nabój dodatni. Naboje te działają natychmiast na sektory tylne, znajdujące się wtedy pod łącznikiem $L_2L'_2$, tak samo, jak pierwotny nabój działał na sektory przednie. Działanie to będzie jednak wzmocnione, gdyż nie jeden ale kilka sektorów najbliższych indukują zgodnie ten łącznik. Z pod obu końców łącznika tylnego wychodzą teraz sektory o naboju wzmożonym, działają coraz silniej na łącznik przedni, przysparzając przez to samym sobie mocy i t. d.

Oba krążki, wirując w przeciwnych kierunkach, unoszą na swych sektorach, ku obu końcom średniej poziomej, naboje jednoimienne: dodatni ku prawemu, ujemny ku lewemu. Naboje te, odpychając się wzajemnie, mogą być tem łatwiej odprowadzone na zewnątrz, do drutów biegunowych C i D, co uskutecznia się zwyczajnie za pomocą grzebieni metalowych A_1A_2 i B_1B_2, najeżonych ostrymi kolcami. Kolce działają tak, jak gdyby ssały elektryczność z sektorów; w rzeczywistości (ust. 51, fig. 72) one zobojętniają ich naboje wypływem przeciwnej elektryczności, wskutek czego w nich samych i w połączonych z nimi drutach biegunowych C i D nagromadza się elektryczność jednoimienna. Z pod grzebieni sektory wychodzą całkiem niemal rozbrojone, co oczywiście nie przerywa działania machiny, gdyż sektory znajdujące się między L_1 i L_2, tudzież między L'_1 i L'_2 są wciąż czynne, a stamtąd przecież wychodzi pobudka do działania machiny.

Bieguny C i D połączone bywają zwykle z okładkami wewnętrz nemi butelek lejdejskich K i K. Naboje dostarczane przez sektory

gubią się w wielkiej pojemności butelek, napięcie na biegunach wzmaga się mniej nagle. Gdy w końcu ono wzrośnie do tego stopnia, że między zbliżonemi do siebie kulami biegunowemi C i D nastąpić może samodzielne rozbrojenie przez powietrze, wtedy wyładuje się tam od razu cała zawartość butelek, wytwarzając silną, błyszczącą iskrę— poczem napełnianie butelek zaczyna się na nowo.

Wysokość napięcia dającego się osiągnąć za pomocą tej i innych podobnych machin zależy w pierwszym rzędzie od dobroci isolacyi, a więc pośrednio od stopnia wilgoci powietrza; nie trudno jednak dojść nawet do 100000 woltów. Ilość elektryczności wytwarzana w danym czasie, np. natężenie prądu, jakiby płynął w drutach biegunowych, gdybyśmy wprowadzili kule C i O w zetknięcie, zależy znowu od wielkości sektorów i od liczby sektorów przebiegających w danym czasie przed grzebieniami, wzrasta przeto z szybkością wirowania krążków. Natężenie to jest zwykle bardzo małe, liczy się zaledwie na dziesięciotysięczne części ampera, albo i mniej. Jak widać machina elektryczna ma wielkie podobieństwo do ogniwa galwanicznego. Jest w niej czynna siła elektromotoryczna, pędząca elektryczność od jednego bieguna do drugiego, a mechanizm działania tego możemy prześledzić szczegółowo w urządzeniu machiny. Ilościowo dwa te przyrządy różnią się jednak znacznie. Siła elektromotoryczna machiny, i wywołane przez nią napięcie, są olbrzymie w porównaniu z siłą elektromotoryczną ogniw; wprost odwrotny stosunek zachodzi pod względem wytwarzanych przez nie prądów.

Machiny influencyjne są również odwracalne: zasilane energią elektryczną z zewnątrz, obracają się same, stają się motorami elektrycznymi.

62. Pomiary elektryczne. Elektrometry. Nie posiadamy osobnego zmysłu do odczucia napięcia, albo do ocenienia naboju elektrycznego, w podobny sposób, jak się odczuwa temperaturę, albo ocenia ciężar ciał. Wielkości określające stan elektryczny oceniamy drogą pośrednią, na podstawie dynamicznych, albo cieplnych przejawów energii elektrycznej. Mimo to określiliśmy je ściśle, a energię elektryczną rozpoznaliśmy jako wielkość równie realną, jak energia kinetyczna albo ciepło — wszakże ona może być przedmiotem handlu. Ta niedostępność wielkości elektrycznych, dla bezpośredniego zmysłowego ocenienia, była powodem wytworzenia się osobnego działu nauki o elektryczności, zajmującego się metodami ścisłego ich pomiaru. Wydoskonalenie tych metod mierniczych w ostatnich dziesiątkach

lat było jednym z najważniejszych warunków rozwoju nauki o elektryczności i jej zastosowań technicznych.

Pierwsze ściślejsze pomiary elektryczne były to pomiary nabojów elektrycznych wykonane przez Coulomba, znaną nam ważką sprężynową (ust. 11). Z powodu trudności odisolowania wysoko napiętych nabojów zarzucono oddawna tę metodę mierniczą. Nierównie łatwiej jest utrzymać przewodnik isolowany na stałym potencyale, łącząc go np. z biegunem machiny elektrycznej, albo bateryi galwanicznej. Wysokość napięcia s wskaże nam

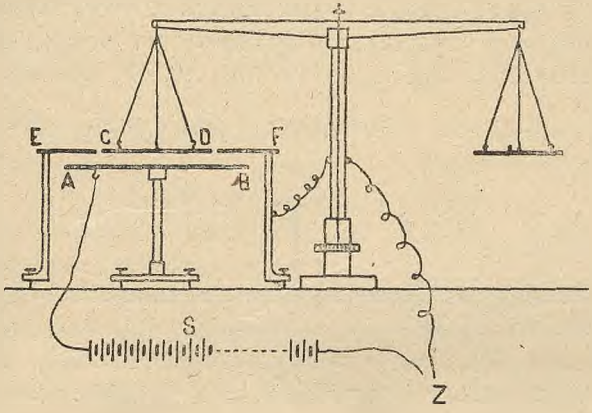


Fig. 98.

elektrometr, a znając pojemność c przewodnika znajdziemy nabój rachunkiem, według $e = cs$. Można też mierzyć nabój bezpośrednio, rozbrajając go przez galwanometr (ust. 67). Głównemi narzędziami elektryka są tedy elektrometr (lub równoważny mu woltmetr, ust. 121) i galwanometr, a głównymi przedmiotami pomiaru: napięcie, pojemność, nabój i prąd elektryczny.

Podstawę nowoczesnych metod mierniczych elektrycznych stworzył Kelwin, przez wynalezienie kilku typów elektrometrów przydatnych do ścisłych pomiarów. Jedne służą do określania napięcia, albo potencyału, w miarach bezwzględnych, albo w woltach; te nazywamy bezwzględnymi. Inne służą tylko do wymierzania stosunku dwu napięć, a więc do pomiarów względnych; bywają zazwyczaj o wiele od tamtych czulsze.

a) Elektrometr bezwzględny. Fig. 98 objaśnia zasadę jego urządzenia; rzeczywiste przyrządy różnią się tylko w podrzędnych szczegółach od tego rysunku. Na końcu belki

zwyczajnej wagi, zamiast szalki, zawieszony jest poziomo metalowy krążek CD, którego spodnia, dokładnie płaska powierzchnia mierzy $a\ cm^2$. Przez metalowe części wagi połączony jest z ziemią. Pod nim, równolegle, w niewielkiej odległości d ustawiony jest drugi krążek AB, isolowany, znacznie od tamtego większy. Ażeby zapewnić jednostajność pola między krążkami otacza się pierwszy nieruchomym pierścieniem ochronnym EF (ust. 55, c) połączonym również z ziemią. Skoro naelektryzujemy krążek isolowany AB, za pomocą bateryi galwanicznej, machiny elektrycznej lub t. p. do potencyału niewiadomego s, wystąpi siła P przyciągająca krążki ku sobie, którą zrównoważymy, kładąc stosowny ciężarek, M gramów, na drugą szalkę wagi. Będzie wtedy $P = Mg$, a że według ust. 58, wzór 3, jest także $P = \frac{ka}{8\pi d^2} \cdot s^2$, przeto znajdujemy z porównania tych wyrażeń:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots s = d\sqrt{\frac{8\pi Mg}{ka}},$$

wzór wyrażający szukane napięcie w miarach bezwzględnych, skoro wielkości d, M, a i g (natężenie ciężkości) będą w tych miarach znane. Wartość k zależy od wyboru układu miar; w elektrostatycznym należy podstawić $k = 1$, w elektromagnetycznym $k = \frac{1}{9}\ 10^{-20}$ (ust. 45).

Przyrząd ten nadaje się tylko do pomiaru dużych napięć; okaże to następujący rachunek. Przyjmijmy dla przykładu $a = 30\ cm^2$, $d = 1\ cm$, tudzież że najsłabsze przyciąganie się krążków, dające się jeszcze dokładnie odważyć, wynosi 10 milligramów = 9,81 dyn. Licząc w układzie elektromagnetycznym, znajdziemy:

$$s = 1 \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot 3{,}14 \cdot 9{,}81 \cdot 9 \cdot 10^{20}}{30}} = 860 \cdot 10^8,$$

t. j. 860 woltów, jako najmniejsze napięcie, dające się jeszcze dobrze mierzyć. Z drugiej strony znowu nie możnaby mierzyć większego jak około 25 000 woltów, gdyż przy tem napięciu biją już iskry na odległość $d = 1\ cm$ (ust. 78).

b) Elektrometr kwadrantowy. Jeżeli chodzi o wykazanie i mierzenie napięć bardzo małych, np. na ogniwach galwanicznych i t. p. wtedy zrzekamy się korzyści pomiaru w jednost-

kach bezwzględnych — którą możemy zapewnić sobie innymi sposobami (ust. 63) — zwracamy natomiast przedewszystkiem uwagę na lekkość i ruchliwość przewodnika ruchomego (igły elektrometru) a nadto stosujemy silny nabój pomocniczy; słowem zwracamy się do typu heterostatycznego (ust. 3) elektrometrów

Zasadę działania wielu takich przyrządów wyjaśni następujący przykład (fig. 99). Po środku między dwiema stałemi, równoległemi do siebie i isolowanemi płytkami metalowemi (elektrodami) A i B zawieszona jest na sprężynce D lekka isolowana płytka (igła) C. Igłę tę elektryzujemy do wysokiego napięcia s_0, z jakiegoś źródła pomocniczego (np. ze stosu suchego, fig. 40). Elektrody A i B mają jakieś inne, niższe potencyały s_1 i s_2 — jedna może być np. połączona z ziemią, druga z przewodnikiem, którego potencyał ma być zmierzony.

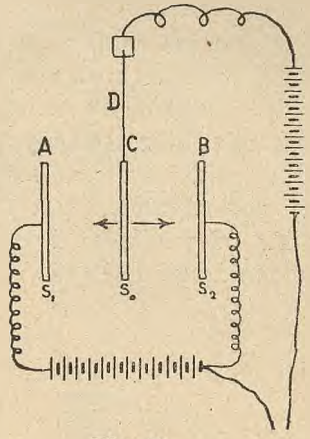


Fig. 99.

Igła będzie przyciągana przez jedną i drugą elektrodę, silniej jednak przez tę, której potencyał bardziej się różni od s_0. Odchyli się przeto w stronę tej elektrody, dopóki działanie sprężyny nie zrównoważy wypadkowej F sił elektrycznego pochodzenia. Przyjmiemy, że odchylenie to jest tak małe, iż igła oddali się tylko nieznacznie od środka. Wiedząc, że przyciąganie się dwu płyt jest proporcyonalne do kwadratu różnicy potencyałów (ust. 58,3, albo wyżej lit. a) możemy napisać:

$$F = M(s_0 - s_2)^2 - M(s_0 - s_1)^2 =$$

$$= 2M(s_1 - s_2)\left(s_0 - \frac{s_1 + s_2}{2}\right),$$

w czem M oznacza stały spółczynnik, zależny od wielkości i odległości płyt, którego wartości nie potrzeba zresztą znać. Ponieważ oddziaływanie sprężyny jest proporcyonalne do wielkości odchylenia igły δ, przeto będzie także $F = N \cdot \delta$, w czem N zależy znowu od sztywności sprężyny. Z porównania obu wyrażeń na F, (oznaczając jeszcze stosunek stałych $2M : N$ nowym znakiem C, znajdziemy:

$$(2) \quad \ldots\ldots \delta = C(s_1 - s_2)\left(s_0 - \frac{s_1+s_2}{2}\right).$$

Zwyczajnie można będzie napisać jeszcze prościej:

$$\delta = Cs_0(s_1 - s_2),$$

gdy s_0 jest tak wielkie, iż drugi wyraz w nawiasie można wobec s_0 zaniedbać; wtedy odchylenie wskazówki elektrometru będzie proporcyonalne do różnicy potencyałów jego elektród. Czułość przyrządu, określona podobnie jak w przypadku galwanometru (ust. 30), jako stosunek odchylenia do różnicy potencyałów, t. j. Cs_0 zależeć będzie od sztywności sprężynki, od wielkości i odległości płytek, nakoniec od wysokości pomocniczego napięcia s_0.

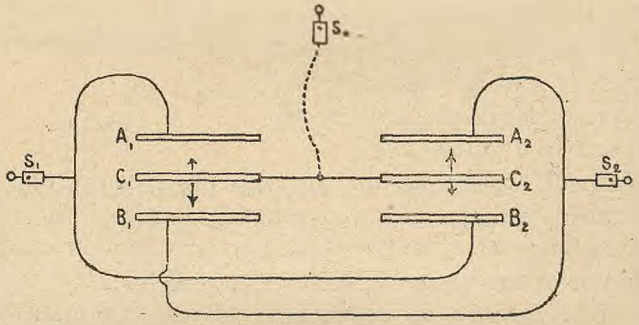


Fig. 100.

Łatwo dostrzedz, że opisany tu model objaśnia w ogólnych zarysach teoryę elektroskopu jednolistkowego (fig. 2, ust. 3), z tą nieistotną różnicą, że zamiast sprężyny siły kierującej dostarcza tam ciężar listka. Najlepsze jednak urządzenie nadał przyrządom tego typu Kelvin w t. zw. elektrometrze kwadrantowym Zastosujmy zamiast jednej płytki ruchomej dwie płytki C_1 i C_2 (fig. 100), zawieszone na bardzo cienkim, sprężystym druciku (w najczulszych elektrometrach na posrebrzonem włóknie kwarcowem), w ten sposób, żeby każda płytka była objęta symetrycznie parą elektród stałych A_1B_1, tudzież A_2B_2. Elektrody naprzeciwległe połączmy drutami metalowemi; w ten sposób A_1 i A_2 będą na spólnym potencyale s_1, zarazem B_1 i B_2 na spólnym s_2. Widać, że dzięki takiemu urządzeniu wypadko-

wa przyciągań elektrycznych składają się na parę sił, która obraca ruchomą igłę, a obracając skręca drucik, dopóki siły elektryczne nie zrównoważą się sprężystemi. Odchylenie obrotowe igły mierzy się za pomocą zwierciadła i skali (jak w ust. 30, *a*), co jeszcze potęguje czułość. Do odchyleń stosuje się widocznie wzór (2).

Nazwę „kwadrantowy" otrzymał ten elektrometr dla tego, że w rzeczywistem wykonaniu elektrody nie są płaskie, lecz mają kształt ćwiartek koła, kwadrantów. Okrągła, płaska puszka metalowa rozcięta jest na cztery ćwiartki A_1, B_1, A_2, B_2 (fig. 101) osadzone na szklanych albo bursztynowych nóżkach (fig. 102 wyobraża ten przyrząd w przecięciu pionowem); naprzeciwległe ćwiartki połączone są drutami. We wnętrzu puszki, symetrycznie względem jednego z jej przecięć, zawieszona jest w położeniu poziomem lekka, ruchoma igła, wycięta z blaszki glinowej, albo z papieru srebrzonego, z postaci podobna do cyfry 8 (fig. 101). Igła nie jest zatem przyciągana przez elektrody, jak w modelu fig. 100, lecz wciągana w nie. Teorya i wzór (2) stosują się i tu, gdyż siła wciągająca jest znowu proporcyonalna do kwadratu różnicy potencyałów igły i elektrody.

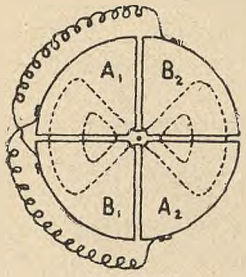


Fig. 101

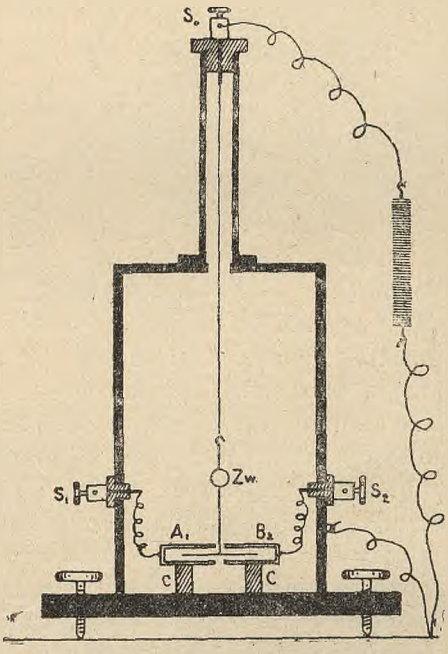


Fig. 102.

Jeżeli napięcie pomocnicze s_0 wynosi kilka setek woltów, elektrometr taki wykaże jeszcze różnicę potencyałów 0,04 do 0,05 wolta; najczulsze, z zawieszeniem kwarcowem, nawet 0,001 wolt. i mniej. Igła powinna być lekka, żeby wahania jej nie miały zbyt długiego okresu i żeby uspakajała się szybko pod działaniem oporu powietrza.

63. Wzorce napięcia. Ażeby elektrometr kwadrantowy, albo inny podobny, uczynić przydatnym do pomiaru napięć w woltach, należy uprzednio wycechować jego podziałkę. Najlepiej nadają się do tego celu ogniwa galwaniczne, które wytwarzają na swych biegunach stałą różnicę potencyałów, zależną tylko od rodzaju metali i elektrolitów, z jakich są złożone i od ich temperatury. Obecnie używa się w tym celu najczęściej ogniwa kadmowego, wynalezionego przez Westona, które odznacza się wielką stałością napięcia, a od temperatury prawie nie zależy. Dogodną jego postać wyobraża fig 103. Metalem dodatnim jest rtęć *Hg*, ujemnym kadm *Cd* (stosowany zwykle w postaci amalgamu, złożonego z 87,5 cz. rtęci i 12,5 cz. kadmu). Elektrolitami są siarczan rtęciawy Hg_2SO_4, proszek bardzo mało rozpuszczalny, nałożony na powierzchnię rtęci, w postaci ciasta zarobionego nasyconym roztworem wodnym siarczanu kadmowego—i tenże roztwór nasycony siarczanu kadmowego $CdSO_4$, z dodatkiem kryształków tej soli, wypełniający resztę naczynia. Warstwa parafiny i szczelne korki zapobiegają wysychaniu płynu. U spodu wlutowane są w ścianę naczynia druciki platynowe, łączące rtęć i kadm ze spinkami biegunowemi *A* i *K*, skąd prowadzą dalej druty do elektrometru. Ogniwo to nie powinno być używane do wytwarzania prądu; daje napięcie bardzo stałe, którego wartość wynosi w temperaturze zwyczajnej (16°): 1,0188 woltów.

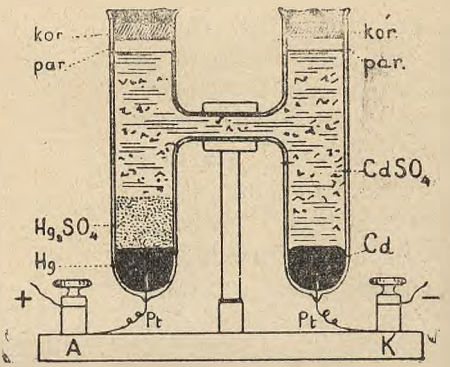


Fig. 103.

Złączywszy n takich ogniw w bateryę, według schematu fig. 38 (ust. 24) otrzymamy na biegunach n-krotną różnicę potencyałów, którą można już będzie zmierzyć elektrometrem bezwzględnym.

Ogniwo Clarka ($S = 1{,}4316$ wolt. w temp. 16°) różni się tem tylko od poprzedniego, że kadm zastąpiony jest cynkiem, zarówno w roztworze, jak w amalgamie. Napięcie jego jest w wyższym stopniu zależne od temperatury, maleje o 0,0012 wolt. na każdy dodany stopień.

64. Pomiar potencyału w polu elektrycznem. Pole elektryczne ziemi. Większe trudności, aniżeli wymierzenie potencyału przewodnika, nastręcza pomiar wysokości potencyału w jakimkolwiek punkcie w samem polu elektrycznem. Gdybyśmy do takiego punktu doprowadzili elektrodę połączoną z elektrometrem, wtedy ten ostatni nie będzie bynajmniej wskazywał potencyału panującego w pobliżu owego punktu, lecz jedynie potencyał samej elektrody. Należy przeto znaleść sposób zrównania potencyałów elektrody i otaczającego je pola. Najprościej prowadziłoby do celu zaopatrzenie elektrody w nieskończenie ostry kolec. Elektrometr i połączona z nim elektroda wyrzucałyby przez taki kolec elektryczność, przez wypływ elektryczny (ust. 51), a równowaga nastąpiłaby wtedy dopiero, gdyby gęstość elektryczności na kolcu spadła do zera, t. j. gdyby kolec całkowicie się rozbroił. Wtedy atoli (według 51, 1) także natężenie elektryczne E obok niego byłoby zerem, żadna tedy linia elektryczna nie wychodziłaby z niego ku sąsiednim częściom pola, co znaczy, że niema żadnej różnicy potencyału pomiędzy kolcem, a najbliższem jego otoczeniem.

Ten sam skutek, całkowite zrzucenie naboju z końca elektrody, można również osiągnąć w ten sposób, żeby zeń wysypywały się nieustannie cząstki przewodzące (np. ziarna śrutu, krople wody lub t. p.). Odpadając od elektrody każda zabiera z sobą nieco naboju, i to dopóty, dopóki nie nastąpi zrównanie potencyałów; odtąd odpadać będą bez naboju. Poznamy niżej jeszcze inne sposoby wiodące do tegoż samego celu. Wszelką elektrodę urządzoną w ten sposób, żeby zrzucała z siebie nieustannie naboje elektryczne, nazywać będziemy elektrodą rozbrajającą.

Podobnych sposobów używa się w celu zmierzenia t. zw. elektryczności atmosferycznej. Jeżeli opisaną wyżej elektrodę rozbrajającą umieścimy w pewnej wysokości nad ziemią, w otwartem polu, okaże się, że połączony z nią elektrometr wskazywać będzie, nawet w czasie zupełnej pogody, potencyał dodatni względem ziemi, tem wyższy, im wyżej umieścimy elektrodę. Na każdy metr wznie-

sienia przypada kilkadziesiąt, do kilkuset woltów. Najwyższe wartości zdarzają się po wschodzie i po zachodzie słońca; w zimie znacznie wyższe niż w lecie. Objawy te wskazują, że w atmosferze istnieje pole elektryczne, którego linie biegną pionowo, z góry na dół i kończą się na ziemi. Powierzchnia ziemi jest przeto ujemnie naelektryzowana; w górnych warstwach powietrza szukać należy odpowiedniego naboju dodatniego (wyjątkowo, w czasie niepogody, zdarzają się znaki przeciwne).

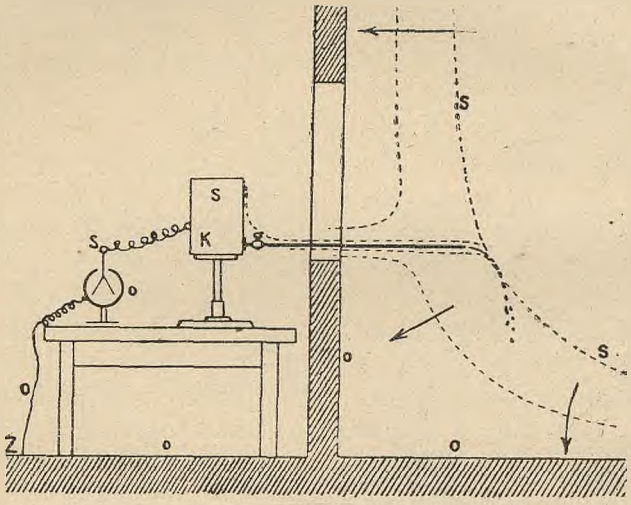


Fig. 104.

Nie zatrzymując się tu nad hipotezami, jakie obmyślono celem wytłumaczenia tego ciągle się odnawiającego elektrycznego stanu ziemi i powietrza (ust. 104), opiszemy t. zw. kollektor wodny, zastosowany przez Kelvina do zdejmowania potencyałów w powietrzu. Jest to metalowy kociołek K (fig. 104), ustawiony na isolującej podstawie, z którego wypływa cienki strumyk wody przez długą metalową rurkę. Kociołek i połączony z nim elektrometr przyjmują potencyał panujący w tem miejscu, gdzie strumyk rozpada się na krople.

Do spostrzeżeń na otwartem polu dogodniejszy jest płomyk zwykłej świecy, umieszczonej na isolującej podstawie na wysokim drążku. Płomień i uchodzące zeń gorące gazy przewodzą elektryczność, zabierają przeto nabój z elektrody, a wiatr rozprasza go. Działanie płomienia jest zatem zupełnie podobne, jak kolca, albo kollektora wodnego (ust. 90).

65. Pomiar pojemności elektrometrem. Mając kondensator wzorowy, którego pojemność została obliczona z rozmiarów, albo wymierzona jakimkolwiek innym sposobem, możemy porównywać z nim inne kondensatory, za pomocą elektrometru. Opieramy się przytem na zasadzie, że napięcie obniża się, w miarę tego, jak dany, stały nabój rozlewa się w pojemności coraz większej. Niechaj c_1 (fig. 105) oznacza kondensator wzorowy, połączony z elektrometrem i naelektryzowany do napięcia s_1; nabój jego będzie $e = c_1 s_1$. Połączmy wewnętrzną jego okładkę z wewnętrzną okładką drugiego kondensatora, o pojemności niewiadomej c_2, za pomocą isolowanego rozbrajacza R. Napięcie, wskazane przez elektrometr, spadnie do s_2, gdyż będzie teraz $e = (c_1 + c_2) \cdot s_2$. Z porównania tych dwu wzorów wypada:

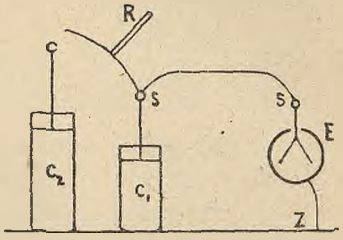


Fig. 105.

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{s_1 - s_2}{s_2}.$$

Do pomiaru tego nie jest potrzebny elektrometr cechowany, chodzi bowiem tylko o wartość stosunku s_1 i s_2. Pominęliśmy także własną jego pojemność c_0. Gdyby to nie było dozwolone, należałoby uprzednio zmierzyć c_0, znowu przez podział naboju (por. zad. 30).

66. Pomiar pojemności galwanometrem. W ust. 31 (fig. 58), opisane było doświadczenie, nadające się dobrze do porównywania dwu pojemności, za pomocą galwanometru. Kondensator badany o pojemności c elektryzujemy bateryą galwaniczną znanego napięcia S (złożonej np. z ogniw kadmowych), za pomocą ruchomego kommutatora K, poczem, przestawiwszy kommutator, rozbrajamy go do ziemi Z przez galwanometr G. Jeżeli ruchy kommutatora powtarzają się bardzo szybko, n razy w sekundzie, wtedy skutek tych częstych rozbrojeń będzie taki, jak gdyby przez galwanometr przechodził do ziemi ciągły prąd elektryczny o natężeniu $i = ncS$. Galwanometr wykaże stałe odchylenie $\theta = Ci$, w czem C oznacza jego czułość (ust. 30). Jeżeli czułość ta jest skądinąd znana, znajdziemy tą drogą odrazu wartość bezwzględną pojemności: $c = \frac{\theta}{nCS}$. Gdyby chodziło tylko o porównanie

dwu pojemności c i c', wtedy nie potrzebowalibyśmy znać ani C, ani S, ani też n, gdyż byłoby także $c' = \frac{\theta'}{nCS}$, przeto $c : c' = \theta : \theta'$.

Warto zaznaczyć, iż w braku lepszej, metoda ta mogłaby służyć do cechowania galwanometru, t. j. do wyznaczenia jego czułości C w miarach bezwzględnych. Umiemy bowiem mierzyć napięcia S bateryi galwanicznych elektrometrem bezwzględnym (ust. 62, *a*); umiemy również obliczać bezwzględne wartości pojemności c kondensatorów, o ile one mają proste kształty geometryczne. Opisany wyżej sposób dałby nam wtedy: $C = \frac{\theta}{ncS}$ *).

67. Galwanometr ballistyczny. Galwanometr może być też użyty do zmierzenia wprost ilości elektryczności e, rozbrajającej się z kondensatorów, poczem można znowu obliczyć pojemność, na zasadzie związku $e = cs$. Galwanometry używane do takich pomiarów, zwane ballistycznymi, nie różnią się w budowie od galwanometrów zwykłych. Mają tylko cięższą igłę (o większym momencie bezwładności), żeby okres jej wahania się był dostatecznie wielki (kilka, albo kilkanaście sekund). Zdejmuje się też zwykle tłumiki; wtedy igła, raz potrącona, waha się przez dłuższy czas.

Krótkotrwały prąd elektryczny, np. rozbrojenie kondensatora przez cewkę galwanometru, działa na jego igłę jakby nagłe uderzenie (popęd), kończące się, zanim igła zdąży ruszyć się znacznie z miejsca. Nadaje ono jednak igle pewną prędkość początkową (kątową) $= \omega$, mocą której ona zostaje wyrzucona z położenia równowagi, aż do pewnego (pierwszego) odchylenia $= \theta_0$, poczem waha się około położenia równowagi. Dzieje się tu to samo, co w „wahadle ballistycznem", które zostało uderzone, wisząc w położeniu równowagi, nagłą siłą, mającą średni moment $= \mu$, względem osi obrotu. Według wzoru podanego w tomie I (ust. 99, wzór 8) można obliczyć wartość wstawy połowy kąta pierwszego odchylenia. Teorya wyłożona tam stosuje się dosłownie do igły galwanometru, którą można również jako wahadło uważać. Ponieważ w galwanometrze odchylenia bywają tak małe,

*) Jest to rzeczą „Fizyki praktycznej" wskazywać metody pomiaru, prowadzące do celu najprędzej i zapewniające najdokładniejsze wyniki. W wykładzie „Zasad fizyki" zadaniem naszem jest uzasadnić tylko możliwość danego pomiaru w miarach bezwzględnych.

że zamiast $\sin\frac{\theta_0}{2}$, można napisać $\frac{\theta_0}{2}$, przeto wzór rzeczony da nam:

$$\theta_0 = \frac{2\pi\mu t}{TD};$$

T oznacza tu okres swobodnego wahania się igły, D moment kierujący sił, które utrzymują ją w równowadze (sprężystość nitki, lub t. p.), t czas trwania uderzenia elektromagnetycznego, wywartego przez krótkotrwały prąd.

Niechaj i oznacza średnie natężenie tego prądu, wtedy $e = it$ wyrażać będzie całkowitą ilość rozbrojonej elektryczności. Moment sił elektromagnetycznych, które prąd wywiera na igłę, proporcyonalny do i, wyraziliśmy w ust. 30 przez $\mu = Gi$, w czem G oznaczało stały spółczynnik, zależny od urządzenia galwanometru. Mamy zatem $\mu t = Git = Ge$, przeto:

$$\theta_0 = \frac{2\pi Ge}{TD}.$$

Na podstawie wzoru wahadłowego (tom I, ust. 99, wzór 7), moment kierujący D można wyrazić przez okres T i przez moment bezwładności B igły, jest mianowicie $D = 4\pi^2 B/T^2$. Podobnież spółczynnik G zależy od czułości C galwanometru, znanej z pomiarów prądu stałego (ust. 66); według ust. 30 (wzór 1) jest bowiem $G = 4\pi^2 BC/T^2$. Podstawiwszy te wartości przekonamy się, że nieznany moment bezwładności B znosi się i zostaje $\theta_0 = 2\pi eC/T$, skąd:

(1) . . . . . $e = \frac{T}{2\pi C} \cdot \theta_0.$

Nabój elektryczny e, rozbrojony przez cewkę galwanometru, odrzuca tedy igłę o kąt θ_0 proporcyonalny do swej wielkości. Jego wartość bezwzględną można obliczyć, skoro się zna czułość „statyczną" galwanometru C i okres wahań igły. Odchylenie θ_0, podobnie jak czułość C, wyraża się zwyczajnie, nie w stopniach, lecz w działkach skali użytej do odmierzania odchyleń igły; stosunek $\theta_0 : C$ jest bowiem niezależny od jednostki miary.

Jeżeli nie chodzi o pomiar bezwzględny, lecz tylko o porównanie dwu pojemności c i c', wtedy nabijamy obie, po kolei, tą samą bateryą i rozbrajamy każdą przez ten sam galwanometr. Będzie widocznie $c : c' = \theta_0 : \theta'_0$.

Zadania.

1) Dwie kuleczki, ważące każda 20 *mgr* (fig. 15), zawieszone obok siebie, w zetknięciu, na włóknach jedwabnych, długości 50 *cm*, odepchnęły się, po naelektryzowaniu, na odległość 8 *cm*. Obliczyć wielkość naboju elektrycznego każdej kuleczki w jednostkach elektrostatycznych, w elektromagnetycznych i w kulombach.

Odp. 10,04 jedn. e. s. $= 3{,}346 \cdot 10^{-10}$ jedn. e. m. $= 33{,}46 \cdot 10^{-10}$ kulomb.

2) Obliczyć wartość natężenia elektrycznego E, tudzież indukcyi elektrycznej D, w powietrzu, w odległości 5 *cm* od bieguna, mającego nabój elektryczny 100 jedn. e. s. (w pobliżu bieguna nie ma żadnych przewodników).

Odp. $E = 4$; $D = 0{,}32$ jedn. e. s., albo $E = \frac{10^{-10} \cdot 100 \cdot 9 \cdot 10^{20}}{3 \cdot 5^2} = 12 \cdot 10^{10}$; $D = \frac{kE}{4\pi} = 0{,}106 \cdot 10^{-10}$ jedn. e. m., albo $E = 1200$ woltów na centymetr (ust. 50, *b*); $D = 0{,}106 \cdot 10^{-9}$ kulombów na centymetr kwadratowy.

3) Ile linii elektrycznych (jak wielki strumień indukcyi) wychodzi z tego bieguna?

Odp. 100 linii liczonych elektrostatycznie, albo $33{,}3 \cdot 10^{-10}$ elektromagnetycznie.

4) Jaka jest wartość potencyału elektrycznego w powietrzu, w punkcie oddalonym r centymetrów od bieguna zawierającego nabój elektryczny e jednostek, jeżeli ziemia, względem której liczy się potencyały, jest niezmiernie odległa, a żadnego innego przewodnika w sąsiedztwie nie ma.

Odp. Biegun jednostkowy, umieszczony w tym punkcie jest odpychany siłą $= \frac{e}{kr^2}$. Pracę, jaką siła ta wykonywa, podczas gdy biegun jednostkowy oddala się na inną, większą odległość r_1, obliczymy tak samo, jak w ust. 125 tomu I-go obliczaliśmy pracę przeciw przyciąganiu grawitacyjnemu. W naszym przypadku znajdziemy $\frac{e}{kr} - \frac{e}{kr_1}$. Założywszy tu $r_1 = \infty$, otrzymamy szukaną wartość potencyału: $s = \frac{e}{kr}$.

5) Obliczyć wartość potencyału w punkcie oddalonym o 5 *cm* od bieguna, o którym mowa w zad. 2.

Odp. $s = 20$ jedn. e. s. $= 60 \cdot 10^{10}$ jedn. e. m. $= 6000$ woltów.

6) Obliczyć gęstość elektryczną σ na powierzchni kuli metalowej, mającej średnicę 10 *cm*, zawieszonej na cienkiej jedwabnej nici, po środku obszernej sali, jeśli nabój jej wynosi 100 jedn. e. s.

Odp $\sigma = \frac{100}{4\pi \cdot 25} = 0{,}32$ jedn. e. s. $= 0{,}106 \cdot 10^{-10}$ jedn. e. m. $=$ $= 0{,}106 \cdot 10^{-9}$ kulombów na cm^2.

7) Obliczyć wartość natężenia elektrycznego tuż przy powierzchni tej kuli.

Odp. $E = \frac{4\pi\sigma}{k} = 4$ jedn. e. s. $= 12 \cdot 10^{10}$ jedn. e. m. $= 1200$ woltów na *cm*.

8) Ile wynosi siła odpychająca, jaką kula taka, mająca promień R *cm* i nabój e jedn. e. s. wywiera z odległości r *cm* od swego środka, na drugą, bardzo małą kuleczkę, mającą nabój e' jedn. e. s., tak mały, iżby jej sąsiedztwo nie zmieniało znacznie jednostajnego rozmieszczenia naboju na pierwszej?

Odp. Ponieważ powierzchnie poziomu otaczające jeden biegun elektryczny są kulami spółśrodkowemi, przeto (według ust. 52, *b*) pole otaczające kulę naelektryzowaną nabojem e będzie takie, jak gdyby cały jej nabój był zebrany w środku. Siła szukana zatem $= \frac{ee'}{kr^2}$.

9) Obliczyć napięcie elektryczne na kuli w zad. 6.

Odp. $s = 20$ jedn. e. s. $= 60 \cdot 10^{10}$ jedn. e. m. $= 6000$ woltów.

10) Kuliste naczynie blaszane, o średnicy 20 *cm*, zawieszone na nitkach jedwabnych, po środku obszernej sali, zaopatrzone u góry w mały otwór, połączone jest drutem, bardzo cienkim, z odległym elektrometrem (którego pojemność można zaniedbać). Po wrzuceniu do otworu kawałka potartego laku elektrometr wskazywał napięcie —150 woltów. Ile wynosił nabój elektryczny laku?

Odp. $e = -5$ jednostek e. s. $= -1{,}67 \cdot 10^{-10}$ jednostek e. m. $=$ $= -1{,}67 \cdot 10^{-9}$ kul.

11) Ile wynosi pojemność elektryczna tego naczynia?

Odp. 10 *cm* $= 1{,}11 \cdot 10^{-20}$ jedn. e. m. $= 1{,}11 \cdot 10^{-5}$ mikrof.

12) Toż samo naczynie, razem z zawartym w nim nabojem —5 jedn. e. s. obejmujemy bez dotknięcia drugiem kulistem i spółśrodkowem naczyniem blaszanem (złożonem z dwu półkul), o średnicy 30 *cm*, w którem znajduje się tylko mały otworek, przepuszczający dru-

cik isolowany, wiodący od naczynia wewnętrznego do elektrometru. Jakie napięcie wykazywać będzie teraz elektrometr, gdy zewnętrzne naczynie połączymy z ziemią?

Odp. 50 woltów.

13) Rozbroiwszy poprzednie naczynie, otaczamy je, jak wyżej, spółśrodkową osłoną kulistą, o średnicy 30 *cm*, którą isolujemy i łączymy ze stosem suchym, nadając mu przez to trwale potencyał 150 woltów. Rozbrajamy jeszcze raz elektrometr (o pojemności znikomej) przez chwilowe dotknięcie ręką, poczem zdejmujemy osłonę otaczającą naczynie. Ile wskazuje teraz elektrometr?

Odp. —450 woltów.

14) Kondensator kulisty, złożony z kuli wewnętrznej, o średnicy 20 *cm*, i z kulistej, spółśrodkowej osłony, o średnicy 30 *cm*, z bardzo cienkiej blachy, zawieszony jest na sznurach jedwabnych, po środku obszernej sali. Elektryzujemy go za pomocą dwu suchych stosów, udzielając kuli wewnętrznej napięcia 450 woltów, osłonie zewnętrznej —150 woltów. Następnie łączymy na chwilę kulę wewnętrzną z zewnętrzną cienkim isolowanym drutem. Ile wynoszą naboje i napięcia obu kul, przed połączeniem ich i po niem?

Odp. Przed połączeniem nabój wewnętrznej $= 18000$ jedn. e. s., zewnętrznej —18007,5 tychże jednostek. Po połączeniu nabój wewnętrznej $= 0$, zewnętrznej —7,5; spólne ich napięcie —150 wolt.

15) Jak wielka jest pojemność elektryczna kuli ziemskiej?

Odp. $637 \cdot 10^6$ *cm* $= 708$ mikrofaradów.

16) Dwie kule metalowe, zawieszone na isolujących nitkach, w wielkiej od siebie odległości, zdala od ścian i innych przewodników, łączymy cienkim drutem wiszącym wolno w powietrzu i dotykamy się drutu, mniej więcej w połowie jego długości, biegunem dodatnim bateryi złożonej z 200 ogniw kadmowych, której biegun ujemny połączony jest z ziemią. Średnica jednej kuli mierzy 40 *cm*, drugiej 8 *cm*. Obliczyć gęstości elektryczne na obu kulach.

Odp. Na większej 0,0027, na mniejszej 0,0135 jedn. e. s.

17) Połączywszy osłonę elektroskopu dwulistkowego (fig. 1) i jeden biegun stosu suchego z ziemią, drugi biegun stosu z listkami, odczytano na podziałce rozchylenie listków $=$ 35 kresek. Ile wynosić będzie ich rozchylenie, jeśli: a) ustawiwszy elektroskop na podstawie isolującej, połączymy osłonę z jednym biegunem stosu, listki i drugi biegun z ziemią; b) ustawiwszy stos i elektroskop na podstawie isolującej, połączymy jeden biegun z osłoną, drugi z listkami?

Odp. a) 35 kr.; b) 35 kr.

18) Obliczyć przybliżoną wartość pojemności elektrycznej kondensatora złożonego z dwu płaskich, metalowych krążków, o średnicy 20 *cm*, ustawionych równolegle i spółosiowo, w odstępie 1 *mm*.

Odp. $\frac{100\,\pi}{4\pi \,.\, 0{,}1} = 250\ cm = 27{,}8\,.\,10^{-20}$ jedn. e. m. = 0,000278 mikrofarad.

19) Obliczyć przybliżoną pojemność tablicy Franklina, złożonej z szyby szklanej o grubości 1,5 *mm*, oklejonej okładkami staniolowemi 30 *cm* długości, 25 *cm* szerokości (przyjąć zdolność elektryczną szkła = 6-krotnej zdolności elektrycznej powietrza).

Odp. 2387 *cm*.

20) Dwie olbrzymie, isolowane, równoległe do siebie blachy połączono z biegunami stosu, który nadaje im stałą różnicę potencyałów 100 woltów. Jaki powinien być odstęp tych blach, żeby natężenie E pola między niemi wynosiło: a) jednostkę elektro-statyczną, b) jednostkę elektro-magnetyczną, c) jeden wolt na *cm*?

Odp. a) $\frac{1}{3}$ *cm*; b) 100 000 kilometrów; c) 1 metr.

21) Ocenić pojemność butelki lejdejskiej, ze szkła o grubości 1,5 *mm*, mającej postać słoja o średnicy 15 *cm*, wysokości 30 *cm*. Okładki staniolowe sięgają 5 *cm* niżej brzegu.

Odp. Około 4300 *cm* = 0,0048 mikrofar.

22) Na prętach szklanych zawieszono pionowo i równolegle do siebie 51 płaskich blach żelaznych, w odstępach równych, po 4 *cm*; każda blacha mierzy 1 *m* wzdłuż i tyleż na szerokość. Wszystkie nieparzyste połączono z ziemią, parzyste między sobą, drutami isolowanymi. Ile wynosi pojemność tego kondensatora?

Odp. $\frac{50\,.\,10000}{4\,.\,4\pi} = 9948\ cm = 0{,}011$ mikrofar.

23) W tym samym kondensatorze isolowano wszystkie blachy, przyłączono elektrody do pierwszej i ostatniej i usunięto wszelkie inne przewodniki z ich sąsiedztwa. Jaką pojemność posiada kondensator.

Odp. 199 *cm* = 0,00023 mikrofar.

24) Z arkuszy staniolu 40 na 30 *cm* i z papieru napojonego parafiną ($k = 2\,.\,k_0$ powietrza), grubości 0,1 *mm* mamy sporządzić kondensator o pojemności 1 mikrofarada. Ile arkuszy staniolu trzeba w tym celu użyć?

Odp. Około 48.

25) Jedną okładkę płaskiego kondensatora połączono z elektrometrem o bardzo małej pojemności, drugą, odległą o d od pierw-

szej, z ziemią. Po naelektryzowaniu elektrometr wskazywał napięcie s. Wtedy włożono między okładki grubą metalową płytę, isolowaną, nienaelektryzowaną. Między tą płytą a okładką isolowaną został jeszcze odstęp d_1; jej odstęp od drugiej okładki wynosił d_2. Jakie napięcie okazuje teraz elektrometr?

Odp. $\frac{d_1 + d_2}{d} . s.$

26) Ustawiwszy bateryę lejdejską na podstawie isolujacej, połączono wewnętrzne jej okładki z biegunem machiny elektrycznej, zewnętrzne z butelką mierniczą Lanego (fig. 13), o pojemności 150 *cm*. Kule iskiernika były oddalone od siebie o 1 *mm*. Podczas obrotu machiny przebiło w iskierniku 250 iskier. Wiedząc, że rozbrojenie z odległości 1 *mm* następuje, gdy napięcie urośnie mniej więcej do 4830 woltów (ust. 78), obliczyć nabój nagromadzony w bateryi.

Odp. Około 604 000 jedn. e. s. = 0,0002 kulomba.

27) Baterya butelek połączonych równolegle, której udzielono naboju $\frac{1}{1000}$ kulomba, wykazuje napięcie 20000 woltów. Jaka jej pojemność?

Odp. $0{,}5 . 10^{-7}$ faradów.

28) Butelkę lejdejską naelektryzowano w zwyczajny sposób machiną elektryczną dającą napięcie 50000 woltów, poczem, ustawiwszy ją na isolującej podstawie, połączono wewnętrzną okładkę z ziemią. Obliczyć potencyał okładki zewnętrznej, zaniedbując mały nabój na zewnętrznej jej powierzchni.

Odp. —50000 woltów.

29) Dwadzieścia podobnych butelek naelektryzowano z tejże machiny, poczem spięto je w kaskadę (w rzęd), unikając rozbrojenia. Zewnętrzną okładkę pierwszej połączono z ziemią. Ile wynosi napięcie na okładce wewnętrznej ostatniej?

Odp. Milion woltów.

30) Elektrometr połączono z butelką znanej pojemności (c = = 100 *cm*) i naelektryzowano do 270 woltów. Odpięto go następnie od butelki, bez rozbrojenia ostatniej, poczem, po rozbrojeniu i ponownem połączeniu z butelką, wskazywał 180 woltów. Ocenić pojemność elektrometru.

Odp. Około 50 *cm*.

31) Wewnętrzną okładkę butelki lejdejskiej, mającej pojemność 3000 *bm*, naelektryzowanej napięciem 25000 woltów, połączono isolowanym drutem z okładką wewnętrzną drugiej butelki, nienaelektry-

zowanej, o pojemności 2000 *cm*. Zewnętrzne okładki obu butelek połączone są z ziemią. Znaleść wspólne ich napięcie.

Odp. 15000 woltów.

33) Obliczyć: a) energię elektryczną butelki w zadaniu 31. tudzież, b) łączną energię w obu butelkach, po dołączeniu próżnej.

Odp. a) W układzie elektrostatycznym (według ust. 56, 1) $U = \frac{1}{2} \cdot 3000 \cdot \left(\frac{25000}{300}\right)^2 = 1{,}04 \cdot 10^7$ ergów; w elektromagnetycznym $U = \frac{1}{2} \cdot \frac{3000}{9.10^{20}} \cdot (25000 \cdot 10^8)^2 = 1{,}04 \cdot 10^7$ ergów; w praktycznym $U = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{3000}{9.10^{11}} \text{ farad.}\right) \cdot (25000 \text{ wolt.})^2 = 1{,}04$ joulów. b) Po złączeniu suma energii obu butelek wynosi tylko 0,625 joulów; reszta rozprószyła się, jako ciepło, w drucie, który przeprowadził nabój do drugiej butelki.

34) Bateryę kondensatorów połączonych równolegle, zawierającą ogółem nabój 0,0003 kulomba, pod napięciem 10000 woltów, rozbrojono cienkim drutem i sprawdzono, że tylko w drucie tym wywiązało się ciepło. Obliczyć jego ilość.

Odp. $\frac{1}{2} \cdot 0{,}0003 \cdot 10000 \cdot 0{,}239 = 0{,}358$ gramstop.

35) Bateryę spiętą w kaskadę, z 10 butelek o jednakowej pojemności $= c$, naelektryzowano maszyną elektryczną o napięciu s. Obliczyć energię nagromadzoną w bateryi.

Odp. Baterya ma pojemność $\frac{c}{10}$, każda butelka bierze przeto nabój $\frac{cs}{10}$; a że różnica potencyałów na okładkach każdej butelki $= \frac{s}{10}$, przeto w każdej butelce tkwi energia $\frac{1}{2} \cdot \frac{cs}{10} \cdot \frac{s}{10}$, w całej bateryi $\frac{1}{2} \frac{cs^2}{10} = \frac{1}{2} \cdot \frac{cs}{10} \cdot s$.

36) Ile energii wzięłaby ta baterya, z tego samego źródła, gdyby była spięta równolegle?

Odp. Sto razy więcej.

37) Z końca cienkiej metalowej rurki wydmuchano bańkę mydlaną, o średnicy 4 *cm*. Malutki manometr wodny, dołączony do drugiego końca rurki, wskazuje zwyżkę ciśnienia $= 1{,}6$ *mm* wody (por. zad. 199 w tomie II). O ile zmniejszy się ta zwyżka, jeśli naelektryzujemy bańkę napięciem 50000 woltów?

Odp. Naprężenie linii elektrycznych, wychodzących z bańki, ciągnie powierzchnię jej na zewnątrz. Skutek będzie taki, jak gdyby ciśnienie zewnętrznego powietrza atmosferycznego zmniejszyło się o $p = \frac{kE^2}{8\pi}$. W danym przykładzie nabój kuli $e = c \cdot s = 2 \cdot \frac{50000}{300}$ $= 333$ jedn. e. s.; gęstość $\sigma = \frac{333}{4 \cdot 4\pi}$; natężenie $E = \frac{4\pi\sigma}{k} = \frac{333}{4} =$ $= 83{,}25$ jedn. e. s. Zatem $p = (83{,}25)^2/8\pi = 276$ dyn na $cm^2 = 2{,}8$ *mm* wody. Zwyżka 1,6 zamieni się na zniżkę 1,2 *mm* wody.

38) Okazać, że naprężenie elektryczne, liczone na jednostkę powierzchni, posiada istotnie wymiar ciśnienia mechanicznego.

Odp. Wymiar potencyału elektrycznego (dopisek drugi do ust. 55) jest $k^{-\frac{1}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}}\, cm^{\frac{1}{2}}\, sek^{-1} =$ *natężenie* E . *długość*. Zatem wymiar natężenia $= k^{-\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} cm^{-\frac{1}{2}} sek^{-1}$. Wymiar naprężenia elektrycznego będzie zatem = wymiar $k \cdot E^2 = k \cdot (k^{-1}\, gr\, cm^{-1}\, sek^{-2}) = gr\, cm\, /\, sek^2\, cm^2 =$ dyna na cm^2.

39) W dwu zbiornikach, połączonych rurą, woda stoi w jednakowej wysokości. Jaka wytworzy się różnica poziomów, jeżeli przez zbliżenie naelektryzowanej blachy, trzymanej równolegle do powierzchni wody w jednym ze zbiorników, wywołamy na tej powierzchni nabój indukcyjny o gęstości 10 jedn. e. s.?

Odp. $E = 4\pi \cdot 10$ jedn. e. s.; $p = \frac{E^2}{8\pi} = 628\, dyn/cm^2 = 0{,}64$ *cm* wody.

40) Dowieść, że prężność pary nasyconej zmniejsza się cośkolwiek przez naelektryzowanie parującej powierzchni wody. Obliczyć, o ile, w warunkach zadania 39.

Odp. Jeżeli zbiorniki poprzedniego zadania umieścimy w przestrzeni zamkniętej, zawierającej zresztą tylko parę wodną, wtedy ciśnienie atmosfery pary, na powierzchnię naelektryzowaną, jako wyżej położoną, będzie mniejsze, aniżeli na powierzchnię obojętną, o tyle, ile wynosi ciśnienie słupa pary wodnej, o wysokości $z = 0{,}64$ *cm*. Równowaga cieczy i pary wymaga, żeby prężność pary nasyconej nad naelektryzowaną powierzchnią cieczy była o tyleż mniejszą. W temp. 20° gęstość pary wodnej nasyconej wynosi $d = 1/58720\ gr/cm^3$, przeto wspomniane zmniejszenie $= zgd = 0{,}64 \cdot 981/58720$ dyn na $cm^2 =$ $0{,}000008$ *mm* rtęci.

41) Biegun bateryi 200 ogniw kadmowych połączono z isolowanym krążkiem elektrometru bezwzględnego; drugi biegun i wagę z zie-

mią. *Ile gramów należy dołożyć na szalkę wagi, żeby zrównoważyć przyciąganie elektryczne? Średnica krążka ruchomego = 6 cm, odległość krążków = 5 mm.*

Odp. $[6 \cdot 200 \cdot 1{,}0188/300 \cdot 0{,}5]^2/4 \cdot 8 \cdot 981 = 0{,}0021$ *gr.*

42) *Na płaskiem, równem polu wykonano pomiary elektryczności atmosferycznej. Znaleziono wzrost potencyału w górę, w stosunku 400 woltów na metr wzniesienia. Obliczyć nabój elektryczny e powierzchni ziemi na kilometrze kwadratowym.*

Odp. $E = 4$ *wolt/cm* $= 4.10^8$ jedn. e. m.; $\sigma = -\frac{kE}{4\pi} = -\frac{4 \cdot 10^8}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{20}}$ jedn. e. m.; $e = 10^{10}\,\sigma = -0{,}000354$ jedn. e. m. $= -0{,}00354$ kulomb.

43) *Igłę elektrometru kwadrantowego połączono z jedną parą kwadrantów i z ziemią, zamieniając go tym sposobem na elektrometr idiostatyczny; potencyał mierzony s przyłożono do drugiej pary kwadrantów. Jaka będzie wtedy zależność odchylenia igły od potencyału?*

Odp. Wzór 2, ust. 62, daje $\delta = \pm \frac{Cs^2}{2}$.

44) *Kondensator o pojemności 0,5 mikrofarada elektryzowano 30 razy w sekundzie jednem ogniwem kadmowem i rozbrajano go tyleż razy w ziemię, przez cewkę galwanometru. Odchylenie trwałe igły wynosiło 70 działek skali. Obliczyć czułość tego galwanometru.*

Odp. Każdorazowy nabój kondensatora $= 0{,}5 \cdot 10^{-6} \cdot 1{,}0188 = 0{,}5094 \cdot 10^{-6}$ kulomba. Odchylenie 70 odpowiada stałemu prądowi $30 \cdot 0{,}5094 \cdot 10^{-6}$ amperów, zatem czułość $C = \frac{70}{30 \cdot 0{,}5094 \cdot 10^{-6}} = 4{,}586 \cdot 10^6$ działek na ampera.

45) *Kondensator arkuszowy naelektryzowano bateryą 200 ogniw kadmowych, poczem rozbrojono go przez powyższy galwanometr. Pierwsze odchylenie igły wynosiło 17 działek; okres wahań igły galwanometru = 12,34 sekund; zanikanie wahań można zaniedbać. Obliczyć pojemność c kondensatora.*

Odp. Nabój rozbrojony był $\frac{12{,}34 \cdot 17}{2\pi \cdot 4{,}586 \cdot 10^6} = 7{,}28 \cdot 10^{-6}$ kulombów $= c \cdot 200 \cdot 1{,}0188$; skąd $c = 3{,}57 \cdot 10^{-8}$ faradów $= 0{,}0357$ mikrofaradów $= 32130$ *cm.*

46) *Kondensator o pojemności 1 mikrofarada, naelektryzowany jednem ogniwem kadmowem, rozbrojono przez galwanometr ballistyczny i otrzymano pierwsze odchylenie igły = 270 działek; butelka lejdejska, naelektryzowana bateryą 200 takich ogniw, dała odchylenie 171 działek. Obliczyć pojemność c butelki.*

Odp. $1.1 : 200 \cdot c = 270 : 171$; $c = 0{,}003167$ *mf* $= 2850$ *cm.*

ROZDZIAŁ II.

WŁASNOŚCI DIELEKTRYKÓW.

68. Stała dielektryczna. W ust. 41 przyjęliśmy założenie, że wartość indukcyi D, w każdym punkcie pola elektrycznego, zależy nietylko od panującego tam elektrycznego natężenia E, lecz nadto od rodzaju ośrodka, który się w tem miejscu znajduje. Stosunek $4\pi D : E = k$, którego wartość zależy tylko od rodzaju ośrodka, nazwaliśmy jego „zdolnością elektryczną." Przyjąwszy zasadę, że działania elektryczne nie są bezpośredniemi, lecz że przenoszą je ośrodki, z jednego ciała na drugie (ust. 35), należy w każdym razie uznać powyższe założenie jako dopuszczalne; owszem, byłoby raczej rzeczą osobliwą, gdyby stosunek ten był niezależny od rodzaju ośrodka. Pozostaje tylko zaznajomić się z faktami, które to założenie usprawiedliwiają i z doświadczeniami, za pomocą których można zdolność elektryczną różnych ośrodków mierzyć.

Wprowadzenie spółczynnika k, już w samem określeniu podstawowych wielkości elektrycznych, miało ten skutek, że wystąpił on we wszystkich niemal zależnościach, któremi zajmowaliśmy się w rozdziale poprzedzającym. Od zdolności elektrycznej ośrodka isolującego okazała się zależną energia nagromadzona w polu, a zatem także siły, jakiemi działają na siebie ciała naelektryzowane (ust. 44, 58); od zdolności tej zależy również pojemność elektryczna kondensatorów (ust. 55). Obie te zależności mogą służyć do udowodnienia wpływu ośrodka i do wymierzenia zdolności k.

Druga z tych zależności, odkryta przez Faradaya w roku 1837, naprowadziła go na ślad teoryi ośrodków elektrycznych. Wyobraźmy sobie jakikolwiek kondensator — ile możności zamknięty (Faraday używał kulistego, fig. 11) — w którym między okładkami znajduje się powietrze. Wymierzmy pojemność jego c_0, którymkolwiek ze sposobów, opisanych w poprzedzającym rozdziale. Wprowadźmy następnie między okładki, na miejsce powietrza, inny jaki isolator, stały, płynny lub gazowy, nie zmieniając zresztą nic w rozmiarach i urządzeniu kondensatora. Przekonamy się, że pojemność mieć będzie teraz inną wartość $= c$, a stosunek:

$$\frac{c}{c_0} = \varkappa$$

okaże się niezależnym od postaci i rozmiarów użytego kondensatora. Liczba $\varkappa$ zależy jedynie od rodzaju ośrodka isolującego, czyli dielektryku i nazywa się jego stałą dielektryczną.

Łatwo dostrzedz, w jakim stosunku stała dielektryczna $\varkappa$ znajduje się względem zdolności elektrycznej k. Niechaj c_0 oznacza pojemność np. płaskiego kondensatora, w przypadku, gdy okładki przegrodzone są powietrzem, którego zdolność elektryczną oznacza k_0. Wtedy $c_0 = \frac{k_0 a}{4\pi d}$ (ust. 55, *b*). Zastąpiwszy powietrze dielektrykiem, którego zdolność jest k, znajdziemy $c = \frac{ka}{4\pi d}$, stąd:

(1) . . . . . $\varkappa = \frac{c}{c_0} = \frac{k}{k_0}$; $k = \varkappa k_0$.

Stała dielektryczna równa się zatem stosunkowi zdolności elektrycznej danego ośrodka do zdolności elektrycznej powietrza (albo próżni, co niemal to samo czyni).

Jako stosunek dwu wielkości tego samego rodzaju stała dielektryczna jest liczbą niemianowaną, nie zależy zatem od wyboru układu miar, którego użyto do wyrażenia zdolności elektrycznych. Do wyznaczenia jej wartości w tym lub owym ośrodku nadają się najlepiej pomiary pojemności, jak to czynił Faraday. Kondensator może mieć postać jakąkolwiek; jeżeli nie jest szczelnie zamknięty, wtedy należy zapełnić ośrodkiem badanym także część otaczającej go przestrzeni, jak daleko wymykają się

znaczniejsze jeszcze linie elektryczne. Wyniki podobnych pomiarów zawiera następująca

TABLICA

STAŁYCH DIELEKTRYCZNYCH

(względem próżni).

Próżnia	1,00000	Ebonit	2,5
Powietrze	1,00059	Gutaperka	2,5
Wodór	1,00026	Łyszczyk (mika) . .	6
Alkohol etyl. . . .	26	Parafina	1,7—2,3
E-er etyl. 0°	4,71	Siarka	3
Eter etyl. 18° . . .	4,35	Sól kam.	5,9
Nafta	2,2	Szkło około	6
Woda 0°	88	Kwarc $\perp$ do osi . .	4,34
Woda 18°	81	Kwarc $\parallel$ do osi . .	4,27

Tablica ta okazuje, że stała dielektryczna jest zawsze większa od jedności, z wyjątkiem próżni, gdzie wartość jej przyjęliśmy jako równą jedności. Wszystkie ośrodki materyalne mają zatem zdolność elektryczną większą niż eter czysty. Liczba k_0 wyrażająca tę ostatnią zależy od wyboru układu miar (ust. 45); zdolność elektryczna jakiegokolwiek innego ośrodka równa się (wzór 1) iloczynowi zdolności elektycznej próżni, przez stałą dielektryczną tego ośrodka, odniesioną do próżni.

Wartość stałej dielektrycznej zależy zresztą od wszystkich czynników określających stan ciała, pod względem fizycznym i chemicznym (temperatura, ciśnienie i t. p.). W ciałach różnokierunkowych, w szczególności w kryształach, zależy ona nadto od kierunku, w jakim przebiegają linie elektryczne. Płytka np. kwarcu (por. tabl.), wsunięta między okładki kondensatora płaskiego, wywiera rozmaity wpływ na jego pojemność, zależnie od tego, w jakim kierunku jest wycięta z kryształu, t. j. jakie położenie ściany jej zajmują względem osi krystalograficznych. W ciałach tego rodzaju kierunki natężenia E i indukcyi elektrycznej D nie są w ogól-

ności równoległe do siebie. Zawsze jednak są w krysztale trzy kierunki, wzajemnie prostopadłe (osi elektryczne), w których te wektory są do siebie równoległe.

69. Wpływ ośrodka na nabój i na napięcie. *a*) Przyjmijmy naprzód, że jedna okładka kondensatora połączona jest z ziemią, druga z biegunem ogniwa, albo bateryi galwanicznej, albo z biegunem machiny elektrycznej. Napięcie s na okładkach będzie wtedy niezmienne, jakikolwiekby był ośrodek dielektryczny, w którym kondensator jest zanurzony (por. fig. 93, albo 71). Jeżeli zastąpimy powietrze (albo próżnię) ośrodkiem o stałej dielektrycznej $\varkappa$, wtedy nabój, który wynosił przedtem $e_0 = c_0 s$, zwiększy się do wartości $e = \varkappa c_0 \,.\, s = \varkappa e_0$, t. j. $\varkappa$-krotnie, gdyż pojemność powiększy się w tym stosunku.

Jednocześnie z nabojem zwiększy się również $\varkappa$-krotnie energia elektryczna, odpowiednio do wzoru $U = \frac{1}{2} e \,.\, s$.

b) Inaczej będzie, gdy po naelektryzowanin kondensatora pewnem napięciem s_0 oddzielimy okładki od źródła elektryczności, a wtedy dopiero wprowadzimy, na miejsce powietrza, inny dielektryk, o stałej $= \varkappa$. Dzięki isolacyi okładek, naboje $+e$ i $-e$ nie zmienią się; napięcie natomiast spadnie do wartości $\varkappa$ razy mniejszej $s = \frac{s_0}{\varkappa}$. Wynika to wprost z równań $e = c_0 s_0$ i $e = \varkappa c_0 s$. Wsuwanie i wysuwanie np. płytki parafinowej P (fig. 106) między okładki naelektryzowanego, ale isolowanego kondensatora, powoduje opadanie i rozchylanie się listków elektroskopu, podobne do tego, jakieby wywołało zbliżanie ku sobie i oddalanie okładek.

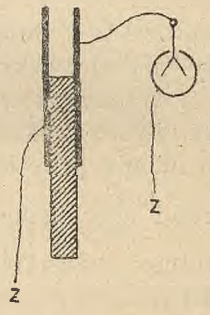


Fig. 106.

Energia elektryczna mieć będzie, w tym przypadku, po założeniu dielektryku, wartość $U = \frac{1}{2} e \,.\, \frac{s_0}{\varkappa}$, a więc $\varkappa$ razy mniejszą od początkowej. Wnosimy stąd, że pole kondensatora wykonywa pracę na dielektryku, a więc, że ono wciąga go między okładki. Ubytku energii nie można bowiem przypisać żadnemu innemu działaniu, skoro w tym przypadku nie zachodzi żaden ruch nabojów, ani żadne inne rozprószenie energii. Nawzajem, wyjmując dielektryk, my znowu wykonywamy pracę

przeciw temu przyciąganiu i podnosimy, kosztem tej pracy, zapas energii do pierwotnej wartości.

Rozumie się, że kondensator wciąga tak samo dielektryk w przypadku *a*), gdy napięcie pozostaje stałe. Ponieważ jednak energia jego wtedy nie ubywa, lecz owszem zwiększa się, przeto pracy odpowiedniej nie dostarcza pole, lecz baterya przyłączona do okładek. (Podobne stosunki spotykaliśmy już w ust. 58, gdzie chodziło o przesunięcie nie ośrodka, lecz przewodników).

70. WPŁYW OŚRODKA NA SIŁY CZYNNE W POLU ELEKTRYCZNEM. Skoro zastąpienie powietrza dielektrykiem o stałej $\varkappa$, w przypadku układu isolowanego (ust. poprz., lit. *b*, naboje niezmienne) zmniejsza energię elektryczną tego układu do $\frac{1}{\varkappa}$ wartości pierwotnej, przeto w tym samym stosunku $\frac{1}{\varkappa}$ zmniejszać się muszą siły, jakiemi przewodniki wchodzące w skład układu przyciągają się, albo odpychają, jak to już sprawdziliśmy w ust. 44 i 58.

Taka zmiana ośrodka obniża jednak napięcia, jak widzieliśmy, również do $\frac{1}{\varkappa}$ wartości pierwotnej. Ażeby te napięcia doprowadzić do wartości pierwotnej, należałoby zatem powiększyć naboje wszystkich przewodników $\varkappa$-krotnie.

Wtedy znowuż siły, jakiemi one na siebie działają, zwiększyłyby się $\varkappa^2$-krotnie, gdyż siły te są proporcyonalne zarówno do naboju przyciągającego, jak przyciąganego (albo odpychającego i odpychanego). Ogółem zwiększenie sił byłoby $\frac{1}{\varkappa} \cdot \varkappa^2 = \varkappa$-krotne. Jeżeli tedy przewodniki, wchodzące w skład układu, utrzymywane są, za pomocą bateryi galwanicznych lub inaczej, na potencyałach niezmiennych, wtedy zastąpienie powietrza dielektrykiem, mającym $\varkappa$ razy większą zdolność elektryczną, „powiększy" siły czynne w układzie $\varkappa$-krotnie.

Objaśni to następujący przykład (zarazem jeden ze sposobów mierzenia stałej dielektrycznej isolatorów płynnych). Połączmy kwadranty elektrometru (fig. 102 lub podobnego) z biegunami stosownej bateryi. Zmierzmy odchylenie igły $= \delta$. Nie odpinając bateryi, zalejmy całe wnętrze przyrządu, a przynajmniej puszkę kwadrantową, terpentyną, naftą, lub t. p. Odchylenie będzie teraz $= \varkappa\delta$.

71. Teorya polaryzacyi dielektrycznej. Wprowadzenie dielektryku między okładki naelektryzowanego kondensatora, zwiększając jego pojemność, ma skutek taki, jak przysunięcie jednej okładki do drugiej, na odległość mniejszą. Razem z tą okładką przysuwa się atoli znajdujący się na niej nabój elektryczny, którego działanie wiążące na nabój przeciwny drugiej okładki sprawia właśnie zwiększenie pojemności (por. ust. 10).

To podobieństwo nasuwało przypuszczenie, że wewnątrz cząsteczek dielektryku, wprowadzonego w pole elektryczne, następuje również przesunięcie nabojów elektrycznych ku okładkom przeciwnie naelektryzowanym; działanie wiążące tych nabojów przeciwnych byłoby ukrytą przyczyną zwiększenia pojemności.

a) Ażeby wytłumaczyć zjawiska dielektryczności przyjmuje się istotnie, jak wspomniano w ust. 27 i 46, że każdy atom dielektryku zawiera w swoim składzie niezmiernie małe ciałka elektryczne, dodatnie i ujemne, przesuwalne cokolwiek w obrębie każdego atomu, nie mogące jednak (w doskonale isolujących dielektrykach) wyjść z niego. One zajmują określone położenia równowagi trwałej; przesunięte, usiłują do tych położeń powrócić, pod działaniem sił proporcyonalnych do wielkości przesunięcia. Każde takie ciałko związane jest trwale z pewnym stałym i niezmiennym nabojem. Liczba ich, we wnętrzu każdej cząsteczki, lub atomu, jest taka, że łączny nabój wszystkich dodatnich jest równoważny łącznemu nabojowi ujemnych. Kawałek szkła, żywicy i t. p. byłby zatem przepełniony taką, rzec można, rozpyloną elektrycznością. Mimo to ciała te nie okazują, w zwykłych warunkach, żadnego działania elektrycznego. Cząsteczki ich są bowiem tak małe i tak liczne, że zawarte w ich wnętrzu pyłki elektryczne, zdala uważane, stanowią jakoby dwie ciągłe, wzajemnie przenikające się i wzajemnie się zobojętniające masy elektrycznego płynu. Podobnie chmura, złożona w rzeczywistości z niezliczonych drobnych kropelek, przedstawia się zdala, jako jednolita, ciągła masa.

Ten stan naturalny, czyli obojętny dielektryku uzmysławia fig. 107, a, na której kreskowanie sześciennego słupa dielektryku, kreskami pochylonemi w prawo oznacza chmurę pyłków elektrycznych dodatnich, w lewo ujemnych.



Fig. 107.

b) Inaczej będzie, gdy ten kawałek dielektryku umieścimy w polu elektrycznem. Działaniem pola ciałka dodatnie i ujemne zostaną rozsunięte (fig. 107, b); pierwsze przesuną się w kierunku pola, drugie w kierunku przeciwnym. Dielektryk przestaje być elektrycznie obojętnym, przechodzi w stan zwany polaryzacyą dielektryczną.

Dajmy nato, że pole elektryczne rozciąga się między przewodnikiem isolowanym A (fig. 71) i jego osłoną B, albo między okładkami A i B kondensatora płaskiego (np. fig. 45). Przypuszczam, że w polu znajduje się początkowo powietrze (albo próżnia), tudzież, że A i B połączone są trwale z biegunami bateryi, która wytwarza określoną, stałą, między tymi przewodnikami różnicę potencyałów $= s$. Na przewodnikach nagromadziły się już naboje $+e_0$ i $-e_0$ i takiż strumień indukcyi ($=e_0$) łączy je z sobą.

Wprowadźmy teraz dielektryk, o stałej $\varkappa$, na miejsce powietrza. Nie zmieni się wtedy napięcie s, gdyż baterya trzyma je na stałej wysokości; nie zmieni się zatem nigdzie natężenie E pola (w kondensatorze płaskim $= \frac{s}{d}$). Zwiększy się natomiast $\varkappa$-krotnie pojemność, a więc i nabój. Zamiast pierwotnego e_0 będzie on teraz $\varkappa e_0$. Zwiększenie wynosi $(\varkappa - 1)\, e_0$; tyleż więc elektryczności dodatniej baterya musi przesłać przez druty łączące do okładki dodatniej, odejmując ją zarazem ujemnej.

Jednocześnie z tym prądem elektryczności przewodzonej w drutach nastąpi w dielektryku małe wysunięcie wspomianych wyżej ciałek elektrycznych z ich położeń równowagi, a to skutkiem działania pola E na ich naboje. Dodatnie przesuną się w kierunku E, a więc od dodatniej ku ujemnej okładce, ujemne w kierunku przeciwnym. Ponieważ to przesunięcie nabojów ujemnych jest zupełnie równoważne przeciwnemu przesunięciu takiej samej ilości dodatnich w stronę przeciwną, przeto możemy, dla uproszczenia, przyjąć, że np. ujemne pozostały na swych miejscach, a przesuwają się tylko dodatnie. W myśl zasady, że prądy elektryczne są zawsze zamknięte (ust. 27, 46) całkowita ilość elektryczności dodatniej, przesunięta w tym krótkotrwałym prądzie dielektrycznym, powinna równać się jednoczesnemu dopływowi $(\varkappa - 1)\, e_0$ przez druty do okładki dodatniej.

Przez słupek dielektryku, mający krawędzi równoległe do linii elektrycznych, a jednostkę ($1\ cm^2$) przekroju (fig. 107, b), przesunie się tedy ilość $(\varkappa - 1)\frac{e_0}{a}$, albo $(\varkappa - 1)\,\sigma_0$, w czem a ozna-

cza, jak dawniej, powierzchnię (płaskiej) okładki, na której mieścił się początkowo nabój e_0, zaś σ_0 początkową na niej gęstość naboju. Wiemy jednak, że $\sigma_0 = \frac{k_0 E}{4\pi}$ (ust. 51, wzór 1), w czem k_0 oznacza zdolność elektryczną próżni (albo powietrza). Zatem przepływ dielektryczny elektryczności przez słupek o przekroju jednostkowym wynosi $k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} . E$.

Słupek przestał być elektrycznie obojętnym. Wnętrze jego (podwójnie kreskowane na fig. 107, b) jest wprawdzie wciąż jeszcze obojętne; na przedniej jednak jego ściance, ku której natężenie E pędzi elektryczność dodatnią (a natężenie to zachowało, jak powiedzieliśmy, tę samą wartość, jaką miało w próżni) wystąpiła cieniuchna, niezobojętniona warstwa elektryczności dodatniej z gęstością $\sigma' = k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} . E$, na tylnej, odwróconej od E, a zatem zwróconej ku dodatniej okładce kondensatora, taka sama warstwa ujemna, o gęstości $-k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} . E$ (na fig. 107, b warstwy te przedstawione są w przesadnej grubości).

c) Jeżeli słupek uważany leży cały we wnętrzu dielektryku, wtedy naboje te, na jego podstawach, nie zdradzą niczem swej obecności. Tuż bowiem przed nim znajdować się będzie drugi podobny słupek, który do ściany przedniej pierwszego, mającej nabój $+\sigma'$, przykłada swoją tylną z nabojem $-\sigma'$ i t. d. Całe zatem wnętrze dielektryku będzie wciąż jeszcze elektrycznie obojętne, jakkolwiek pyłki elektryczne przesunęły się z swych miejsc równowagi, jedne naprzód, drugie wstecz.

Inaczej powierzchnie graniczne między dielektrykiem, a okładkami. Na dodatniej okładce, albo raczej w niej samej, mamy teraz nabój zwiększony $e = \varkappa e_0$, o gęstości $\sigma = \varkappa \sigma_0 = \varkappa \frac{k_0 E}{4\pi} = \frac{k E}{4\pi}$, (gdyż $k = \varkappa k_0$). Do tej okładki przylega jednak bezpośrednio dielektryk, a w ostatniej jego warstwie znajduje się nabój wywołany przez polaryzacyę, o gęstości znaku przeciwnego, $-\sigma' = -k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} . E$, czyli $= -\left(\sigma - \frac{\sigma}{\varkappa}\right)$.

Mimo zwiększonego na okładkach naboju, pole E nie zmieniło się, gdyż działanie naboju σ jest częściowo zniesione przez

nabój przeciwny $-\sigma'$; mamy istotnie: $\sigma - \sigma' = \frac{\sigma}{\varkappa} = \frac{k_0 E}{4\pi} = \sigma_0$, jak było przed wprowadzeniem dielektryku.

d) Zmieniła się jednak, wzrosła, indukcya, odpowiednio do zwiększonego naboju okładek. Wartość jej, równa pierwotnie $D_0 = \frac{k_0 E}{4\pi}$, wynosi teraz $D = \frac{kE}{4\pi} = \varkappa \cdot \frac{k_0 E}{4\pi}$, co można rozłożyć w sposób następujący:

$$D = \frac{k_0 E}{4\pi} + k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} \cdot E, \text{ albo:}$$

(1) . . . . . $D = D_0 + P$

Można rzecz tak uważać, że indukcya składa się w dielektryku z dwu części: z indukcyi D_0, jakaby się wytworzyła w eterze czystym (zdolność $= k_0$), przy tem samem natężeniu pola, jakie istnieje w dielektryku, i z drugiej części P, która zawdzięcza swoje powstanie przesunięciu pyłków elektrycznych w jego wnętrzu. Drugi ten składnik indukcyi, zwany polaryzacyą *) dielektryku, ma, jak widać, wartość:

(2) . . . . . $P = k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} \cdot E = \sigma'$.

Polaryzacya wzrasta zatem proporcyonalnie do panującego w polu natężenia E, a zarazem jest proporcyonalna do nadwyżki stałej dielektrycznej $\varkappa$ nad jednością. Ponieważ jest równa gęstości σ', przeto miarą polaryzacyi jest ilość elektryczności dodatniej, która przesunęła się w cząstkach dielektryku, w kierunku linii elektrycznych, przez jednostkę przekroju (albo ujemnej w kierunku przeciwnym).

W każdym kawałku spolaryzowanego dielektryku, ciałka, albo, jak je wyżej nazywaliśmy, pyłki elektryczne, dodatnie przesunęły się, względem ujemnych, w kierunku pola elektrycznego. Przypuszczam, że kawałek uważany ma postać słupka (jak na fig. 107, b), równoległego do linii elektrycznych. Niechaj a oznacza jego przekrój, l długość, zatem al objętość. Na podstawach wystąpiły, wskutek tego przesunięcia, naboje $+a\sigma'$ i $-a\sigma'$, albo,

*) Wyrazu „polaryzacya" używamy tu w znaczeniu ustalonem przez autorów ostatniej doby. Należy jednak ostrzedz czytelnika, że niekiedy nazwa ta bywa stosowaną na oznaczenie indukcyi D.

według 2: $+aP$ i $-aP$. Iloczyn jednego z tych naboi krańcowych, przez długość słupka l nazywa się momentem elektrycznym spolaryzowanego słupka. Zważywszy, że wartość tego momentu wynosi $aP \,.\, l$, albo $al \,.\, P$, w czem al jest to oczywiście objętość słupka, możemy też powiedzieć, że polaryzacya dielektryku, w któremkolwiek miejscu pola jest równa momentowi elektrycznemu, przypadającemu na jednostkę objętości. Ten sposób przedstawienia znaczenia polaryzacyi elektrycznej uwydatnia jasno jej podobieństwo do polaryzacyi magnetycznej (ust. 15), z czego jeszcze skorzystamy.

Przesunięte ze swych położeń równowagi pyłki elektryczne usiłują wrócić na dawne miejsca pod wpływem sił czynnych w samych atomach; trzyma je jednak w położeniu odchylonem natężenie E pola. Z chwilą jednakże, gdy ono znika, podczas rozbrojenia kondensatora, następuje wsteczny ruch tych pyłków, wsteczny prąd dielektryczny (fig. 45); wszystko wraca do stanu obojętnego.

Hipoteza elastycznie przesuwalnych ciałek elektrycznych we wnętrzu cząsteczek dielektryków tłumaczy zatem w sposób zadawalniający zwiększenie pojemności i indukcyi. Tłumaczy też gatunkowe różnice w zachowaniu się różnych dielektryków, albowiem spółczynnik proporcyonalności wektorów P i E, t. j. liczba $k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi}$ zależeć będzie od liczby owych pyłków i od sił, które wiążą je z położeniami równowagi; wynika stąd ,że w różnych dielektrykach wartość tego spółczynnika, zatem także wartość stałej dielektrycznej $\varkappa$ będzie rozmaita.

Możemy przeniknąć mechanizm polaryzacyi dielektrycznej jeszcze cokolwiek głębiej. Przypuszczam, że 1 cm^3 dielektryku zawiera we wszystkich atomach ogółem N ciałek elektrycznych jednego znaku, a zatem tyleż także drugiego; te ostatnie możemy uważać za nieruchome. Nabój każdego pojedynczego ciałka niech będzie $= \varepsilon$. Skoro ciałko takie zostanie wysunięte o długość x z położenia równowagi, powstanie siła $= f \,.\, x$ usiłująca sprowadzić je tam z powrotem. Spółczynnik stały f zależy od działania, jakie atom uważany wywiera na zawarte w nim ciałko, a także od elektrycznych oddziaływań ciałek przesuniętych w atomach sąsiednich. Zależy tedy nietylko od chemicznego rodzaju atomów, lecz zarówno od ich ugrupowania, od stanu skupienia dielektryku i t. p. Pole elektryczne o natężeniu E

ciągnie owe ciałko siłą $E\varepsilon$, przeciwdziała jej siła $f \,.\, x$. Skoro nastąpi równowaga będzie $E\varepsilon = f \,.\, x$. Przez ścianę kostki o krawędzi $= 1\ cm$, prostopadłą do E, przesunie się Nx, t. j. $N \,.\, \frac{E\varepsilon}{f}$ ciałek takich. Na wszystkich razem znajduje się ogółem $Nx \,.\, \varepsilon$, t. j. $N \,.\, \frac{E\varepsilon^2}{f}$ jednostek elektryczności. Nabój ten jest właśnie miarą polaryzacyi. Mamy przeto:

$$P = k_0 \frac{\varkappa - 1}{4\pi} \,.\, E = \frac{N\varepsilon^2}{f} \,.\, E, \quad \text{skąd} \quad \varkappa = 1 + \frac{4\pi N\varepsilon^2}{k_0 f}.$$

Okazuje się tedy, że stała dielektryczna będzie tem większą, im gęściej ciałka są rozsiane w dielektrykn (liczba N); tem mniejszą natomiast, im silniej, sztywniej, one są trzymane w położeniach równowagi (liczba f).

e) Teorya polaryzacyi dielektrycznej daje też proste wyjaśnienie zależności wzajemnego odpychania się dwu przewodników, mających naboje e i e' od rodzaju otaczającego je ośrodka (ust. 11, 4, ust. 44). Skutkiem polaryzacyi ośrodka nabój np. e pierwszego z tych ciał jest w swem działaniu na zewnątrz częściowo zobojętniony przez nabój przylegającej doń powierzchni spolaryzowanego dielektryku; ten ostatni wynosi (wyżej, lit. *c*) $-\left(e - \frac{e}{\varkappa}\right)$. Pole wytworzone przez ten przewodnik będzie zatem takie, jak gdyby on był otoczony próżnią, a posiadał nabój nie e, lecz $e - \left(e - \frac{e}{\varkappa}\right) = \frac{e}{\varkappa}$. Pole to działa na nabój e' zawarty w drugim przewodniku. Wzajemne działanie nabojów e i e' będzie zatem $\varkappa$ razy słabsze, aniżeliby było w próżni (ust. 44). Trzeba jednak, żeby dielektryk rozciągał się bardzo daleko, dookoła przewodników; w przeciwnym razie mielibyśmy jeszcze działania pochodzące od końcowych nabojów zewnętrznej jego powierzchni.

f) Hipoteza ruchomych, śródatomowych nabojów pozwoli nam nakoniec unaocznić sobie, do pewnego stopnia, źródło naprężeń i rozpierań czynnych w polu elektrycznem (ust. 59), przynajmniej o tyle, o ile w ich wytwarzaniu ma udział dielektryk materyalny — w eterze czystym bowiem niema żadnych ciałek, ani nabojów molekularnych. Przypatrzmy się istotnie fig. 45 (ust. 27), która daje nam obraz wewnętrznego ustroju spolaryzowanego dielektryku. Cząsteczki spolaryzowane układają się w łań-

cuchy ciągnące się wzdłuż linii elektrycznych. Wzajemne przyciągania się zwróconych ku sobie biegunów przeciwnych w cząsteczkach sąsiednich wytwarzają stan naprężenia w każdym z tych łańcuchów. W łańcuchach znowu, leżących obok siebie, sąsiadują bieguny równoimienne, których odpychanie się jest przyczyną rozpierania, działającego w poprzek linii elektrycznych.

Do objaśnienia teoryi polaryzacyi dielektrycznej przyda się jeszcze następujący przykład. Między okładki A i B kondensatora płaskiego, naelektryzowanego bateryą o stałem napięciu s, wprowadzamy płytę dielektryczną MN o grubości d', mniejszej od odstępu d okładek (fig. 108). Płyta polaryzuje się w polu kondensatora. Ponieważ jednak w każdej z jej cząsteczek znajdują się jednakowe ilości elektryczności dodatniej i ujemnej, aczkolwiek odrobinę rozsunięte, przeto żadna linia elektryczna nie może mieć w niej swego początku (ust. 43). Strumień indukcyi D wychodzący z okładki A, przenika zatem przez płytę, bez zmiany, do okładki B. Indukcya D wewnątrz płyty będzie taka sama, jak obok niej, w powietrzu. Natężenie E będzie wskutek tego inne. W powietrzu wartość jego wynosi (według określenia ust. 41) $E = \frac{4\pi D}{k_0}$; w płycie będzie $E' = \frac{4\pi D}{k} = \frac{4\pi D}{\varkappa k_0}$, zatem $\varkappa$ razy mniejsze. Od wartości natężeń zależy różnica potencyałów, jest mianowicie: $s = E(d - d') + E'd' = \frac{4\pi D}{k_0}\left(d - d' + \frac{d'}{\varkappa}\right)$. Indukcya D przyjmie zatem taką wartość, jakąby uzyskała, gdybyśmy płytę usunęli, a zbliżyli natomiast okładki na odległość $d - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} d'$. Indukcya powiększa się zatem przez założenie płyty, a w tym samym stosunku powiększa się także pojemność kondensatora.

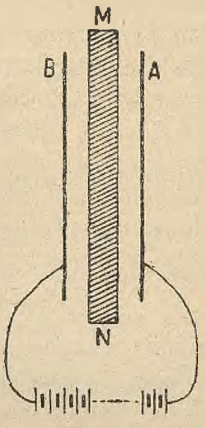


Fig. 108.

72. Siły działające na dielektryki. Okazaliśmy już na jednym przykładzie (ust. 69, fig. 106), że dielektryki ulegają w polu elektrycznem pewnym siłom, są w c i ą g a n e w pole, jak w owym przykładzie płyta dielektryku między okładki kondensatora. W ogólności nie można sił tych nazwać ani przyciąganiem, ani odpychaniem elektrycznem; wywołane przez nie ruchy odbywają się częstokroć (jak właśnie w tym przykładzie) na poprzek przez pole elektryczne.

Na ogół można powiedzieć, że kawałki substancyi dielektrycznych bywają wciągane w „najsilniejsze" części pola. Ażeby zdać sprawę z tej właściwości sił działających na dielektryki, przypomnijmy sobie, że siedliskiem energii elektrycznej pola są ośrodki isolujące. Kawałek dielektryku, zbliżony np. do isolowanego, naelektryzowanego przewodnika, zawierać będzie również w sobie pewną część tej energii. Na jednostkę objętości przypada jej ilość $\frac{kE'^2}{8\pi}$, czyli $k_0 \frac{E'^2 \varkappa}{8\pi}$, w czem E' oznacza przeciętne natężenie elektryczne wewnątrz dielektryku. Owóż, jak wiemy, strumień indukcyi przenikający przez dielektryk, nie doznaje w nim ani przyrostu, ani ubytku (koniec ust. poprz.), o ile dielektryk nie jest zaopatrzony osobnym własnym nabojem, np. przez potarcie. Indukcya D w dielektryku ma zatem mniej więcej taką samą wartość, jak obok niego, w otaczającem powietrzu. Wskutek tego natężenie elektryczne $E' \left(= \frac{4\pi D}{k_0 \varkappa}\right)$ będzie w nim $\varkappa$ razy słabsze, niż w otoczeniu. Energia pola, zawarta w dielektryku (porównywając równe objętości) będzie zatem $\varkappa \cdot \frac{1}{\varkappa^2}$, t. j. również $\varkappa$ razy mniejsza, niż w otoczeniu. Z tego właśnie wynika, że dielektryk musi być właśnie wciągany w najsilniejsze części pola, gdyż takiemu właśnie przesunięciu odpowiadać będzie największe wyczerpanie energii układu (z tej samej przyczyny ciężar spada na dół, czerpiąc energię kinetyczną z zapasu potencyalnej; por. ust. 174).

Uwagi powyższe dotyczą sił działających na dielektryki otoczone powietrzem albo próżnią; w nich jest zawsze $\varkappa > 1$, w próżni $\varkappa = 1$. Wprost odwrotne zachowanie się okazywałby kawałek dielektryku zanurzony w płynie isolującym, mającym stałą dielektryczną w i ę k s z ą od jego własnej. Tak też istotnie, banieczki powietrza, wydmuchiwane z rurki szklanej R (fig. 109), wzlatające pionowo do góry, w naczyniu napełnionem np. naftą, doznają o d p y c h a n i a od metalowej, naelektryzowanej elektrody A (bez względu, czy ona jest dodatnią, czy ujemną). W tym razie bowiem wciągnięcie większej masy nafty w najsilniejszą, przy elektrodzie, część pola — a tem samem odsunięcie od niej powietrza — odpowiada największemu wyczerpaniu energii układu.

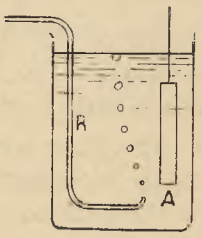


Fig. 109.

Wielkość sił działających na dielektryki w polu elektrycznem można również ocenić na podstawie rozważania naprężeń w kierunku linii elektrycznych i rozpierań w kierunku do nich prostopadłym. W powietrzu wartość obu tych ciśnień w ośrodku wynosi $\frac{k_0 E^2}{8\pi}$ na jednostkę powierzchni; w innym zaś dielektryku $\frac{kE'^2}{8\pi}$, czyli $k_0 \frac{\varkappa E'^2}{8\pi}$ (ust. 59). W kawałku dielektryku, zbliżonym np. do naelektryzowanego przewodnika, naprężenia te i rozpierania będą, na ogół biorąc, słabsze niż w otaczającem powietrzu (w tym samym stosunku, jak to obliczyliśmy dla energii). Naprężenie linii elektrycznych w otaczającem powietrzu pociągnie zatem dielektryk ku przewodnikowi naelektryzowanemu (gdyż po stronie zwróconej do przewodnika naprężenia te będą oczywiście większe, niż po stronie przeciwnej).

Objaśnione na fig. 106 wciąganie płyty dielektrycznej, między okładki kondensatora, jest znowu sprawą rozpierania się wzajemnego linii elektrycznych. Natężenie elektryczne E między okładkami ma tę samą wartość $(= \frac{s}{d})$ w płycie dielektrycznej, jak powyżej niej, w powietrzu (znaczenie liter s i d jak w poprzedzających ustępach). Linie elektryczne w powietrzu, rozpierając się wzajemnie, cisną na każdy cm^2 górnej powierzchni płyty siłą $k_0 \frac{E^2}{8\pi} = \frac{k_0}{8\pi} \frac{s^2}{d^2}$, na dół. Linie elektryczne w samej płycie cisną tę samą powierzchnię do góry, siłą większą $= \frac{\varkappa k_0}{8\pi} \frac{s^2}{d^2}$. Różnica tych rozpierań daje na całą powierzchnię, której wielkość (przekrój płyty) oznaczymy przez A, siłę wypadkową $= \frac{k_0 A}{8\pi} \frac{s^2}{d^2} (\varkappa - 1)$; tą siłą płyta dielektryczna jest wciągana między okładki.

73. Elektrostrykcya. Dielektryki w polu elektrycznem ulegają nietylko siłom poruszającym, albo usiłującym poruszyć je w całości. Naprężenia występujące w otaczającem je polu, i w nich samych, wywołują nadto drobniutkie ich odkształcenia. Odkształcenia te, mające swe źródło w działaniu sił elektrycznych, nazywa się elektrostrykcyą.

Tak np. szyba szklana tablicy Franklina, oklejona okładkami staniolowemi, jest lekko zgniatana, w kierunku prostopadłym do okładek, natomiast rozszerza się odrobinę w kierunkach prostopadłych do linii elektrycznych (wskutek rozpierania się tychże).

Jeżeli zaś okładki nie dotykają szyby (jak na fig. 108), wtedy w kierunku linii elektrycznych następuje rozszerzenie, gdyż w otaczającem powietrzu naprężenie linii elektrycznych jest większe, niż w szybie samej.

Drobniutkie te objawy można najłatwiej okazać za pomocą kondensatora urządzonego na podobieństwo dilatometru, albo termometru rtęciowego, o dużem naczyniu a wązkiej szyjce (fig. 110). Wewnętrzną okładką jest rtęć, zewnętrzną woda z lodem, służąca zarazem do utrzymania niezmiennej temperatury. Zmiany pojemności naczynia. wskutek naelektryzowania rtęci, zdradzają się małem przesunięciem słupka rtęci w rurze.

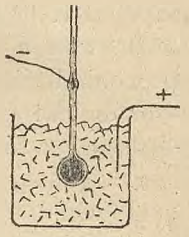


Fig. 110.

Znaczną trudność w teoryi elektrostrykcyi sprawia ta okoliczność, że wartość stałej dielektrycznej $\varkappa$ zmienia się cokolwiek wskutek samegoż odkształcenia dielektryku. Nie można przeto objawów tych wyprowadzać z wyrażeń na naprężenia i rozpierania, w których uważaliśmy $\varkappa$ za wielkość stałą.

74. Zjawiska elektro-optyczne. Nowem świadectwem panującego w polu elektrycznem stanu naprężenia był odkryty przez Kerra w roku 1881 objaw, że dielektryki równokierunkowe, nawet płyny, nabywają zdolności podwójnego załamywania światła, gdy przez nie przechodzą linie elektryczne. Zachowują się wtedy jak kryształy optycznie jednoosiowe, bądź dodatnie, bądź ujemne (tom II, ust. 210); osią optyczną jest kierunek linii elektrycznych. Ażeby zjawisko to okazać umieszczasię w polaryskopie, między nikolami skrzyżowanymi (P i P' na fig. 111 oznaczają ich płaszczyzny drgania) naczyńko szklane, napełnione np. dwusiarczkiem węgla. Skoro naelektryzujemy zanurzone w płynie elektrody A i K, łącząc je z biegunami machiny elektrycznej, pole widzenia, pierwotnie ciemne, rozwidni się cokolwiek, w najsilniejszej części pola.

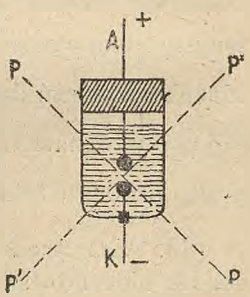


Fig. 111.

W tomie II (ust. 223) wspominaliśmy już o wydatej roli, jaką teorya światła przypisuje obecnie nabojom elektrycznym, wchodzącym w skład atomów materyalnych. Skoro w spolaryzowanym elektrycznie dielektryku naboje te są przesunięte z swych

położeń równowagi, w kierunku linii elektrycznych, będzie rzeczą zrozumiałą, że ich udział w drganiu świetlnem ulegnie przez to zmianie. Wytworzy się zarazem różnokierunkowość, w której jedynym kierunkiem, wyróżnionym wśród innych, będzie właśnie kierunek tego przesunięcia, t. j. kierunek linii elektrycznych.

75. PRZEWODNICTWO DIELEKTRYKÓW. POZOSTAŁOŚĆ ELEKTRYCZNA. Prosta teorya polaryzacyi dielektrycznej, wyłożona w ust. 71, nie wystarcza zawsze do wytłumaczenia zachowania się rzeczywistych dielektryków w polu elektrycznem. Zdarza się, że pewna mała liczba ciałek elektrycznych, których istnienie teorya ta przyjmuje, wyrywa się z objęcia atomów materyalnych i toruje sobie zwolna drogę, pędzona siłą elektryczną pola, wśród masy dielektryku. Zdarzać się to będzie zwłaszcza wtedy, gdy pole elektryczne jest silne, a ciałka owe zostały nad miarę z położeń równowagi wyciągnięte. Dielektryk, w którym taka wędrówka owych ciałek elektrycznych się odbywa, nie będzie oczywiście doskonałym isolatorem. Wędrówka nabojów elektrycznych stanowi bowiem prąd elektryczny, a prąd ten zobojętniać będzie z konieczności naboje przewodników, które stworzyły pole, dąży bowiem do elektrody naelektryzowanej przeciwnie, aniżeli te ciałka.

Butelka lejdejska, najstaranniej isolowana, rozbraja się zwolna, sama w sobie, przez szkło. Lepszymi od szkła isolatorami są: łyszczyk, kwarc, ebonit, gutaperka, szelak, siarka, bursztyn; gorszymi: lód, eter, alkohol, woda najczystsza. Żaden wszelako dielektryk (wyjąwszy próżnię) nie isoluje bezwzględnie. Do najlepszych należą gazy; i te jednak mogą przewodzić prądy elektryczne, o czem więcej w rozdziale następnym.

Innego rodzaju objawy zdają się wskazywać, że dielektryk wprowadzony w pole elektryczne nie nabywa od razu pełnej polaryzacyi, nie od razu też ją traci, gdy pole zostanie rozbrojonem. Skoro rozbroimy butelkę lejdejską, łącząc (na chwilę tylko) drutem jej okładki, okaże się, że po niejakim czasie można dobyć z niej nową iskierkę, co prawda o wiele od pierwszej słabszą; po tej trzecią jeszcze niklejszą i t. d. Słowem, butelka elektryzuje się samodzielnie, zawsze równoimiennie z pierwszym nabojem, jak gdyby szkło nasiąkało elektrycznością pod pierwszem, silnem napięciem, a następnie zwolna wydawało ją z siebie. Kondensatory isolowane próżnią, albo gazem (powietrzem), nie dają tej t. zw. pozostałości elektrycznej.

Opisane tu zjawiska możnaby wytłumaczyć, przyjmując, że polaryzacya dielektryczna może być niekiedy trwałą, na podobieństwo polaryzacyi magnetycznej stali. Polaryzacya taka, utrwaliwszy się w szkle butelki, pod działaniem pola elektrycznego, przetrwałaby jej rozbrojenie. Na okładkach pozostawałyby wtenczas związane przez nią naboje elektryczne, a w miarę powolnego jej zanikania naboje te, oswobadzając się, dawałyby ponowne rozbrojenia.

Zadania.

47) Obliczyć pojemność kondensatora kulistego (fig. 11), którego okładki mają promienie 6 i 10 *cm*, jeżeli wnętrze napełnione jest naftą.

Odp. $c = k_0 \frac{2{,}2 \,.\, 6 \,.\, 10}{10 - 6} = 33\ cm = 3{,}67 \,.\, 10^{-20}$ jedn. e. m.

48) Jedną z okładek kondensatora płaskiego elektryzujemy za pomocą machiny elektrycznej, druga rozbraja się do ziemi przez butelkę mierniczą i daje w tej ostatniej około 30 iskier. Ile iskier otrzyma się, w tych samych zresztą warunkach, po założeniu płyty ebonitowej między okładki?

Odp. Około 75.

49) Okładki kondensatora połączono z elektrodami elektrometru i odczytano na tym przyrządzie, po naelektryzowaniu potartym lakiem, odchylenie = 120 działek skali. Ile wynosić będzie odchylenie, gdy zanurzymy cały kondensator, nie rozbrajając go, w dwusiarczku węgla ($\varkappa = 2{,}5$)? Pojemność elektrometru i kondensatora w powietrzu mają się jak 1 : 80.

Odp. $\frac{120 \,.\, 81}{2{,}5 \,.\, 80 + 1} = 48$ działek.

50) Obliczyć pojemność kondensatora płaskiego, którego okładki mają powierzchnię 300 cm^2 każda, odstęp 2 *cm*, gdy między okładkami, równolegle do nich, umieszczona będzie płyta ebonitowa o grubości 1 *cm* (fig. 108).

Odp. $\frac{300}{4\pi\left(1 + \frac{1}{2{,}5}\right)} = 17\ cm.$

51) Obliczyć pojemność kondensatora płaskiego, którego okładki mają jednostronnie powierzchnię a każda, odstęp d, gdy między okładki wsuniętą jest płyta dielektryczna o grubości d, o stałej die-

lektrycznej $\varkappa$, wypełniająca połowę przestrzeni między okładkami; drugą połowę zajmuje powietrze.

Odp. $\frac{k_0 a}{8\pi d}(\varkappa + 1)$.

52) Obliczyć wzajemne przyciąganie się dwu równoległych krążków metalowych, mających pola po 300 cm^2, odstęp 0,5 cm, gdy cały ten przyrząd zanurzony jest w nafcie, a okładki połączone są z machiną elektryczną, wytwarzającą między nimi różnicę potencyałów = 10 jedn. e. s.

Odp. $\frac{2{,}2 \cdot 300 \cdot 100}{8\pi \cdot 0{,}25} = 10500$ dyn $= 10{,}7$ *Gr.*

53) Kondensator wciągający płytę dielektryczną (fig. 106) naelektryzowany jest, przez połączenie z bateryą, do napięcia o stałej wysokości s. Ile pracy wykonywa on, wciągnąwszy tę płytę w całe swoje pole; o ile wzrośnie przytem jego energia?

Odp. Oznaczmy przez l wysokość, przez m szerokość prostokątnych okładek, przez d ich odstęp. Siła ciągnąca płytę ma wartość $\frac{k_0 m s^2 (\varkappa - 1)}{8\pi d}$ (ust. 72). Praca tej siły $= \frac{k_0 l m s^2 (\varkappa - 1)}{8\pi d}$; tyleż wynosi zwiększenie energii elektrycznej.

ROZDZIAŁ III.

PRĄDY ELEKTRYCZNE W GAZACH.

76. Podział zjawisk. Gazy należą do najlepszych isolatorów; nie moglibyśmy przecież wykonywać wielu doświadczeń elektrycznych, gdyby powietrze otaczające przyrządy nasze było przewodnikiem elektryczności. Wszelako już Coulombowi znany był fakt, że przewodniki naelektryzowane, otoczone powietrzem, rozbrajają się jednak stopniowo, mimo najtroskliwszej isolacyi. W próżni doskonałej natomiast, trzymają nabój miesiącami. Objawy te kładziono początkowo na karb pyłów unoszących się w powietrzu, które, naprzemian przyciągane i odpychane, mogłyby istotnie rozbrajać naboje elektryczne. Dopiero w ostatnich latach sprawdzono dowodnie, że powietrze, nawet wolne od pyłu (podobnież inne gazy), może istotnie, pod pewnymi warunkami przewodzić elektryczność.

Zbadanie tych warunków stanowi jedną z najważniejszych zdobyczy najnowszej fizyki (ust. 38). W zjawiskach przewodzenia elektryczności w gazach po raz pierwszy narzuciła się uwadze znamienna różnica w zachowaniu się elektryczności ujemnej, a dodatniej — różnica, której nie dostrzegliśmy nigdzie w całym zakresie elektrostatyki, która była też zupełnie obcą badaniom nad prądami elektrycznymi w metalach i w elektrolitach.

Drugą cechą zasadniczą przewodnictwa elektrycznego gazów jest to, że ciała te występują bądź to jako doskonałe isolatory,

bądź to jako przewodniki. Można je zamieniać na przewodniki, przez zastosowanie pewnych działań, zwanych czynnikami jonizującymi. Przewodnictwo, w taki sposób sztucznie wywołane, nazywa się niesamoistnem. Z drugiej strony znowu, pod działaniem dostatecznie wysokiego napięcia elektrycznego, każdy gaz przepuszcza rozbrojenie elektryczne, zamienia się samoistnie na przewodnik elektryczny. Rozbrojenie występujące w tym drugim przypadku nazywa się najogólniej iskrą elektryczną, wraz z jej odmianami, któremi są: wypływ elektryczny tudzież rozbrojenie w gazach rozrzedzonych. Rozpoczniemy od prądów samoistnych.

77. Napięcie iskrzenia. Przyjmiemy, że w gazie, mającym przewodzić prąd elektryczny, umieszczone są dwa jakiekolwiek przewodniki, kule, druty, albo płytki metalowe, połączone z biegunami stosownego źródła elektryczności, np. bateryi galwanicznej o wielu ogniwach, albo machiny elektrycznej. Niekiedy używa się też cewki indukcyjnej, jakkolwiek do badań naukowych przyrząd ten nie zaleca się, gdyż nie daje napięcia ciągłego, trwałego, lecz przerywane. Przewodniki wspomniane, przedzielone gazem, nazywają się ogólnie elektrodami: dodatni anodą, ujemny katodą.

Wszystkie odmiany prądu samoistnego w gazach mają tę cechę wspólną, że pojawiają się dopiero pod napięciem wysokiem, gdy różnica potencyałów obu elektród dosięgnie kilku setek woltów. Najmniejsze napięcie na elektrodach, potrzebne nieodzownie do utorowania prądowi drogi przez gaz, nazywa się napięciem iskrzenia. Napięcie to zależy: 1) od rodzaju gazu, 2) od jego ciśnienia (gęstości), 3) od rodzaju i odległości obu elektród.

Ważnem jest spostrzeżenie, że rozbrojenie w gazie nie pojawia się odrazu, jednocześnie z przyłożeniem napięcia; zazwyczaj upływa pewien czas, zanim prąd rozwinie się w pełni. Opóźnienie to może dosięgać nawet kilku minut, jeżeli napięcie jest właśnie równe napięciu iskrzenia, albo nie wiele większe. Skoro jednak prąd powstał raz w gazie, wtedy w następnej próbie opóźnienia już nie będzie, albo będzie mniejsze. Do pierwszego przebicia gazu potrzebne jest napięcie początkowe, niekiedy o setki woltów wyższe od właściwego napięcia iskrzenia.

78. Iskra elektryczna. W powietrzu o gęstości zwyczajnej napięcie iskrzenia jest bardzo wysokie, dosięga kilku tysięcy

woltów, nawet gdy elektrody zbliżone są na 1 *mm*; rośnie zresztą szybko z ich odległością. Jedynem przeto, praktycznie użytecznem źródłem prądu może być w tych warunkach tylko machina elektryczna. Napięcie iskrzenia zależy też, aczkolwiek w mniejszym stopniu, od wielkości i kształtu elektród. Skoro napięcie dosięgnie dostatecznej wysokości, rozbrojenie, t. j. prąd elektryczny, toruje sobie wązką, ostro zakreśloną ścieżkę przez gaz, rozjaśnia go tam do białości, tworząc właściwą iskrę elektryczną.

Za pomocą elektrometru bezwzględnego (ust. 62, a) Kelwin pierwszy wymierzył napięcia iskrzenia s, przy różnych odległościach l elektród. Z pomocą tablic takich jak następująca stało się odtąd możliwem oceniać wysokie napięcia według dalekości bicia iskier—oczywiście niezbyt dokładnie, gdyż z powodu zjawisk opóźnienia (ust. 76) trudno jest rozpoznać prawdziwą wartość napięcia iskrzenia.

TABLICA

NAPIĘĆ ISKRZENIA W POWIETRZU ZWYCZAJNEM

między elektrodami kulistemi o średnicy 1 *cm*.

l millim.	s woltów	l millim	s woltów
0,1	1020	6,0	19800
1,0	4800	7,0	21900
2,0	8370	8,0	24000
3,0	11370	9,0	25500
4,0	14400	10,0	27000
5,0	17400		

Liczby te odnoszą się do powietrza pod ciśnieniem $p_0 = 1$ *atm*. Pod ciśnieniem p, mniejszem od atmosferycznego, to samo napięcie s, które dawało iskrę o długości l_0, pod ciśnieniem p_0, zdoła wytworzyć iskrę o długości l, większej od l_0. Doświadczenie okazało, że $p\,l = p_0\,l_0$. Znaczy to, że napięcie iskrzenia zależy od iloczynu ciśnienia i odległości elektród, a więc od masy gazu, znajdującej się między elektrodami, gdyż ciśnienie p jest proporcyonalne do gęstości gazu.

Przez niezmiernie krótką chwilę trwania iskry gaz rozżarzony jest bardzo dobrym przewodnikiem elektryczności. Wskutek tego iskra wyczerpuje w mgnieniu oka zapasy elektryczności na elektrodach. Nowa pojawi się dopiero wtedy, gdy źródło elektryczności dostarczy elektrodom nowego naboju i przywróci im przez to potrzebne do rozbrojenia napięcie. Im więcej elektryczności rozbraja się w iskrze, tem ona jest świetniejszą i energiczniejszą. Zależy to od pojemności elektrycznej elektród. Zwiększywszy tę pojemność, przez dołączenie butelek lejdejskich (jak na fig. 97), można iskrę znakomicie wzmocnić.

Światło iskry pochodzi od rozgrzanych cząstek gazu i od par metalu elektród, wytworzonych i rozżarzonych przez potężne, a w małej przestrzeni ścieśnione ciepło iskry. Elektroskop okazuje istotnie w iskrze widma liniowe zarówno gazu, jak metalu, to ostatnie zwłaszcza w pobliżu elektród.

Wystrzał pochodzi od silnego, a niezmiernie nagłego rozszerzania się gazu pod wpływem ciepła iskry.

W isolatorach stałych i ciekłych napięcie iskrzenia jest nierównie większe, niż w gazach. Większa wyzwala się, wskutek tego *), w iskrze energia; wystarcza ona częstokroć do przebicia, przedziurawienia, grubych nawet szyb szklanych.

Trwanie iskry, aczkolwiek niesłychanie krótkie, można jednak ocenić, rzucając jej obraz optyczny na płytę fotograficzną, po odbiciu promienia od zwierciadła umieszczonego na wirówce, obracającego się bardzo szybko a jednostajnie. Tym sposobem przekonano się, że jedno rozbrojenie składa się zwyczajnie z szeregu iskier, o natężeniu stopniowo malejącem, bijących naprzemian ku jednej i drugiej elektrodzie. Ważnem tem spostrzeżeniem będziemy zajmowali się w osobnym rozdziale.

Iskra, jako istotny prąd elektryczny, okazuje zresztą wszystkie te działania, jakie cechują prądy elektryczne w ogóle. Wywiera zatem i ulega działaniom magnetycznym, rozkłada chemicznie elektrolity i t. p. Krótkie jej trwanie było powodem, że działania te dostrzeżono naprzód na prądach stałych.

79. Wypływ elektryczny. Jeżeli pojemność elektród machiny elektrycznej zmniejszymy, przez odłączenie butelek lejdejskich, a jednocześnie zwiększymy odstęp między elektrodami,

*) Przypominamy, że energia elektryczna jest zawsze proporcyonalna do napięcia i do naboju (ust. 56).

wtedy napięcie na elektrodach wzrasta podczas obrotu machiny bardzo szybko, nawet przy słabym dopływie elektryczności. Nabój i energia nie starczą wtedy do wytworzenia iskry. Zamiast wybuchowego występuje w tych warunkach ciągłe rozbrojenie, przez wszystkie ostre krawędzie i kolce, a nawet przez chropowatości elektród. Zjawisko to, zwane wypływem elektrycznym świeci słabo. W ciemności dostrzedz można mdłe światło tylko w otoczeniu kolców, albo innych punktów wyjścia. Występują tu już charakterystyczne różnice w zachowaniu się obu elektród. Na ujemnym kolcu usadowi się mała świecąca gwiazdka, z dodatniego (przy równem zresztą napięciu) wytryska, często z sykiem, miotełka słabo świecąca, osadzona na krótkiej, jaśniejszej nóżce. Napięcie iskrzenia na kolcach ujemnych jest też znacznie mniejsze, niż na dodatnich. Zależy zresztą od ostrości kolców.

Wiadomo, że w pobliżu ostrych kolców natężenie dosięga ogromnych wartości (ust. 51). Pomiędzy kolcem, a cząstkami powietrza, leżącemi tuż obok niego, wytwarza się tak znaczna różnica potencyałów, że z ostrza przebija ku powietrzu krótka iskierka; ona dostarcza następnie przewodzącego gazu do dalszego wypływu elektryczności. Prąd ten porywa z sobą cząstki powietrza i wytwarza t. zw. wiatr elektryczny. Wypływy elektryczne wywierają silne działanie chemiczne na tlen atmosferyczny, zamieniając go na ozon, od którego pochodzi szczególny zapach, jaki odczuwa się pospolicie w pobliżu czynnych machin elektrycznych.

Ażeby zdać sobie sprawę z ustroju tej odmiany prądu elektrycznego należy zaznajomić się naprzód z prądami w gazach rozrzedzonych, gdzie ustrój podobny występuje wyraźniej (por. ust. 87).

80. Prądy elektryczne w gazach rozrzedzonych. Ażeby módz badać prądy w gazach czystych, pod rozmaitemi ciśnieniami, używa się zamkniętych, oszklonych rur, albo baniek (np. fig. 112 i nast.) opatrzonych elektrodami, zazwyczaj z metalicznego glinu (patrz niżej). Do połączenia elektród z biegunami źródła elektryczności służą platynowe (z powodu jednakowej rozszerzalności cieplnej szkła i platyny) druty d, d', wlutowane w ściany bańki. Anoda A i katoda K mogą mieć kształt pręcików, albo płytek, płaskich lub wklęsłych, zależnie od rodzaju zamierzonych doświadczeń.

a) Napięcie iskrzenia. Rozrzedzając stopniowo gaz zamknięty w bańce przekonamy się, że napięcie iskrzenia zmniejsza się — wszelako tylko do pewnej granicy (około 350 woltów w powietrzu, 280 wolt. w wodorze, jakakolwiek jest odległość elektród). Poniżej pewnego ciśnienia, zwanego krytycznem, rozbrojenie przechodzi znowu coraz trudniej, a skoro wytworzymy najlepszą próżnię, jaką dać mogą pompy rtęciowe, wtedy nawet największe napięcia, dużych maszyn elektrycznych, nie zdołają przepędzić prądu przez bańkę. Rozbrojenie pójdzie raczej powietrzem, dłuższą drogą, dokoła bańki. Próżnia zupełna nie przewodzi prądu elektrycznego. Po przekroczeniu ciśnienia krytycznego napięcie na elektrodach bańki przewodzącej prąd będzie zatem tem większe im mniejsze jest ciśnienie zawartego w niej gazu.

b) Ustrój prądu samoistnego. W miarę rozrzedzania gazu zmienia się też wejrzenie zjawiska świetlnego towarzyszącego prądowi. Przestają bić iskry urywane, rozbrojenie zamienia się stopniowo na przepływ nieprzerwany. Iskra grubieje zarazem coraz więcej, granice jej tracą ostrość zarysu; jednocześnie traci ona blask, zamienia się na czerwonawą, blado-liliową, albo żółtawą (zależnie od rodzaju gazu) świecącą smugę świetlną, ciągnącą się początkowo wzdłuż osi bańki. Smuga ta rozszerza się coraz więcej, a gdy ciśnienie spadnie mniej więcej do wartości krytycznej całe niemal wnętrze bańki będzie zalane bladem światłem, jak gdyby świecącą chmurą. W miarę dalszego rozrzedzania gazu występuje coraz wyraźniej pewna określona budowa tego światła, zawsze obecna, wszelako dopiero pod ciśnieniem paru *mm* rtęci dość zgrubiała, żeby można było rozeznać dokładnie jej szczegóły. Występuje wtedy wyraźnie różnica w wejrzeniu obu elektród.

To zróżniczkowanie zjawiska świetlnego poczyna się od tego, że smuga czerwonawego (w powietrzu) światła, wypełniająca dotąd całą długość bańki—smudze tej damy nazwę zorzy dodatniej—oddziela się od światła otaczającego katodę warstwą stosunkowo znacznie słabiej świecącą, t. zw. ciemnią Faradaya. Niekiedy pojawia się też gęste uwarstwienie zorzy, jak gdyby ta ostatnia rozpadała się na szereg równo odległych świecących płatków, przedzielonych warstwami ciemniejszemi. W miarę dalszego rozrzedzania płatki te grubieją i rozsuwają się; grubieje też ciemnia Faradaya, odpychając zorzę ku anodzie. Skoro ciśnienie spadnie do niewielu (2 — 5) millimetrów dostrze-

żemy, że warstwa świecąca, otaczająca katodę, zaczyna z kolei od tejże się oddzielać, tworząc świecącą (w powietrzu niebieskawą) chmurkę—którą nazwiemy poświatą ujemną. Z jednej strony poświata jest oddzielona od zorzy dodatniej ciemnią Faradaya, z drugiej, od katody, drugą warstwą ciemną, ciemniejszą od pierwszej, t. zw. ciemnią Crooksa*). Na samej powierzchni katody pozostaje jednak cieniutki, żółtawo-świecący kożuszek, zwany warstwą katodową.

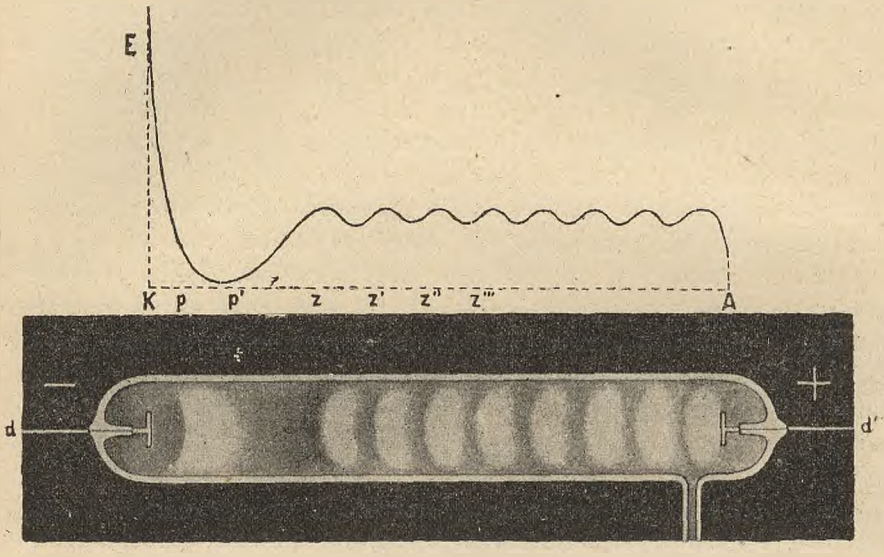


Fig. 112

Fig. 112 wyobraża opisane tu zjawisko świetlne, jak się ono przedstawia pod ciśnieniem 1—3 *mm*. Ciemnia Crooksa *k p* zgrubiała do kilku millimetrów, podobnież poświata ujemna *p p'*; po stronie katody ta ostatnia ograniczona jest dość ostro powierzchnią, przybliżenie równoległą do katody. *p'z* oznacza ciemnię Faradaya, *zA* zorzę dodatnią, wraz z jej płatkami *z',z''*.

Wszystkie te części składowe prądu samoistnego można podzielić na dwie grupy o różnych własnościach. Warstwa katodowa, ciemnia Crooksa, i poświata ujemna, związane są stale z katodą. Grubość tych warstw zależy w pierwszym rzędzie od ci-

*) Czytaj Kruks.

śnienia panującego w bańce, poniekąd także od natężenia prądu; nie zależy natomiast prawie wcale od wielkości bańki, o ile ona jest dostatecznie przestronną, żeby mogły swobodnie się rozwinąć. Zorza dodatnia natomiast zajmuje zawsze tyle tylko miejsca, ile tamte jej zostawią. W bańkach, albo rurach bardzo długich całą niemal długość zajmuje zorza; ciemnia Crooksa i poświata natomiast mają zawsze taką tylko grubość, jaka im przynależy, odpowiednio do panującego ciśnienia.

Opisany tu ustrój mają także iskry elektryczne i wypływy pod ciśnieniem zwyczajnem; z powodu drobnych rozmiarów trudno go jednak dostrzedz. Światło iskry odpowiada zorzy. Gwiazdka wypływu ujemnego przedstawia poświatę tego prądu; zorzy niema wcale. Miotełka dodatniego wypływu odpowiada znowu zorzy, stąd większe jej rozmiary.

c) Natężenie elektryczne w prądzie samoistnym. Między katodą i anodą prądu samoistnego rozciąga się pole elektryczne, jakby między okładkami kondensatora; ono nie jest jednak bynajmniej jednostajne. Ażeby wymierzyć natężenie tego pola, w różnych miejscach wzdłuż osi prądu, wystarczy pomierzyć wysokości potencyału w tem polu, w szeregu punktów dość gęsto rozsianych. W tym celu łączymy katodę z jedną elektrodą elektrometru, drugą jego elektrodę z cienkim drucikiem, t. zw. sondą, która daje się przesuwać we wnętrzu bańki (z zewnątrz, np. za pomocą magnesu) wzdłuż smugi świetlnej. Drucik taki, otoczony gazem, zamienionym w tym przypadku na przewodnik, przyjmuje potencyał otoczenia. Wyznaczywszy tym sposobem spad potencyału w szeregu punktów wzdłuż osi bańki, otrzymamy tem samem wartość E natężenia elektrycznego, według wzoru 1 (ust. 50).

Pomiary tego rodzaju, ważne dla wytłumaczenia powstawania prądów samoistnych, okazały, że największy skok potencyału (w górę) istnieje między katodą, a poświatą ujemną. Występuje tu stale znaczna różnica potencyałów, zwana napięciem katodowem; różnica ta okazała się stałą, niezależną od ciśnienia gazu, a więc od grubości ciemni Crooksa, ani od natężenia prądu płynącego przez bańkę; jeżeli prąd zwiększymy, przez użycie silniejszej bateryi, lub machiny elektrycznej, wtedy warstwa katodowa, obejmująca katodę, rozrośnie się tylko na większej części jej powierzchni, ale napięcie katodowe nie powiększy się (chyba że cała powierzchnia katody zostanie już zużytkowaną przez prąd). Napięcie katodowe zależy natomiast od rodzaju ga-

zu i elektrody. W powietrzu, przy elektrodzie platynowej, wynosi ono około 340 woltów; w helu, przy potasie metalicznym, tylko 69 wolt. Bardzo nizkie napięcie katodowe występuje też na katodzie słabo rozżarzonej, pokrytej tlenkiem wapnia, albo pokrewnych metali (por. ust. 90). Napięcie to jest prawie równe najmniejszemu napięciu iskrzenia (ust. 80, *a*); można więc przypuszczać, że wytworzenie się dostatecznie wysokiego napięcia katodowego jest istotnym i koniecznym warunkiem powstania prądu samoistnego.

Przy samej katodzie, w ciemni Crooksa posiada też największą wartość natężenie pola elektrycznego *E*. W poświacie ujemnej natężenie to spada niemal do zera, wzmaga się szybko w ciemni Faradaya, a wzdłuż zorzy dodatniej jest niemal stałe; dopiero przy samej anodzie opada cokolwiek. Zmienność tę natężenia uzmysławia linia krzywa nad fig. 112.

Świecenie gazu rozrzedzonego, przewodzącego prąd elektryczny, jest typowym przykładem jarzenia się (luminescencyi, tom II, ust. 222). Wbrew prawu Kirchhoffa gaz świeci, pomimo, że temperatura jego jest stosunkowo nizka, nie dosięga bowiem 100°. Światło to okazuje właściwe gazowi widmo liniowe, stąd jego zastosowanie w analizie widmowej. W używanych w tym celu rurkach Plückera (tom II, ust. 227) napełnianych pod ciśnieniem 2—3 *mm rt.* spostrzega się pospolicie światło zorzy dodatniej, ścieśnionej we włoskowatej części rurki. Poświata ujemna daje zresztą te same linie widmowe, z lekką różnicę natężeń.

Katoda metalowa, używana do przeprowadzania prądu samoistnego ulega, jeżeli ciśnienie gazu jest nizkie, silnemu rozpyleniu. Cząstki metalu, oderwane od katody, prawdopodobnie w postaci pary, osadzając się na szklanych ścianach bańki, tworzą gładkie metaliczne zwierciadło. Najmniej rozpyla się glin; stąd częste jego w tych przyrządach zastosowanie do sporządzania katód. W gazach szachetnych (hel) ulega jednak i ten metal rozpyleniu.

81. Promienie katodowe. Skoro ciśnienie gazu w bańce zniżymy do kilku, albo kilkunastu tysięcznych millimetra, świecenie samego gazu zaniknie niemal całkowicie, natomiast rozwinie się wtedy wyraźnie nowe zjawisko, dostrzeżone po raz pierwszy przez Hittorfa (1869), badane następnie szczegółowo przez Crooksa (1879), w ostatnich latach wyjaśnione przez J. J. Thomsona, który wykazał pierwszorzędną jego doniosłość w teoryi elektryczności.

Pod tak małemi ciśnieniami ciemnia Crooksa grubieje do kilku, albo kilkunastu centymetrów, wypełnia całą nawet bańkę. Z zorzy dodatniej zostają ledwo ślady, tuż przy samej anodzie. Wnętrze bańki jest zresztą prawie całkiem ciemne. W tych warunkach wychodzi z katody pewnego rodzaju promieniowanie, niewidzialne wprawdzie, zdradzające się jednak szeregiem szczególnych objawów. Crookes nazywał to promieniowanie „materyą promienistą", dziś zwie się ono promieniowaniem katodowem, albo ujemnem. Przyrząd, w którym się je wytwarza nazywać będziemy krótko „bańką katodową".

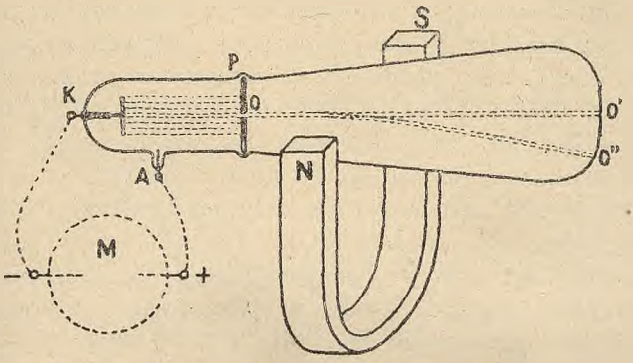


Fig. 113.

Obecność tych promieni poznaje się przedewszystkiem po żywej fluorescencyi, jaką okazuje szkło bańki, tam, gdzie je trafiają promienie katodowe, zwłaszcza naprzeciw katody. Promienie te rozchodzą się w liniach bardzo przybliżenie prostych, co można poznać po cieniu, jaki rzucają na ścianę fluoryzującą bańki, gdy w ich drodze ustawi się jakie ciało nieprzezroczyste dla nich, np. metalową blaszkę albo pręcik szklany. Z powierzchni katody wychodzą one prostopadle. Tworzą wiązkę równoległą, jeśli katoda jest płaska (fig. 113) albo zbieżną, jeśli jest wklęsła (fig. 119). Z wiązki promieni tych można wydzielić wązką, smukłą smugę. W tym celu umieszcza się wewnątrz bańki, naprzeciw katody, szklaną albo metalową przeponę *P*, z małym otworkiem *O* (fig. 113). Smuga taka *O O'* zaznacza się na przeciwległej ścianie bańki małą, ostro zakreśloną plamką *O'*, świecącą jasno światłem, jakie daje fluorescencya katodowa szkła (zielonawo-żółta na zwykłem sodowem szkle).

Bieg promieni katodowych jest zgoła niezależny od tego, gdzie zamieszczono anodę; czy naprzeciw katody, czy koło niej, z boku, jak na fig. 113; można też przeponę P, jeśli jest metalowa, wziąć za anodę, promienie strzelają na wskroś przez otworek w anodzie (fig. 114, 115) i lecą wtedy przez część bańki, w której niema już żadnego pola elektrycznego.

82. Własności promieni katodowych. *a*) Odchylenie magnetyczne. Za zbliżeniem magnesu do bańki katodowej plamka fluoryzująca O' odchyla się na bok; trzeba jednak magnes trzymać tak, żeby jego linie magnetyczne krzyżowały się z promieniami katodowymi. Wewnątrz bańki, równolegle do promieni, umieszcza się niekiedy blaszkę łyszczku posypaną jakimkolwiek proszkiem, fluoryzującym silnie pod wpływem promieni katodowych (kreda, siarczyk cynku). Promienie znaczą wtedy na blaszce bieg swój na całej swej długości. Można też wtedy zobaczyć wyraźnie, że odchylenie plamki O' pochodzi stąd, iż promienie zakrzywiają się pod wpływem magnesu, najsilniej tam, gdzie pole magnetyczne jest najsilniejsze. Dogodnie jest ująć bańkę między bieguny NS podkowy magnetycznej (fig. 113); odchylenie wiązki promieni nastąpi wtedy w płaszczyźnie poprowadzonej przez wiązkę, a prostopadłej do linii, łączącej bieguny podkowy, t. j. do kierunku pola magnetycznego. Kierunek tego odchylenia wskazuje fig. 113. Możemy określić go raz na zawsze następującą regułą: wyobraźmy sobie człowieka płynącego głową naprzód, w kierunku rozchodzenia się promieni, patrzącego w kierunku pola magnetycznego (t. j. od N ku S), wtedy prawa jego ręka wskaże kierunek magnetycznego odchylenia promieni katodowych.

Sprawdzimy łatwo, według ust. 33 (fig. 60, b), że w tymże właśnie kierunku musiałyby odchylać się, pod wpływem siły magneto-elektrycznej, cząstki naelektryzowane ujemnie, wyrzucane z katody, na poprzek przez pole magnetyczne magnesu.

Wielkość magnetycznego uginania się promieni katodowych nie bywa zawsze jednaka. Ono zależy naprzód od natężenia pola magnetycznego, a także od wysokości napięcia użytego do wytworzenia promieni (pośrednio tedy od stopnia rozrzedzenia gazu w bańce, ust. 79, *a*). Im większe jest napięcie na elektrodach bańki, tem sztywniejszymi są promienie, tem mniej się odchylają.

Rozumie się zresztą, że, podobnie jak magnes trwały, działać będzie także elektromagnes, albo obwód przewodzący prąd elektryczny. Kierunek odchylenia znajdziemy wtedy, skoro uprzytomnimy sobie, jakie byłoby działanie magnesu równoważnego danemu prądowi (ust. 28).

b) Nabój elektryczny. Uginanie się promieni katodowych, w kierunku właśnie określonym, pozwala domyślać się, że zjawisko to polega na ruchu elektryczności ujemnej, wyrzucanej przez katodę. Że tak jest istotnie, tego dowiódł Perrin następującem doświadczeniem. Oprócz katody K i anody prze-

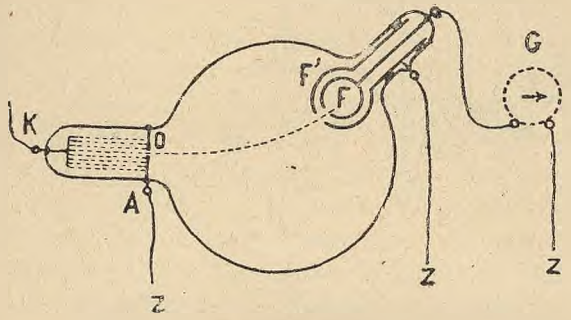


Fig. 114.

dziurawionej A, połączonej z ziemią (fig. 114), umieszczona jest wewnątrz bańki malutka puszka Faradaya F, opatrzona z przodu małym otworkiem. Celem ochronienia jej od zewnętrznych wpływów elektrycznych otacza się ją jeszcze metalową osłoną F', która jest połączona z ziemią. Puszka sama połączona jest z elektrometrem, albo też (jak na fig. 114) z ziemią, za pomocą drutu, w którego obwód włączono czuły galwanometr G.

Skoro zapomocą magnesu zbliżonego do bańki zakrzywimy wiązkę promieni katodowych $K\,O$ w taki sposób, żeby promienie trafiły w otwór puszki, wtedy okaże się, że one wprowadzają w nią ustawicznie nabój elektryczny ujemny. Obfitość tego przepływu elektryczności, na sekundę, wskazuje natężenie prądu i, płynącego wciąż od ziemi do puszki przez galwanometr. Prąd ten ustaje natychmiast, gdy po usunięciu magnesu promienie wyprostują się i ustąpią z puszki.

c) Odchylenie elektryczne. Dalszem poparciem przypuszczenia, że promienie katodowe należy uważać jako prąd elektryczności, i to elektryczności jednego tylko znaku, ujem-

nego, jest to, że one są odpychane przez przewodniki naelektryzowane ujemnie, przyciągane przez dodatnie. Fig. 115 objaśnia urządzenie bańki katodowej Thomsona, w której wiązka promieni katodowych KO puszczona jest środkiem między okładkami CC' i DD' kondensatora płaskiego, wlutowanego na sztywnych prętach w ścianę bańki. Z chwilą, gdy między okładkami jego wytworzymy pole elektryczne, za pomocą bateryi, albo machiny elektrycznej S, promienie zakrzywiają się (tylko na obszarze pola), plamka fluoryzująca O odchyla się do O', w kierunku wskazują-

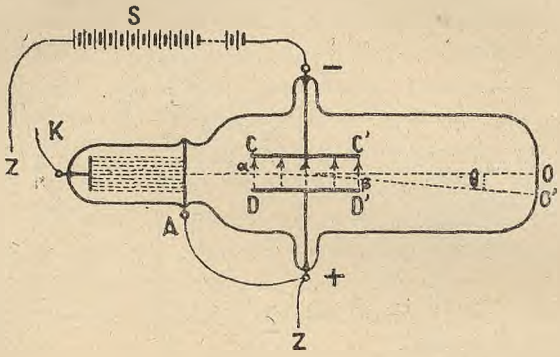


Fig. 115.

cym, że promienie są odpychane przez okładkę ujemną. One biegną przez pole elektryczne po takiej linii, po jakiej poruszyłaby się malutka kuleczka, naelektryzowana ujemnie, rzucona między okładki kondensatora.

W doświadczeniu tem gaz powinien być bardzo rozrzedzony, w przeciwnym razie nie udałoby się uzyskać silnego pola elektrycznego, gdyż kondensator rozbrajałby się przez przewodzący gaz.

d) Energia. Promienie katodowe unoszą nietylko elektryczność, ale i energię. Gdziekolwiek trafiają jaką zaporę, która je wstrzymuje, wywiązują nieustannie ciepło, w znacznej ilości. Tak np. szklana ściana bańki, naprzeciw katody, rozgrzewa się silnie pod ich działaniem. Jeżeli zbierzemy je w ognisko, zapomocą katody wklęsłej (jak na fig. 120), a w ognisku umieścimy blaszkę platynową, wtedy rozgrzeją one blaszkę do czerwoności. Energię unoszoną przez te promienie, w ciągu odmierzonego czasu, można zmierzyć za pomocą stosownego termometru, lub termoskopu, ustawionego wewnątrz bańki, na drodze wiązki. Jeśli temperatura jego podniesie się w czasie doświadczenia o τ stopni,

a m oznacza masę, c ciepło właściwe termometru, wtedy ciepło wytworzone będzie $mc\tau$. Ilość energii, którą promienie uniosły w tymże czasie $= Jmc\tau$ (J = dynamiczny równoważnik jednostki ciepła).

Wywiązywanie się ciepła, pod działaniem promieni katodowych, przedstawia się tak, jak gdyby wzdłuż wiązki poruszał się grad drobniutkich, a licznych pocisków naelektryzowanych ujemnie, obdarzonych masą i odpowiednią prędkości energią kinetyczną. Ciepło wytwarzałoby się przez zniszczenie energii kinetycznej, wskutek uderzenia, podobnie, jak się ogrzewa tarcza ostrzeliwana przez pociski działowe.

e) Fluorescencya. Działanie chemiczne. Pod wpływem uderzenia promieni katodowych wiele ciał jarzy się, w temperaturze zwyczajnej, albo nieznacznie podniesionej. To świecenie się, zwane pospolicie, lubo nie zupełnie trafnie fluorescencyą katodową (właściwą nazwą byłaby elektro-luminescencya, jarzenie się elektryczne) okazuje, jak wspomnieliśmy, szkło samej bańki katodowej; podobnie jarzą się kreda, siarczyk cynku i mnóstwo innych ciał. Świecenie się gazów przewodzących prąd samoistny, pod ciśnieniem cokolwiek większem od tego, jakie bywa stosowane w bańkach katodowych, zalicza się również do jarzenia się elektrycznego, pod wpływem tych promieni, gdyż i wtedy bywają one wysyłane przez katodę, aczkolwiek na krótką tylko metę.

Świecenie się ciał stałych, zapewne i gazów, zależy, jak się zdaje, od przeobrażeń chemicznych, sprawionych przez promienie; przemawia zatem to, że często występuje objaw t. zw. znużenia, osłabienia fluorescencyi, po dłuższem działaniu promieni. Niektóre gazy (azot) świecą się jeszcze przez chwilę, po przerwaniu prądu. Promienie katodowe wywierają zresztą wybitne działania chemiczne (zwykle redukujące), rozkładają np. sole srebrowe, na podobieństwo promieni nadfiołkowych, sprawiają zatem działania fotograficzne, zamieniają tlen na ozon i t. p.

f) Przenikliwość. Hertz odkrył, że promienie katodowe mają zdolność przenikania przez bardzo cienkie listki glinu metalicznego. Z własności tej skorzystał Lenard, ażeby wypuścić je z bańki katodowej na zewnątrz i zbadać ich własności w zwykłem powietrzu. W tym celu sporządził bańkę B (fig. 116) zamkniętą naprzeciw katody K metalową, przykitowaną do szkła nakrywą NN, w której środku był mały otworek (o średnicy mniej więcej 1 mm). Otworek ten zamknął przyklejonym do

brzegu listkiem bardzo cienkiej folii glinowej. Dzięki małym rozmiarom listek ten wytrzymywał dobrze parcie zewnętrznego powietrza, jakie wytworzyło się po wypompowaniu bańki. Przez to okienko wymykały się istotnie promienie katodowe na zewnątrz i rozchodziły się w powietrzu zwyczajnem na odległość kilku centymetrów; można było rozpoznać je po wzbudzonej w powietrzu fluorescencyi. Rozchodziły się z okienka snopem wachlarzowatym, co dowodzi, że ulegają w powietrzu silnemu rozprószeniu, podobnie jak promienie światła puszczone do wody zabielonej mlekiem. One unosiły przez okienko właściwy sobie nabój elektryczny ujemny, pomimo, że okienko połączone było z ziemią.

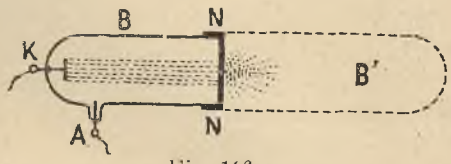


Fig. 116.

Przenikliwość promieni katodowych, t. j. zdolność ich przenikania przez różne ciała, można było w tych warunkach zbadać. W tym celu ustawiono w ich biegu, na czas odmierzony, płytkę fotograficzną nakrytą blaszkami z różnych materyałów. Stopień zczernienia płytki pod różnemi blaszkami wskazywał większą lub mniejszą jej przezroczystość. Okazało się, że wszystkie ciała, w blaszkach dostatecznie cienkich, przepuszczają promienie katodowe; co więcej, że przezroczystość blaszek nie zależy zgoła od rodzaju materyi, a tylko od masy, jaką promienie przenikają (prawo Lenarda). Tak np. blaszka glinowa o grubości 0,3 *mm* była równie przezroczystą, jak 7½ razy ciensza blaszka złota; tyleż razy istotnie złoto jest od glinu gęstsze.

g) Promienie katodowe w próżni. Do najważniejszych wyników, znalezionych przez Lenarda, za pomocą opisanego wyżej przyrządu (fig. 116) należy odkrycie, że promienie katodowe mogą rozchodzić się w najdoskonalszej próżni, jaką można uzyskać. Ażeby to okazać przykitowuje się do bańki katodowej *B*, za okienkiem, naczynie szklane *B'*, połączone z pompą pneumatyczną rtęciową i zaopatrzone w parę elektród pomocniczych. Gdy w tem naczyniu *B'* wytworzono próżnię tak doskonałą, że nawet największe napięcie, przyłożone do elektród pomocniczych, nie było już zdolne przepędzić przez nie rozbrojenia, to jednakże promienie katodowe wypuszczone z bańki *B*, przez okienko, rozchodziły się w *B'* wachlarzowato wprawdzie, gdyż rozpraszały się w samej folii okien-

ka, lecz rozchodziły się w liniach prostych i bez wszelkiego rozprószenia ani osłabienia. Ulegały tam wpływowi magnesu, wywoływały fluorescencyę szkła i t. d., jak w bańce rodzimej. Wchodzenie ich do B' nie psuło też bynajmniej wytworzonej tam próżni.

83. Hipoteza elektronów. Teorya promieni katodowych. Opisane wyżej osobliwe zjawisko promieni katodowych tłumaczono początkowo bądź to promieniowaniem, podobnem do nadfiołkowego, które, wysyłane przez katodę, miało się rozchodzić w bańce katodowej, na podobieństwo światła, jako falowanie w eterze—bądź też przyjmowano (Crookes), że cząsteczki gazu, którego resztki znajdują się jeszcze w bańce, elektryzując się, przez zetknięcie z katodą, zostają następnie przez nią gwałtownie odtrącone, odpychaniem elektrycznem. Prostolinijny ich bieg, na daleką metę, tłumaczyłby się tem, że w gazie tak znacznie rozrzedzonym droga swobodna cząsteczek jest istotnie bardzo długa.

Przeciw pierwszemu przypuszczeniu przemawia jednak własność tych promieni zakrzywiania się pod wpływem magnesu, tudzież ujemny ich nabój elektryczny. Własności podobnych nie okazuje żaden rodzaj fal eterowych. Prędkość tych promieni jest zresztą, jak obaczymy, różna, znacznie mniejsza od prędkości wszelkich fal w eterze. Drugiego przypuszczenia nie możnaby znowu pogodzić ze zdolnością promieni katodowych przenikania przez blaszki metalowe i przez warstwę zwyczajnego powietrza grubą na kilka centymetrów. Wiemy przecież, z teoryi kinetycznej gazów (tom II, ust. 106), że droga swobodna cząsteczek i atomów materyalnych, w powietrzu zwyczajnej gęstości, mierzy się ledwie na ułamki mikrona, a nie na centymetry.

Zostawało jedno przypuszczenie, postawione i rozwinięte w ostatnich latach, głównie przez J. J. Thomsona, że promienie katodowe polegają na szybkim, prostolinijnym ruchu niezmiernie licznych ciałek, nierównie drobniejszych od cząsteczek i atomów materyi, obdarzonych masą i bezwładnością, równych między sobą, i związanych niezmiennie z jednakowymi nabojami elektryczności ujemnej. Ciałka te nazwano elektronami. Okazało się, że śmiała ta hipoteza nietylko jest zdolną wytłumaczyć zjawiska i własności promieni katodowych, ale w równej mierze nadaje się do ujęcia całości zjawisk elektrycznych i magnetycznych w jeden logiczny i przejrzysty obraz. Stosowaliśmy już w ostatnim rozdziale podobne założenia do wytłumaczenia własności dielektryków. W obecnym

rozwijać je będziemy dalej, o tyle, o ile to jest potrzebne do wytłumaczenia prądów elektrycznych w gazach.

Oznaczymy przez m masę takiego elektronu, przez ε jego nabój elektryczny (ujemny). Wszystkie elektrony uważać będziemy jako równe między sobą, zarówno co do masy, jak i naboju; ten ostatni — atom elektryczności — uważać będziemy jako niezmiennie związany z elektronem. W polu elektrycznem o natężeniu E, elektron ulega sile $P = \varepsilon E$ (ust. 39)*) pędzącej go w kierunku wprost przeciwnym kierunkowi pola, (z powodu ujemnego znaku naboju); w bańce katodowej siła ta odpędza zatem elektron od katody. Jeżeli naprzeciw katody znajduje się przedziurawiona anoda, połączona z ziemią Z (jak na fig. 115), wtedy pole E rozciąga się tylko od katody do anody. Minąwszy otwór w anodzie, elektron leci dalej już tylko na mocy swej bezwładności, z prędkością stałą v, jakiej nabył w polu elektrycznem pod wpływem siły εE. Jego energia kinetyczna zawdzięcza swe powstanie pracy pola, której miarą jest iloczyn siły εE przez długość l przebieżonej w polu drogi. Przyjmiemy, że w chwili odlotu od katody początkowa jego prędkość była zero; wtedy energia kinetyczna $\frac{1}{2} mv^2$, nabyta podczas przelotu przez pole, będzie równa pracy εEl. Ponieważ jednak, według określenia napięć (ust. 47), iloczyn El wyraża napięcie s anody względem katody, przeto będzie:

(1) . . . . . $\frac{1}{2} mv^2 = \varepsilon s.$

Prędkość promieni katodowych powinna zatem zmieniać się proporcyonalnie do pierwiastka z napięcia, które je wytworzyło. Pierwszy ten wniosek teoryi elektronowej potwierdza się, jak obaczymy, w zupełności.

W całej wiązce promieni przelatających przez otwór w anodzie porusza się jednak mnóstwo takich elektronów. Oznaczmy przez N liczbę przelatających przez otwór w jednostce czasu. Nie znamy jeszcze tej liczby, możemy jednak, skierowawszy wiązkę w puszkę Faradaya (fig. 114), zmierzyć łączny przenoszony przez nie nabój; równa się on natężeniu i prądu wykazanego przez galwanometr (ust. 82, *b*). Stąd drugi związek:

(2) . . . . . $N\varepsilon = i.$

*) Siła ta będzie wyrażoną w dynach, jeśli obie wielkości ε i E obliczono w bezwzględnym układzie miar, obie w elektrostatycznym, albo też obie w elektromagnetycznym.

Jeżeli we wnętrzu puszki pomieścimy termometr kalorymetryczny (ust. 82, *d*), zdołamy zmierzyć, jednocześnie z prądem *i*, ilość ciepła *Q*, które wywięzuje się w każdej jednostce czasu, kosztem utraconej przez elektrony energii kinetycznej. Zależność ta daje związek trzeci:

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots N \cdot \tfrac{1}{2} m v^2 = JQ.$$

w którym przez *J* oznaczono równoważnik dynamiczny jednostki użytej do wymierzenia ciepła *Q*.

Przypuśćmy nakoniec, że w bańce znajduje się kondensator *CC'*, *DD'* (fig. 115), między okładkami którego wytworzyliśmy pole elektryczne o znanem natężeniu E_0. Każdy elektron, wpadając między okładki z prędkością początkową *v*, w kierunku np. poziomym, zakreśli między okładkami, pod wpływem siły εE_0, prostopadłej do początkowej prędkości, łuk paraboliczny $\alpha\beta$ — podobnie, jak to czyni masa ciężka, rzucona poziomo, pod wpływem ciężkości (tom I, ust. 21). Pozostając pod wpływem pola elektrycznego przez przeciąg czasu $t = \frac{L}{v}$ (w czem $L = CC' = DD'$ oznacza długość okładek) uzyska on w kierunku równoległym do E_0, a więc prostopadłym do początkowej prędkości *v*, prędkość składową $v' = \frac{\varepsilon E_0}{m} \cdot t = \frac{\varepsilon E_0 L}{mv}$. Kierunek dalszego, znowu prostolinijnego lotu, od β aż do plamki fluoryzującej *O'* zawierać tedy będzie z pierwotnym kąt θ taki, iż $\operatorname{tg}\theta = \frac{v'}{v}$, albo z powodu małości tego kąta,

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \theta = \frac{\varepsilon E_0 L}{mv^2}.$$

Kąt ten można ocenić według przesunięcia się plamki od *O* do *O'*. Będzie on tem mniejszy, a więc promienie tem „sztywniejsze", im większa ich prędkość *v*, a zatem im większe było napięcie na elektrodach, które wprowadziło elektrony w ruch. Doświadczenie potwierdza ten wniosek.

Jeżeli założenia naszej teoryi są trafne, wtedy związki wyrażone przez równania (1), (2), (3) i (4) powinny okazać się zgodnymi między sobą. Jako wartość stosunku energii kinetycznej pojedynczego elektronu, do jego naboju, otrzymujemy z tych równań trzy niezależne od siebie wartości,

wyrażone przez wielkości znane z doświadczenia; możemy zatem zgodność tych założeń sprawdzić doświadczeniem.

Z równania (1) otrzymujemy naprzód:

$$\frac{1}{2}\frac{mv^2}{\varepsilon} = s.$$

Dzieląc następnie (3) przez (2) znajdziemy wartość drugą tego samego stosunku:

$$\frac{1}{2}\frac{mv^2}{\varepsilon} = \frac{JQ}{i}.$$

Nakoniec (4) daje:

$$\frac{1}{2}\frac{mv^2}{\varepsilon} = \frac{E_0 L}{2\theta}.$$

Rozumie się, że wartość tego stosunku będzie różna w różnych przypadkach, zależnie od wysokości użytego napięcia s, które wprowadza elektrony w ruch. W tem samem jednak urządzeniu opisane trzy sposoby prowadziły zawsze do wartości zgodnych z sobą, co przemawia za trafnością teoryi elektronowej promieni katodowych.

Celem okazania, jakiego rzędu wielkości spotyka się w podobnych pomiarach, przytoczymy przykład z odnoszącej się do tego przedmiotu pracy Seitza. W jednem z doświadczeń napięcie przyłożone do elektród bańki wynosiło 9200 woltów, t. j. $s = 9200 . 10^8$ jedn. el. magn. Według (1) tyleż ergów, na jednostkę elektromagnetyczną naboju, wynosiła wtedy wartość stosunku $\frac{1}{2}\frac{mv^2}{\varepsilon}$. Jednocześnie zmierzono ciepło wywięzywane w sekundzie przez wiązkę promieni, z wynikiem: $Q = 0{,}0107$ gramst. na sek.; prąd elektryczności ujemnej, spływający z niej przez galwanometr do ziemi, wynosił $i = 48{,}5 . 10^{-8}$ jedn. e. m. naboju w sekundzie. Obliczamy stąd drugą wartość powyższego stosunku:

$$\frac{JQ}{i} = \frac{41{,}87 . 10^6 . 0{,}0107 . 10^8}{48{,}5} = 9237 . 10^8,$$

bardzo mało różną od pierwszej. Podobną zgodność okazywały wartości obliczone z odchyleń w polu elektrycznem.

84. Stosunek naboju do masy. Jedność elektronów. Wyznaczywszy jednym z opisanych wyżej sposobów wartość stosunku energii kinetycznej, do naboju elektronu — oznaczmy ten stosunek literą $\alpha = \frac{1}{2}\frac{mv^2}{\varepsilon}$ — przy pewnem urządzeniu przyrządu katodowego, rozszerzymy zakres naszych wiadomości o elektronach przez zmierzenie ugięcia, jakiego doznają promienie katodowe w jednostajnem magnetycznem polu. Umieśćmy w tym celu tę samą bańkę katodową między biegunami magnesu, albo elektromagnesu, w przestrzeni, gdzie pole magnetyczne jest możliwie jednostajne. Jego natężenie, wymierzone w bezwzględnych magnetycznych jednostkach, oznaczymy przez H (na fig. 117 koło S oznacza położenie bieguna południowego, który należy wyobrazić sobie za płaszczyzną rysunku; północny znajduje się przed nią). Każdy elektron, wpadłszy z prędkością v w to pole, pod kątem prostym względem linii magnetycznych, ulegać będzie działaniu siły magnetoelektrycznej, działającej prostopadle do H i do każdoczesnego kierunku prędkości. Według ust. 33, wzór (1), natężenie tej siły wynosi $F = \varepsilon v H$ (należy bowiem położyć $\mu = 1$, skoro elektron porusza się w próżni, a nabój jego ε ma być wyrażony w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych). Siła ta jest zawsze prostopadła do kierunku ruchu, nie zmieni przeto wcale wielkości prędkości v. Wskutek tego i siła F mieć będzie wciąż to samo natężenie $\varepsilon v H$, a kierunek zawsze prostopadły do v i skierowany zawsze w tę samą stronę względem v. W czasie przelotu przez pole magnetyczne, od A do B, kierunek ruchu elektronu zbaczać będzie wciąż i równomiernie w tę stronę, w którą go ciągnie F. Elektron zakreśli tedy łuk koła. Oznaczywszy promień tego łuku kolistego przez r obliczymy jego długość na tej zasadzie, że F stanowi siłę dośrodkową (t. I, ust. 47) w ruchu masy m, poruszającej się z prędkością v po kole o promieniu r; to daje:

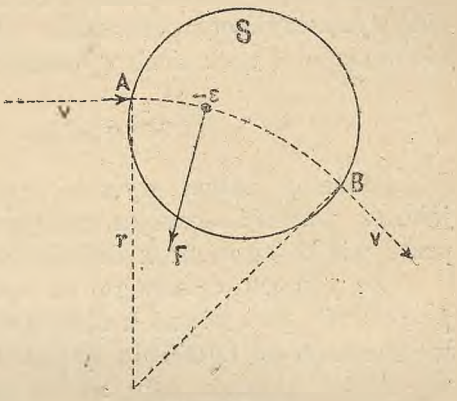


Fig. 117.

$$\frac{mv^2}{r} = \varepsilon v H.$$

Zmierzywszy r i H zdołamy stąd obliczyć wartość stosunku:

(5) . . . . . $\frac{mv}{\varepsilon} = rH = \beta,$

t. j. stosunku pędu elektronu do jego naboju. Okazuje się znowu, że promienie katodowe uginają się tem mniej, tem są sztywniejsze, im większa ich prędkość v.

Jeśli na tej samej bańce katodowej, przy tem samem napięciu, wyznaczyliśmy poprzednio wartość stosunku α, wtedy z porównania obu tych liczb wypadnie:

$$\frac{\varepsilon}{m} = \frac{2\alpha}{\beta^2}; \quad v = \frac{2\alpha}{\beta}.$$

Możemy zatem wyrazić prędkość v promieni katodowych, jakoteż wartość stosunku naboju elektronu ε do jego masy m, przez wielkości znane z doświadczenia *).

Za pomocą opisanego tu sposobu Thomson znalazł, że prędkość promieni katodowych v waha się mniej więcej w granicach od 60000 do 100000 kilom. w sekundzie, zależnie od wysokości użytego napięcia (a więc pośrednio od stopnia rozrzedzenia gazu w bańce); prędkość ta natomiast nie zależy wcale od rodzaju gazu znajdującego się w bańce, ani ód materyału, z którego są sporządzone elektrody, jak być powinno, jeśli teorya elektronów ma się sprawdzić.

Co się tyczy wartości stosunku $\varepsilon : m$ doświadczenia wykazały fakt podstawowy w teoryi elektronów, że stosunek ten posiada zawsze tę samą stałą wartość:

$$\frac{\varepsilon}{m} = 1{,}76 \cdot 10^7 \frac{\text{jedn. elektromagn.}}{\text{gram.}}$$

jakkolwiekbyśmy promienie katodowe otrzymali. Nie zależy on ani od ich prędkości (od napięcia), ani od rodzaju gazu i elektród, ani od postaci lub wielkości bańki. Elektrony są zatem zawsze i wszędzie jednakowe, gdziekolwiek się pojawiają.

---

*) Praktyczny i dokładny sposób wykonania tych pomiarów polega na jednoczesnem zastosowaniu zarówno elektrycznego, jak magnetycznego pola, w takim kierunku i o natężeniu tak dobranem, żeby odchylenia plamki fluoryzującej znosiły się wzajemnie.

Cennem potwierdzeniem Thomsonowej teoryi promieni katodowych był bezpośredni pomiar ich prędkości, dokonany przez Wiecherta. Przytoczymy tu w krótkości samą bodaj zasadę użytej przez niego metody (fig. 118). Promienie wychodzące z lekko wklęsłej katody K, biegnąc smukłym stożkiem wzdłuż osi długiej rury katodowej B, przechodzą przez otworki O i O' w dwu metalowych przeponach P i P', z których druga daje się przesuwać wzdłuż osi rury. Na tabliczce fluoryzującej F, za drugą przeponą, zaznaczają one jasną plam-

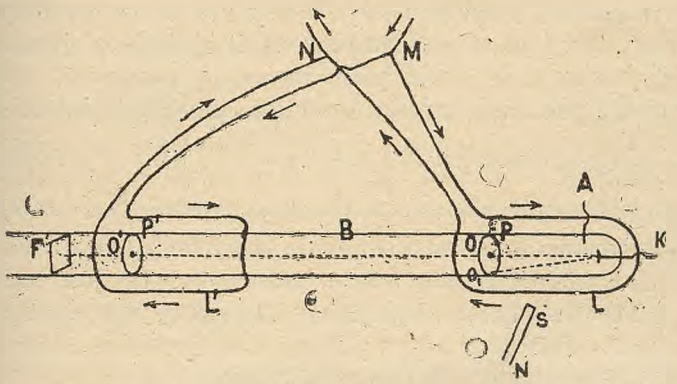


Fig. 118.

kę. Z zewnątrz nałożone są na rurę dwie pętle druciane L i L', wyprowadzone z wspólnych punktów rozgałęzienia M i N, przez które można przeprowadzać prądy elektryczne, zmieniające bardzo szybko kierunek, w równych odstępach czasu $= T$; zresztą prądy te są zupełnie jednakowe, a zwłaszcza drgania ich odbywają się dokładnie w tej samej fazie.

Pod wpływem działania magnetycznego tych peryodycznie przemiennych prądów wiązka promieni katodowych odchyla się naprzemian do góry i na dół, na podobieństwo sprężyny, drgającej w okresie T. Za pomocą stalowego magnesu NS, zbliżonego na stosowną odległość do rury, odchylamy wiązkę promieni trwale na dół, o tyle, iżby w drganiu swem ona dosięgała otworka O tylko wtedy, gdy jest najwięcej odchylona z położenia równowagi, t. j. kiedy faza jej drgania wynosi 90°.

Gdyby w drugiej pętli L' nie było żadnego prądu elektrycznego, wtedy wiązka ta, błyskając peryodycznie przez O, przenikałaby następnie bez przeszkody przez O'; oświetlałaby tabliczkę F z migotaniem wprawdzie, ale tak szybkiem, że światło wydawałoby się nam

trwałem. W rzeczywistości prąd drgający w pętli L' również będzie odchylał tę wiązkę, zdążającą do przepony P', do góry, albo na dół, albo wcale nie, zależnie od tego, ile czasu upływa od wyjścia promieni z O, aż do ich wstąpienia w sferę działania pętli L'. Od tego czasu zależy bowiem, w jakiej fazie wiązka napotka prąd w L'. Istotnie też, plamka świecąca pojawia się, naprzemian, i przygasa, w miarę tego, jak odsuwamy przeponę P', razem z pętlą L', coraz dalej od przepony P.

Przypuśćmy np., że l jest odległość obu przepon, gdy plamka zajaśnieje najsilniej, poraz pierwszy. Znaczy to, że promienie wysłane z O, w chwili, gdy prąd w L (a zarazem w L') był najsilniejszy, zdążyły do drugiej przepony w chwili późniejszej, gdy prąd w L' spadł do zera, i zmienia właśnie kierunek. Promienie przebiegły zatem drogę l w czasie $\frac{T}{4}$; prędkość ich wynosi przeto $v = \frac{4l}{T}$. Powtórne zajaśnienie plamki nastąpi widocznie w odległości jeszcze o $3l$ dalszej i t. d.

Do wykonania tego doświadczenia potrzeba prądów zmieniających kierunek wiele milionów razy w sekundzie. Prądów takich dostarczają rozbrojenia butelki lejdejskiej przez iskrę. Sposoby ich otrzymywania i mierzenia poznamy w jednym z dalszych rozdziałów. Doświadczenia Wiecherta dały wyniki zgodne z pomiarami i teoryą Thomsona.

85. Promienie kanalikowe (dodatnie). Celem uzupełnienia powyższej teoryi promieni katodowych należy znaleść jeszcze odpowiedź na pytanie: skąd biorą się elektrony tworzące te promienie, tudzież, gdzie podziewa się elektryczność dodatnia, odpowiadająca ujemnemu ich nabojowi. Co do drugiego pytania, doświadczenie uczy, że w bańce katodowej, obok elektronów, znajdują się również cząstki naelektryzowane dodatnio, mające ruch od elektronów powolniejszy, a skierowany na ogół od anody ku katodzie. Można je wyodrębnić i uwydatnić (Goldstein) w bańce katodowej (fig. 119), w której katoda ma postać płytki opatrzonej szeregiem szczelin, albo otworków (kanalików). Podczas gdy po stronie P, po której znajduje się anoda, rozwijają się promienie katodowe, po przeciwnej stronie Q katody, wydobywają się z tych kanalików słabo świecące pasemka, zwa-

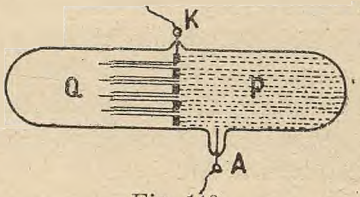


Fig. 119.

ne promieniami dodatnimi, albo kanalikowymi. One mają wiele własności wspólnych z promieniami katodowymi; wzbudzają fluorescencyę (innej jednak barwy, aniżeli tamte); wywołują przeobrażenia chemiczne (jednak przeważnie utleniające). Ulegają również odchyleniu pod wpływem pól elektrycznych i magnetycznych, ale kierunek odchylenia jest wprost przeciwny temu, jaki okazywałyby, w tych samych warunkach, promienie katodowe.

Należy stąd wnosić, że promienie te polegają na ruchu cząstek, mających naboje elektryczne dodatnie—co zresztą potwierdziły doświadczenia bezpośrednie, z puszką Faradaya. O ile zaś elektrony trzeba uważać jako cząsteczki o wiele drobniejsze od atomów zwyczajnej materyi, o tyle wszystko przemawia za tem, że cząsteczki dodatnie promieni kanalikowych są to atomy materyalne, albo może grupy złożone z takich atomów. Przemawia za tem naprzód to, że promienie dodatnie nie mają zdolności przenikania przez cienkie blaszki metalowe, przez które promienie katodowe (elektrony) przenikają z łatwością. Najbardziej przekonywające wskazówki daje jednak spektroskop. Promienie dodatnie wydają bowiem własne, słabe światło, a w widmie tego światła znajdowano znane linie gazów świecących. W atmosferze np. wodoru dają one linie wodorowe. Że światło to pochodzi od cząstek znajdujących się w szybkim ruchu, tego dowiódł Starke, przez zastosowanie zasady Dopplera (tom II, ust. 159, 227). Skierowawszy spektroskop w kierunku biegu tych promieni dostrzegł istotnie przesunięcie linii widmowych, na podstawie którego można było obliczyć, znanym sposobem, prędkość cząstek świecących. Okazało się, że prędkość ta jest rzędu 10^7 *cm/sek*, podczas gdy prędkość promieni katodowych w podobnych warunkach jest rzędu 10^9 *cm/sek*.

W polu elektrycznem promienie dodatnie doznają takiego samego, mniej więcej, odchylenia, jak ujemne, pomimo wielekroć mniejszej prędkości. Łatwo z tego zdać sprawę, skoro się przyjmie, że nabój cząsteczki dodatniej jest liczebnie równy ujemnemu elektronu. Wtedy bowiem energia kinetyczna, nabyta przez cząsteczkę, podczas ruchu ku katodzie, będzie taką samą, jakiej nabywa elektron, poruszając się w tem samem polu od katody. Według wzoru 4 (ust. 83) równym wartościom mv^2 odpowiadają zaś równe odchylenia elektryczne. Skoro tedy, przy mniejszej prędkości, energia kinetyczna cząsteczki dodatniej jest równa

energii elektronu, przeto masa jej musi być znacznie większa od masy tego ostatniego.

Odchylenie promieni dodatnich w polu magnetycznem jest natomiast niezmiernie małe, zaledwie dostrzegalne, nawet w polu najsilniejszych elektromagnesów. Zdołano jednak zastosować do nich metodę odchylenia magnetycznego i elektrycznego (wzory 4 i 5) z tym wynikiem, że stosunek naboju do masy wynosi około

$$\frac{\varepsilon}{m} = 10^4 \frac{\text{jedn. elektromagn.}}{\text{gram.}}$$

a więc około 1800 razy mniej, aniżeli w przypadku elektronu *).

Skoro się przyjmie, że dodatni nabój cząstek tworzących promienie kanalikowe jest liczebnie równy ujemnemu elektronów, dochodzi się znowu do wniosku, że masy ich przewyższają tysiąc kilkaset razy masę elektronu. Skoro zaś masy te są niewątpliwie masami atomów materyalnych, przeto masy elektronów muszą być drobnymi ułamkami mas atomowych — na co znajdziemy zresztą niżej dowód bezpośredni (ust. 103).

Z rozbioru własności promieni dodatnich i ujemnych dochodzi się zatem do zasadniczego twierdzenia, że przewodzenie prądu elektrycznego w gazach silnie rozrzedzonych polega na konwekcyi cząstek naelektryzowanych dodatnio i ujemnie. Naboje dodatnie występują przytem zawsze w związku z atomami materyi, ujemne natomiast są elektronami, o masach nierównie mniejszych od mas atomów.

86. Jonizacya. Zamienić zwyczajny, nieprzewodzący gaz, na przewodnik elektryczny, znaczy to zatem wytworzyć w jego wnętrzu dostateczną liczbę cząstek naelektryzowanych dodatnio i ujemnie. Umieszczone w polu elektrycznem cząstki te ciągnąć będą, pierwsze ku ujemnej, drugie ku dodatniej elektrodzie, wytworzą przeto prąd elektryczny, w istocie swej konwekcyjny. Skoro jednak cząstki dodatnie pojawiają się zawsze w postaci zwyczajnych materyalnych atomów, ujemne zaś w postaci elek-

*) W gazach silnie rozrzedzonych, zresztą rozmaitych, występują stale cząstki dodatnie, dla których wartość tego stosunku wynosi 10^4 dla jednych, 5.10^3 dla drugich; w helu nadto trzeci rodzaj odznaczający się jeszcze niższą wartością $2{,}5\ 10^3$. Natura tych cząstek nie jest jeszcze dostatecznie wyjaśnioną (por. ust. 93).

tronów, nierównie od atomów mniejszych i lżejszych, przeto nasuwają się przypuszczenia: 1) że atomy obojętne zwyczajnych, nieprzewodzących gazów zawierają w swym składzie po jednym, albo po kilka elektronów; 2) że przemiana gazu nieprzewodzącego na przewodzący polega na wytrąceniu z niektórych jego atomów jednego, albo więcej elektronów. Pozostała reszta atomu objawia wtedy nabój dodatni, równoważny utraconemu nabojowi ujemnemu, a wskutek tego zawsze liczebnie równy całkowitej wielokrotności naboju elelektronowego ε.

Obie części, przeciwnie naelektryzowane, na które rozpada się cząstka pierwotnie obojętna, nazywają się ogólnie jonami. Przemiana gazu nieprzewodzącego na przewodzący, polegająca, według powyższej hipotezy, na takiem rozbiciu atomów, nazywa się jonizacyą, a czynnikiem jonizującym każde działanie, zdolne jonizacyę wywołać.

Doświadczenie uczy, że jednym z takich czynników jonizujących są same promienie katodowe, t. j. rozpędzone elektrony. Jeżeli np. zbliżymy elektroskop naelektryzowany do bańki Lenarda, wysyłającej promienie katodowe na zewnątrz (fig. 116), dostrzeżemy, że elektroskop szybko się rozbraja przez powietrze otaczające. Powietrze, które pozostawało pod wpływem promieni katodowych, zamieniło się na przewodnik; ono zachowuje swe przewodnictwo przez pewien czas, nawet po zgaszeniu promieni katodowych. Widocznie tedy elektrony poruszające się z wielką szybkością, uderzając o obojętne cząstki powietrza, zdolne są rozbić je na jony. Świecenie się powietrza w tych warunkach, jest niewątpliwie następstwem gwałtownych wstrząśnień, zachodzących przy spotykaniu się elektronów z cząsteczkami gazu. Jonizacya atomu, oderwanie ujemnego od dodatniego jonu, wbrew potężnemu ich przyciąganiu się elektrycznemu, wymaga oczywiście znacznego nakładu pracy, która przejawi się w energii potencyalnej oderwanych od siebie nabojów. Łatwo zatem zrozumieć, że elektron, ażeby był zdolny pracę tę wykonać, powinien rozporządzać dostateczną energią kinetyczną—słowem, powinien stanowić cząstkę promienia katodowego.

Nie należy zresztą wyobrażać sobie tego rozbijania atomów obojętnych, przez pędzące elektrony, w sposób mechaniczny, porównywać np. elektron z kulą działową burzącą mury. Chodzić będzie tutaj raczej o działanie elektryczne, jakie on wywiera na mocy swego naboju. Wtargnąwszy w atom obojętny wytrąca on zeń inne elektrony, potężnem odpychaniem swego własnego

naboju, na tamte. Traci przytem energię i doznaje zboczenia z pierwotnego kierunku biegu (stąd rozpraszanie się promieni katodowych, ust. 82, f). Po jednej lub drugiej takiej kolizyi przyłącza się do którego z wytworzonych przez jonizacyę atomów dodatnich, odtwarzając znowu atom obojętny. Na tem polega właśnie pochłanianie promieni katodowych: jonizacya i pochłanianie idą tedy koniecznie w parze.

W dalszem rozwinięciu tego poglądu dochodzi się do wniosku, że gdy prędkość elektronu wzrośnie bardzo znacznie po nad minimum konieczne do uskutecznienia jonizacyi, wtedy stawać się on będzie znowu co raz mniej skutecznym jonizatorem; przelata wtedy bowiem przez atomy neutralne, albo obok nich, tak szybko, że nie starczy mu czasu do wykonania pracy jonizacyjnej. Wtedy będzie on też trudniej pochłaniany. Istotnie, doświadczenie potwierdza to, że przenikliwość promieni katodowych wzrasta razem z ich prędkością (ust. 92).

Rozumie się zresztą, że i jony dodatnie, o ile rozporządzają dostateczną energią kinetyczną, działać mogą również jako jonizatory. Zdaje się jednak, że duży a ciężki jon dodatni wymaga w tym celu większej energii kinetycznej, aniżeli drobny elektron. Zato też zachowuje on zdolność tę jeszcze przy tak znacznych prędkościach, przy jakich elektron przestałby już być skutecznym jonizatorem (por. ust. 93).

Innymi czynnikami, zdolnymi również jonizować gazy, zajmować się będziemy w dalszych ustępach.

87. Teorya prądu samoistnego. Na podstawie powyższych poglądów możemy utworzyć sobie jasny obraz wewnętrznego mechanizmu prądów samoistnych w gazach. Każdy gaz, na równi ze zwyczajnem powietrzem, okazuje ślady przewodnictwa elektrycznego, zawiera zatem pewną małą liczbę swobodnych jonów; wytwarzają się one pod działaniem rozlicznych czynników jonizujących, jak promieniowanie, ciała promieniotwórcze i t. p. których obecność nigdy nie jest całkowicie wykluczoną. Skoro do elektród zanurzonych w takim gazie przyłożymy napięcie elektryczne, jony te zostaną wprowadzone w ruch: elektrony ku anodzie, ciężkie jony dodatnie ku katodzie. O ile pole elektryczne będzie dostatecznie silne, żeby jon taki mógł nabyć wystarczającej energii kinetycznej, na drodze, jaką przebiega swobodnie zanim spotka się z cząsteczką obojętną, wówczas działać on będzie jako jonizator, rozbije cząsteczkę i wytworzy

tym sposobem dwa nowe jony. Te stają się z kolei jonizatorami, a liczba jonów w gazie pomnaża się tym sposobem szybko, prąd wzmaga się gwałtownie, wszelako do pewnej tylko granicy. Odpływ elektryczności z elektród osłabia bowiem pole, a z chwilą, gdy liczba jonów wytwarzanych w pewnym czasie, zrówna się z liczbą odpływających jednocześnie ku elektrodom i znikających przez łączenie się w cząstki obojętne, wtedy prąd się ustali — o ile napięcie na elektrodach utrzymywane będzie na stałej wysokości, działaniem źródła elektryczności. To stopniowe rozwijanie się prądu tłumaczy zjawisko opóźnienia przy rozbrojeniu (ust. 77).

Te części gazu przewodzącego, w których jonizacya odbywa się najżywiej, możemy rozpoznać po świetle wydawanem przez gaz; ciemnemi natomiast będą te warstwy, przez które jony przelatają swobodnie, nie wytwarzając nowych jonów.

Świecąca warstwa, pokrywająca katodę bańki napełnionej gazem rozrzedzonym wskazuje, że tu odbywa się żywa jonizacya—oczywiście pod działaniem jonów dodatnich, które, zbliżając się ku katodzie, porwane przez wysokie natężenie pola, jakie panuje między poświatą a katodą, uderzają gwałtownie o tę ostatnią. Są to te same jony, które trafiwszy w kanalik przewiercony przez katodę, przelatają na przeciwną jej stronę i tworzą tam promienie dodatnie. Pod wpływem uderzeń jonów dodatnich o katodę wytwarzają się tam nieustannie elektrony ujemne, wytrącone czy to z katody samej, czy z cząstek neutralnych gazu, przylegającego do niej. Elektrony te, odepchnięte od katody, rozpędzają się na drodze odpowiadającej grubości ciemni Crooksa, stają się tu promieniami katodowymi o wielkiej przenikliwości, a w pewnej odległości od katody, postradawszy część swojej prędkości, wywołują silną jonizacyę gazu. W ten sposób tłumaczy się powstawanie poświaty ujemnej. Tu wytwarzają się nawzajem owe jony dodatnie, które u katody dają początek elektronom. W ten sposób obie jonizacye, jedna w warstwie katodowej, druga w poświacie, są wzajemnie od siebie zawisłe; ostrzeliwając się wzajemnie, one podtrzymują prąd w gazie.

Ujemne elektrony, oswobodzone w poświacie rozpędzają się znowu wzdłuż ciemni Faradaya, ażeby w zorzy dodatniej stać się z kolei czynnikami jonizującymi. Działanie podobne może powtarzać się jeszcze kilkakrotnie, a wtedy pojawia się opisane w ust. 79, *b* uwarstwienie zorzy.

Różne wejrzenia światła wydawanego przez gaz przewodzący prąd samoistny, w sąsiedztwie obu elektród, świadczy, że jony obu znaków nie są jednakowo skutecznymi jonizatorami. Drobniutki elektron, zdolny wniknąć nawet do wnętrza samych atomów cząsteczki gazowej, działać będzie skuteczniej, przy mniejszej energii kinetycznej, aniżeli ciężki stosunkowo, atomowy jon dodatni. Istotnie też, ten ostatni czynny jest głównie w silnem polu przylegającem do katody; w słabszych częściach pola, w obrębie zorzy dodatniej, jonizacya zależy wyłącznie od uderzeń elektronów.

Nie trudno nakoniec wytłumaczyć, dlaczego, w miarę rozrzedzania gazu, grubieją warstwy, na które dzieli się prąd samoistny. Widocznie chodzi tu o długość swobodnej drogi, zarówno jonów dodatnich, jak elektronów, która w gazie rozrzedzonym będzie oczywiście większa.

Z tej samej przyczyny przepędzenie prądu przez gaz o gęstości zwyczajnej wymaga nierównie większego napięcia, aniżeli przez rozrzedzony. W pierwszym przypadku bowiem już na malutkiej długości drogi swobodnej powinna panować różnica potencyałów, wystarczająca do nadania jonom potrzebnej do jonizacyi energii kinetycznej; pole musi być zatem bardzo silne.

Nie ulega wątpliwości, że z tych samych punktów widzenia należy rozpatrywać powstawanie iskry i wypływów elektrycznych (ust. 78) w gazach o gęstości zwyczajnej. W wypływach jonizacya odbywa się tuż przy kolcu, gdzie natężenie pola dosięga ogromnych wartości, nawet przy niewielkiem stosunkowo napięciu. Tam też tylko pojawia się światło. W otaczającym gazie prąd jest przewodzony wyłącznie przez jony jednego tylko znaku, przez te, które kolec odtrącił, a więc jednoimienne z nim. Wskutek tego, że wśród cząsteczek gazu otaczającego kolec porusza się w tym przypadku rzesza jonów w jednym tylko kierunku, cząsteczki te zostają porwane przez jony. W ten sposób tłumaczy się zjawisko wiatru elektrycznego, występującego u naelektryzowanych kolców (ust. 79).

88. Promienie röntgena. W r. 1895, przy sposobności doświadczeń nad promieniami katodowymi, Röntgen uczynił zdumiewające odkrycie, że te części szklanej bańki katodowej, które fluoryzują silnie pod wpływem promieni katodowych, wysyłają jednocześnie na zewnątrz, w otaczające powietrze, nowy rodzaj promieni. Promienie te, odznaczające się własnościami poniekąd

podobnemi do własności promieni katodowych, a jednak, jak się okazało, zasadniczo od tych ostatnich różne, nazywano pierwotnie „promieniami X", dziś powszechnie promieniami Röntgena. Promienie te nie są widzialne; można jednak obecność ich poznać po tem, że wzbudzają żywą fluorescencyę wielu ciał. Pospolicie używa się do ich wykrycia tabliczek fluoryzujących, składających się z kartki sztywnego papieru, pokrytej warstewką kryształów platynosinku barowego. Pod wpływem promieni Röntgena tabliczka taka rozjaśnia się w ciemności jednostajnem, zielonawo-żółtem światłem.

Najciekawszą właściwością promieni Röntgena jest to, że przenikają one z łatwością przez wiele ciał zgoła nieprzeźroczystych w świetle zwyczajnem, zwłaszcza przez ciała mniejszego ciężaru właściwego, jak kartki papieru, deski drewniane, mięsne części ciała ludzkiego, nawet przez cienkie blaszki metalicznego glinu. Ciała gęstsze jednak, jak blachy cięższych metali (grube ołowiane), kości szkieletu i t. p. zatrzymują je mniej lub więcej. Umieszczone między bańką katodową a tabliczką fluoryzującą, rzucają one cień na tę ostatnią. Z kształtu tych cieni łatwo poznać, że promienie Röntgena rozchodzą się w liniach prostych.

Okazało się też, że promienie te wywierają silne działania chemiczne, a w szczególności fotograficzne. Na płytce fotograficznej, owiniętej w czarny papier, nieprzepuszczający światła, można otrzymać obraz fotograficzny, a raczej cień (röntgenografia, radiografia) np. szkieletu ręki położonej na tym papierze, albo innych przedmiotów, nie przepuszczających tych promieni. Stąd idzie ważne ich zastosowanie w chirurgii. Działając przez dłuższy czas na powierzchnię ciała mogą one jednak spowodować groźne stany zapalne skóry i głębszych tkanek. Tłumaczy się to chemicznem ich działaniem na tkanki, zwłaszcza, że wskutek wielkiej swej przenikliwości, wnikają one w głąb ciała.

Dalsze próby dowiodły, że promienie Röntgena są wydawane nietylko przez ściany bańki katodowej, lecz niemniej przez wszelką zaporę pomieszczoną w jej wnętrzu, a tamującą bieg promieni katodowych; one powstają wszędzie, gdzie promienie katodowe są nagle powstrzymywane. Najkorzystniejszą zaporą, z powodu swej wielkiej gęstości, okazała się platyna. Rozliczne formy, w jakich bywają dziś wyrabiane bańki Röntgenowskie sprowadzają się w zasadzie do następującej (fig. 120). Naprzeciw wklęsłej glinowej katody K umieszczona jest, w środku bańki,

ukośnie względem zbieżnej wiązki promieni katodowych, platynowa płytka *P*, zwana antikatodą. Zazwyczaj łączy się ją, metalowym przewodnikiem, z anodą *A*, a to celem zobojętnienia ujemnego naboju, jakby nagromadzały na niej promienie katodowe, utrudniając tem dostęp do niej samym sobie. Położenie anody jest bez znaczenia, jak zawsze w bańkach katodowych.

Z antikatody *P*, po stronie wystawionej na promienie katodowe, wychodzą promienie Röntgena, na wszystkie strony, na podobieństwo światła z żarzącej się blachy. Przez szklane ściany bańki wydobywają się one na zewnątrz.

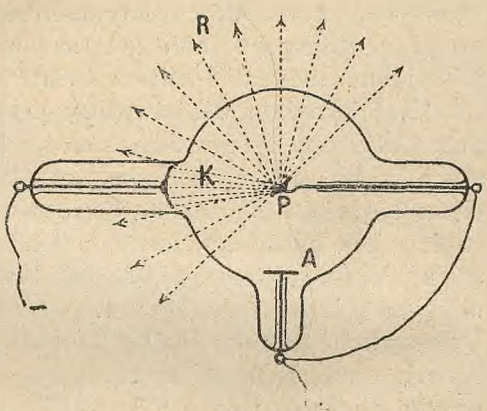


Fig. 120.

Jako źródła prądu używa się w praktyce pospolicie cewki indukcyjnej, dającej iskry kilkunastu, co najmniej, centymetrów długości. Z równym skutkiem można jednak używać machiny elektrycznej; chodzi tylko o to, żeby się wytworzyły dostatecznie silne promienie katodowe.

Własności promieni Röntgena. *a*) Promienie te różnią się od elektrycznych (katodowych i kanalikowych) przedewszystkiem tem, że nie niosą żadnego naboju elektrycznego, nie doznają też żadnego odchylenia, ani w elektrycznem, ani w magnetycznem polu, choćby najsilniejszem. Rozchodzą się z prędkością skończoną, którą Marx zdołał ocenić, zapomocą doświadczeń, których nie będziemy tu opisywali. Okazało się, że prędkość ich w powietrzu jest równa prędkości światła. Nasuwa się zatem przypuszczenie, iż mamy tu do czynienia z falami rozchodzącemi się w eterze, z falami podobnego typu, jak fale światła, albo innych pokrewnych światłu rodzajów promieniowania.

Wspominaliśmy już w tomie II, iż wedle poglądów teoryi elektromagnetycznej światła, fale świetlne biorą początek w szybkich, peryodycznych drganiach elektronów, wchodzących w skład atomów ciał świecących. Szybko zmienne ruchy elektronów mają tedy własność wzniecania fal w otaczającym eterze. Jak się to dzieje, jakiego rodzaju są te fale,

o tem daliśmy już niejakie wyobrażenie we wstępie historycznym (ust. 36, 37). Zachowując szczegółowe wyjaśnienie tego zjawiska do jednego z dalszych rozdziałów, zaznaczymy tylko, że ilekroć prędkość elektronu zmienia się dostatecznie nagle, ilekroć tedy on posiada przyśpieszenie dość wielkie, dodatnie, lub ujemne, staje się środkiem fali, rozchodzącej się w otaczającym eterze, z prędkością równą prędkości światła—podobnie też nagłe zmiany ruchu ciał dźwięczących dają początek falom głosowym w powietrzu.

Owóż taka szybka zmienność ruchu elektronów, nagłe powstrzymanie niesłychanie prędkiego ich biegu, przez antikatodę, zachodzi właśnie wtedy, gdy powstają promienie Röntgena. Niema tu jednak peryodycznego drgania, jak w ciałach świecących lub dźwięczących, nie powstają też peryodyczne fale, lecz szybkie, bezładne następstwo urwanych, pojedynczych fal, z których każda odpowiada uderzeniu pojedynczege elektronu o platynową zaporę. Fale te możnaby porównać z falami głosowemi w powietrzu, jakie wydaje tarcza, zarzucana gęstym gradem pocisków.

Podobnie jak fale świetlne, promienie Röntgenowskie niosą z sobą energię (w ilości zresztą bardzo drobnej). O ile są pochłaniane, ogrzewają ciała, na podobieństwo zwykłych fal w eterze. Ich pokrewieństwo z promieniami świetlnymi, zwłaszcza z nadfiołkowymi, tłumaczy też dostatecznie chemiczne ich działanie, jakoteż zdolność wzniecania fluorescencyi (tom II, ust. 229).

b) Promienie Röntgena okazują jednak nie mniej wybitne różnice, w porównaniu z promieniami światła, albo innych odmian promieniowania zwyczajnego. One nie doznają załamania przy przejściu z jednego ośrodka przeźroczystego do innego, (nie odchylają się zatem w pryzmatach); nie ulegają prawidłowemu odbiciu na powierzchni gładkich, nieprzeźroczystych blach; nie zdołano ich spolaryzować, ani przez odbicie, ani z pomocą kryształów podwójnie łamiących; doświadczenia nad interferencyą (uginanie w wązkich szczelinach i t. p.) dały wyniki niepewne, ledwie dostrzegalne*). Wyniki te nie osłabiają

*) Wszystkie te próby przeprowadza się na cienkich wiązkach promieni, przepuszczonych przez otwór w grubej ołowianej blasze, ustawionej przed bańką. Wiązki te, trafiając płytę fotograficzną, zaznaczają się na niej plamką, wskazującą kierunek promieni.

jednak powyższego wniosku, że promienowania Röntgena należy tłumaczyć przez fale w eterze, podobne do świetlnych, tylko nieperyodyczne, a bardzo krótkie. Teorye rozszczepienia światła (tom II, ust. 223) uprawniają bowiem wniosek, że promienie nadfiołkowe, o falach niezmiernie krótkich, nie doznawałyby również załamania. Zjawisk interferencyi znowuż trudnoby się spodziewać, skoro uznaliśmy promieniowanie Röntgenowskie jako bezładne następstwo urywanych, nieperyodycznych impulsów; zresztą i promieniowanie zwyczajne daje obrazy dyfrakcyjne tem drobniejsze, im krótsze są fale.

c) Najbardziej cechująca własność tych promieni, szczególna ich przenikliwość, wobec wielu ciał nieprzezroczystych na światło, daje się również pogodzić z falistym ich ustrojem. Pochodzi ona stąd, iż ten rozmiar, który w falach peryodycznych nazwalibyśmy długością fali, a więc grubość warstwy eteru, objętej zaburzeniem, wywołanem przez uderzenie elektronu o antikatodę AK, jest niezmiernie krótki. Wskutek tego fala röntgenowska, trafiwszy na cząsteczkę materyi, przemknie przez nią tak szybko, że nie zdąży wstrząsnąć jej wydatnie. A przecież wiadomo, że przenoszenie się energii fal eterowych na cząsteczki materyalne, a w pierwszym rzędzie na zawarte w nich elektrony, stanowi istotę pochłaniania fal. Przenikliwość promieni Röntgena, według tego poglądu, byłaby zatem tem większą, im krótszemi, t. j. cienszemi są odpowiednie fale, i na odwrót.

d) Są rzeczywiście różne odmiany promieni Röntgena, bardziej i mniej przenikliwe, albo, jak się mówi, „twarde" i „miękkie". Doświadczenie uczy, że własność ta zależy od stopnia rozrzedzenia gazu w bańce katodowej, użytej do ich wytworzenia. Im niższe jest to ciśnienie, tem twardsze, bardziej przenikliwe otrzymuje się promienie. Bańki zbyt miękkie nie uwydatniają np. dość wyraźnie szkieletu ręki, gdyż promienie zostają silnie pochłaniane przez otaczające go mięśnie; promienie zbyt twarde przenikają znowu nawet przez kości i nie dają również dobrego obrazu.

Wpływ ciśnienia gazu można wytłumaczyć tem, że od niego zależy wysokość napięcia potrzebnego do otrzymania promieni katodowych w bańce. Im niższe jest ciśnienie, tem wyższe powinno być napięcie, ale zarazem tem większą prędkość mają wtedy elektrony w promieniach katodowych (ust. 83). Przenikliwość promieni Röntgena zależy zatem od prędkości wytwarzających je elektronów. Zdaje się, że im większą jest prędkość

elektronu uderzającego o antikatodę, tem naglej będzie on w biegu swym powstrzymany, tem cieńszą będzie fala wzbudzona w otaczającym eterze przez to uderzenie, tem większą też przenikliwość promieni.

W każdym razie ta grubość fali będzie bardzo mała, nawet w porównaniu z długością fali najwyższych, jakie znamy, promieni nadfiołkowych. Elektron e (fig. 121) uderzający o antikatodę *AK*, zostaje powstrzymany prawdopodobnie już w warstwie powierzchownej o grubości *x*, porównywalnej z rozmiarami molekularnymi — niewątpliwie skutkiem elektrycznego odpychania przez elektrony zawarte w atomach antikatody. Przyjąwszy, zgodnie z wynikami teoryi kinetycznej (tom II, ust. 107), że *x* jest rzędu 10^{-8} *cm*, a prędkość początkowa elektronu 10^9 *cm/sek* (ust. 84), znajdziemy, że trwanie uderzenia *T* będzie $10^{-8} : 10^9 = 10^{-17}$ *sek*; zatem grubość *rr'* fali: $\lambda = cT = 3.10^{10} . 10^{-17}$, a więc rzędu 10^{-7} *cm*, podczas gdy w najwyższych nadfiołkowych promieniach ona wynosi około 0,1 μ. t. j. 10^{-5} *cm*. Z poglądem tym zgadza się fakt, że najlepsze są antikatody z metali ciężkich, najtrudniej przepuszczających promienie katodowe.

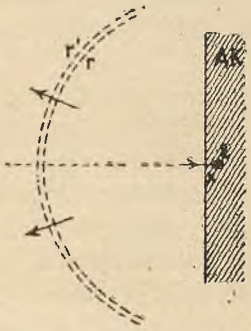


Fig. 121.

e) Przeźroczystość rozmaitych ciał wobec promieni Röntgena, pewnej określonej twardości, zależy zresztą od rodzaju materyi. Wysyłanie i pochłanianie tych promieni należy tłumaczyć w podobny sposób, jak wysyłanie i pochłanianie światła. Szybko zmienne ruchy elektronów dają początek tak samo falom świetlnym, jak Röntgenowskim. Nawzajem, promieniowanie świetlne, zarówno jak Röntgenowskie, zdolne jest wprowadzić w ruch elektrony w atomach materyi, przelać na nie część swojej energii, która następnie przeniesie się z elektronów na całe cząsteczki i przejawi się jako ciepło; na tem polega pochłanianie.

Na ogół można spodziewać się, że pochłanianie promieni Röntgena będzie tem wydatniejsze, im więcej elektronów promień spotyka na swej drodze, a więc im gęstsze jest ciało pochłaniające, tudzież im większą liczbę elektronów zawiera w sobie każdy jego atom. Niezmiernej cienkości fal Röntgenowskich należy przypisać, że chwytają się one samychże atomów w cza-

steczkach materyi. Dlatego też jest rzeczą niemal obojętną jaki jest rodzaj związku chemicznego, w jakim atomy te się znajdują. Kości szkieletu np. są mniej przeźroczyste od ciała, dlatego, że zawierają w cząsteczkach swych atomy metalicznego wapnia. Ogólnie mówiąc, zdolność atomów do zatrzymywania tych promieni wzrasta z ciężarem atomowym. Pierwiastki o cięższych atomach zawierają tedy zapewne w swym składzie większą liczbę elektronów, niż lżejsze. Wobec tych zależności, dziś zaledwie przewidywanych, należy oczekiwać, że promienie Röntgena, skoro własności ich będą ściślej wymierzone, staną się dzielnym środkiem badania ustroju atomów chemicznych.

f) Skoro pojedyncza, odosobniona, a niezmiernie cienka fala Röntgenowska trafi cząsteczkę materyalną, pierwszem jej działaniem będzie nagłe szarpnięcie elektronów w atomach. Z elektronów, wstrząśnionych tym sposobem, powinny zatem wylatać nowe fale, o własnościach podobnych do pierwotnej. Istotnie też, jak uczy doświadczenie, ciała, na które padają promienie Röntgena, wydają z siebie t. zw. wtórne promieniowanie Röntgenowskie, podobne do pierwotnego, pospolicie jednak mniej przenikliwe (zwłaszcza jeśli powstaje na metalach ciężkich). Te same czynniki, od których zależy pochłanianie promieni pierwotnych, sprzyjać będą widocznie wysyłaniu wtórnych; gęsta np. platyna, mająca ciężkie atomy, wydaje ich istotnie więcej, aniżeli lekki glin.

g) Wstrząśnienie elektronów, trafionych przez pierwotną falę Röntgenowską, może mieć niekiedy za skutek wyrwanie niektórych z wnętrza atomu; wtedy elektron wyrzucony gwałtownie na zewnątrz stanie się promieniem katodowym. Powstawanie promieni katodowych, przy naświetlaniu metali promieniami Röntgena, zdarza się istotnie, jak okażemy w następującym ustępie. Metal powinien znajdować się w próżni; w atmosferze gazowej bowiem promień katodowy byłby natychmiast pochłonięty.

89. Inne źródła promieni elektrycznych. *a*) Zjawiska fotoelektryczne. Podobną zdolność pozbawiania ciał elektryczności ujemnej, t. j. wytrącania elektronów z atomów materyalnych, mają także pokrewne Röntgenowskim promienie świetlne, a zwłaszcza krótkofalowe nadfiołkowe promienie. Dzieje się to zarówno w próżni, jak i w atmosferze powietrza; w pierwszym razie ciała naświetlane wydają promienie katodowe.

Można to okazać, według Lenarda, za pomocą bańki katodowej (fig. 122), zaopatrzonej w okienko *O*, oszklone płytką wyciętą z kryształu skalnego (kwarcu), który, jak wiadomo, odznacza się wysoką przeźroczystością na promienie nadfiołkowe. Próżnia w bańce może być tak doskonała, że i największe napięcie, przyłożone do elektród *A* i *K*, nie byłoby zdolne, bez pomocy światła, przepędzić przez nią prądu. Skoro jednak na elektrodę *K*, połączoną z ujemnym biegunem bateryi, rzucimy wiązkę promieni nadfiołkowych (dostarcza ich np. iskra *I*, bijąca między drutami cynkowymi — obfite źródło takich promieni), wtedy z elektrody tej wytrysną natychmiast promienie katodowe. Do wywołania ich wystarczy w tym przypadku napięcie kilku-

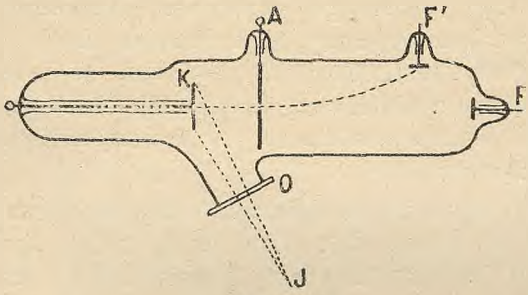


Fig. 122.

nastu, albo kilkudziesięciu woltów. Nie są one widzialne; można jednak obecność ich poznać po naboju ujemnym, jaki one niosą do puszki Faradaya, albo do elektrody pomocniczej *F*, lub *F'*, połączonej z elektroskopem. Za pomocą magnesu można je odchylić do podobnej elektrody *F''*. Słowem, one posiadają wszystkie znane własności promieni katodowych, otrzymywanych zwyczajnym sposobem, poruszają się jednak znacznie od tamtych powolniej. Słabe ujemne naelektryzowanie elektrody *A* zdoła już powstrzymać je w biegu, a nawet odrzucić z powrotem do katody *K*. Można też stosować do nich znane sposoby mierzenia stosunku $\varepsilon : m$; okazało się przytem, że stosunek naboju do masy elektronów oswobodzonych przez promieniowanie nadfiołkowe, albo Röntgenowskie, posiada tę samą wartość ($1{,}76 \cdot 10^7$ jedn. c. m./gr.) jak dla elektronów otrzymanych przez jonizacyę gazów w prądzie samoistnym (ust. 84).

Utratę elektryczności ujemnej, pod działaniem promieniowania nadfiołkowego, spostrzegać można także w powietrzu, pod

zwyczajnem ciśnieniem. Blacha cynkowa, świeżo odczyszczona, isolowana i połączona z elektroskopem, elektryzuje się dodatnio, skoro się ją oświetli światłem lampy elektrycznej łukowej, albo płonącym magnezem, albo promieniami iskry bijącej między drutami z cynku lub kadmu. Promienie nadfiołkowe, wydawane obficie przez te źródła, nie przynoszą jej żadnego naboju elektrycznego; dodatnie jej naelektryzowanie się można tłumaczyć tylko utratą elektryczności ujemnej. Ono dosięga kresu, skoro przyciąganie pozostałej dodatniej elektryczności zatamuje dalsze wyrzucanie ujemnych elektronów.

W tych samych warunkach blacha naelektryzowana już z początku ujemnie, traci bardzo szybko ten nabój; na dodatnią elektryczność natomiast promienie nadfiołkowe nie mają żadnego wpływu. Promienie Röntgena rozbrajałyby zarówno ujemny, jak dodatni nabój, co jednakże, jak niżej okażemy (ust. 97) pochodzi stąd, że one zamieniają powietrze otaczające blachę na przewodnik elektryczny. Swoisty wpływ ich na elektrony w blasze jest zresztą taki sam, jak promieni nadfiołkowych.

Najwrażliwszymi na to działanie fotoelektryczne są metale alkaliczne (rubid, potas, sód). One tracą nabój ujemny nawet pod działaniem światła dziennego. Zjawiska fotoelektryczne okazują też niektóre ciała niemetaliczne; nie okazuje ich woda.

Gdy ciało oświetlone jest otoczone powietrzem, wtedy elektrony wyrzucone nie tworzą promieni katodowych, zostają bowiem natychmiast pochwycone przez cząsteczki gazu, co jest łatwo zrozumiałem wobec niewielkiej ich prędkości. Z tego samego powodu nie jonizują też powietrza. Przyczepiwszy się jednak do cząsteczek gazu, tworzą ciężkie ujemne jony, które przedzierają się zwolna wśród gazu ku sąsiednim, dodatnio naelektryzowanym ciałom. Obecność tych jonów w powietrzu tłumaczy też zjawisko dostrzeżone naprzód przez Hertza (1887 r.), że światło nadfiołkowe, o ile trafia ujemną elektrodę iskiernika ułatwia bicie iskier. Światło dostarcza bowiem gazowi gotowych już jonów, a tem samem znosi opóźnienie prądu samoistnego.

90. *b*) Ciała rozżarzone. Przewodnictwo płomieni. Łuk elektryczny. Ciała stałe rozżarzone, umieszczone w próżni (np. włókno węglowe w lampce elektrycznej żarowej) wyrzucają z siebie strumienie zarówno dodatniej, jak ujemnej elektryczności. W temperaturach powyżej jasno-czerwonego żaru ogromną

przewagę ma jednak promieniowanie elektryczności ujemnej; przewodniki zbliżone do ciała rozżarzonego elektryzują się ujemnie.

Szczególnie obfitem jest to promieniowanie ujemne w rozgrzanych do czerwoności tlenkach wapniowców. Na tej zasadzie polega urządzenie bańki katodowej Wehnelta (fig. 123). Katodą jest cienki pasek platynowy kk', na którym umieszczono małą grudkę wapna. Przez druty a i b, połączone z końcami paska, wprowadza się prąd elektryczny, wystarczający do słabego rozżarzenia tlenku. Wtedy wyrzuca on promienie katodowe już pod napięciem niewielu woltów i to tak obficie, że prąd przechodzący przez gaz rozrzedzony w bańce osiąga natężenie nierównie większe (całe ampery), aniżeli w innych przypadkach przewodzenia przez gazy (gdzie natężenie to liczy się zaledwie na milliampery). Prędkość elektronów wyrzucanych przez katodę bywa w tem urządzeniu niezwykle mała — kilka, albo kilkadziesiąt tysięcy kilometrów w sekundzie, zależnie od napięcia. Wskutek tego zboczenie pod wpływem pól elektrycznych albo magnetycznych jest tak znaczne, że za pomocą miernie silnego magnesu można zwinąć wiązkę tych promieni w zamknięte kółko (jak na fig. 123) *). Pomiary tych zboczeń prowadzą znowu do wniosku, że cząstki ujemnie naelektryzowane, wyrzucane przez ciała rozżarzone, są to elektrony, nie różniące się niczem, prócz prędkości ruchu, od elektronów biorących udział w tych wszystkich zjawiskach, gdzie one występują w próżni, albo w gazach silnie rozrzedzonych. Dodatnie natomiast cząsteczki, wyrzucane przez ciała rozżarzone, są znowuż porównywalne, co do masy, z atomami materyalnymi. Zdaje się, że bywają między niemi także większe grudki wyrwane z powierzchni ciała rozżarzonego, często bowiem ulegają takie ciała rozpyleniu, jak np. węgiel w żarówkach, tworzący znane ciemne osady na ścianach lampek, używanych przez dłuższy czas.

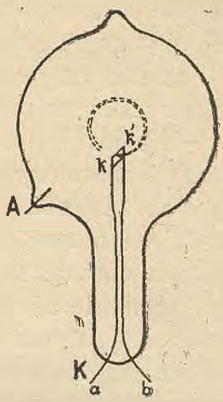


Fig. 123.

Jeśli ciała rozżarzone są otoczone atmosferą gęstszego gazu, np. zwykłem powietrzem, wtedy wysyłane przez nie promienie elek-

*) Promienie te zaznaczają bieg swój słabem oświetleniem gazu.

tryczne, zbyt powolne, iżby mogły przebić się przez gęstwinę cząsteczek gazowych, ulegają natychmiastowemu pochłonięciu. Cząstki dodatnie i ujemne chwytają się od razu obojętnych cząsteczek powietrza i sprawiają, że to ostatnie staje się przewodnikiem elektryczności. Niezależnie od tego może zachodzić jonizacya obojętnych cząsteczek powietrza ich rozszczepienie na jony dodatnie i ujemne, przez ciepło, przez samo zetknięcie z gorącą powierzchnią ciała rozżarzonego. W każdym razie ciało takie, np. tlejąca isolowana trociczka, nie jest zdolne utrzymać naboju elektrycznego, ani dodatniego, ani ujemnego; ono stanowi elektrodę rozbrajającą (ust. 64), której można używać, zamiast kollektora wodnego, do pomiaru potencyałów w polu.

Nie jest rzeczą pewną, czy samo ogrzanie gazu do temperatury bardzo wysokiej, bez współudziału powierzchni żarzącego się ciała stałego, jest zdolne jonizować gaz. Jonizacya taka zachodzi natomiast zawsze, ilekroć w łonie gazu odbywa się silna reakcya chemiczna, w temperaturze wysokiej, np. proces palenia się. Płomienie wszelkiego rodzaju, świecące i nieświecące, przewodzą zawsze elektryczność; podobnież gazy uchodzące z płomieni zachowują tę własność przez pewien czas, nawet po ostygnięciu. One przewodzą prądy elektryczne już pod napięciem jednego ogniwa galwanicznego, gdyż jony są w nich już gotowe, napięcie nie potrzebuje dopiero wytwarzać ich, jak się to dzieje w prądzie samoistnym.

Że w płomieniach znajdują się swobodne jony, dodatnie i ujemne, o tem świadczy fakt, że isolowany, naelektryzowany przewodnik rozbraja się, gdy go tylko zbliżymy do płomienia, np. z boku. Wyciąga on wtedy z płomienia, przyciąganiem elektrycznem, jony przeciwnego znaku, które neutralizują własny jego nabój.

Łuk elektryczny. Wiele podobieństwa do silnych prądów, jakie w gazach rozrzedzonych daje katoda sztucznie rozżarzona (fig. 123) przedstawia zjawisko t. zw. łuku elektrycznego. Odkryte przez Davyego w r. 1821 nabyło ono w nowoczesnej elektrotechnice niepospolitego znaczenia, stanowi bowiem najdzielniejsze źródło sztucznego światła, jakiem obecnie rozporządzamy. Dwie laseczki A i K (fig. 124), z twardego, prasowanego węgla retortowego, osadzone w stosownych oprawach metalowych, łączymy, pierwszą z dodatnim, drugą z ujemnym biegunem bateryi galwanicznej, albo machiny dynamoelektrycznej.

Zródło prądu powinno mieć napięcie kilkudziesięciu woltów i zdolność wytwarzania silnych prądów (kilku, albo kilkunastu amperów). Węgle te wprowadzone naprzód, na krótką chwilę, w zetknięcie, obu końcami, rozżarzają się oba, pod wpływem silnego prądu, jaki przechodzi wówczas przez małą ich powierzchnię zetknięcia. Skoro oddalimy je następnie od siebie, na odległość kilku millimetrów, prąd nie przerwie się bynajmniej, lecz przechodzić będzie od jednego węgla do drugiego, przez znajdujący się między nimi gaz; rozżarzenie obu końców węgli utrzymuje się również nieprzerwanie, a nawet znakomicie się zwiększa.

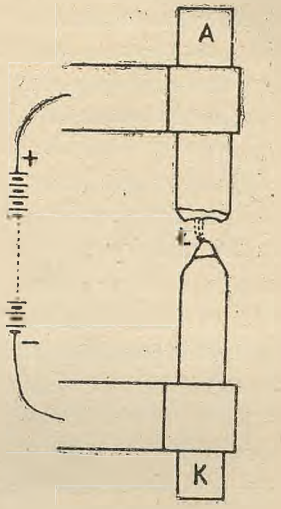


Fig. 124.

Drogę prądu przez gaz, między elektrodami, zaznacza słabo stosunkowo świecąca, zwykle łukowato wygięta smuga *Ł* (łuk Davyego), wsparta końcami na obu węglach. W dodatnim węglu łuk wyżłabia zagłębienie, t. zw. krater rozgrzany do 3500°; tutaj też tkwi źródło potężnego, jaskrawego światła, tem obfitsze, im większe jest pole plamy rozżarzonej na dnie krateru, (co zależy od natężenia prądu użytego; właściwy blask tej plamy jest zawsze jednaki, niezależny od jej rozmiarów). Temperatura ujemnego węgla jest niższa, około 2700°; mniej się on też spala, aniżeli dodatni, może przeto być cieńszy. Spalając się, pozostaje zawsze stożkowato zaostrzonym.

Prąd elektryczny przez rozżarzony łuk gazowy stanowi widocznie pewną odmianę rozbrojenia samoistnego, potężniejszego od wszystkich, jakie dotąd poznaliśmy. Rozbrojenie to odbywa się jednak pod napięciem nierównie niższem, aniżeli rozbrojenie przez iskrę, przez bańkę katodową i t. p., gdzie ono liczyło się na setki, albo tysiące woltów. Do uzyskania łuku wystarczy już różnica potencyałów na węglach nie większa jak 39 woltów; rośnie ona zresztą cokolwiek z długością łuku, a zmniejsza się z natężeniem prądu. W prądzie samoistnym właściwym wytwarzanie jonów zdane było całkowicie na napięcie elektród; w łuku natomiast gotowych już jonów (elektronów) dostarcza rozżarzona katoda (ust. 90). Wszystko dzieje się podobnie, jak w bańce

Wehnelta (fig. 123), z tą tylko różnicą, że tam katoda była ogrzewana z zewnątrz, łuk zaś dbać musi sam o utrzymanie wysokiej temperatury swej katody. Anoda mogłaby być chłodną; prąd byłby wtedy przewodzony wyłącznie przez ujemne jony, biegnące od K do A. Do podtrzymania jego wystarczyłoby w tem założeniu dowolnie małe napięcie, ale też nie byłoby żadnego czynnika podtrzymującego temperaturę katody. W rzeczywistości dzieje się tak, że bombardowanie jonów ujemnych rozżarza anodę do białości, a żar ten, łącznie z uderzeniami jonów ujemnych jonizuje gaz otaczający anodę. Z tej warstwy zjonizowanej spadają nawzajem jony dodatnie na katodę i przez uderzenia swe nie pozwalają jej ostygnąć. W łuku musi tedy wyzwalać się nieustannie energia wystarczająca do podtrzymania wysokiej temperatury obu węgli. Zatem idzie, że napięcie nie może być mniejsze od podanego wyżej minimum, a także ilość przepływającej elektryczności, natężenie prądu, nie powinno opaść poniżej pewnej granicy (około 2 amperów).

Łuk elektryczny można też otrzymać między elektrodami metalowemi; wtedy też minimum napięcia, konieczne do podtrzymania prądu, będzie różne od powyższego, a zależne od rodzaju metali. Do doświadczeń optycznych używa się często łuku bijącego między elektrodami z rtęci (widmo tego światła składa się z kilku dobrze określonych linii; silne promieniowanie nadfiołkowe). Rtęć znajduje się w rurze szklanej, albo z topionego kwarcu (fig. 125), z której wypompowano powietrze. Łuk tworzy się w parze rtęciowej, jest długi na kilkanaście centymetrów. Minimum napięcia wynosi tylko około 12 woltów.



Fig. 125.

91. *c*) Ciała promieniotwórcze. Promienie Becquerela. W poprzedzających ustępach opisaliśmy kilka sposobów wydobywania promieni elektrycznych z materyi, za pomocą czynników zewnętrznych, jak napięcie elektryczne, promieniowanie świetlne lub Röntgenowskie, ciepło. Zaznajomimy się obecnie ze źródłami promieni elektrycznych całkiem samoistnemi, niezależnemi od żadnej pobudki, ani od żadnego wpływu zewnętrznego. Są to t. zw. ciała promieniotwórcze, których odkrycie przez Skłodowską-Curie stanowiło punkt zwrotny w dziejach fizyki i chemii. Ciała te wydają

promienie podobne do katodowych, kanalikowych i Röntgenowskich, a wydają je ustawicznie, same przez się, aż do wyczerpania się, które następuje niekiedy dopiero po długim szeregu lat. Co więcej, żadne ze znanych nam działań fizycznych i chemicznych (ogrzewanie, oziębianie, odczynniki chemiczne) nie wywiera żadnego zgoła wpływu na to samoistne ich promieniowanie. Ciała promieniotwórcze są to pierwiastki chemiczne, a własność wydawania promieni przysługuje ich atomom. Promieniowanie to nie ulega bowiem zmianie nawet wtedy, gdy pierwiastki te wejdą w związki chemiczne z innymi pierwiastkami, nie posiadającymi własności promieniowania; co do ilości, i co do jakości, promieniowanie to odpowiada zawsze zawartości danego pierwiastka promieniotwórczego w uwa żanym związku.

Początek badaniom Skłodowskiej-Curie, następnie Piotra Curie, Rutherforda, Ramsaya i wielu innych, dało odkrycie zrobione przez Becquerela*) (w r. 1896), iż pierwiastek uran i jego związki wydają z siebie ustawicznie słabe promieniowanie, niewidzialne, zdolne jednak oddziaływać na płytę fotograficzną, nawet na wskroś przez osłony nieprzeźroczyste dla światła (czarny papier). Promienie te, nazwane promieniami Becquerela, rozbrajają także ciała naelektryzowane, otoczone powietrzem, t. j. mają własność jonizowania gazów. Słowem, one działają podobnie, jak promienie katodowe, albo Röntgenowskie, mają jednak nierównie większą przenikliwość.

Działanie fotograficzne promieni uranu jest słabe; skutek pojawia się dopiero po kilkunastogodzinnem ich działaniu na płytę fotograficzną. Z łatwością natomiast można okazać ich zdolność do zamieniania gazów na przewodniki elektryczności. Służy do tego prosty przyrząd (fig. 126) składający się z dwu poziomych blach *A* i *B*, osadzonych w niewielkim od siebie odstępie na podporach isolujących *D*, we wnętrzu elektrycznej osłony *O*. Na dolnej, połączonej z biegunem bateryi galwanicznej *S*, o napięciu kilku setek woltów, rozsypuje się warstewkę mającego się badać ciała promieniotwórczego (np. tlenku, albo azotanu uranu). Górna połączona jest z elektrometrem *E*. Za pomocą drutu *CZ* i klucza *K* można ją (i elektrometr) rozbrajać do ziemi. Skoro po takiem rozbrojeniu otworzymy klucz *K* ponownie, okaże się, że skazówka elektrometru, która była wróciła

*) Czyt. Küri, Bekerel.

do położenia zerowego, odchyla się znowu, z mniejszą lub większą szybkością. Pochodzi to stąd, iż powietrze między blachami A i B zamieniło się, pod wpływem promieniowania uranu, na słaby przewodnik elektryczności. To samo możnaby zauważyć, trzymając uran, albo lepiej jakie silniejsze ciało promieniotwórcze, z boku, obok płyt, byle nic nie zawadzało wstępywaniu promieni pomiędzy płyty.

Blacha górna B i połączony z nią elektrometr elektryzują się zwolna aż do pełnego napięcia S, jakie daje baterya. Przez warstwę powietrza AB dopływa zatem do nich z bateryi prąd

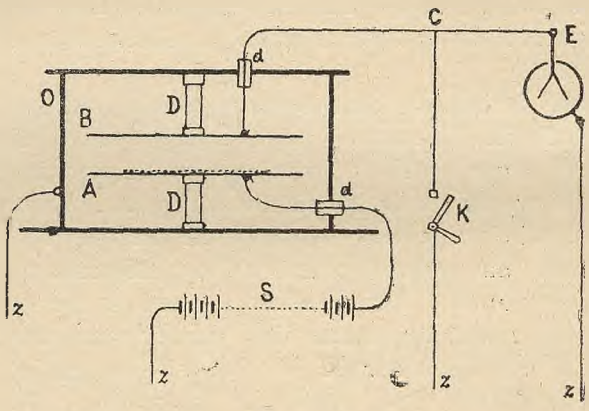


Fig. 126.

elektryczny. Galwanometrem byłoby trudno prąd ten wykazać, tem mniej zmierzyć, tak jest nikły. Można jednak jego natężenie określić z łatwością na podstawie szybkości odchylania się skazówki elektrometru. Jeżeli bowiem oznaczymy przez c pojemność elektryczną tego przyrządu i połączonych z nim przewodników, przez $\dot{s}$ zwiększanie się wykazanego przezeń potencyału s w czasie jednej sekundy, wtedy ilość elektryczności przepływająca w sekundzie, przez powietrze zjonizowane, t. j. natężenie prądu w powietrzu będzie

$$i = c\dot{s}.$$

Okazało się, że natężenie tego prądu nie zależy wcale od napięcia S użytej bateryi, byle to napięcie było dość wielkie—300 do 400 woltów, gdy badamy uran, albo inne słabo promieniotwórcze ciała — przynajmniej z początku, dopóki s nie

różni się jeszcze wiele od zera (1—2 wolty; o tym t. zw. prądzie nasyconym powiemy więcej w ust. 101). Prąd ten i posiada zatem określoną wartość, zależną tylko od promieniotwórczej dzielności badanego ciała. Na podstawie natężeń wywołanych w danym przyrządzie prądów można zatem porównywać ilościowo promieniotwórczości różnych ciał *).

Oprócz uranu, jedyny tor, ze znanych wówczas pierwiastków, okazywał własności promieniotwórcze. Badając jednak rozmaite pierwiastki i związki chemiczne, tudzież minerały, przyrządem podobnym do opisanego, Skłodowska dostrzegła, że minerał zwany blendą smołowcową, zawierający w swym składzie uran, obok innych pierwiastków, posiada własność promieniotwórczości w stopniu kilkakroć wyższym, aniżeliby odpowiadało ilości zawartego w nim uranu. Podejrzywając obecność nowego, silniej od uranu promieniotwórczego pierwiastka, rozpoczęła wspólnie z P. Curie żmudne chemiczno-analityczne badania, których wynikiem było odkrycie dwu nowych pierwiastków o potężnej promieniotwórczości: polonu i radu, stale obecnych w wspomnianym minerale, w ilościach niezmiernie małych. W tych poszukiwaniach kierowano się wyłącznie reakcyą elektryczną (fig. 126), która okazała się nad wyraz wrażliwą, wrażliwszą nawet od najczulszej, ze znanych dotąd, reakcyi widmowej.

Polon, sądząc z zachowania się jego wobec odczynników chemicznych, jest metalem o reakcyach podobnych do reakcyi bismutu; różni się od niego większą lotnością swego siarczku w procesie sublimacyi. Rad towarzyszy znowu barowi w strąceniach chemicznych; od baru daje się oddzielić przez wielokrotnie powtarzane częściowe przekrystalizowanie wodnego roztworu ich bromków; bromek radu jest cokolwiek trudniej rozpuszczalny od barowego. Trzeci metal promieniotwórczy, aktyn, znaleziony w tymże samym minerale przez Debierna, okazuje reakcye gromady żelazowców. Najważniejszy z tych pierwiastków, rad, należy do gromady wapniowców. Daje właściwe sobie widmo liniowe. Jego ciężar atomowy ($=226$) należy, podobnie jak toru i uranu, do najwyższych w tablicy pierwiastków.

Promieniotwórczość tych nowych ciał jest olbrzymia, w porównaniu z promieniotwórczością uranu. Tak np. bromek radu

*) Prądy te są niesłychanie słabe. Natężenie i wynosi np. około 10^{-11} ampera, gdy odstęp blach $= 3$ cm, ich średnica $= 8$ cm, a promienie dochodzą od uranu, albo toru.

$RaBr_2$, preparat używany najczęściej do doświadczeń nad promieniotwórczością, jest około miliona razy dzielniejszy od równej wagi uranu. Dzięki tylko tej wysokiej dzielności można było wydzielić rad z blendy smołowcowej, w której występuje zaledwie w śladach (około 0,17 *gr* radu w 1000 kilogr. blendy). Fig. 127 okazuje w przecięciu naczyńko *K* z ebonitu, jakiego używa się zwykle do przechowywania tego cennego produktu. W małem wgłębieniu *r* naczyńka umieszcza się kilka milligramów bromku radu, pod nakrywką z cienkiej blaszki łyszczku, przytrzymywaną oprawą metalową *M*.



Fig. 127.

Mała ta ilość bromku radu wystarcza do rozbrojenia elektroskopu, z odległości kilkunastu centymetrów, w ciągu niewielu sekund; powietrze otaczające elektroskop staje się bowiem bardzo dobrym przewodnikiem pod wpływem promieniowania tego ciała. Na płytę fotograficzną działa ono przez czarny papier, przez deski drewniane, przez blaszki glinowe, niemal natychmiastowo. Działanie to, bardzo osłabione, można jeszcze wykazać w odległości 1 metra. Za pomocą promieniowania małej grudki soli radowej można otrzymywać na płycie fotograficznej radiografie ciał gęstszych, zupełnie podobne do tych, jakie daje bańka Röntgenowska.

Kryształy platynosinku barowego, krzemian cynkowy (Willemit), siarczyk cynkowy krystaliczny (blenda Sidota) fluoryzują jasno i nieustannie za zbliżeniem do bromku radu. Świeci się zresztą także on sam, pod działaniem własnych promieni.

Ciemno fiołkowe zabarwienie, jakie przyjmują po pewnym czasie naczyńka szklane, w których przechowują się sole radu, albo polonu, świadczy o potężnem działaniu chemicznem ich promieniowania. Z roztworu wodnego soli radowych wydobywają się wciąż małe ilości tlenu i wodoru; skóra żywa okazuje poważne oparzeliny po przydłuższem działaniu promieni radu, z niewielkiej odległości.

Niezwykle wysoka jest przenikliwość tych promieni. Rad działa jeszcze, aczkolwiek słabo, na elektroskop, na wskroś przez bryły ołowiu o grubości kilkudziesięciu centymetrów. W powietrzu działanie to sięga na odległość wielu metrów.

Najbardziej jednak zdumiewającym objawem, który, jak początkowo sądzono, groził obaleniem zasady zachowania energii (albo drugiej zasady termodynamiki), jest to, że rad i wszyst-

kie jego związki wywięzują nieustannie bardzo znaczne, w stosunku do swej wagi, ilości ciepła, nie ulegając przytem (na pozór) żadnej zmianie, ani zużyciu materyału. Są one zawsze o kilka stopni cieplejsze od swego otoczenia. Wrzuciwszy odrobinę chlorku radowego do kalorymetru Bunsena Curie znalazł, że 1 gram radu wytwarza w godzinie 100 grst. ciepła; czy to będzie rad czysty, czy związek jego jakikolwiek, jest to zupełnie obojętne.

Do wyjaśnienia tych niezwykłych objawów przyczyniło się najwięcej dokładne zbadanie promieniowania wydawanego przez ciała promieniotwórcze. Okazało się przedewszystkiem, że promieniowanie to jest w ogólności złożone z trzech rodzajów promieni o odrębnych własnościach. Nazwano je promieniami α, β, γ. Rad wydaje wszystkie trzy.

92. Promienie Beta. Na poziomej tabliczce TT' (fig. 128), pokrytej fluoryzującym platynosinkiem barowym, albo lepiej, na płytce fotograficznej, ustawione jest krótkie, rurkowate naczyńko ołowiane R, zawierające, na dnie, odrobinę czystego bromku radowego. Całe to urządzenie Becquerel umieścił między biegunami dostatecznie silnego elektromagnesu; południowy należy sobie wyobrazić za płaszczyzną rysunku, północny przed nią. Z otworu naczyńka strzela w górę snop promieni $R\alpha$, wydawanych przez rad. Z chwilą podniecenia elektromagnesu pojawia się po prawej stronie naczyńka podłużna plama fluoryzująca, albo odfotografowana $\beta'\beta''$, wskazująca, że promienie zostały ugięte i uchylone na prawo. Ze zmianą położenia biegunów elektromagnesu plamka przerzuca się na lewo Jakiekolwiek ciało nieprzeźroczyste a, umieszczone w biegu tych promieni ugiętych, rzuca na tablicę cień w a'. Doświadczenie to dowodzi, że rad wydaje promienie elektryczne, a kierunek odchylenia wskazuje (ust. 82, 84), że to są promienie ujemne, podobne do katodowych, a raczej do promieni Lenarda. Nazwano je promieniami beta; polon nie wydaje ich wcale.

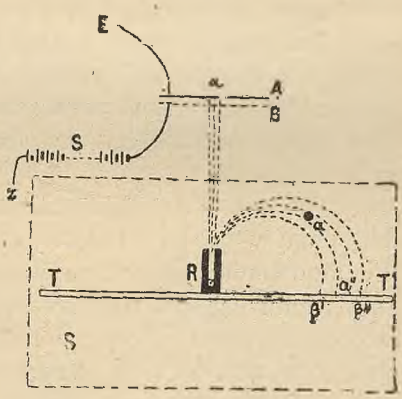


Fig 128.

Istotnie też, z wszystkich właściwości promieni β można zdać sprawę, skoro się przyjmie, że one polegają, podobnie jak promienie katodowe, na szybkim ruchu ujemnie naelektryzowanych cząsteczek. Okazało się nadto, jak zaraz obaczymy, że cząsteczki te są identyczne z elektronami promieni katodowych i innych podobnych.

Jednakże, podczas gdy promienie katodowe przenikają w powietrzu na kilka zaledwie centymetrów (ust. 82, *f*) i ulegają rychło rozprószeniu i pochłonięciu, promienie β mają przenikliwość wielekroć większą; w powietrzu o gęstości zwyczajnej wpływ ich (np. na elektroskop) znać jeszcze w odległości metra i więcej. Należy stąd wnosić, że prędkość początkowa, z jaką elektrony są wyrzucane przez rad, przenosi wielokrotnie tę prędkość, jaką im można nadać w bańce katodowej, działaniem napięcia elektrycznego.

Nie wszystkie jednak elektrony w promieniach β mają jednakową prędkość i jednakową przenikliwość. Jak okazuje fig. 128 jedne, β′, ulegają większemu, inne β″, mniejszemu odchyleniu. Te ostatnie poruszają się prędzej, mają też większą przenikliwość (ust. 86), o czem można się przekonać, wkładając w rozszczepioną wiązkę β′β″ cienką folię glinową. Bardziej przenikliwe przechodzą nawet przez blachy miedziane grubości kartonu, przez szyby szklane i t. p.; warstwa ołowiu 5 *mm* grubości chłonie je całkowicie.

Podobnie jak promienie katodowe doznają też promienie β odchylenia w polu elektrycznem, znowu w takim kierunku, jaki odpowiada ujemnemu ich nabojowi. Można zatem do zbadania ruchu cząstek ujemnych, pędzących wzdłuż tych promieni, zastosować metodę odchyleń magnetycznych i elektrycznych, opisaną w ust. 83 i 84 (wzory 4 i 5), co uczynił pierwszy Becquerel. Pewna trudność wynika stąd, że promienie β są mieszaniną promieni o najrozmaitszych prędkościach. Wiązka pierwotnie prostolinijna rozpada się wskutek tego w polu magnetycznem (i elektrycznem) na wiązkę wachlarzowatą, złożoną z promieni rozmaicie ugiętych — jak na fig. 128 — która na płytce fotograficznej, zamiast okrągłej plamki, daje wydłużoną smugę (t. zw. widmo magnetyczne lub elektryczne). Nie wiadomo tedy, które punkty obu widm należą do siebie, t. j. do promienia tej samej prędkości.

Trudność tę można ominąć (Kaufmana) przez jednoczesne zastosowanie pola magnetycznego i elektrycznego, w taki sposób

żeby oba pola były równoległe do siebie, z czego wynikną odchylenia do siebie prostopadłe. Promienie wysłane przez okruszynę R bromku radu (fig. 129) przechodzą między okładkami A i B kondensatora, isolowanego od obejmującej wszystko metalowej puszki C; przenikają następnie przez otworek D w metalowej przeponie P, który wyodrębnia z nich jedno wąziutkie pasmo. Nakoniec trafiają płytkę fotograficzną F, ustawioną prostopadle do pierwotnego, nieodchylonego ich biegu DO*). W polu elektrycznem zmierzonego natężenia E, odchylą się one o kąt θ (jak na fig. 115), którego wartość daje się obliczyć z rozmiarów przyrządu. Gdyby nie było jednocześnie czynnem pole magnetyczne, otrzymalibyśmy na fotogramie, wskutek różnic prędkości v poszczególnych promieni, zamiast jednej odchylonej plamki O', całe „widmo" w postaci prostej linijki OO' (fig. 130); od v zależy bowiem wielkość kąta θ (ust. 83,4).

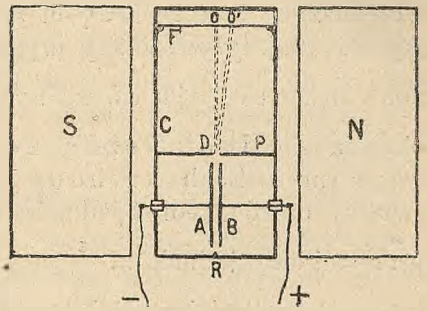


Fig. 129.

Gdyby znowu nie było pola elektrycznego, a tylko magnetyczne, o natężeniu H, równoległe do tamtego, a wytworzone przez bieguny N i S elektromagnesu, obejmującego cały przyrząd — wtedy nastąpiłoby wygięcie promieni w łuki kolistę, odchylone po za płaszczyznę rysunku (fig. 129). Otworek D wyodrębniłby znowu jedno wązkie pasmo, trafiające płytkę fotograficzną w punkcie O'', leżącym na łuku koła, łączącym punkty R, D i O'', jak to objaśnia widok przyrządu z boku, na fig. 131. I znowu takich punktów O'' otrzymalibyśmy na fotogramie, wzdłuż prostej OO'' (fig. 130), tyle, ile różnych prędkości v zdarza się wśród cząstek wyrzuconych przez rad. Od v zależy bowiem promień krzywizny r promienia ugiętego (ust. 84, 5).

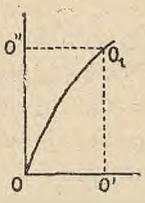


Fig. 130.

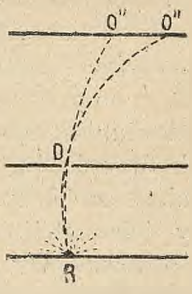


Fig. 131.

*) Ażeby uniknąć rozpraszania się, osłabienia promieni i rozbrojenia kondensatora, koniecznem jest usunąć powietrze z puszki C.

Przy jednoczesnem działaniu obu pól otrzymuje się na fotogramie wypadkową linię krzywą OO_1 (fig. 130); wiadomo będzie, że do pewnego jej punktu O_1 należy O_1O'' jako odchylenie elektryczne, O_1O' jako magnetyczne. Każdy punkt tej krzywej trafiają promienie innej prędkości: około O najszybsze, dalej coraz wolniejsze. Stosując wzory 4 i 5 Kaufmann znalazł, że wśród cząstek ujemnych, stanowiących promienie β znajdują się, obok powolniejszych i takie, których prędkość dosięga niemal prędkości światła (najszybsze miały prędkość 280000 *km/sek*). Wartość stosunku naboju do masy $\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)$ obliczona z wzorów 4 i 5, okazała się identyczną z wartością tegoż stosunku w promieniach katodowych (ust. 84), co stanowi znowu świetny dowód teoryi jedności elektronów. Najszybsze z tych promieni dały jednak na $\frac{\varepsilon}{m}$ wartości wyraźnie mniejsze; jak gdyby przy prędkościach zbliżonych do prędkości światła, albo nabój elektronu malał, albo zwiększała się masa. Z doniosłym tym wynikiem łączą się ważne rozważania teoretyczne, rozpoczęte w ostatniej dobie, w których istotnie możliwa zmienność masy, zależność jej od prędkości ruchu, brana jest w rachubę.

Skoro w promieniach β poruszają się roje elektronów ujemnych, przeto wszelki przewodnik isolowany, o tyle gruby, iżby promienie te nie przebijały go na wylot, powinien elektryzować się, pod ich wpływem, ujemnie. Pospolicie nie dostrzega się tego zjawiska, gdyż powietrze otaczające, zjonizowane przez też same promienie β, rozbraja natychmiast nabój ten do ziemi. Skłodowska i Curie zdołali jednak okazać bezpośrednio ujemny ich nabój, następującym sposobem. Gruba płyta metalowa M (fig. 132), połączona z elektrometrem E, umieszczona wewnątrz metalowej osłony O, oblana jest dokoła parafiną. Promienie β radu R przenikały przez przednią ścianę osłony, zrobioną z cienkiej glinowej blaszki i elektryzowały istotnie M ujemnie, pomimo tego, że osłona była połączona z ziemią Z.



Fig. 132.

93. Promienie Alfa. Skoro z wiązki Ra promieni radu (fig. 128) usuniemy na bok promienie β, działaniem magnesu,

okaże się, że w kierunku pierwotnym $R\alpha$ rozchodzi się wciąż jeszcze potężne promieniowanie, co prawda tylko na niewielką odległość. Działanie fotograficzne tych pozostałych, na pozór wcale nie odchylonych promieni, nazwanych promieniami α jest słabe. Natomiast wzbudzają one żywą fluorescencyę w różnych materyałach (najlepiej nadaje się do ich wykrycia na tej drodze siarczyk cynku, w postaci płytek z blendy cynkowej Sidota *).

Posiadają też własność silnego jonizowania powietrza i innych gazów. Można to okazać za pomocą przyrządu do mierzenia stopnia jonizacyi, metodą podobną do opisanej w ust. 91 (fig. 126). Przyrząd taki zaznaczony jest na fig. 128. Prostopadle do wiązki promieni α ustawiamy isolowaną blachę A, połączoną z elektrometrem E, a równolegle do niej, od strony ciała promieniotwórczego, w odległości 2 albo 3 millimetrów, siatkę drucianą B, połączoną z biegunem silnej bateryi galwanicznej S. Promienie α, wpadając w warstwę powietrza AB przez oczka siatki, jonizują tam powietrze, a natężenie prądu płynącego od B do A daje miarę jonizacyi, pośrednio zatem miarę natężenia promieni α. Za pomocą magnesu można promienie β bądź to usunąć na bok, bądź też zmieszać z promieniami α. Okaże się wtedy, że jonizacya przez promienie radu zależy głównie od promieni α; promienie β przyczyniają się do niej w ilości nie większej jak 1%. Tego można było spodziewać się, zważywszy ogromną przenikliwość promieni β.

Przenikliwość promieni α jest też bardzo mała, w porównaniu z promieniami β, a nawet z promieniami Röntgena; wystarczy nakryć naczyńko R (fig. 128) cienką bibułką, żeby zatrzymać je całkowicie. Przenikają jednak przez folię glinową, grubości kilku mikronów; blaszka glinu gruba na 0,05 *mm* już ich nie puszcza. Nawet w powietrzu promienie α radu nie sięgają dalej jak na 7 *cm*. Aż do tej odległości zarówno działanie fotograficzne, jak fluoryzujące i jonizacya dosięgają, nie wiele osłabione; tu jednak wszystkie te działania urywają się niemal

*) Szczególny widok przedstawia światło takiej płytki oglądane przez silnie powiększającą lupę (spintariskop Crooksa). Widzi się wtedy mnóstwo punktów świecących, zabłyskających i gasnących w coraz to innych miejscach, zupełnie bezładnie, jak wstrząśnienia gładkiej powierzchni stawu, którą uderzają krople deszczu. Zjawisko to trwa bez widocznego osłabienia przez całe lata, a trwać będzie niewątpliwie przez wieki.

nagle. Odległość ta, zwana zasięgiem promieni α w powietrzu, posiada wartość stałą, charakterystyczną dla pierwiastka promieniotwórczego, który te promienie wydaje. Dla promieni α polonu zasięg ten wynosi tylko 4 *cm*.

Początkowo zdawało się, że te mało przenikliwe promienie nie doznają wcale odchylenia, ani w magnetycznem, ani w elektrycznem polu. Jednakże po zastosowaniu bardzo silnych pól okazało się, że odchylenia takie, aczkolwiek małe, występują jednak, i to w kierunkach wprost przeciwnych, aniżeli w promieniach β. Promienie α polegają zatem na ruchu cząstek naelektryzowanych dodatnio.

Za pomocą przyrządu zupełnie podobnego do fig. 129 Rutherford określił prędkość cząstek α, tudzież właściwy im stosunek naboju do masy. Przekonał się przytem, że w jednolitej wiązce promieni cząstki miewają najrozmaitsze prędkości (podobnie jak w promieniach β); wykrył zarazem przyczynę tej rozmaitości. Skoro mianowicie ciało promieniotwórcze R (fig. 129) nakryto cieniutką folią glinową, odchylenia zwiększały się zawsze: znaczy to, że cząstki dodatnie, przenikając przez materyę, tracą część swej prędkości. Ponieważ warstwa ciała promieniotwórczego wyrzuca je nietylko z atomów powierzchownych, lecz także z atomów położonych głębiej, przeto prędkości cząstek wydobywających się na zewnątrz muszą być rozmaite, nawet wtedy, gdy prędkości początkowe, nabyte w chwili ich odrywania się od atomów, były jednakowe.

Konieczną jest przeto rzeczą stosować do tych badań niezmiernie cienkie warstewki ciał promieniotwórczych, np. osady uzyskane przez odparowanie na szkiełku roztworu bardzo rozcieńczonego takiego ciała. Okazało się istotnie, że w tych warunkach uproszczonych:

1) Każdy pierwiastek promieniotwórczy wyrzuca cząsteczki dodatnie z pewną określoną, właściwą sobie prędkością. Tak np. cząsteczki α radu (te, których zasięg wynosi 7 *cm*) wylatają z prędkością początkową około $v = 2.10^9$ *cm/sek.*

2) Stosunek naboju do masy cząsteczek dodatnich posiada u wszyskich pierwiastków promieniotwórczych tę samą, niezależną od prędkości wartość $\frac{\varepsilon}{m} = 5000$ jedn. e. m. na gram masy (badano rad, polon i tor). Jest tedy wielkie podobieństwo, że różne te pierwiastki

wyrzucają z siebie cząsteczki α tego samego rodzaju i że to są te same cząsteczki, które w bańce katodowej tworzą promienie kanalikowe (Rutherford sprawdził ostatnio, że cząsteczki α tracąc swój nabój zamieniają się na hel).

Nakrywając preparat promieniotwórczy R (fig. 129) coraz większą liczbą listków glinowych — skutkiem czego zmniejszała się prędkość przepuszczonych przez nie cząstek α — Rutherford przekonał się, że zdolność działania na płytkę fotograficzną znikała odrazu całkowicie, gdy prędkość ich, wymierzona sposobem opisanym w ust. 92, spadła do $0{,}8 \cdot 10^9$ *cm/sek* mniej więcej. Tem tłumaczy się tak ostro odgraniczony zasięg działania promieni α, o którym wspomniano wyżej. Uwzględniwszy 1) wnosimy przeto że:

3) Zasięg promieni dodatnich (α) różnych pierwiastków promieniotwórczych, w powietrzu zależy od prędkości początkowej wyrzucanych przez nie cząstek dodatnich; jest on przeto stałą charakteryzującą te ciała. Gdybyśmy np. zmieszali cztery, dajmy nato, ciała promieniotwórcze, których zasięgi byłyby po kolei: 3,5 *cm*; 4,23 *cm*; 4,83 *cm* i 7,06 *cm* (przykład ten odnosi się do radu „starego", czyli zrównoważonego, ust. 95), wtedy ustrój smukłej wiązki promieni α, wydawanych przez taką mieszaninę, możnaby uzmysłowić sobie rysunkiem takim, jak fig. 133 — warstewka MN preparatu, jak wiemy, powinnaby być niezmiernie cienką. Aż do poziomu R działałyby promienie wszystkich składników mieszaniny, od A do C zostałyby tylko promienie najdłuższego zasięgu. Prowadząc wzdłuż takiej wiązki próbny przyrząd siatkowy (AB, fig 128), dostrzeglibyśmy istotnie w poziomach R, E, A, C nagłe uskoki w wartości jonizacyi powietrza. Sposób ten, podany przez Bragga i Kleemana, stanowi cenną metodę analizy jakościowej ciał promieniotwórczych.

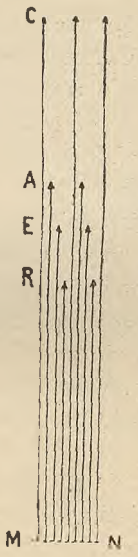


Fig. 133.

Mała przenikliwość promieni α nie pozwala wykazać bezpośrednio dodatniego ich naboju, tą drogą, która prowadziła do celu w przypadku promieni β (fig. 132). Puszczając jednak wiązkę promieni α w próżni na przewodniki isolowane Rutherford zdołał istotnie wykazać, że one elektryzują się dodatnio. Towarzyszące zazwyczaj promieniom α promienie ujemne β należy w takiem doświadczeniu uchylić na bok, za pomocą magnesu.

Korzystając z większej przenikliwości promieni β można też własności elektryczne promieniowania cial promieniotwórczych okazać za pomocą t. zw. „wieczystego zegara" Strutta (fig. 134). W bańce szklanej *A*, w doskonałej próżni, zawieszone jest na isolującym pręciku *K* naczyńko *R*, zawierające odrobinę bromku radowego; u spodu, jak w elektroskopach, dwa listki pozłótki *L*, *L*, zostające w dobrem połączeniu z radem. Skoro ujemne promienie β przebijają z taką łatwością szkło bańki *A*, a dodatnie α nie mogą tego uczynić, zostają bowiem w większej części pochłonięte już w samym radzie, przeto listki muszą elektryzować się dodatnio; rozchylają się też istotnie coraz więcej, aż do zetknięcia z okładkami staniolowemi *CC*, połączonemi z ziemią. Tu rozbroiwszy się opadają, poczem odchylenie zaczyna się ponownie, i powtarzać się będzie dopóty, dopóki istnieć będzie rad w naczyńku *R*.

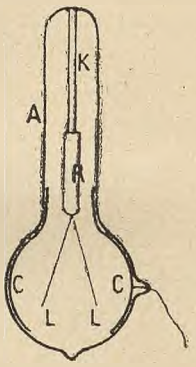


Fig. 134.

W ostatnich czasach udało się Rutherfordowi bezpośrednio policzyć liczbę cząsteczek α, wydawanych przez znane ilości ciał promieniotwórczych i wymierzyć właściwy im nabój elektryczny. Okazało się np., że 1 gr. radu zrównoważonego wyrzuca w sekundzie $13{,}6 \cdot 10^{10}$ cząsteczek α. Nabój każdej takiej cząsteczki równa się podwójnemu nabojowi elektronu. Pozbawione swego naboju, t. j. zneutralizowane przez przybranie odpowiedniej liczby elektronów, cząsteczki α okazały się atomami h e l u.

94. Promienie Gamma. Skoro z wiązki promieni radu oddzielimy promienie β, przez uchylenie ich magnesem, a promienie α zatrzymamy blaszką łyszczku, albo papieru, wtedy pozostanie jednak jeszcze drobna resztka promieniowania odznaczająca się nader wysoką przenikliwością. Dopiero warstwa ołowiu 7 *cm* grubości, albo 19 *cm* żelaza, albo 1500 *cm* wody zmniejsza natężenie tych promieni do $^1/_{100}$ początkowej wartości. One jonizują gazy, działają chemicznie, wzniecają słabą fluorescencyę, podobnie jak promienie β, albo Röntgenowskie; nie doznają jednak odchylenia, nawet w najsilniejszych, jakie zdołano osiągnąć, polach magnetycznych albo elektrycznych. Prawdopodobnie są to promienie Röntgena, niezmiernie twarde, wywołane potężnem przyśpieszeniem, jakiemu ulegają elektrony tworzące promienie β, w chwili nagłego wyrywania się z atomów ciał promieniotwór-

czych. Za tem przypuszczeniem przemawia fakt, sprawdzony we wszystkich przypadkach, że promienie γ towarzyszą zawsze promieniom β; nie wydaje ich żadne z tych ciał, których promieniowanie elektryczne, jak polonu, jest wyłącznie dodatnie.

95. Teorya rozpadu atomowego (disintegracya atomów). Gdyby istotnie które z ciał promieniotwórczych; jak uran, rad, albo ich związki, było wieczystem i niewyczerpanem źródłem promieniowania, a więc energii (którą można zawsze, bodaj częściowo, jak w zegarze Strutta, zamienić na pracę), byłoby to oczywistem naruszeniem jednej z naczelnych zasad fizyki, jako: żadne ciało, ani żaden odosobniony układ materyalny, nie może dostarczać pracy, lub energii, o ile sam przytem, w ten lub ów sposób się nie zmienia, nie wyczerpuje. Okazało się jednak, że takiemu wyczerpaniu i przeobrażeniu ulega mniej lub więcej powolnie każde ciało promieniotwórcze. W niektórych przypadkach jest ono niedostrzegalnie powolne, a zjawisko promieniotwórczości jest tem właśnie osobliwe, że tym drobnym przemianom materyi towarzyszy niesłychanie potężne, w stosunku do masy przeobrażonej, wyzwolenie energii. Walne odkrycie Skłodowskiej nie naruszyło zatem żadnej z podstawowych zasad fizyki, wstrząsnęło natomiast jedną z naczelnych zasad chemii: zasadą niezmienności pierwiastków chemicznych.

Najprościej przedstawiają się te stosunki w uranie i jego związkach. Strąćmy jakąkolwiek sól uranową, której promieniotwórczość określiliśmy przyrządem fig. 126, z roztworu wodnego, węglanem amonowym; strącony tlenek rozpuśćmy w nadmiarze węglanu i przesączmy ten na pozór zupełnie klarowny płyn. Na sączku zostaną ślady osadu, złożonego z nieuniknionych zanieczyszczeń, ale obok nich oddzieli się niedostrzegalna i niedająca się zważyć ilość jakiegoś produktu uranowego. Okaże się bowiem, na przyrządzie fig. 126, że przesącz, zawierająca pierwotną sól uranową, postradała promienie β w zupełności, a natomiast promienie te odnajdziemy w pełni w owych niedostrzegalnych śladach osadu na sączku. Pozostawmy oba ciała, przesącz i osad, w spokoju przez kilka miesięcy. Po upływie tego czasu okaże się, że osad na sączku utracił promienie w zupełności, a sól przesączona odzyskała całą swą pierwotną dzielność promieniotwórczą. Tem samem postępowaniem można będzie teraz oddzielić od uranu nową porcyę silnie promieniotwórczego produktu, który żyć będzie znowu tylko niewiele miesięcy, tracąc stopniową swą moc i t. d. Okazuje się tedy, że uran, pierwiastek, ulega ciągłemu przeobrażaniu się w inną jakąś postać promieniotwórczą, nietrwałą, podobnie jak

sam, ale nietrwałą w stopniu daleko wyższym. Produkt ten otrzymał nazwę „uran X"; utratę promieni, dostrzeżoną w tym produkcie, należy sobie tłumaczyć tem, że on przeobraża się z kolei na trzecie jakieś ciało, bądź to zupełnie już trwałe, bądź też znowu nietrwałe, ale bezpromienne.

Oddzielenie uranu X od uranu pierwotnego nie narusza wcale promieni α wydawanych przez ten ostatni. Ażeby ze zjawiska tego, i innych podobnych, zdać sprawę, Rutherford i Soddy postawili śmiałą hipotezę disintegracyi, albo r o z p a d u a t o m o w e g o, będącą jaskrawem zaprzeczeniem dawniejszej nauki o „niepodzielności" atomów. Przyjmują oni, że pewien stały, bardzo drobny ułamek całkowitej liczby atomów każdego ciała promieniotwórczego, ulega w każdej jednostce czasu, rozpadowi na drobniejsze części składowe. Rozpad ten atomów, przeznaczonych na zniszczenie, dokonywa się samodzielnie, bez wszelkiego z naszej strony przyczynienia się, nie podlega też żadnym wpływom zewnętrznym; w chwili swego rozpadu każdy atom wyrzuca z siebie cząstkę elektryczną. Atom np. uranu, dla którego nadeszła krytyczna chwila rozpadu, pęka, wyrzuca z siebie dodatnią cząstkę elektryczną α, a pozostała jego reszta stanowi wtedy atom nowego pierwiastka, uranu X. Równowaga tych ostatnich atomów jest nierównie bardziej jeszcze nietrwałą: bardzo znacznie większy ułamek całkowitej, obecnej w pewnej chwili ich liczby, ulega ponownemu rozpadowi; wyrzucając z siebie ujemne elektrony β przeobrażają się one znowu w inny rodzaj atomów.

Za trafnością tej hipotezy przemawia w pierwszym rzędzie to, że ciała promieniotwórcze przeobrażające się szybko, jak *UrX*, wyrzucają od początku do końca swego istnienia cząstki elektryczne (α lub β, niekiedy jedne i drugie) o niezmiennie tych samych własnościach, co do prędkości, masy i t. p.; pod koniec wydają ich tylko mniejszą liczbę, gdyż same są mniej liczne. Widocznie tedy proces wydawania promieni (jakikolwiekby by on był) jest od początku do do końca ten sam. Nie możnaby tedy porównywać go np. z ostyganiem ciała gorącego przez zwyczajne promieniowanie, gdzie, w miarę spadania temperatury, zmienia się skład promieni. Natężenie promieni elektrycznych ciała promieniotwórczego, np. *UrX*, zmniejsza się tylko z tej przyczyny, że l i c z b a cząstek wyrzucanych ubywa. A liczba ta ubywa dlatego, że stopniowo, przez rozpad, wyczerpuje się zapas nierozerwanych jeszcze atomów tego ciała.

Nietrudno teraz zrozumieć, dlaczego *Ur* czysty, od którego odsączono *UrX*, odzyskuje stopniowo utracone promienie β. Rozpad jego atomów wytwarza bowiem ponownie atomy *UrX*, które nagro-

madzają się, jako domieszka, w całej jego masie. Liczba ich wzrasta dopóty, dopóki nie nastąpi równowaga pomiędzy produkcyą tych atomów, a jednoczesnem ich zużyciem, przez własny ich rozpad. Uran taki, który powrócił do stałych swych własności promieniotwórczych, nazywa się „stary", albo „zrównoważony"; z konieczności jest to mieszanina conajmniej trzech pierwiastków.

Dalsze produkty rozpadu uranu X nie są jeszcze dostatecznie zbadane (jonium?). Wszelako zdaje się nie ulegać wątpliwości, że w ich liczbie znajduje się jeden, cokolwiek bardziej trwały, a tym jest właśnie rad. Przemawia zatem to, że rad znajduje się wyłącznie niemal w tych tylko minerałach, które mają w swym składzie także uran. W minerałach tych przypada stale $3{,}9 \cdot 10^{-7}$ gr. radu na 1 gr. uranu.

Ażeby znaleść prawo ilościowe tych przeobrażeń promieniotwórczych, ażeby mianowicie dowiedzieć się, jak wielki ułamek liczby atomów *Ur*, albo *UrX*, *Ra* i t. d. rozpada się w danym przeciągu czasu, wypada znaleść naprzód prawo, wedle którego zanika z biegiem czasu jakiś czysty produkt promieniotwórczy, np. *UrX*. Przyjąwszy, że jonizacya powietrza jest proporcyonalna do liczby wyrzucanych cząstek α, czy β, a ta ostatnia jest znowu proporcyonalna do liczby rozpadających się atomów, dostrzeżemy, że przyrząd fig. 126, może zarazem służyć do porównywania liczby atomów badanego ciała, które rozpadają się w sekundzie w danej chwili, z liczbą, która ulegnie temu losowi jutro, pojutrze (zawsze na sekundę) i t. d.

Już Curie odkrył był tym sposobem zasadnicze prawo przeobrażeń promieniotwórczych; możemy wypowiedzieć je jak następuje: liczba atomów pierwiastka promieniotwórczego, ulegających rozpadowi, na jednostkę czasu, jest proporcyonalna do liczby nierozłożonych jeszcze atomów tego ciała, obecnych w uważanej chwili. Z upływem czasu natężenie promieni wydawanych przez takie ciało zmniejsza się, gdyż zmniejsza się liczba pozostałych jeszcze atomów, a co zatem idzie, także liczba rozpadających się. Podobnież np. w poborze wojskowym, wśród licznej ludności, los trafia określony jej procent. Niektóre osobniki ulegną mu zaraz z początku, na inne przyjdzie kolej może bardzo późno; w każdym razie, w miarę wyczerpywania się ludności zmniejszać się będzie wydatność poboru.

Jeśli N oznacza liczbę atomów nierozłożonych, obecnych w pewnej chwili t, wtedy, w myśl wypowiedzianego prawa, liczba n atomów rozpadających się, w przeciągu następującego, niezmiernie krótkiego, czasu τ, będzie proporcyonalna do N i do τ; napiszmy: $n = \lambda \cdot N \cdot \tau$.

Iloczyn λN mierzy liczbę rozpadów, obliczoną na sekundę, a zatem także wydatność promieniowania w chwili t. Stała λ, zwana „stałą promieniotwórczą" danego rodzaju atomów, posiada wartość określoną, charakterystyczną dla każdego pierwiastka promieniotwórczego. Tak np. z liczby obecnych atomów *UrX*, jakąkolwiekby ona była, rozpada się, na sekundę, zawsze ułamek $\lambda = \frac{1}{2\,740\,000}$.

Formalnie rzecz uważając, prawo to orzeka tę samą zależność pomiędzy ubytkiem n, a liczbą atomów N, jak znane prawo ostygania Newtona (tom II, ust. 60) między ubytkiem temperatury ciała ostygającego w otoczeniu mającem temperaturę 0°, a każdoczesną wysokością jego temperatury. Jednakie musi przeto być w obu tych zjawiskach prawo przebiegu. Powtarzając dosłownie rachunek przeprowadzony w zadaniu 127 tomu II, znajdziemy, że liczba N atomów obecnych, jeszcze nierozłożonych, po upływie czasu t sekund, będzie:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

w czem N_0 oznacza liczbę ich początkową ($t = 0$), zaś e zasadę logarytmów naturalnych ($e = 2{,}71828\ldots$). Miarą natężenia promieni wydawanych przez rozpadające się atomy, jak przed chwilą okazano, jest iloczyn λN, a więc: $\lambda N_0 e^{-\lambda t}$. Natężenie to zanika tedy również według prawa funkcyi wykładniczej (postępu geometrycznego).

Po upływie pewnego czasu $t = T$, licząc od chwili $t = 0$, liczba niezmienionych atomów, a zarazem natężenie promieniowania spadnie do połowy początkowej wartości. Czas T nazywa się „okresem połowicznego zaniku" danego pierwiastka. Kładąc $\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2}$; $t = T$, znajdziemy $e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$, albo $\lambda T \operatorname{Log} e = \operatorname{Log} 2$, skąd wypada wartość okresu zaniku:

$$T = \frac{0{,}693}{\lambda}.$$

Dla *UrX* znajdziemy np. $T = 1\,900\,000$ sek. $= 22$ dni. Uran sam rozpada się tak powoli, że liczbę obecnych atomów jego, a zatem także liczbę rozpadających się w sekundzie, można uważać za niezmienną, nawet gdyby doświadczenie trwało wiele lat. Oznaczmy tę stałą liczbę rozpadających się przez a. Tyleż tworzy się w sekundzie atomów *UrX*; te jednakże rozpadają się szybko, tworząc, dajmy na to, *UrY*, znowu atom za atom. Równowaga nastąpi wtedy, gdy nagromadzi się tyle (N_x) atomów *UrX*, iż ich ubytek w sekundzie ($= \lambda_x N_x$) zrównoważy się z przybytkiem a; będzie wtedy $\lambda_x N_x = a$.

Jednocześnie nagromadzi się tyle (N_y) *atomów Ur Y, iż będzie znowu* $\lambda_y N_y = \lambda_x N_x = a$. Uran zrównoważony zawierać tedy będzie stale $N_x = \frac{a}{\lambda_x}$ atomów pierwszego, $N_y = \frac{a}{\lambda_y}$ drugiego i t. d. Ilość każdej z tych domieszek, jak widać, będzie tem mniejsza, im większą wartość posiada jej stała promieniotwórcza λ, a więc im krótszy jest jej okres T.

96. Rad i przetwarzanie się pierwiastków. Najważniejszy z pierwiastków promieniotwórczych, rad, przewyższający uran około miliona razy w dzielności promieniowania, nie jest również wiecznie trwały; odpowiednio do obfitej emisyi przetwarza się on daleko prędzej od uranu. Opowiemy, jakie są produkty tych przemian.

Dostrzeżono, że powietrze otaczające jakikolwiek związek radu nabywa samo promieniotwórczości. Dzieje się to zwłaszcza wtedy, gdy dany związek ogrzejemy silnie, albo gdy go rozpuścimy w wodzie. Najkorzystniej jest przepłukać wodny roztwór soli radowej przepuszczonym strumieniem powietrza. Powietrze takie rozbrajać będzie szybko elektroskop, wydawać będzie samo promienie i wzniecać będzie fluorescencyę np. siarczku cynku. Działania te nie pochodzą jednak od powietrza samego. Źródłem ich jest ciało gazowe, zwane emanacyą radu, które wydzielają z siebie nieustannie wszystkie związki radu. Domieszka ta, znajdująca się w powietrzu w ilości niezmiernie małej, znacznej tylko przez swe promieniowanie elektryczne, odznacza się nader wysoką dzielnością promieniotwórczą. Można ją wydzielić z powietrza przez silne oziębienie, przeprowadzając np. to powietrze przez rurkę oziębioną powietrzem skroplonem. Emanacya skrapla się bowiem w temperaturze —150° i osadza się na ścianach rurki, podobnie, jakby się w tych warunkach wymrażały z powietrza np. ślady pary wodnej.

Z roztworów radu emanacya przedostaje się przez dyfuzyę do otaczającego powietrza; w stałych solach radowych pozostaje uwięziona wśród gęsto zwartych atomów, tam gdzie powstała. Odpowiednio do silnego swego promieniowania emanacya zanika szybko, okres jej wynosi tylko 3,8 dni. Wyrzuca tylko cząstki dodatnie α. Emanacyę radu należy uważać za pierwiastek, należący do gromady argonowców; podobnie, jak te szlachetne gazy, nie tworzy ona żadnych związków chemicznych. W małej ilości znajduje się ona wszędzie w powietrzu atmosferycznem. Zwłaszcza powietrze znajdujące się w ziemi, także powietrze rozpuszczone w wodzie niektórych źródeł, zawiera znaczniejsze ilości tego gazu promieniotwórczego. Można ją łatwo rozpoznać po charakterystycznym okresie zanikania 3,8 dni.

Według ilości emanacyi, dającej się wydobyć z różnych minerałów, ocenia się też zawartość macierzystego jej pierwiastka — radu. Do porównania służy promieniowanie emanacyi, wydobytej z odważonej ilości czystej soli radowej, albo blendy smołowcowej.

Na emanacyi nie kończy się jednak jeszcze szereg przeobrażeń radu. Że ona przetwarza się na inne produkty, o tem świadczy silne jej promieniowanie. Istotnie też, każde ciało stałe, przechowywane w atmosferze zawierającej emanacyę, pokrywa się t. zw. promieniotwórczym osadem. Jest to ciało stałe, można je zetrzeć, albo rozpuścić w kwasach. Znaczne jest tylko przez swe promieniowanie, gdyż ani dojrzeć ani zważyć go nie można. Należy je uważać jako produkt przetwarzania się emanacyi. W chwili powstawania ciało to jest dodatnio elektryczne, osadza się bowiem wyłącznie na przewodnikach ujemnie naelektryzowanych, jeśli takie znajdują się w sąsiedztwie.

Rozbiór prawa zanikania promieniotwórczości tego osadu (które czytelnik znajdzie w dziełach szczegółowych o promieniotwórczości) doprowadził Rutherforda do wniosku, że jest to mieszanina kilku pierwiastków promieniotwórczych. Z emanacyi powstaje naprzód „rad A" ($T = 3$ min.); z tego, przez wyrzucenie cząstki α, tworzy się „rad B" ($T = 26$ min), który, wyrzucając elektron β, przetwarza się z kolei na „rad C" ($T = 19$ min.), odznaczający się silnem promieniowaniem α, β i γ.

Stary, zrównoważony rad, nie jest tedy, jak widać, produktem czystym, zawiera on w sobie, obok okludowanej emanacyi, wszystkie trzy generacye jej krótko żyjących pochodnych A, B i C, ogółem tedy pięć ciał promieniotwórczych, z których cztery (wyjątek stanowi bowiem rad B) wydają promienie α. Zgadza się to istotnie z czworaką promieniotwórczością radu starego, którą objaśnia fig. 133.

Czysty rad można uzyskać przez silne ogrzanie radu starego. Emanacya zostaje wtedy wypędzoną przez ciepło, a po kilkunastu minutach zanikają też jej pochodne niemal całkowicie. Rad taki wydaje wyłącznie promienie α, a natężenie ich jest zredukowane mniej więcej do czwartej części pierwotnego. Wtedy zmniejsza się też ciepło wywięzywane przez rad do czwartej części. Powoli jednak, w miarę odradzania się emanacyi i jej produktów, wszystko wraca do pierwotnego stanu.

Ciepło wywięzywane przez rad jest widocznie równoważnikiem energii kinetycznej, utraconej przez cząsteczki α, zatrzymane w biegu przez własną radu masę. Ilość tego ciepła, wymierzona kalorymetrem (ust. 91; 118 grst. w godzinie na gram radu starego, albo 29,5

grst. na gram czystego, t. j. 343 000 ergów na sekundę) pozwala obliczyć okres zanikania, a więc długość życia radu samego. Ciepło 343 000 ergów jest bowiem równoważnikiem energii kinetycznej, utraconej przez wszystkie cząstki α, wyrzucone w sekundzie przez gram radu; wskutek tego będzie $343\,000 = \frac{1}{2} Mv^2$. Ponieważ prędkość ich początkowa jest znana: $v = 1{,}56 \cdot 10^9$ *cm/sek*, przeto łączna masa wszystkich tych cząstek, wyrzuconych w sekundzie, oblicza się jako: $M = 2{,}82 \cdot 10^{-13}$ gramów. Gdyby były wiadome masy m pojedynczych cząstek α obliczylibyśmy stąd natychmiast ich liczbę. Owóż doświadczenie okazało, że cząstki α są identyczne z atomami helu (ciężar at. = 4), pozbawionymi elektronów. Masa m cząstki α oblicza się tedy jako czterokrotna masa atomu wodoru (znana z teoryi kinetycznej gazów, tom II, ust. 107), a więc $m = 4{,}84 \cdot 10^{-24}$ *gr*, a stąd wypada liczba tych cząstek, wyrzucanych w sekundzie przez gram radu czystego: $\frac{2{,}82 \cdot 10^{-13}}{4{,}84 \cdot 10^{-24}} = 5.8 \cdot 10^{10}$.

Każdy atom radu, rozpadając się, wyrzuca co najmniej jedną cząstkę α, przeto z jednego grama rozpada się w sekundzie, co najmniej $5{,}8 \cdot 10^{10}$ atomów. Zważywszy, że atom radu jest 226 razy cięższy od atomu wodoru (ust. 91), a ciężar tego ostatniego jest znany z teoryi kinetycznej gazów (tom II, ust. 107) obliczymy, że gram radu zawiera $3{,}6 \cdot 10^{21}$ atomów. Ułamek tej liczby, rozpadający się w sekundzie, wynosi zatem co najmniej:

$$\lambda = \frac{5{,}8 \cdot 10^{10}}{3{,}6 \cdot 10^{21}} = 1{,}6 \cdot 10^{-11}.$$

Okres zanikania radu wynosi przeto co najwyżej $4{,}4 \cdot 10^{10}$ sekund, t. j. 1400 lat. Po upływie tego czasu każdy zapas radu zniknie co najmniej w połowie*).

Śledząc długi łańcuch produktów przetwarzania się radu, należałoby postawić pytanie, gdzie on się urywa, na którem ogniwie się kończy. Końcowym może być oczywiście tylko produkt trwały, nie rozpadający się już dalej. Nie udało się jeszcze wyśledzić wszystkich tych ogniw, aż do końca. Po wygaśnięciu szybko zmiennych produktów *RaA*, *RaB*, *RaC* pozostaje jeszcze bardzo drobna, ale długotrwała resztka promieniowania, którego analiza wskazuje na istnienie dal-

*) Dokładniejsze metody, oparte na bezpośredniem spostrzeganiu ewolucyi radu z pochodzącego od uranu pierwiastku „jonium" dały $T = 2000$ lat.

szych jeszcze produktów, w liczbie których znajduje się także polon (*RaG*, $T = 143$ dni).

Najważniejszym atoli wynikiem badań na tem polu było odkrycie Ramsaya i Soddyego (1903), że z emanacyi radu (także aktynu) rozwija się zwolna hel — pierwiastek gazowy, z gromady argonowców, odkryty naprzód spektroskopem w atmosferze słońca, na ziemi znaleziony jeszcze przed odkryciem ciał promieniotwórczych w wielu minerałach uranonośnych (kleweit). Jest on uwięziony w ich miąższu, nie związany chemicznie. Takie powinno istotnie być jego stanowisko, jeśli powstaje rzeczywiście z atomów uranu lub radu. Można go oswobodzić przez ogrzewanie, albo rozpuszczenie minerału w kwasach.

Hel nie stanowi wprost jednego z ogniw przetwarzania się radu, powstaje on, jak wspomniano w ust. 93, przez nagromadzanie się cząstek α, pozbawionych właściwego im naboju elektrycznego. Jest to pierwszy przykład przetwarzania się jednego pierwiastka (radu, albo uranu), na odmienny, niewątpliwie trwały, mający określone miejsce w układzie pierwiastków.

Podstawowe te zdobycze nauki znajdują się dopiero w pierwszych początkach; musimy tu poprzestać na tem zaznaczeniu zawiązków nowej gałęzi wiedzy.

97. Czynniki jonizujące. Poznaliśmy w poprzedzającym wykładzie szereg czynników zdolnych zamienić gaz nieprzewodzący, rozrzedzony lub nie, na przewodnik elektryczny. Czynnikami tymi są:

1) Promienie elektryczne (katodowe i kanalikowe, promienie Lenarda, promienie α i β i t. p.).

2) Promienie nadfiołkowe.

3) Promienie Röntgena.

4) Ciepło wysokiej temperatury i działania chemiczne w gazach (płomienie).

Powietrze atmosferyczne, albo inny gaz, znajdujący się między dwiema elektrodami, połączonemi z biegunami bateryi, albo machiny elektrycznej, przewodzi prąd elektryczny, skoro poddamy go działaniu którego z tych czynników. Wystarczy np. zbliżyć do elektroskopu, naelektryzowanego i isolowanego, preparat radowy, albo oświetlić go promieniami Röntgena, żeby rozbroił się, czy to do ziemi, czy do swej osłony, przez otaczające go powietrze.

Prądy elektryczne w gazach, umożliwione działaniem zewnętrznych takich czynników, nazywają się niesamoistnymi. Od samoistnych różnią się w pierwszym rzędzie tem, że do przepędzenia ich przez gaz wystarczy najsłabsze nawet napięcie, podczas gdy pierwsze wymagają napięcia tak wysokiego, iżby ono mogło utorować prądowi drogę przez gaz, t. j. zjonizować gaz.

98. Przewodnictwo niesamoistne w gazach. Gazy wprowadzone jednym z tych sposobów w stan przewodzący, czyli, jak się mówi, gazy zjonizowane, przewodzą nieporównanie gorzej od miedzi, żelaza, roztworów solnych i t. p. Obok tej różnicy w stopniu, przewodnictwo gazów zjonizowanych różni się nadto od przewodnictwa tamtych przewodników trwałych także pod względem jakości. I tak:

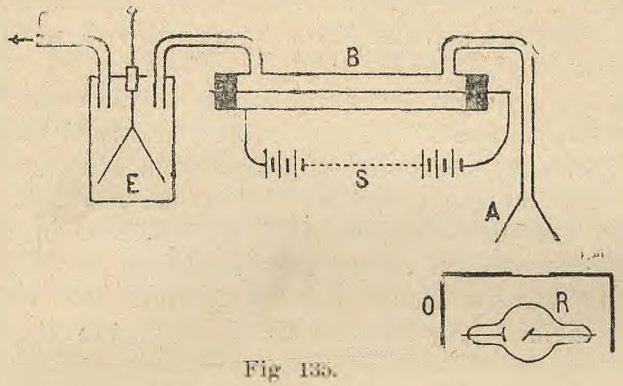


Fig. 135.

a) Przez miedź, żelazo i t. p. można przepędzać dowolnie wielkie ilości elektryczności; przewodnictwo ich zgoła przez to się nie zmieni. Natomiast przez daną masę gazu zjonizowanego i usuniętego następnie z pod wpływu czynnika jonizującego, można rozbroić tylko ograniczoną ilość elektryczności. Gazy zjonizowane, wprowadzone w pole elektryczne, przewodząc prąd, tracą tem samem zdolność przewodzenia. Dogodny przyrząd do okazania tej właściwości gazów zjonizowanych okazuje figura 135. Bańka Röntgena R osłoniona skrzynią *O* wyłożoną ołowiem, rzuca przez okienko promienie na lejek *A*, połączony szerokiemi rurami metalowemi z wnętrzem elektroskopu *E*. Pod działaniem promieni powietrze w lejku zamienia się na przewodnik elektryczny. Istotnie, jeśli przez

ssanie u rurki C wciągniemy je do wnętrza osłony elektroskopu listki poprzednio naelektryzowane, opadną natychmiast. Wszelako, jeśli po drodze do elektroskopu poddamy to powietrze przewodzące działaniu silnego pola elektrycznego (włączając między rurę B, a isolowany w jej osi drut, bateryę o napięciu paruset woltów) wtedy utraci ono przewodnictwo i nie rozbroi już listków.

b) Powyższa właściwość gazów przewodzących tłumaczy się łatwo, skoro się przyjmie, że mechanizm przewodzenia prądów w gazach zwyczajnej gęstości jest w istocie swej ten sam, jak w rozrzedzonych, t. j. że gaz zjonizowany zawiera w sobie wielką liczbę cząstek (jonów) naelektryzowanych, częścią dodatnio, częścią ujemnie. Prąd elektryczny w gazie takim polega na ruchu tych jonów pod wpływem siły elektrycznej; równa się on sumie dwu prądów: prądu jonów dodatnich, które poruszają się w kierunku pola elektrycznego, i ujemnych, poruszających się w stronę przeciwną.

Skoro liczba jonów jest ograniczona, nawet w gazie najsilniej zjonizowanym, przeto mogą one rozbroić również ograniczoną tylko ilość elektryczności. Po rozpędzeniu całego zapasu jonów ku elektrodom gaz utraci przewodnictwo, prąd ustanie, chociażby siła elektryczna działała wciąż z niezmienną mocą.

Przypuszcza się tu, że natężenie siły, jaką pole elektryczne porusza jony, nie przekracza pewnej granicy. Pod działaniem siły bardzo wielkiej jony mogłyby nabyć, wzdłuż drogi, jaką swobodnie przebiegają, wystarczającej energii kinetycznej, żeby przez uderzenie o cząsteczki obojętne gazu wytwarzać nowe jony (ust. 86). Prąd nie ustałby w tym przypadku, lecz rozbrojenie niesamoistne przemieniłoby się w samoistne. Otrzymalibyśmy wypływ, albo iskrę elektryczną.

c) Drugą cechą znamienną przewodnictwa gazów jest to, że gaz zjonizowany, usunięty z pod wpływu czynnika jonizującego traci jednak szybko zdolność przewodzenia, nawet gdy nań nie działa żadna siła elektryczna, gdy nie przewodzi wcale prądu. Gdyby np. rura metalowa, prowadząca gaz od lejka A do elektrometru (fig. 135) była zbyt długą — albo też, gdybyśmy przeciągali przez nią powietrze zbyt powolnym prądem, elektrometr nie byłby rozbrajany. Po usunięciu z pod wpływu czynnika jonizującego, przewodnictwo gazu ostoi się zaledwie przez kilka minut. Teorya jonów tłumaczy ten objaw rekombinacyą jonów, zjawiskiem odwrotnem względem jonizacyi.

Jony przeciwnych znaków, obecne w gazie, ulegając wzajemnemu przyciąganiu się, łączą się stopniowo w cząstki obojętne, i to tem prędzej, im są liczniejsze, a więc bliższe siebie.

Jest jeszcze inne działanie niszczące jony w gazach przewodzących, jest niem dyfuzya ich ku ścianom naczynia. Jony znajdujące się blizko ściany będą ku niej przyciągane siłą elektryczną, jak wszelkie inne ciało naelektryzowane, a swobodnie ruchome. Ściana chłonie tedy jony, a na ich miejsce dyfundują, wśród obojętnych cząsteczek gazu, coraz to dalsze ich zastępy. Ściana wyławia zatem jony w podobny sposób, jak np. powierzchnia ciała higroskopijnego wyławia cząsteczki pary wodnej z powietrza wilgotnego. Wpływ ten będzie tem wydatniejszy, im ciaśniejsze jest naczynie. Dlatego też elektroskop w przyrządzie fig. 135 nie wykazałby wcale jonizacyi powietrza, gdyby rura prowadząca doń od lejka *A* była bardzo wązka. Z tego samego powodu gaz zjonizowany traci przewodnictwo, skoro się go przesący przez zbitą zatyczkę z waty, albo przepuści cienkim strumieniem przez wodę i t. p.

Gaz pozostający trwale pod wpływem czynnika jonizującego, np. promieni Röntgena, zwiększa, z wyłuszczonego właśnie powodu, przewodnictwo swoje do pewnego tylko maximum, zależnego tylko od dzielności tego czynnika. Jakkolwiek bowiem ten ostatni wytwarza nieustannie świeże jony, to jednak wpływ rekombinacyi i dyfuzyi usuwa je wtedy równie szybko, jak się tworzą.

99. Liczba jonów. Mimo obecności w gazie przewodzącym licznych cząstek elektrycznych, które nazwiemy ogólnie jonami gazowymi, gaz taki nie okazuje żadnego działania elektrycznego na zewnątrz. Jonizacya polega bowiem na rozbiciu cząsteczek obojętnych; jony dodatnie są przeto w ogólności równie liczne jak ujemne i zawierają na ogół ten sam nabój elektryczny. Działaniem silnego pola elektrycznego można iednak jony przeciwnego znaku rozpędzić w przeciwne strony, a tym sposobem wykazać i zmierzyć łączny ich nabój. Tą samą drogą, jak się okaże, można też ocenić liczbę jonów.

Skoro np. do jednej z elektród *A* i *B* (fig. 136), między któremi zjonizowaliśmy powietrze, przyłożymy, natychmiast po usunięciu czynnika jonizującego, silne napięcie, dajmy nato dodatnie *S*, wtedy wszystkie jony dodatnie zostaną odepchnięte i wpędzone w drugą elektrodę, np. *B*, isolowaną i połączoną z elek-

trometrem; ujemne oddadzą jednocześnie swój nabój elektrodzie A. Po rozbrojeniu A ku ziemi, elektroda B okaże się rzeczywiście trwale naelektryzowaną do pewnego dodatniego napięcia s. Zmierzywszy to napięcie elektrometrem połączonym z elektrodą, obliczymy wielkość wpędzonego w nią naboju, według wzoru $e = cs$, w którym c oznacza łączną pojemność elektrody i elektrometru.

Niechaj N oznacza liczbę jonów dodatnich, wytworzonych w warstwie AB gazu przez czynnik jonizujący; tyleż wynosi liczba ujemnych. Niechaj ε oznacza nabój każdego pojedynczego jonu. Wtedy będzie:

$$e = N\varepsilon.$$

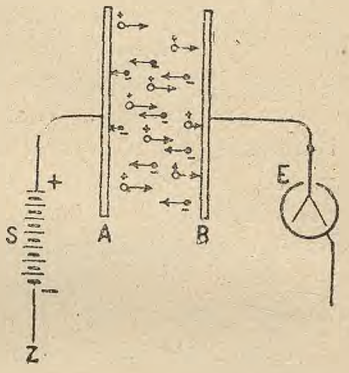


Fig. 136.

Tą drogą można zmierzyć wartość iloczynu $N\varepsilon$, a jeżeli nabój elementarny ε będzie znany ($\varepsilon = 1{,}13 \cdot 10^{-20}$ jedn. e. m., ust. 103) także liczbę N jonów.

Liczbę N odnosi się zwyczajnie do objętości 1 cm^3 gazu zjonizowanego. Nie jest ona oczywiście stałą, zależy bowiem od dzielności czynnika jonizującego, a także od rozaju i gęstości gazu.

Ażeby dać ogólnikowe wyobrażenie, jakie liczby jonów zdarzają się w różnych przypadkach, przytoczymy, że w pobliżu preparatu radowego, w promieniach β, znaleziono w pewnem doświadczeniu około 80 000 jonów + i tyleż — w centymetrze sześciennym powietrza. W silnych promieniach Röntgena było ich kilka milionów. w zorzy dodatniej w powietrzu rozrzedzonem blizko bilion.

Zwyczajne powietrze atmosferyczne okazuje również ślady przewodnictwa (z powodu emanacyi radu z ziemi, burz elektrycznych i t. p.); zawiera ono normalnie około 700 jonów w cm^3. Celem zmierzenia tak drobnej ilości jonów przepędza się większą, odmierzoną objętość powietrza między okładkami kondensatora — zwykle walcowatego — i odmierza się stratę naboju okładki isolowanej, połączonej z elektrometrem (przyrządy Gerdiena i t. p.).

100. Ruchliwość jonów gazowych. Prędkość, z jaką jony poruszają się w polu elektrycznem, wśród cząsteczek gazu

obojętnego, jest stosunkowo niewielka; nie trudno też wymierzyć ją bezpośrednio. Można np. zatamować ruch rzeszy jonów jednego znaku, ciągnących ku elektrodzie znaku przeciwnego, nie dopuścić ich do niej, poprostu przez wywołanie słabego ruchu powietrza, w kierunku przeciwnym ich ruchowi. W tym celu sporządza się elektrody A i B (fig. 136) z siatki metalowej i wytwarza sztuczny wiatr przez oczka siatki, wiejący od B do A. Przy stosownej jego prędkości elektroda B nie otrzyma żadnego naboju.

Rutherford mierzył prędkość jonów gazowych następującym sposobem. Promienie jonizujące R (fig. 137) puszczano nagle między dwie płaskie elektrody A i B, oddalone od siebie na 16 *cm*, w ten sposób, żeby tylko połowa warstwy powietrza między elektrodami ulegała jonizacyi; druga połowa, grubości 8 *cm*, była w tym celu ocieniona płytą ołowianą P. Pole elektryczne, wytworzone przez bateryę S, pędzi natychmiast jony jednego znaku ku elektrodzie B, połączonej z elektrometrem, i to przez warstwę powietrza niezjonizowanego, podczas gdy elektroda A ściąga ku sobie jony drugiego znaku. W odmierzony czas po puszczeniu promieni przerywano kluczem K połączenie elektrody B z elektrometrem i gaszono jednocześnie promienie. Okazało się, że skazówka elektrometru (uprzednio rozbrojonego) nie odchylała się wcale, dopóki czas ten nie przekroczył pewnego minimum, zależnego od natężenia pola między elektrodami. Jest to widocznie czas, jakiego potrzebują jony jednoimienne z elektrodą A, wypędzone z warstwy zjonizowanej, żeby przeniknąć przez 8 *cm* powietrza, oddzielającego tę warstwę od elektrody B.

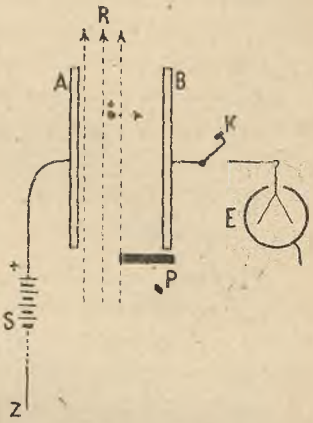


Fig. 137.

W pewnem doświadczeniu np. wspomniane minimum czasu wynosiło 0,36 *sek*. Prędkość jonów wynosiła więc:

$$u = \frac{8}{0{,}36} = 22{,}2 \ cm/sek.$$

W doświadczeniu tem przyłożoną była do elektrody A baterya o napięciu 220 woltów; natężenie pola poruszającego jony wynosiło zatem $E = \frac{220}{16} = 13{,}7 \ volt/cm$. W założeniu, że prąd-

kość u jest proporcyonalna do natężenia E pola, wypada stąd, że w polu jednostkowem o natężeniu 1 *wolt/cm*, prędkość jonów byłaby wynosiła $\frac{22,2}{13,7} = 1,6 \frac{cm/sek}{wolt/cm} = U$.

Prędkość jonów obliczona dla pola jednostkowego, którą dla jonów dodatnich oznaczać będziemy przez U, dla ujemnych przez V, nazywa się ruchliwością jonów odpowiedniego znaku, w danym gazie.

Doświadczenia podobne do powyższego, wykazały istotnie, że:

1) Prędkość ruchu jonów gazowych, w gazach o zwyczajnej gęstości, w polu elektrycznem, jest proporcyonalna do natężenia pola w tem miejscu, które jon w uważanej chwili zajmuje. Zależy zresztą od rodzaju gazu.

2) Ruchliwość jonów ujemnych jest w ogóle większa od ruchliwości dodatnich.

Rodzaj czynnika jonizującego nie ma, jak się zdaje, znaczniejszego wpływu na ruchliwość, a zatem i na naturę jonów, o ile jony są swoiste, t. j. wytworzone przez rozbicie cząsteczek uważanego gazu, a nie wprowadzone do gazu z zewnątrz.

Większa ruchliwość jonów ujemnych pod wpływem pola elektrycznego zaznacza się również w dyfuzyi swobodnej, którą jony ujemne odbywają istotnie żywiej od dodatnich. Stąd pochodzi, że gaz zjonizowany, przepędzany dość szybko przez isolowaną metalową rurę, zostawia w niej cokolwiek elektryczności ujemnej.

TABLICA

ruchliwości jonów gazowych w *cm/sek* na *wolt/cm* w gazach o gęstości zwyczajnej.

	Dodatnie	Ujemne
	U	V
Powietrze suche	1,36	1,87
Powietrze wilgotne	1,37	1,51
Wodór	6,70	7,95
Tlen	1,36	1,80
Bezw. węglowy.	0,76	0,81

Wyniki te wskazują wyraźnie, że w gazach gęstych sposób poruszania się jonów, zarówno jak ich rodzaj, są odmienne, niż w rozrzedzonych. W tych ostatnich każdy jon, czy to będzie ujemny elektron, czy dodatni jon atomowy (np. cząsteczka α), leci na daleką metę, rozpędza się w polu elektrycznem ruchem przyśpieszonym i może przytem nabyć prędkości dosięgającej dziesiątek tysięcy kilometrów w sekundzie. Prędkość jego zależy nie tyle od natężenia pola panującego w danem miejscu, ile raczej od różnicy potencyałów na końcach drogi przebytej swobodnie. Prędkość jonów gazowych natomiast, w gazach gęstszych, zależy w każdej chwili od natężenia pola w tem miejscu, które jon w tej chwili zajmuje. Mierzy się zaledwie na centymetry w sekundzie, nawet w polach stosunkowo silnych. Dwie składają się przyczyny na tę różnicę; naprzód, krótka droga swobodna wśród gęstwiny cząsteczek w gazach nierozrzedzonych, niedopuszczająca silnego rozpędzania się jonów, powtóre, znacznie większe rozmiary jonów gazowych, w porównaniu z elektronem lub jonem atomowym. Te ostatnie są tak drobne, że mogą lecieć daleko, nawet w powietrzu zwyczajnem, jak się to dzieje w promieniach Lenarda, albo w promieniach α lub β. Jony gazowe znowuż są o wiele grubsze. Wprawdzie i w gęstym gazie atom ulegający jonizacyi wyrzuca z siebie drobny elektron. Ten ulega jednak natychmiast pochłonięciu, t. j. przyłącza do siebie, wskutek przyciągania elektrycznego, jedną albo i więcej cząsteczek obojętnych gazu. To samo dzieje się z pozostałą po jonizacyi dodatnią resztą atomu. Jony gazowe należy przeto wyobrażać tobie jako agregaty cząsteczek obojętnych, zgrupowane około elektronu, albo około dodatniego jonu atomowego. Z tego zapatrywania się wynika, że nabój elektryczny jonu gazowego, zarówno dodatniego, jak ujemnego, jest równy liczebnie elementarnemu nabojowi ε elektronu, jaki występuje np. w promieniach katodowych.

Pogląd ten tłumaczy, dlaczego prędkość jonów u, albo v, w gazach gęstych, jest proporcyonalna do natężenia E pola elektrycznego. Pole wywiera bowiem na elektryczne jądro jonu, a przez jego pośrednictwo na jon cały, siłę mechaniczną εE. Ruch, który wynika z działania tej siły jest wprawdzie ciągle przerywany spotkaniami z obojętnemi cząsteczkami gazu; co chwila jednak zaczyna się na nowo, w tym samym kierunku. Jon bierze tedy udział w powszechnym cieplnym ruchu cząsteczek gazu. Sile elektrycznej podlega jednak tylko on sam. Wy-

nika stąd na ogół ciągłe przedzieranie się jonu naprzód, w kierunku pola elektrycznego. Ruch ten, w którym nie dostrzegamy drobnych zboczeń, a tylko wynik ogólny, przedstawia się nam jako jednostajny. Skutek dostrzegalny jest taki, jak gdyby jon poruszający się doznawał tarcia wśród cząsteczek gazu, które to tarcie równoważy się wciąż z siłą pociągową εE. Podobnież każde ciało, dostatecznie lekkie, spada w powietrzu, mimo działania ciężkości, ruchem jednostajnym. W pierwszej chwili tylko prędkość jego narasta, dopóki nie wytworzy się opór tarcia, równoważny ciężarowi.

Jony poruszające się w gazie, hamowane tarciem o gaz, starają się nawzajem pociągnąć gaz za sobą. Stąd siła mechaniczna porywająca gaz, ilekroć w nim poruszają się jony jednego tylko znaku (wiatr elektryczny, ust. 79).

Im rzadszy jest gaz, tem dłuższe drogi mogą przebywać jony między dwoma spotkaniami, tem więcej się rozpędzają. Doświadczenie stwierdza też, że

3) Ruchliwości jonów zmieniają się odwrotnie proporcyonalnie, jak gęstość gazu. Jednakże pod ciśnieniami mniejszemi od pół atmosfery prawo to przestaje już stosować się, ruchliwości rosną w stopniu znacznie wyższym. To wskazuje, że w miarę rozrzedzania gazu agregaty cząsteczek, skupione około elektrycznego jądra, zaczynają się rozpadać, jony przekształcają się stopniowo w tę formę, jaka jest im właściwa w gazach rozrzedzonych, t. j. w elektrony i jony atomowe.

W gazach wilgotnych jony bywają mniej ruchliwe, niż w suchych; widocznie są obciążone cząsteczkami pary. Powietrze atmosferyczne zawiera też, obok normalnych, także jony tak ciężkie, że można je uważać niemal za drobniutkie kropelki wody, albo okruszyny pyłu, do których przywarły naboje elektryczne.

101. Przewodnictwo właściwe. Prąd nasycony. Przypuszczam, że między dwiema płaskiemi, równoległemi do siebie elektrodami A i B (fig. 138) znajduje się gaz zjonizowany równomiernie, pozostający trwale pod działaniem czynnika jonizującego, np. promieni Röntgena, albo Becquerela. Przyłóżmy do elektród jakiekolwiek stałe napięcie s woltów. Otrzymamy wtedy w gazie również stały prąd elektryczny, i amperów, którego

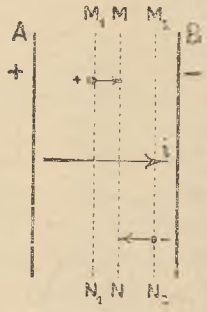


Fig. 138.

natężenie, zawsze bardzo małe, można zmierzyć elektrometrem, jak opsano w ust. 91 (fig. 126).

Przez każdy przekrój gazu, taki jak MN, równoległy do elektród, płynie wtedy ustawicznie ten sam prąd i, polegający na ruchu jonów, zarówno dodatnich, jak ujemnych. Te ostatnie płyną naprzeciw prądu. Jeżeli w najbliższem otoczeniu przekroju MN natężenie elektryczne jest E, a jony dodatnie mają tam prędkość $u = UE$, ujemne $v = VE$ (ust. 100), wtedy w przeciągu bardzo krótkiego czasu τ przejdzie przez płaszczyznę MN, ku elektrodzie ujemnej, tyle jonów dodatnich, ile się ich mieści w warstwie MM_1N_1N, mającej przekrój $= a$, tak duży, jak elektrody, grubość równą $u\tau$, przeto objętość $au\tau$, czyli $aUE\tau$. Jeżeli tedy w otoczeniu przekroju MN, na jeden centymetr sześcienny, przypada N_1 dodatnich, N_2 ujemnych jonów, wtedy w czasie τ przejdzie przez MN liczba $N_1 . aUE\tau$ dodatnich, w kierunku prądu, i jednocześnie, w przeciwnym kierunku, liczba $N_2 . aVE\tau$ jonów ujemnych. Oznaczywszy nabój elementarny każdego jonu dodatniego przez $+\varepsilon$, zatem ujemnego przez $-\varepsilon$, dostrzeżemy natychmiast, że przepływ elektryczności przez przekrój MN, obliczony na jednostkę czasu, uczyni $N_1\varepsilon aUE$ jednostek dodatnich w kierunku ku elektrodzie ujemnej B, i jednocześie $N_2\varepsilon aVE$ jednostek ujemnych ku dodatniej A. Zważywszy, że przepływ ujemny w kierunku wstecznym przyczynia się tyleż właśnie do prądu, co takiż sam przepływ dodatni, w kierunku prądu (ust. 25, 26) znajdziemy następujące wyrażenie ogólne na natężenie prądu całkowitego:

(1) . . . . . $i = aE\varepsilon (N_1U + N_2V)$.

Libzba $\varepsilon(N_1U + N_2V)$, którą trzeba pomnożyć przez przekrój a i pole E, żeby otrzymać natężenie prądu, nazywa się przewodnictwem elektrycznem gazu w warstwie MN. Nie jest ona bynajmniej stała, gdyż zależy od liczb obecnych tam jonów.

Należy teraz odróżnić dwa przypadki:

1) Niechaj napięcie s na elektrodach będzie bardzo małe. Prąd zabiera wtedy z gazu tak nieznaczną liczbę jonów, iż można przyjąć, że jonizacya jest wszędzie taką, jakąby była bez prądu. Wtedy będzie też $N_1 = N_2 = N$, w czem N oznacza liczbę dodatnich i ujemnych jonów, jaka ustali się w każdej jednostce objętości gazu, pod łącznym wpływem joni-

zacyi cząsteczek i rekombinacyi jonów. Natężenie E pola między elektrodami będzie w tym przypadku wszędzie jednakie, mieć będzie, bardzo przybliżenie, wartość $E = \frac{s}{l}$ — jak gdyby między okładkami kondensatora, oddalonemi od siebie o l. Wzór (1) daje wtedy:

$$i = \frac{a \varepsilon s N}{l} (U + V).$$

Natężenie prądu, pod napięciem bardzo słabem, będzie, jak widać, proporcyonalne do różnicy potencyałów obu elektród i do sumy ruchliwości jonów obydwu znaków, właściwych danemu gazowi.

2) W miarę powiększania napięcia na elektrodach ruch jonów stawać się będzie coraz szybszy; prąd wzmaga się z początku proporcyonalnie do napięcia, następnie jednak powiększa się coraz wolniej i wolniej, a w końcu dochodzi do pewnego maximum, którego nie przekroczy już nawet pod napięciem bardzo znacznem. Fig. 139 wyobraża graficznie tę zależność prądu i od napięcia s. Powiadamy, że prąd stał się wtedy „nasyconym".

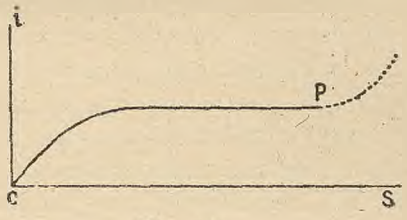


Fig. 139.

Nie trudno okazać, że nie może być inaczej. Czynnik jonizujący wytwarza przecież, w każdej sekundzie, i w każdym centymetrze sześciennym gazu, ograniczoną liczbę jonów, dajmy nato q dodatnich i tyleż ujemnych; ogółem tedy, w całej objętości al gazu, liczbę qal jonów każdego znaku. Dopóki niema prądu równoważna liczba jonów znika jednocześnie przez rekombinacyę. Po założeniu napięcia elektrycznego jednak, jony rodzące się zostają natychmiast wprowadzone w ruch, ku elektrodom. Oczywistem jest, że jonow tych nie może odpływać ku elektrodom więcej, aniżeli jednocześnie się tworzy, jakkolwiek silnem byłoby pole elektryczne. W prądzie nasyconym odpływa ich właśnie tyleż, gdyż zmiatanie ich przez pole elektryczne odbywa się wtedy tak żywo, iż stratę wynikłą z rekombinacyi można pominąć.

Na samej elektrodzie ujemnej cały prąd jest unoszony tylko przez lecące ku niej jony dodatnie, w liczbie qal na sekundę.

Ujemnych niema tam wcale, gdyż katoda metalowa nie wydaje ich z siebie. Taka sama liczba jonów ujemnych pada jednocześnie na anodę, i na tych jonach znowuż polega tam wyłącznie przewodzenie prądu. Na sekundę przechodzi zatem przez obie elektrody ilość elektryczności:

(3) . . . . . $i = q\,a\,l\,\varepsilon$

jakkolwiek wysokie byłoby napięcie na elektrodach. Natężenie prądu nasyconego jest zatem proporcyonalne do odległości l elektród i do dzielności czynnika jonizującego, której wyrazem jest liczba q. Na tej ostatniej zależności oparte było właśnie zastosowanie prądu nasyconego do porównywania dzielności promieniotwórczych różnych ciał (ust. 91).

Przewodzenie prędu w gazach różni się, jak widzimy, zasadniczo od przewodzenia w metalach. W tych ostatnich prąd rośnie wciąż z napięciem (rozdz. nast.), a słabnie, gdy długość przewodnika się powiększa

Dodamy jeszcze, że i nasycony prąd zaczyna w końcu wzrastać (kreskowana część linii na fig. 139), skoro zwiększymy natężenie E pola do tego stopnia, iż rozbrojenie niesamoistne zaczyna już przemieniać się w samoistne (w powietrzu zwyczajnem nastąpi to wtedy, gdy natężenie pola dojdzie mniej więcej do 30000 woltów na centymetrze, tabl. w ust. 78).

102. Jony gazowe, jako zarodki skroplenia pary. Powietrze nasycone parą wodną, poddane rozprężeniu adiabatycznemu, a wskutek tego oziębione, wydziela z siebie wodę w postaci nader drobnych kropelek, a więc w postaci mgły unoszącej się w całej jego masie. Niewielkie rozprężenie wystarcza już do wywołania gęstego zamglenia, pod warunkiem jednak, żeby skraplająca się para miała na czem osiadać; konieczną jest w tym celu obecność drobnych okruszyn kurzu, pyłu, zarodków roślinnych i t. p., jakie istotnie znajdują się w wielkiej obfitości, nawet w powietrzu pozornie czystem (tom II, ust. 51, *d*). Natomiast w powietrzu oczyszczonem od pyłu, np. przesączonem przez zbitą watę, skroplenie pojawia się wprawdzie, ale dopiero pod rozprężeniem wydatnem. Wilson okazał, że potrzebne jest w tym celu adiabatyczne zwiększenie objętości co najmniej w stosunku 1 : 1,25; i wtedy powstają zaledwie nieliczne kropelki. Dopiero

rozprężenie w stosunku 1 : 1,38 daje gęstą mgłę nawet w powietrzu czystem.

W roku 1897 uczony ten uczynił ważne odkrycie, że funkcyę ziarenek pyłu mogą też spełniać jony gazowe. Można to okazać następującym przyrządem (fig. 140). W szklanem naczyniu *M*, zawierającem u spodu cokolwiek wody *W*, umieszczone są duże, płaskie, isolowane elektrody *A* i *B*. Nad wodą i między elektrodami znajduje się powietrze oczyszczone od pyłu, nasycone wilgocią. Do nagłego rozprzężania tego powietrza służy szersza rura *N*, połączona z naczyniem *M*. W niej porusza się bardzo lekki tłoczek *P*, sporządzony z kawałka zasklepionej u góry rury szklanej, uszczelnionej u spodu wodą *W*. Przez nagłe wyssanie powietrza z pod tego tłoczka (co się uskutecznia przez połączenie rurki *T* z obszernym zbiornikiem wypróżnionym z powietrza) można rzucić go nagle w dół, a tem samem rozprężyć wilgotne powietrze znajdujące się w *M* bardzo szybko, w stosunku znanym. Powietrze to można jonizować wązką wiązką *R* promieni Röntgena, albo Becquerela, wprowadzoną z boku przez okienko *O*, zamknięte cienką blaszką glinową. Doświadczenie okazało, że w powietrzu zjonizowanem w ten sposób rozprężenie w stosunku 1 : 1,25 wywołuje już nie pojedyncze kropelki, jak w powietrzu niezjonizowanem, ale gęstą mgłę.

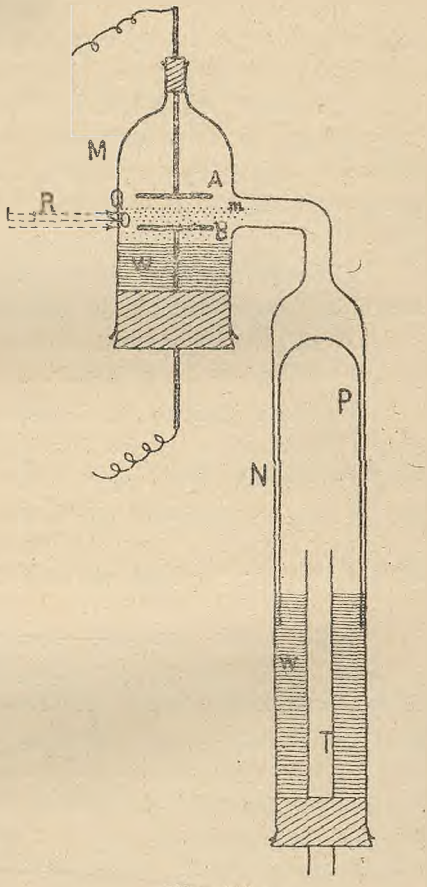


Fig. 140.

Łatwo jest sprawdzić, że to ułatwienie skroplenia pochodzi istotnie od jonów gazowych, wytworzonych działaniem promieni. Jeśli bowiem włączymy między elektrody *A* i *B* silne napięcie

elektryczne, wystarczające do spędzenia jonów ku elektrodom, (jak na fig. 136), wtedy skutku żadnego nie będzie, pomimo działania promieni.

Jest rzeczą pewną, że wspomniana właściwość jonów zależy od ich elektrycznego naboju. Można to uzasadnić na podstawie termodynamiki. W tomie drugim (zadania 92—94) okazaliśmy, że na silnie wypukłej powierzchni wody, np. na powierzchni małej kropelki, para skrapla się trudniej, t. j. pod większem ciśnieniem, aniżeli na płaskiej. Kropelka taka, umieszczona w atmosferze pary nasyconej, musiałaby zniknąć, odparowałaby; stąd trudność wywołania mglistego skroplenia pary, bez pomocy zarodków. Przeciwny wpływ wywiera naelektryzowanie. Na powierzchni wody naelektryzowanej para skrapla się znowu łatwiej (tom III, zadanie 40), aniżeli na nielektrycznej. Widać tedy, że obecność naboju elektrycznego w jonie czyni go sposobniejszym do zagęszczania na sobie pary. Dzięki temu nabojowi zrównoważy on wpływ zakrzywienia powierzchni osadzających się kropelek i może wskutek tego zastąpić ziarenko pyłu.

Jony ujemne działają w tej mierze skuteczniej, t. j. wywołują mgłę już przy mniejszem rozprężeniu, aniżeli dodatnie. Można to okazać tym samym przyrządem Wilsona (fig. 140). Wiązka promieni R jonizuje cienką warstwę powietrza, tuż przy dolnej elektrodzie B. Założywszy między A i B bardzo słabe napięcie (1 albo 2 ogniwa) można w zawarty między niemi gaz wpędzić według wyboru, albo dodatnie, albo ujemne tylko jony. Otóż rozprężenie minimalne w stosunku 1 : 1,25 wywoływało mgłę tylko na jonach ujemnych. Dopiero od rozprężenia w stosunku 1 : 1,31 począwszy, mgła tworzy się równie łatwo na ujemnych, jak na dodatnich.

103. J. J. Thomsona pomiar naboju elementarnego jonów. Odkrycie skraplającej zdolności jonów gazowych dało podstawę do jednego z najważniejszych pomiarów spółczesnej nauki o elektryczności, umożliwiło Thomsonowi (w r. 1898) wymierzenie naboju ε elektryczności, najmniejszej, niepodzielnej już ilości, w jakiej elektryczność występuje we wszelkich zjawiskach.

Wytworzywszy w przyrządzie Wilsona (fig. 140) mgłę w powietrzu wilgotnem, zjonizowanem, za pomocą rozprężenia nieprzekraczającego granicy 1 : 1,31 (ust. poprz.) możemy mieć pewność, że tylko ujemne jony zostały oblane kropelkami wody. Utworzona w ten sposób mgła opada w naczyniu M zwolna,

własnym ciężarem, a powolny ruch płaskiej jej powierzchni górnej *mm* (fig. 140) może być dokładnie wymierzony. Prędkość v tego ruchu jest to prędkość opadających kropelek wody, z których każda zawiera w sobie, jako jądro elektryczne, nabój elementarny $-\varepsilon$. Jak każde ciało lekkie, kropelki te opadają w powietrzu ruchem jednostajnym nabywają bowiem prędkości v takiej, iż własny ich ciężar jest zrównoważony oporem powietrza.

Opór ten, jak wspomniano w tomie I-ym (ust. 170), wynosi $6\pi\mu rv$, w czem r oznacza promień spadającej kuleczki, μ spółczynnik lepkości powietrza ($\mu = 0{,}000178$ *c. g. s.* w temperaturze zwyczajnej). Zważywszy, że ciężar kuleczki wynosi $\frac{4}{3}\pi r^3 dg$ (d oznacza gęstość; w wodzie $d = 1$ *c. g. s.*) otrzymamy równanie $6\pi\mu rv = \frac{4}{3}\pi r^3 dg$, z którego wynika wzór:

$$r = \sqrt{\frac{9\mu v}{2dg}}$$

dozwalający obliczyć promień każdej kuleczki, skoro się zmierzyło ich prędkość opadania v.

Załóżmy teraz między elektrody A i B bateryę galwaniczną, w taki sposób, żeby wytworzone przez nią pole elektryczne E było skierowane pionowo na dół. Na każdy jon ujemny, a przez jego pośrednictwo na każdą kropelkę, działać będzie teraz, obok ciężkości, siła elektryczna εE, skierowana pionowo do góry. Można dobrać natężenie pola E w ten sposób, żeby siła εE zrównoważyła właśnie ciężkość. Mgła przestanie wtedy opadać, kropelki zawisną nieruchomo w powietrzu. Pole E oblicza się w wiadomy sposób z różnicy potencyałów elektród i ich odstępu. Znając E otrzymamy drugie równanie;

$$\varepsilon E = \tfrac{4}{3}\pi r^3 dg,$$

z którego można już obliczyć ε, gdyż r jest znane z pomiaru poprzedzającego. Istotnie, rugując r z ostatniego równania, za pomocą przedostatniego, znajdziemy:

$$\varepsilon = \frac{9\pi\sqrt{2}}{E}\sqrt{\frac{\mu^3 v^3}{dg}}.$$

Tu już ε jest wyrażone tylko przez wielkości znane z doświadczenia.

Najlepsze pomiary, wykonane tym sposobem, dały na stałą ε, jedną z najważniejszych pomiędzy stałemi fizycznemi, wartość następującą *):

$$\varepsilon = 3{,}4 \cdot 10^{-10} \text{ jedn. elektrostat.}$$
$$= 1{,}13 \cdot 10^{-20} \text{ jedn. elektromagn.}$$
$$= 1{,}13 \cdot 10^{-19} \text{ kulombów.}$$

Wartość otrzymywana na ε, w doświadczeniach wielokrotnie powtarzanych i odmienianych, okazała się niezależną zarówno od stopnia jonizacyi, t. j. od liczby jonów w gazie, jak od rodzaju, temperatury i t. p. gazu zjonizowanego. Tak też być powinno, jeśli istotnie, jak to już wyżej (ust. 100) założyliśmy, nabój elektryczny jonów nie jest czem innem, jak nabojem elementarnym ε, tym samym, który występuje także na elektronach i, ze znakiem dodatnim, na jonach atomowych, na cząstkach α i t. p.

Nie zdołano wprawdzie zmierzyć dotychczas naboju samego elektronu, w sposób podobnie bezpośredni, jak to Thomson uczynił dla jonów gazowych. Jednakowoż całokształt poglądów teoretycznych, jakie utworzyliśmy sobie o procesie jonizacyi, prowadzi do wniosku, że znaleziony wyżej nabój elementarny $\varepsilon = 1{,}13 \cdot 10^{-20}$ jedn. e. m. przedstawia istotnie atom elektryczności, t. j. najmniejszą, niepodzielną już jej ilość. W żadnem ze znanych nam zjawisk elektryczność nie występuje w ilości mniejszej od tego naboju elementarnego. Wszelki nabój elektryczny jest zawsze nagromadzeniem całkowitej wielokrotności takich nabojów elementarnych, czyli atomów elektrycznych. Oswobodzony od materyi zwyczajnej nabój taki stanowi elektron. Jest on wtedy zawsze ujemny. Dodatni natomiast nabój elementarny występuje tylko pod postacią atomów materyalnych, które przez proces jonizacyi utraciły po jednym elektronie.

Za słusznością wyłożonej tu teoryi atomowej elektryczności i niezmienności atomu elektrycznego, przemawiają także inne zjawiska elektryczne, a przedewszystkiem zjawiska elektrochemiczne, o czem więcej w rozdz. V (ust. 140).

---

*) Liczba ta nie jest jeszcze ustalona z wystarczającą pewnością. Rzeczywista wartość naboju elementarnego jest prawdopodobnie nieco większa od podanej w tekście, mianowicie około $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ jedn. e. s.

Znajomość liczby ε daje zarazem klucz do określenia innych wielkości molekularnych. Okażemy w wykładzie elektrochemii, że jony atomowe wodoru, ważące łącznie 1 gram, związane są z ogólnym nabojem elektrycznym = 95770 kulombów. Jeśli tedy N oznacza liczbę atomów w jednym gramie wodoru, wtedy powinno być:

$$95770 = N\varepsilon = N \,.\, 1{,}13 \,.\, 10^{-19},$$

skąd wynika:

$$N = 8{,}4 \,.\, 10^{23},$$

a dalej ciężar jednego atomu wodoru:

$$\frac{1}{N} = 1{,}2 \,.\, 10^{24}\ gr.$$

Wartości te są zgodne zgodne z temi, do których dochodzi teorya kinetyczna gazów na drodze zgoła odmiennej (tom II, ust. 107).

104. Zastosowania w teoryi zjawisk elektrycznych w atmosferze. Najpotężniejsze zjawiska elektryczne w atmosferze ziemskiej, piorun i burza elektryczna, są niewątpliwie mniej ważne, ze względu na wyjaśnienie zawiłych stosunków elektryczności atmosferycznej, aniżeli jej objawy spokojne, stosunkowo słabe, ale codzienne. Atmosfera jest wszędzie i zawsze siedliskiem pola elektrycznego, którego kierunek i natężenie wskazują, że powierzchnia ziemi jest z reguły naelektryzowana ujemnie, podczas gdy w górnych warstwach powietrza, aż do granicy mgieł i chmur, spotyka się stale naboje elektryczne dodatnie. Pole to skierowane jest zatem pionowo na dół, jego natężenie liczy się na setki woltów na metrze (ust. 64).

Atmosfera jest nadto stale zjonizowaną, w stopniu wyższym lub niższym; powietrze jest słabym przewodnikiem elektryczności. Normalnie zawiera ono około 700 jonów każdego znaku w centymetrze sześciennym (ust. 99). Wbrew dawniejszemu mniemaniu powietrze suche i przejrzyste przewodzi lepiej od wilgotnego, mglistego lub zapylonego. Jony przywierają widocznie do kropelek mgły lub okruszyn pyłu, przez co stają się nieruchawe, przewodzą gorzej. W górnych, suchych i przejrzystych warstwach przewodnictwo bywa znacznie większe niż na dole; i jonów jest tam więcej i ruchliwość ich, jako w rzadszem powietrzu, jest większa.

Różne czynniki składają się na to przewodnictwo powietrza. W pobliżu ziemi najważniejszym jest, bezwątpienia, wpływ ciał promieniotwórczych, które są wszędzie w ziemi rozsiane, aczkolwiek w niezmiernem rozcieńczeniu (ust. 96). Istotnie też, najsilniej zjoni-

zowanem bywa powietrze wyssane z ziemi, także powietrze w piwnicach, jaskiniach i t. p. Emanacya radu jest wszędzie w powietrzu obecna; świadczy o tem osad promieniotwórczy osiadający na przewodnikach isolowanych, naelektryzowanych ujemnie, wystawionych na otwartem polu (ust. 96). Dla górnych znowu warstw atmosfery głównem źródłem jonizacyi będzie zapewne nadfiołkowe promieniowanie słońca, które do dolnych już nie przenika, gdyż jest silnie przez powietrze pochłaniane.

Przewodnictwo atmosfery sprawia, że pod wpływem istniejącego w niej pola elektrycznego płynąć musi ustawicznie prąd jonów dodatnich na dół, ku ziemi, ujemnych do góry. Stosownie do tego kierunku prąd ten dąży ustawicznie do zobojętnienia ujemnego naboju powierzchni ziemi i dodatniego warstw górnych. Skoro mimo to pole elektryczne ziemi wciąż się utrzymuje i odnawia, przeto musi istnieć jakieś działanie sprowadzające naboje ujemne z powrotem na ziemię. Wielkie jest podobieństwo, że czynią to opady atmosferyczne. Skoro mianowicie przez rozprężenie powietrza unoszącego się do góry, lub inaczej, nastąpi wydzielenie mgły (chmury) z powietrza wilgotnego i zjonizowanego, jony ujemne, jak wiemy (ust. 102), powlekają się pierwsze kroplami wody. Spadając, kropelki te unoszą nabój ujemny na dół, podczas gdy dodatni pozostaje w górze. Deszcz bywa też zwykle elektryczny i to częściej ujemnie, niż dodatnio. To samo rozdzielanie nabojów może spowodować niekiedy powstawanie wysokich napięć, jakie zdarzają się podczas burz elektrycznych.

Do zjawisk elektrycznych w atmosferze wypada zaliczyć niewątpliwie także zorzę biegunową. Jest to zjawisko świetlne, bądź to rozlane, bądź promieniste, pojawiające się wyłącznie niemal na niebie stref podbiegunowych. Widmem swojem przypomina ono świecenie się gazów rozrzedzonych, pod wpływem rozbrojenia elektrycznego w bańkach Plückera, Crooksa i t. p. Z elektrycznością atmosferyczną i jej zmianami, które opisywaliśmy przed chwilą, zorze biegunowe nie mają jednak żadnej łączności. Okazują natomiast szczególną zależność od stanu słońca. Występują najliczniej wtedy, gdy działalność słońca, zdradzająca się liczbą plam słonecznych, wielkością i siłą wybuchów (protuberancyi) na jego powierzchni, jest najżywsza. Powtarza się to prawidłowo w okresie jedenastoletnim. Istotnie też, z zasadniczych właściwości zorzy można zdać sprawę, skoro się przyjmie, że słońce wysyła promienie katodowe, pod wpływem których następuje jonizacya i świecenie się górnych warstw atmosfery ziemskiej. Należy przytem uwzględnić, że na bieg tych

promieni, w pobliżu ziemi, mieć będzie wpływ także pole magnetyczne ziemskie. Wpływowi temu należy przypisać wyłączne niemal pojawianie się zorzy w okolicach sąsiadujących z biegunami magnetycznemi ziemi.

Zadania.

54) Ile energii elektrycznej rozbraja się z butelki lejdejskiej, o pojemności 3000 *cm*, gdy rozbrojenie następuje przy zbliżeniu rozbrajacza na 8 *mm* do elektrody?

Odp. Napięcie (w przybl.) = 80 jedn. el. st., zatem energia $= \frac{1}{2} \cdot 3000\ (80)^2 = 96 \cdot 10^5$ ergów.

55) Promień katodowy wpada w pole elektryczne między dwiema pionowemi okładkami kondensatora (fig. 115); jego kierunek pierwotny jest prostopadły do kierunku pola. Odległość okładek = 5 *mm*, ich długość = 10 *cm*; różnica potencyałów = 100 woltów. Obliczyć zboczenie θ tego promienia od pierwotnego kierunku, wiedząc, że prędkość jego wynosi 70000 *km/sek*.

Odp. $\theta = \frac{100 \cdot 10^8 \cdot 1{,}76 \cdot 10^7 \cdot 10}{0{,}5 \cdot 49 \cdot 10^{18}} = 0{,}072 = 4^0$.

56) Ten sam promień wpada prostopadle w pole magnetyczne jednostajne, o natężeniu 5 jednostek bezwzględnych. Przebiega w niem drogę o długości 25 *cm*. O ile zboczy?

Odp. Promień toru $r = \frac{7 \cdot 10^9}{1{,}76 \cdot 10^7 \cdot 5} = 79{,}6$ *cm*; długość łuku = 25 *cm*, zatem $\theta = 18^0$.

57) Prąd elektryczny, przewodzony przez wiązkę takich promieni, wynosił 0,005 milliampera. Obliczyć: 1) liczbę N elektronów przelatających w tej wiązce w czasie 1 *sek*, 2) ilość ciepła Q, która wywiązuje się w tymże czasie, wskutek pochłonięcia promieni przez antikatodę.

Odp. $N = \frac{0{,}0000005}{1{,}13 \cdot 10^{-20}} = 44$ biliony,

$$Q = \tfrac{1}{2} \frac{5 \cdot 10^{-7} \cdot 49 \cdot 10^{18}}{1{,}76 \cdot 10^7 \cdot 41{,}87 \cdot 10^6} = 0{,}0164\ grst.$$

58) Ile musiała wynosić różnica s potencyałów pomiędzy katodą K, a przedziurawioną anodą A (fig. 115) bańki katodowej, w której powstały powyższe promienie katodowe?

Odp. $s = \frac{mv^2}{2\varepsilon} = \frac{49 \cdot 10^{18}}{2 \cdot 1{,}76 \cdot 10^7} = 13{,}9 \cdot 10^{11}$ j. e. m. = 13900 wolt.

59) Jakiej prędkości nabyłby w tejże bańce dodatni jon atomowy wodoru, jako promień kanalikowy? (masa atomu wodoru, według teoryi kinetycznej gazów $= 1{,}21 \cdot 10^{-24}$ *gr*).

Odp. $\frac{1}{2} \cdot 1{,}21 \cdot 10^{-24} \cdot v^2 = 1{,}13 \cdot 10^{-20} \cdot 13{,}9 \cdot 10^{11}$; $v = 1611$ *km/sek*.

60) Jakiego zboczenia doznałby ten jon wodorowy w polu elektrycznem i w polu magnetycznem zadań 55 i 56?

Odp. W elektrycznem 4^0, w magnetycznem $0^0{,}415$.

61) Jaka jest pozorna długość fali (λ') linii niebiesko-zielonej wodoru ($\lambda = 0{,}48614\ \mu$) w świetle promieni kanalikowych, biegnących ku widzowi z prędkością 10^7 *cm/sek*?

Odp. $\lambda' = 0{,}48598\ \mu$.

62) Elektron w próżni wpada w jednostajne pole magnetyczne, o natężeniu H, w taki sposób, że początkowa jego prędkość v zawiera kąt ostry α z kierunkiem linii magnetycznych. Jaki będzie kształt jego toru w polu?

Odp. Siła magnetoelektryczna F (ust. 33) działa zawsze prostopadle do kierunku pola i do kierunku prędkości. Wskutek tego wielkość tej ostatniej pozostanie niezmiennie $= v$. Stałą również będzie składowa $v \cos \alpha$ prędkości, równoległa do pola, gdyż w tym kierunku nie działa na elektron poruszający się żadna siła. Stałą przeto (co do wielkości) będzie także składowa $v \sin \alpha$ prostopadła do pola, t. j. prędkość ruchu zawierać będzie wciąż ten sam kąt α z kierunkiem linii magnetycznych. Ta ostatnia składowa $v \sin \alpha$ wywoła siłę magnetoelektryczną $H \varepsilon v \sin \alpha$, której czyni równowagę siła odśrodkowa $\frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{r}$. Tor będzie więc linią śrubową, wykreśloną na walcu o promieniu $r = \frac{mv \sin \alpha}{\varepsilon H}$; krok śruby $= \frac{2\pi mv \cos \alpha}{\varepsilon H}$.

63) Obliczyć tor elektronu rzuconego w próżni w jednostajne pole magnetyczne o natężeniu $H = 0{,}3$, z prędkością 30 000 *km/sek*, pod kątem 30^0 względem linii magnetycznych.

Odp. Promień śruby $= 2{,}8$ *m*, krok $= 30{,}9$ *m*.

64) Wiązka promieni katodowych, poruszająca się z prędkością $v = 2 \cdot 10^9$ *cm/sek*, przenika, w próżni, prostopadle przez obie okładki kondensatora płaskiego, przez dwa małe, wywiercone w nich w tym celu otworki. Jaką prędkość v_1 mieć będzie ta wiązka po przejściu przez pole kondensatora, jeśli pierwsza napotkana przez nią okładka znajduje się na potencyale $s = 1000$ woltów, druga na potencyale $s_1 = 1500$ woltów?

Odp. $\frac{1}{2} m (v_1^2 - v^2) = \varepsilon (s_1 - s)$; $v_1 = 2{,}4 \cdot 10^9$ *cm/sek*.

65) Jaką różnicę potencyałów należałoby przeciwstawić tej wiązce, żeby zatrzymać ją w biegu?

Odp. 1136 woltów.

66) Na dolnym krążku A przyrządu do mierzenia promieniotwórczości (fig. 126) połączonym z bateryą wysokiego napięcia, umieszczono warstwę soli uranowej. Skazówka czułego elektrometru połączonego z krążkiem górnym B odchylała się z szybkością 7 działek skali w sekundzie. Obliczyć natężenie prądu nasyconego, płynącego przez powietrze, od A do B, wiedząc, że pojemność elektrometru, razem z krążkiem, wynosiła 5 *cm*, jego czułość 100 działek na wolta.

Odp. $i = \frac{5 \cdot 7}{100 \cdot 300}$ jedn. el. stat. $= 3{,}9 \cdot 10^{-13}$ ampera.

67) Jak szybko odchylać się będzie skazówka tego elektrometru, skoro dołączymy doń jeszcze kondensator o pojemności 10 *cm*?

Odp. 3 razy wolniej.

68) Obliczyć wartość stałej promieniotwórczej λ emanacyi radu, wiedząc, że okres jej zanikania T wynosi 3,8 dni.

Odp. $\lambda = \frac{0{,}693}{3{,}8 \cdot 86400} = 2{,}11 \cdot 10^{-6}$ na sek.

69) Przyjąwszy $\lambda = 1{,}2 \cdot 10^{-11}$ jako wartość stałej promieniotwórczej radu (cięż. atom. 226), obliczyć ilość emanacyi, zawartej w 1 *gr* radu zrównoważonego, w założeniu, że z jednego atomu radu powstaje przez rozpad jeden atom emanacyi.

Odp. Niechaj N oznacza liczbę obecnych atomów radu, n liczbę atomów emanacyi, w stanie równowagi; wtedy $1{,}2 \cdot 10^{-11} N = 2.11 \cdot 10^{-6} n$, t. j. na jeden atom radu przypada $\frac{n}{N} = 0{,}57 \cdot 10^{-5}$ atomów emanacyi. Ponieważ atom radu waży $226 \cdot 1{,}21 \cdot 10^{-24}$ *gr*, przeto na gram radu przypada $\frac{0{,}57 \cdot 10^{-5}}{226 \cdot 1{,}21 \cdot 10^{-24}} = 2{,}1 \cdot 10^{16}$ atomów emanacyi. Tyleż wynosi liczba cząsteczek, gdyż emanacya jest prawdopodobnie gazem o cząsteczkach jednoatomowych, jak argonowce, do których jest podobna z własności chemicznych. Zważywszy, że millimetr sześcienny normalny jakiegokolwiek gazu zawiera $3{,}7 \cdot 10^{16}$ cząsteczek (tom II, ust. 107), wnosimy, że emanacya wydobyta z grama radu powinna zajmować objętość 0,6 mm^3. Tyleż, mniej więcej, dały doświadczenia Ramsaya i Soddyego.

70) Obliczyć natężenie prądu nasyconego, między dwiema płaskiemi elektrodami, o polu 50 cm^2 każda, oddalonemi od siebie o 2 *cm*, jeśli promienie jonizujące wytwarzają 1000 jonów każdego znaku w sekundzie, w każdym centymetrze sześciennym powietrza.

Odp. $i = 1000 \cdot 50 \cdot 2 \cdot 1{,}13 \cdot 10^{-20}$ jedn. el. m. $= 1{,}13 \cdot 10^{-14}$ amperów.

71) Ruchliwość dodatnich jonów gazowych w powietrzu wynosi $U = 1{,}36$ *cm/sek*, w polu 1 *wolt/cm*. Jaką liczbą wyraża się ta wielkość w bezwzględnym elektromagnetycznym układzie miar?

Odp $U = 1{,}36 \cdot 10^{-8}$.

72) Jakie będzie natężenie prądu w powietrzu suchem, między dwiema płaskiemi, równoległemi do siebie elektrodami, których odstęp wynosi 7 *mm*, pole 20 cm^2, różnica potencyałów 12 woltów, jeżeli liczba jonów każdego znaku utrzymuje się trwale na wysokości 2000 w cm^3?

Odp. $i = \frac{20 \cdot 1{,}13 \cdot 10^{-19} \cdot 12 \cdot 2000}{0{,}7} (1{,}36 + 1{,}87) = 2{,}5 \cdot 10^{-13}$ amperów.

73) Dwie płaskie elektrody, każda o polu 5 cm^2, umieszczone równolegle do siebie w wodorze zjonizowanym, połączono z biegunami słabej bateryi galwanicznej i otrzymano prąd $= 2 \cdot 10^{-15}$ amperów. Obliczyć liczbę N jonów każdego znaku w centymetrze sześciennym wodoru, wiedząc, że natężenie pola między elektrodami było 2 wolty na *cm*.

Odp. $N = 120$.

74) Obliczyć ile elektryczności dodatniej spływa z powietrza na kilometr kwadratowy powierzchni ziemi, w ciągu doby, przy zwyczajnym spadzie potencyału w atmosferze 400 woltów na metrze. Liczba jonów każdego znaku w centymetrze sześciennym powietrza $= 700$, ich ruchliwości $U = 1{,}4$; $V = 1{,}5$ *cm/sek/wolt/cm*.

Odp. $e = 86400 \cdot 10^{10} \cdot 1{,}13 \cdot 10^{-19} \cdot 4 \cdot 700\ (1{,}4 + 1{,}5) = 0{,}8$ kul.

75) Jak silnego potrzeba pola elektrycznego E, ażeby utrzymać w zawieszeniu mgłę naelektryzowaną, która bez pomocy tego pola opadałaby z prędkością 0,2 *mm* w *sek*.

Odp. $E = \frac{9\pi \cdot 10^{20}}{1{,}13} \sqrt{\frac{2 \cdot (0{,}000178)^3\ (0{,}02)^3}{981}} = 7590 \cdot 10^8$ j. e. m. $= 7590$ woltów na *cm*.

76) Obliczyć masę m kropelki wody, która opada w powietrzu z prędkością stałą v *cm/sek*.

Odp. $m = 3{,}09 \cdot 10^{-9} \cdot v^{\frac{3}{2}}$ gramów.

77) Mgła osadzona na jonach ujemnych osiada w powietrzu, bez pola elektrycznego, z prędkością 0,0198 *cm/sek*; w polu $E = 16{,}7$ jedn. e. s., skierowanem do góry, prędkość ta zamieniła się na 0,033, *cm/sek*. Obliczyć masę m i nabój ε każdej kropelki.

Odp. $m = 3{,}09 \cdot 10^{-9} \ (0{,}0198)^{\frac{3}{2}} = 8{,}6 \cdot 10^{-12}\ gr$; $0{,}0198 : 0{,}0334 = mg : mg + 16{,}7\,\varepsilon$; skąd $\varepsilon = 3{,}5 \cdot 10^{-10}$ jedn. e. s.

78) Ile elektronów powinien utracić przewodnik isolowany, żeby uzyskał nabój dodatni, równy a) jednostce elektrostatycznej, b) 1 kulombowi?

Odp. a) 2940 milionów; b) $8{,}85 \cdot 10^{18}$.

79) Obliczyć „przewodnictwo" elektryczne bezwodnika węglowego, zawierającego 50 000 jonów dodatnich i tyleż ujemnych w każdym cm^3.

Odp. $\lambda = 1{,}13 \cdot 10^{-20} \cdot 50000\ (0{,}76 + 0{,}81) \cdot 10^{-8} = 8{,}87 \cdot 10^{-24}$ jedn. el. magn. $= 79{,}83 \cdot 10^{-4}$ jedn. el. stat. $= 8{,}87 \cdot 10^{-15}$ amperów na wolt i *cm*.

ROZDZIAŁ IV.

PRĄDY ELEKTRYCZNE W METALACH.

105. Działania elektromotoryczne. Z wyjątkiem doskonałej próżni, wszystkie ośrodki stałe, płynne, a nawet gazowe, posiadają zdolność przewodzenia elektryczności; niektóre w stopniu zaledwie dostrzegalnym, inne mniej lub więcej wybitnie. Wszelkie pola elektryczne i wszelkie napięcia musiałyby tedy z biegiem czasu zaniknąć i rozbroić się, gdyby nie istniały działania rozbrojeniom przeciwne, zdolne, naodwrót, rozdzielać elektryczności przeciwnych znaków, wbrew wzajemnemu ich przyciąganiu się, zdolne zatem poruszać je w przeciwne strony. Wszelkie takie działania nazywamy elektromotorycznemi.

Zawierzając wypróbowanej w tylu przypadkach teoryi elektronowej, która utrzymuje, że naboje elektryczne nie występują nigdy inaczej, jak w postaci jonów (elektronów, jonów atomowych, jonów cząsteczkowych i t. p.), obdarzonych jednakim zawsze nabojem elementarnym ε — albo jego całkowitą wielokrotnością — możemy powiedzieć, że elektromotorycznem będzie wszelkie działanie, zdolne pędzić jony dodatnie w jednym, ujemne w przeciwnym kierunku. Owóż na jony można działać naprzód przez pośrednictwo ich elektrycznego naboju, t. j. ciągnąć je siłą elektryczną. Wtedy istotnie, dodatnie poruszać się będą, w polu elektrycznem, w kierunku tej siły, ujemne w kierunku przeciwnym. Można jednak poruszać jony także działaniem zwy-

czajnych sił mechanicznych, lub molekularnych, jak wszelkie inne cząstki. O ile uda się rozdzielić tym sposobem jony przeciwnych znaków, działanie takie będzie również elektromotorycznem.

Wśród działań pierwszego rodzaju (elektrycznych) możemy tu wykluczyć siły pochodzące od nabojów elektrycznych, te nie dadzą nam bowiem nic nowego. Wielkie natomiast znaczenie mają siły elektryczne i spowodowane przez nie działania elektromotoryczne, wynikające z indukcyi magnetoelektrycznej (ust. 36). Poświęcimy im osobny rozdział tej książki; obecnie zaś zajmiemy się przedewszystkiem działaniami elektromotorycznemi, zależnemi od sił i ruchów molekularnych.

Podamy naprzód niektóre wiadomości o działaniach elektromotorycznych w isolatorach. Najdawniej poznanem działaniem tego rodzaju jest elektryzowanie się ciał przez potarcie. Jedno z dwu ciał pocieranych otrzymuje wtedy dokładnie tyle elektryczności dodatniej, ile drugie ujemnej (ust. 7, *a*). Koniecznem jest jest jednak, żeby ciała pocierane, a przynajmniej ich powierzchnie, różniły się pod jakimkolwiek względem (chemicznym, lub fizycznym); w przeciwnym razie nie byłoby wskazanem, które z nich miałoby stawać się dodatniem, które ujemnem. Tarcie nie jest zresztą warunkiem istotnym tego objawu. Ono ma na celu tylko starcie nierówności powierzchni i wywołanie rzeczywistego zetknięcia się obu ciał czynnych, na polu dostatecznie rozległem. Wystarczy na prawdę ścisły ich kontakt.

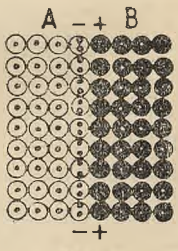


Fig. 141.

Ażeby sobie uzmysłowić, jakim sposobem wytwarza się elektryczność na ciałach pocieranych przypomnijmy sobie, że według teoryi jonów elektryczność dodatnia pojawia się wyłącznie w postaci atomów materyalnych zjonizowanych, t. j. takich, które z jakiegokolwiek powodu utraciły ujemne elektrony. Skoro po rozjęciu dwu ciał potartych A i B (fig. 141) nie można dostrzedz, żeby atomy jednego przeniosły się na powierzchnię drugiego, trzeba przyjąć, że uczyniły to elektrony (oznaczone na rysunku małemi kółkami). Atomy powierzchowne, z rodzaju B, utraciwszy pod wpływem zbliżonych atomów z rodzaju A swe elektrony, stały się dodatniemi, a jednocześnie powierzchowne atomy A zyskały nadmiar elektryczności ujemnej. O ile ciała A i B isolują dostatecznie, naboje te pozostaną

w nich także po rozjęciu. Elektryzowanie się ciał przez tarcie można zatem uważać jako jonizacyę powierzchowną, pod wpływem sił molekularnych. Wystarczy zresztą, żeby jedno tylko z ciał potartych było isolatorem. Elektryzują się także metale potarte suknem, lub futrem; ażeby jednak naboje ich wykazać, należy trzymać je przez rączki isolujące.

Skoro elektryzowanie się przez tarcie jest zjawiskiem wyłącznie powierzchownem, nie dziw, że najlżejsze nawet zanieczyszczenie powierzchni zmienić może znacznie jego wielkość, a nawet znak. Z tego powodu wyniki doświadczeń nad tem najstarszem zjawiskiem elektrycznem są bardzo chwiejne i niepewne. Nie zawsze można orzec stanowczo, który z danych dwu rodzajów materyi elektryzuje się dodatnio, który ujemnie. Znak naelektryzowania zależy zresztą nietylko od rodzaju ciała potartego, lecz także od pocierającego. Doświadczenie zdaje się wskazywać, że z dwu isolatorów pocieranych, dodatnio elektryzuje się zazwyczaj ten, którego stała dielektryczna jest większa. Przyczyny tej prawidłowości należy szukać w tem, że wzajemne przyciąganie się nabojów przeciwnych jest w takich ośrodkach słabsze (ust. 44, 70); one są przeto podatniejsze jonizacyi, łatwiej tracą elektrony. Podajemy jeszcze szereg ciał, ułożony w ten sposób, że każde z nich elektryzuje się ujemnie, jeśli będzie potarte którem z następujących po niem w szeregu; dodatnio, jeżeli którem z wyprzedzających: — siarka, jedwab, żywica, metale lak, drzewo, papier, wełna, szkło +.

Na powierzchni zetknięcia się dwu ciał A i B, jonizujących się przez kontakt (fig. 141), wytwarza się zatem t. zw. podwójna warstwa elektryczna, złożona z dwu warstw równoległych, przeciwnego znaku, jednostajnie naelektryzowanych, przedzielonych odstępem takiej, mniej więcej, wielkości, jak średnica atomów. Jedna jej połowa znajduje się na ciele A, druga na B. Oswobodzenie nabojów, wskutek rozjęcia tych dwu ciał, należy przeto uważać jako rozdarcie tej warstwy podwójnej na dwie połowy. Na tworzeniu się i rozdzieraniu takich warstw podwójnych polegają takie zjawiska, jak elektryzowanie się kropelek wody podczas wypływu pary z kotła parowego (machina elektryczna Armstronga), elektryzowanie się pyłu wodnego i powietrza w pobliżu wodospadów i t. p. Do tej samej przyczyny sprowadzają się zjawiska t. zw. kataforezy. Drobne ciałka, pyły, zawiesiny kolloidowe i t. p., unoszące się w wodzie, poruszają się zwykle ku elektrodzie dodatniej (naprzeciw prądu), gdy przez wodę przepuścimy prąd elektryczny. Na ciałkach takich znajduje się bowiem ujemna połowa podwójnej warstwy elektrycznej, wytworzonej

przez zetknięcie z wodą (z powodu wysokiej stałej dielektrycznej, $\varkappa = 80$, woda elektryzuje się zwykle dodatnio). Odwróceniem tego zjawiska jest t. zw. osmoza elektryczna: prąd elektryczny, płynący przez wodę w wązkich rurkach, albo przez dziurkowate ściany, z gliny palonej, przedzielające obszerniejsze naczynia, napełnione wodą i t. p. porywa z sobą wodę z naczynia anodowego do katodowego. W tym przypadku znowu woda, mająca na sobie dodatnią połowę warstwy elektrycznej, jest ruchomą, idzie tedy w polu elektrycznem w tę samą stronę jak prąd.

Innego znowu rodzaju działania elektromotoryczne dostrzega się w niektórych kryształach podczas ich ogrzewania albo oziębiania (piroelektryczność). Kryształ np. turmalinu, najdogodniej w kształcie słupka, elektryzuje się, podczas ogrzewania, dodatnio na jednym końcu, ujemnie na drugim; podczas ostygania pojawia się podobna biegunowość lecz w kierunku odwrotnym. Najłatwiej jest okazać to zjawisko za pomocą proszku elektroskopowego (ust. 2). Takiż słupek turmalinu, zgniatany podłużnie, elektryzuje się również biegunowo, w tym kierunku, jak podczas ostygania; wyciągany, elektryzuje się odwrotnie (piezoelektryczność). Objawy te nie są wyłączną własnością turmalinu; okazują je, w różnym stopniu, wszystkie kryształy, nie posiadające środka symetryi krystalograficznej. Oś elektryczna (w krysztale może ich być kilka) musi być koniecznie osią biegunową, t. j. oba jej końce powinny odznaczać się różnem ułożeniem ścian kryształu; inaczej nie byłoby wskazanem, który z końców miałby stawać się dodatnim, który ujemnym, czy to podczas zmian temperatury, czy ciśnienia. Wyjaśnienie tych objawów, na podstawie teoryi elektronów, jest następujące. Ułożenie cząsteczek w kryształach jest dokładnie prawidłowe; wszystkie są jednakowo zoryentowane, wszystkie są zbudowane z dodatnich i ujemnych składników. Każda cząsteczka jest na ogół elektrycznie obojętną. W najbliższem jednak jej sąsiedztwie działania części dodatnich i ujemnych nie muszą koniecznie równoważyć się, gdyż elektrony są nierównie mniejsze od atomów i rozmaicie mogą być w ich wnętrzu ułożone. Możliwem przeto będzie trwałe wewnętrzne spolaryzowanie elektryczne kryształu, podobne do trwałego spolaryzowania magnetycznego stalowego magnesu (ust. 16, fig. 22, b). Kryształ taki mógłby zatem działać elektrycznie na zewnątrz, podobnie jak magnes działa magnetycznie. Działania tego nie dostrzega się jednak w zwyczajnych warunkach, gdyż powierzchnia kryształu, wystawiona na działanie wilgoci powietrza, kurzu i t. p. jest zawsze cokolwiek przewodzącą i stanowi dla kryształu elektryczną osłonę; nabój indukcyjny, wywołany

na wewnętrznej jej stronie, równoważy dokładnie działanie samego kryształu (ust. 7, *c*). Odkształcenie jednakowoż, wywołane czy to przez ciśnienie zewnętrzne, czy przez rozszerzalność cieplną, zmienia ułożenie cząsteczek i ułożonie elektronów w cząsteczkach, zmienia przeto samą polaryzacyę. Wtedy, przez chwilę, działanie jej staje się jawnem, dopóki nie wytworzy się uzupełniający nabój indukcyjny, który je znowu zakryje; przewodnictwo jednak powierzchni jest tak słabe, że upłynie dobra chwila, zanim to nastąpi. Własności piezoelektryczne kwarcu, wybitne i dokładnie zbadane, znalazły cenne zastosowanie w elektrometryi. Kwarc piezoelektryczny (Curie) jest to cienka, prostokątna płytka, wycięta z kryształu skalnego, prostopadle do jednej z osi elektrycznych. Po obu stronach oklejona okładkami staniolowemi. Wyciągana podłużnie, płytka taka wywięzuje na okładkach naboje elektryczne (+ na jednej, tyleż — na drugiej) o wielkości ściśle określonej, rosnącej prawidłowo z wielkością wyciągającego obciążenia.

106. Zjawisko Volty. Nierównie ważniejszemi, dla rozwoju nauki o elektryczności, od działań elektromotorycznych w isolatorach, okazały się takież działania, występujące przy zetknięciu przewodników, bądź metalicznych, bądź elektrolitycznych. Są to głośne odkrycia Volty. Wyobraźmy sobie puszkę Faradaya *M* (fig. 142) sporządzoną np. z miedzi. Wprowadźmy do jej wnętrza cynkowy krążek *C*, osadzony na isolującym trzonku *T*. Według znanego prawa elektrostatyki należałoby spodziewać się, że krążek odda puszce w całości nabój, jakiby początkowo posiadał, a po wyjęciu z niej okaże się zupełnie rozbrojonym. Owóż, na czułym elektroskopie można sprawdzić, że tak nie jest i nigdy tak nie będzie, ilekroć krążek jest sporządzony z innego przewodnika, aniżeli puszka. Cynkowy krążek, po zetknięciu się z miedzianą puszką, okaże się zawsze słabo dodatnio naelektryzowanym. Wnosimy stąd, że podczas zetknięcia się cynku z miedzią pojawia się działanie elektromotoryczne, pędzące dodatnią elektryczność do cynku, albo ujemną do miedzi. Czas trwania tego zetknięcia się niema znaczenia, chwilowy kontakt uczyni tyleż, co dłuższe przytrzymywanie. Objaw opisany nosi nazwę zjawiska Volty.

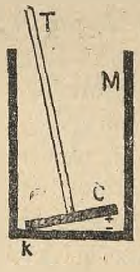


Fig. 142

Doświadczenie wykonane według wzoru fig. 142, nie doprowadzi nas jednak do wykrycia żadnej wyraźnej prawidłowości ilościowej. Nabój cynku, zawsze dodatni, okaże się zależnym od tego, jakie położenie względem np. dna puszki krążek cynkowy zajmował w chwili zerwania ostatniego kontaktu (w K) z miedzią. Ażeby uwolnić się od tych przypadkowych wpływów utwórzmy z krążka miedzianego M (fig. 143) i cynkowego C kondensator płaski. Połączmy np. miedzianą jego okładkę z ziemią, cynkową z elektrometrem E. Jeśli złączymy M i C na chwilę drutem miedzianym (albo cynkowym) m skazówka elektrometru zajmie określone położenie, które nazwiemy zerowem. Po odjęciu drutu m odsuńmy okładkę C do C', tak daleko od M, żeby wzajemne działanie indukcyjne obu krążków stało się nieznacznem, (przez co pojemność krążka C znacznie się zmniejszy). Okaże się wówczas, że skazówka elektrometru odchyli się daleko (na wiele woltów) w stronę dodatnią. Wielkość tego odchylenia zależeć będzie od wielkości krążków M i C i od odległości, w jakiej znajdowały się wtedy, gdy je złączono drętem m — słowem od pojemności kondensatora, który wówczas tworzyły. Z doświadczenia tego wnosimy, że na krążkach M i C, pomimo, a raczej wskutek połączenia ich metalowym łącznikiem m, wystąpiła pewna różnica potencyałów, mocą której nagromadził się w utworzonym przez nie kondensatorze nabój, proporcyonalny do jego pojemności.

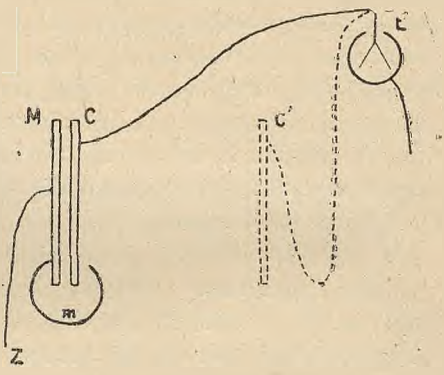


Fig. 143.

Pozostaje okazać, że wspomniana różnica potencyałów zależy jedynie od rodzaju stykających się przewodników, a nie zależy od innych szczegółów doświadczenia, jak od ich postaci i wielkości, od odległości, w jakiej krążki M i C znajdowały się w chwili złączenia i t. p. Można to okazać np. przez zobojętnienie (skompensowanie) naturalnej różnicy potencyałów, występującej na krążkach wskutek ich złączenia, różnicą przeciwnego znaku, a tej samej wielkości. Załączamy w tym celu w drut łączący m stosowne źródło elektrycz-

ności, np. ogniwo galwaniczne*) w takim kierunku, żeby ono wytwarzało na cynkowym krążku C potencyał o zmierzoną wielkość niższy, niż na miedzianym. W przypadku dokładnej kompensacyi wypadkowy nabój kondensatora będzie zero, a po odjęciu łącznika m i odsunięciu ruchomego krążka do C' skazówka elektrometru nie poruszy się wcale. Tym sposobem można się przekonać, że między krążki z miedzi i cynku trzeba włączyć kompensujące napięcie około 0,7 woltów — jakiekolwiek byłyby ich rozmiary, postać i t. p. Para: platyna-cynk daje podobnież około 0,86 woltów, żelazo-cynk 0,5 woltów, żelazo-platyna 0,36 woltów i t. p. Nie podajemy tu dokładnych wartości tych różnic, gdyż, jak się okaże, znaczenie ich teoretyczne nie jest wcale proste (ust. 109), a ścisłe ich wymierzenie niemal niemożliwe. Najlżejsze bowiem zanieczyszczenie powierzchni (utlenienie) zmienia je znacznie. Zależą także od rodzaju otaczającego gazu. Należy też dodać, że podobne różnice występują również przy zetknięciu metali z przewodnikami elektrolitycznymi, jak roztwory wodne soli, kwasów i t. p.

Inny sposób okazania stałej różnicy potencyałów dwu różnych, złączonych z sobą metali objaśnia fig. 144. Rura miedziana M, połączona jest metalowym drutem m z podobną rurą cynkową C. Za pomocą kolektora wodnego K (ust. 64) i elektrometru E wyznaczamy wysokość potencyałów w powietrzu, we wnętrzu rur: w cynkowej znajdujemy potencyał o 0,7 woltów wyższy, niż w miedzianej. Przykład ten dowodzi jasno, że opisane metody pomiaru nie dają bynajmniej prawdziwej różnicy potencyałów dwu zetkniętych przewodników. Mierzymy na prawdę tylko różnicę potencyałów w powietrzu, między powierzchniami obu przewodników.

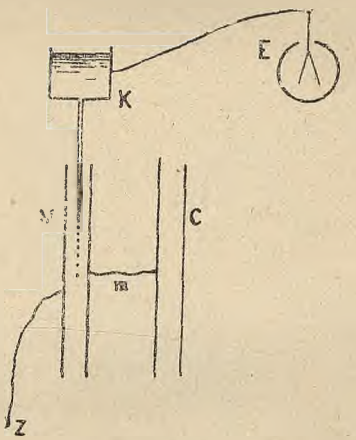


Fig. 144.

Jeśli elektrody A i K (fig. 2) elektroskopu jednolistkowego sporządzimy jedną z miedzi, drugą z cynku i złączymy je, zewnątrz przyrządu,

*) W ust. 122 poznamy sposób wytwarzania małych, dowolnie zmiennych, różnic potencyału.

drutem, wówczas, listek naelektryzowany odchyli się albo ku miedzi, albo ku cynkowi, zależnie od tego, czy będzie dodatni, czy ujemny. Z tego samego powodu także listki zwyczajnego dwulistkowego elektroskopu nie opadają, ściśle biorąc, całkowicie, gdy połączymy je drutem z osłoną przyrządu, jeżeli osłona ta jest sporządzona z innego metalu. Odchylenie jednak jest zbyt drobne, żeby przyrząd ten, stosunkowo mało czuły, mógł je wykazać.

107. Siły elektromotoryczne. Z opisanych doświadczeń wynika, że dwa różne przewodniki M i C (fig. 145) wprowadzone w zetknięcie na powierzchni AB, wykazują stałą różnicę potencyałów, zależną od rodzaju, niezależną jednak ani od ich postaci i wielkości, ani od wielkości powierzchni zetknięcia, ani też od bezwzględnej wysokości potencyału. Tę stałą różnicę potencyałów metali jakichkolwiek M i C oznaczać będziemy symbolem M/C, pisząc na drugiem miejscu znak tego przewodnika, na którym potencyał przyjmuje wartość wyższą.

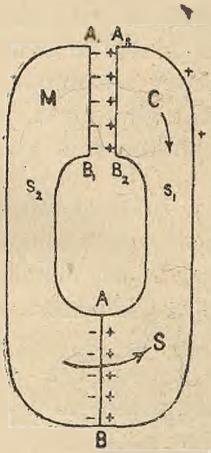


Fig. 145.

Ażeby zdać sprawę z tego objawu musimy przyjąć, że na powierzchni zetknięcia dwu przewodników występuje działanie elektromotoryczne, albo, jak będziemy się teraz wyrażali siła elektromotoryczna, usiłująca pędzić elektryczność dodatnią od M do C, albo, co to samo znaczy, ujemną od C do M. W chwili zetknięcia się przewodników powstaje tedy krótkotrwały prąd elektryczny, w kierunku od M do C, który jednak ustaje z chwilą, gdy potencyał na C wzniesie się na pewną określoną wysokość $= M/C$, po nad wartość potencyału na M. Równowaga nastąpi wtenczas, gdy dążność do rozbrojenia się elektryczności dodatniej, wstecz, ku M, wzmagająca się w miarę wzrostu różnicy potencyałów między przewodnikami, zrównoważy się działaniem pędzącem elektryczność w przeciwnym kierunku, t. j. siłą elektromotoryczną. Oznaczywszy określoną w ten sposób wartość siły elektromotorycznej symbolem $S_{m,c}$, wyrazimy to określenie równaniem:

$$S_{m,c} = M/C.$$

Symbol $S_{m,c}$ wyraża zatem wielkość i kierunek siły elektromotorycznej; według tej umowy będzie $S_{c,m} = -S_{m,c}$.

Stosując do tego określenia siły elektromotorycznej to, co powiedzieliśmy pierwej o różnicy M/C, powiemy teraz, że siła elektromotoryczna, czynna na powierzchni zetknięcia dwu przewodników, zależy tylko od ich rodzaju i temperatury; nie zależy natomiast ani od postaci, ani wielkości, ani od wielkości powierzchni zetknięcia obu przewodników. Nie zależy też od ich stanu naelektryzowania, t. j. od bezwzględnej wysokości potencyału.

108. Teorya elektronowa metali. Z opisanych wyżej zjawisk Volty można zdać sprawę na podstawie teoryi elektronów. Naprzód jednak należy wyjaśnić, jak się odbywa ruch elektryczności w przewodnikach metalicznych. Przewodnikiem metalicznym, albo krótko metalem, także przewodnikiem pierwszej klasy (jak mówił Volta) nazywać będziemy w tym rozdziale wszelki przewodnik, który, przewodząc prąd elektryczny, choćby dowolnie długi czas, nie doznaje przytem żadnej trwałej zmiany. Drut miedziany, platynowy, złoty i t. p. nie zmienia się wcale, jakkolwiek wiele przeszłoby przezeń elektryczności; jeśli zresztą zmienia się, to chyba drugorzędnie, w razie gdy prąd jest tak silny, iż mocno go rozgrzewa. Zmiany takie nie zależą jednak wprost od prądu; one nastąpiłyby również, gdybyśmy ogrzewali drut np. w gorącym piecu.

Do przewodników metalicznych liczą się nietylko metale, w znaczeniu chemicznem, t. j. pierwiastki metaliczne. Podobnie jak metale czyste, zachowują się wobec prądu stopy (aliaże) metali, jak mosiądz, nowe srebro, manganin, konstantan i inne, dalej siarczki i tlenki niektórych metali, np. siarczyk żelaza — nakoniec węgiel, w swej odmianie dobrze przewodzącej, jako węgiel retortowy, prasowany, jakiego używa się do ogniw galwanicznych; włókna węglowe w żarówkach i t. p.

Ważnem jest to, że prądowi elektrycznemu w przewodnikach metalicznych nie towarzyszy żaden dostrzegalny ruch materyi. Skoro tedy atomy materyalne, siedlisko elektryczności dodatniej, nie ruszają się ze swych miejsc, należy przyjąć, że ruch elektryczności w przewodnikach metalicznych polega wyłącznie na przesuwaniu się ujemnych elektronów w kierunku przeciwnym temu, który, stosownie do przyjętej umowy (ust. 26), liczy się jako kierunek dodatni prądu. Przewodniki tej klasy muszą tedy za-

wierać w swem wnętrzu elektrony zdolne przenosić się z miejsca na miejsce, czyli t. zw. elektrony swobodne. Tem różnią się one właśnie od doskonałych isolatorów, które zawierają wprawdzie w sobie rownież elektrony, jednakże elektrony te są związane z atomami. W polu elektrycznem one wysuwają się ze swych położeń równowagi, ale nie wychodzą za obręb atomu. Isolator polaryzuje się wtedy elektrycznie (ust. 71), pole w jego wnętrzu słabnie, ale nie znika. W metalach natomiast elektrony płyną swobodnie pod wpływem zewnętrznego, elektrycznego działania, płyną w kierunku działającej na nie siły elektrycznej, a ten ich ruch stanowi właśnie prąd elektryczny przewodzony. W odosobnionym kawałku metalu płyną one dopóty, dopóki nie oprą się o powierzchnię (nabój indukcyjny statyczny); w zamkniętym obwodzie galwanicznym płyną wciąż dokoła, pędzone siłą elektromotoryczną.

Każdy przewodnik metaliczny jest tedy w swem wnętrzu ustawicznie zjonizowany. Z niewiadomych nam przyczyn, prawdopodobnie wskutek wzajemnego oddziaływania elektrycznego gęsto stłoczonych atomów metalu, pewien procent tych atomów odrzuca, czyli oswobadza swe elektrony (metale w stanie gazowym, np. para rtęci, isolują dobrze). Rozmiary zaś elektronów są tak drobne, nawet w porównaniu z atomami, że utkanie molekularne metalu przedstawia się wobec nich jako luźna siatkowata, albo porowata masa, w której przestworach one mogą stosunkowo swobodnie się poruszać. Poruszają się zresztą ustawicznie, nie tylko wtedy, gdy siła elektryczna pędzi je naprzód. Tego domaga się kinetyczna teorya materyi, według której każde zbiorowisko cząsteczek, a więc i elektrony w metalu, znajduje się w ustawicznym bezładnym ruchu. Energia tego ruchu zależy od wysokości temperatury. Wiadomo bowiem z teoryi kinetycznej (tom II, ust. 102), że w danej temperaturze bezwzględnej T, każda cząsteczka gazu, bez względu na jego rodzaj i gęstość, posiada, średnio biorąc, tę samą energię kinetyczną:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad \tfrac{1}{2} m V^2 = \alpha T,$$

proporcyonalną do temperatury T, w czem α oznacza powszechną stałą ($\alpha = 1{,}5 \cdot 10^{-16}$) tę samą dla wszystkich gazów.

Przyjmując ważność równania (1) także dla elektronów swobodnych w metalach przypuszczamy tem samem, że każdy przewodnik metaliczny wypełniony jest jak gdyby gazem elektrycz-

nym, rojem elektronów, poruszających się bezładnie na wszystkie strony. Ten bezład ruchów sprawia, że metal, nie poddany działaniu elektrycznemu, nie objawia na zewnątrz żadnych cech elektrycznych, ani magnetycznych, jakkolwiek pełen jest elektrycznych prądów. Prądy te bowiem płyną w obszarach molekularnych na prawo i na lewo i na wszystkie strony.

Gęstość tego gazu elektrycznego będzie w każdym metalu inna, zależnie od łatwości, z jaką atomy danego metalu odrzucają swe elektrony. Można też przewidywać, że będzie zależna od temperatury. Nie bez tego bowiem, żeby ruch molekularny atomów metalu nie miał wpływu na utratę elektronów.

Jak w każdym gazie, tak i w roju elektronów swobodnych w metalu, każdy elektron porusza się w linii prostej, dopóki jaka przeszkoda nie zmieni kierunku jego biegu. W każdym przeto metalu elektrony mają pewną określoną długość λ swobodnej drogi. Długość tę ograniczają przedewszystkiem spotkania z masowymi atomami metalu. Spotykania się elektronów między sobą nie liczą się, gdyż z powodu nader drobnych ich rozmiarów, zdarzać się będą stosunkowo bardzo rzadko.

Skutkiem swego ruchu molekularnego rój elektronów w metalu posiadać też będzie pewną prężność p, porównywalną ze wszech miar z prężnością gazu. Że mimo tej prężności elektrony nie wylatają z metalu i nie rozpraszają się w otaczającej przestrzeni, przypisać to należy elektrycznemu ich nabojowi. Ilekroć który z nich umknie na zewnątrz, wraz ze swym nabojem ujemnym $-\varepsilon$, metal pozostaje z nadwyżką $+\varepsilon$ elektryczności dodatniej. Rychło tedy metal uzyskałby tak znaczny nabój dodatni, że przyciąganie elektryczne położyłoby tamę dalszemu wymykaniu się elektronów. W wysokiej jednak temperaturze, gdy prędkości ruchu molekularnego są większe, ucieczki takie zdarzać się mogą w znaczniejszej liczbie i zdarzają się istotnie (ust. 89, *b*), zostawiając metal z nabojem dodatnim. Należy przytem pamiętać, że V oznacza średnią prędkość elektronów; w myśl prawa Maxwella zaś (tom II, ust. 99) zdarzają się wśród nich także prędkości znacznie większe.

109. Teorya zjawiska Volty. Wyłożony wyżej pogląd na wewnętrzny, elektryczny ustrój metali, jest hipotezą, która w ogólnych przynajmniej zarysach, zdaje dobrze sprawę z własności elektrycznych metali (ust. 125). Czy hipoteza ta jest „prawdziwą", czy odpowiada rzeczywistemu ustrojowi przewodników metalicz-

nych, o to nie potrzebujemy pytać; wystarczy, jeżeli okaże się trafną, t. j. jeśli dozwoli nam wytłumaczyć, z jednolitego stanowiska, znane z doświadczenia objawy i przepowiadać nowe.

Hipoteza ta tłumaczy zjawisko Volty w sposób następujący. Do kawałka metalu C (fig. 145), zawierającego w sobie gaz elektronowy o pewnem zagęszczeniu: „n_1 elektronów w każdym centymetrze sześciennym", przykładam inny metal M, w którym liczba elektronów swobodnych n_2, w każdej jednostce objętości jest, dajmy nato, mniejsza. Przez powierzchnię zetknięcia AB będą wtedy oczywiście przechodziły elektrony (t. j. elektryczność ujemna) z C do M. Sprawi to obniżanie się potencyału w M, podwyższanie się jego w C, dopóki wytworzona różnica potencyałów nie zatamuje dalszego przenoszenia się elektronów; wtedy nastąpi stan równowagi. Większa część przepędzonych do M elektronów, ulegając przyciąganiu dodatniego C, usadowi się wtedy w najbliższem sąsiedztwie powierzchni zetknięcia AB, po stronie M; wskutek tego wytworzy się tam elektryczna warstwa podwójna, mająca ujemną swą połowę po stronie M, dodatnią, t. j. ogołoconą z elektronów, po stronie C. Ponieważ odstęp obu połów tej warstwy jest niezmiernie mały, równa się bowiem, mniej więcej, rozmiarom atomów, przeto gęstość nagromadzenia elektryczności na obu jej połowach zależeć będzie tylko od stosunków panujących w najbliższem otoczeniu każdego z jej punktów, t. j. od liczb n_1 i n_2 elektronów, w jednostce objętości każdego z metali; będzie ona zatem zupełnie jednostajną, niezależną od wielkości powierzchni zetknięcia AB. Nie będzie też zależeć od tego, co się dzieje w znaczniejszej od niej odległości, a więc od rozmiarów i postaci obu brył M i C*).

Owóż, obecność takiej warstwy podwójnej sprawia, że potencyał obniża się nagle o pewien skok $= M/C$, skoro przejdziemy od C do M, przez granicę AB. Warstwę taką możnaby bowiem porównać z warstwami na kondensatorze, którego okładki, odległe od siebie o d, naelektryzowane są do gęstości, jedna $+\sigma$, druga $-\sigma$. Według wzoru poprzedzającego wzór 3 w ust. 55, b, wartości potencyału s_1 i s_2, po obu stronach takiego kondensatora, różnią się istotnie o $s_1 - s_2 = \frac{4\pi\sigma d}{k}$. Tyleż wynosić będzie właśnie stała różnica potencyałów obu metali, oznaczona wyżej

*) Obliczenie wartości wytworzonej różnicy potencyału, na zasadzie tych założeń, czytelnik znajdzie w zadaniu 82.

znakiem M/C, dająca zarazem miarę siły elektromotorycznej, czynnej na powierzchni zetknięcia tych metali.

Jak się okazuje, różnica ta, a zarazem siła elektromotoryczna, zależy, zgodnie z doświadczeniem, tylko od rodzaju obu metali i temperatury ich, gdyż zależy tylko od właściwych im liczb n_1 i n_2. Nie zależy zaś od bezwzględnej wysokości potencyałów. Gdybyśmy bowiem zetknięte z sobą metale odisolowali i naelektryzowali wspólnie, dodatkowy ten nabój rozszedłby się po całej ich powierzchni zewnętrznej i podniósłby potencyał pierwszego metalu np. do wysokości $s_1 + u$, drugiego do $s_2 + u$; różnica $(s_1+u) - (s_2+u)$ pozostałaby jednak taką jak była.

Pewna liczba elektronów przepuszczonych do metalu M rozejdzie się zresztą po pozostałej, swobodnej jego powierzchni, według zwykłych praw elektrostatyki, tak, iżby pole wewnętrzne było w jednym i drugim metalu zero. Liczba ta będzie w różnych przypadkach różna; zależeć ona będzie od wielkości powierzchni a raczej od jej elektrycznej pojemności. Tak np. powierzchnie A_1B_1 i A_2B_2 metali M i C (fig. 145), zbliżone do siebie, będą suciej zaopatrzone w elektrony, gdyż tworzą kondensator o znaczniejszej pojemności.

Na każdej z tych powierzchni A_1B_1 i A_2B_2 nagromadzi się nabój elektryczny, a w przedzielającej je warstwie powietrza znajdziemy pole elektryczne o pewnem znaczniejszem natężeniu E, dającem się wymierzyć. Metody pomiaru zjawiska Volty, opisane w ust. 106, polegają w gruncie rzeczy, na takiem wymierzaniu pola E w powietrzu. Jeśli oznaczymy przez δ odstęp tych dwu ścian, wtedy, według znanego określenia, iloczyn $E.\delta$ wyrażać będzie różnicę potencyałów, od której zależy nabój na nich nagromadzony, dający się również wymierzyć.

Zdawałoby się na pierwsze wejrzenie, iż ta różnica $E.\delta$ przedstawia właśnie szukaną różnicę potencyałów M/C obu metali, a więc szukaną siłę elektromotoryczną Volty. Przypuszczenie takie nie byłoby jednak w rzeczywistości niczem uzasadnione. Raczej można uważać za pewne, iż powierzchnie A_1B_1 i A_2B_2 obu metali, gdzie one dotykają się otaczającego powietra P okrywają się również warstwami podwójnemi, które wytwarzają znowuż skoki potencyału: od metalu M do powietrza o M/P, na jednej, tudzież od powietrza do C o P/C, na drugiej z nich. Wiemy przecież, że metale elektryzują się także w zetknięciu z isolatorami. Nawet metal otoczony próżnią posiada prawdopodobnie

potencyał różny od potencyału panującego zewnątrz niego, tuż przy jego powierzchni. On wyrzucił bowiem z siebie, ruchem cieplnym, pewną liczbę elektronów, które obsiadły następnie jego powierzchnię, przyciągane elektrycznie, i wytworzyły warstwę podwójną.

Na zmierzoną różnicę potencyałów $E.\delta$ składają się tedy wszystkie trzy warstwy podwójne, a nie sama M/C. Jeśli tedy s_1 i s_2 oznaczają rzeczywiste wysokości potencyału w metalach C i M, przyczem $s_1 - s_2 = M/C$, to będzie:

$$s_2 + M/P + E.\delta + P/C = s_1$$

skąd:

$$E.\delta = M/C - M/P - P/C.$$

Z pomiaru naboju, albo różnicy $E.\delta$, nie możemy zatem otrzymać prawdziwej różnicy Volty M/C, gdyż pozostałe dwie różnice M/P i P/C nie są nam znane.

Na ogół wnosimy z tego rozważania, że zjawisko Volty, między metalami, według wszelkiego prawdopodobieństwa istnieje rzeczywiście; dotychczas nie znaleziono jednak sposobu, żeby wymierzyć prawdziwą jego wartość.

110. Prawo napięć Volty. Połączmy na chwilę dwa krążki sporządzone z jakichkolwiek, byle różnych metali A i Z drutem, bądź to z metalu A, bądź z Z. Po rozsunięciu ich, jak na fig. 143, uzyskamy odchylenie elektrometru proporcyonalne do sumy wszystkich czynnych sił elektromotorycznych, t. j. do $A/Z - A/P - P/Z$, z których dwie ostatnie odnoszą się do przewidywanego, ale nieznanego wpływu otaczającej atmosfery. Powtórzmy to samo doświadczenie, z tą jednak różnicą, że między krążki A i Z włączony będzie łańcuch, złożony z szeregu zetkniętych z sobą, jakichkolwiek innych metali: B, C, D, E, ... Otrzymamy teraz odchylenie proporcyonalne do sumy: $A/B + B/C + C/D + D/E + E/Z - A/P - P/Z$. Doświadczenie okaże, jak to już Volta stwierdził, że odchylenie to będzie dokładnie takież same, jak za pierwszym razem. Obie sumy są zatem równe sobie; po strąceniu wspólnych wyrazów, zależnych od P, zostanie:

$$A/B + B/C + C/D + D/E + E/Z = A/Z.$$

Równanie to wyraża t. zw. prawo napięć Volty: w łańcuchu, złożonym z jakichkolwiek, połączonych z sobą

rzędem przewodników metalicznych, jednakowej temperatury, suma sił elektromotorycznych zależy tylko od rodzaju przewodników skrajnych.

Gdyby te metale skrajne były jednakowe, wtedy wszystkie siły elektromotoryczne znosiłyby się wzajemnie, gdyż skutek byłby taki, jak gdybyśmy zetknęli je bezpośrednio; dwa zaś metale jednakowe nie elektryzują się przecież. W tem leży przyczyna, że nie można wykazać różnicy potencyałów dwu metali różnych, przez proste przyłożenie ich do elektrometru. Połączywszy bowiem dwa zetknięte z sobą druty, np. miedziany *Cu* i cynkowy *Zn* (fig. 146) z elektrodami elektrometru, sporządzonemi, dajmy nato, z mosiądzu *M*, otrzymamy na elektrodach różnicę potencyałów: $M/Cu + Cu/Zn + Zn/M$, t. j. zero.

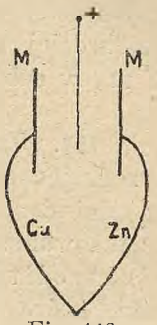


Fig. 146.

Wynik ten można było przewidzieć na podstawie praw termodynamiki. Gdyby bowiem różnica potencyałów na skrajnych metalach *M* była od zera różną, wtedy zetknąwszy je tak, iżby *M*, *Cu* i *Zn* tworzyły obwód zamknięty, otrzymalibyśmy między nimi rozbrojenie elektryczne. I to nie jednorazowe, lecz nieustanne, t. j. trwały prąd elektryczny, gdyż siły elektromotoryczne na zetknięciach są wciąż czynne. Prądem tym możnaby świecić lampy, pędzić motory elektryczne i t. p., słowem stwarzać pracę, lub jej równoważniki, bez kosztu; obwód bowiem nie zmienia się, ani wyczerpuje. Jeśli temperatura całego układu jest wszędzie jednakowa wynik taki byłby sprzeczny z drugą zasadą termodynamiki. Skoro bowiem układ metali nie doznaje trwałej zmiany, praca ta mogłaby być uzyskaną tylko na koszt ciepła zaczerpniętego z otoczenia — co jest niemożliwe wobec jednostajności temperatury. Gdyby układ był ogrzany niejednostajnie, wtedy wniosek ten utraciłby swą moc; wtedy powstają też istotnie, t. zw. prądy termoelektryczne (ust. 132).

Wziąwszy jakiekolwiek metale różne *A*, *B*, *C*, ... można oczywiście ułożyć je zawsze w taki szereg:

$$-A, B, C, \ldots, Y, Z +$$

iżby siły elektromotoryczne, działające między którymkolwiek jego wyrazem, a bezpośrednio następującym, miały zawsze ten

sam kierunek, albo znak, np. dodatni; a więc $A/B > 0$, $B/C > 0, \ldots$ $\ldots, Y/Z > 0$. Szereg ułożony w taki sposób nazywa się szeregiem elektromotorycznym metali. Stosując do niego prawo napięć dostrzeżemy, że każdy metal tego szeregu elektryzuje się ujemnie, jeśli dotknie któregokolwiek metalu stojącego w szeregu po nim; elektryzuje się natomiast dodatnio, jeśli dotknie którego z wyprzedzających. Napięcie uzyskane będzie widocznie tem większe, im dalej od siebie wybrane dwa metale stoją w szeregu elektromotorycznym. Ostatni metal Z będzie najbardziej elektrododatnim z całego szeregu, pierwszy A najbardziej elektroujemnym. Według teoryi elektronowej Z ma w sobie najwięcej, A najmniej swobodnych elektronów.

111. Teorya ogniw galwanicznych. *a*) Wnioskowanie poprzedzającego ustępu, oparte na prawach termodynamiki, słuszne w odniesieniu do przewodniaów metalicznych, nie mogłoby być zastosowanem do drugiej wielkiej klasy przewodników, do t. zw. elektrolitów. Elektrolitami nazywamy wszystkie te przewodniki, które, przewodząc prąd elektryczny, ulegają jednocześnie rozkładowi, albo innym przeobrażeniom chemicznym w sposób, którego opisanie stanowić będzie treść rozdziału następującego. Należą tu, obok innych, roztwory wodne kwasów, soli i zasad.

Jeżeli w szeregu dotykających się wzajemnie przewodników znajduje się choćby jeden taki elektrolit, wtedy prawo napięć nie będzie w ogólności stosować się, nawet wtedy, gdy wszystkie przewodniki mają tę samą temperaturę. Zanurzmy do naczynia napełnionego wodą W, zadaną jakim kwasem lub solą (fig. 147), płytki np. z cynku Zn i miedzi Cu, nie dotykające się siebie. Połączmy je t. zw. drutami biegunowemi, z jakiegokolwiek metalu M' z elektrodami M i M elektrometru. Różnica potencyałów tych elektród, równa sumie wszystkich sił elektromotorycznych, wynosić będzie teraz:

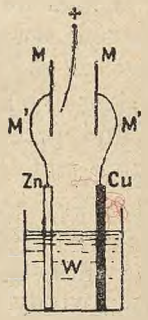


Fig. 147.

$$S = M/M' + M'/Zn + Zn/W + W/Cu + Cu/M' + M'/M.$$

Doświadczenie okaże, że suma ta jest istotnie różną od zera, pomimo że skrajne przewodniki M i M całego szeregu są jednakowe. Listek elektrometru, jeśli będzie dodatnio naelektry-

zowany, odchyli się w stronę elektrody połączonej z cynkiem, a odchylenie jego będzie miarą wypadkowej różnicy potencyałów S.

Taki szereg przewodników metalicznych, przedzielonych jednym, albo wieloma elektrolitami, nazywa się ogniwem galwanicznem (ust. 21). Suma S sił elektromotorycznych, czynnych na różnych powierzchniach zetknięcia przewodników tworzących ogniwo, nazywa się krótko siłą elektromotoryczną ogniwa. Jej wartość mierzy się różnicą potencyałów, czyli t. zw. napięciem biegunowem, wytworzonem przez nią na drutach biegunowych — dopóki one nie są z sobą złączone, a więc w ogniwie, jak się mówi, otwartem.

Ta różnica potencyałów nie zależy, jak wiemy, od bezwzględnej ich wysokości. Gdybyśmy np. odisolowali całe ogniwo, razem z elektrometrem, i naelektryzowali wszystko dodatnio, lub ujemnie, choćby najsilniej, nabój ten dodatkowy rozszedłby się po zewnętrznej powierzchni ogniwa i elektrometru, ale odchylenie listka (w dobrze osłonionym elektrometrze) nie zmieniłoby się.

b) Zważywszy, że według prawa napięć:

$$M/M' + M'/M = 0, \text{ tudzież, że } Cu/M' + M'/Zn = Cu/Zn,$$

możemy poprzednie wyrażenie napisać prościej tak:

$$(1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad S = Zn/W + W/Cu + Cu/Zn,$$

skąd wynika następujące prawo zasadnicze:

Siła elektromotoryczna ogniwa galwanicznego zależy jedynie od chemicznych i fizycznych właściwości przewodników metalicznych i elektrolitów, z których ono jest złożone, tudzież od jego temperatury; nie zależy natomiast ani od postaci, ani od rozmiarów tych przewodników, ani od rodzaju metalu (M'), z którego sporządzone są druty biegunowe; nie zależy też od bezwzględnej wysokości potencyału przewodników.

Dodatnim biegunem ogniwa nazywa się ten drut biegunowy, albo przytwierdzona doń spinka biegunowa, na na której potencyał jest wyższy, t. j. ku której siła elektromotoryczna pędzi elektryczność dodatnią przez ogniwo. Nie znaczy to, żeby na biegunie dodatnim znajdowała się zawsze

dodatnia elektryczność. On może być również ujemnie naelektryzowanym, jeśli tak naelektryzujemy całe ogniwo; będzie jednak zawsze mniej ujemnym od bieguna ujemnego.

Niezależność siły elektromotorycznej od rozmiarów ogniwa objaśni następujące doświadczenie. Złączmy dwa ogniwa, sporządzone z tych samych metali i z tych samych elektrolitów w taki sposób, żeby ich siły elektromotoryczne były przeciwnie skierowane — a więc biegunami jednoimiennymi (fig, 148). Elektrometr przyłączony do biegunów wolnych nie okaże żadnego odchylenia, nawet wtedy, gdy jedno ogniwo mieć będzie rozmiary beczki, drugie naparstka.

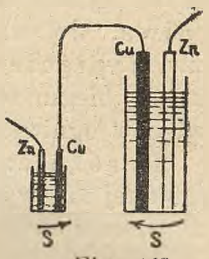


Fig. 148

Jak to wynika z doświadczenia Volty, elektromotorycznie czynną jest tylko zewnętrzna powierzchnia przewodnika. Płyta wewnątrz pusta działa jak pełna. Kawałek żelaza, powleczony najcieńszą bodaj warstewką miedzi, działa jak miedź lita, byle grubość warstewki była większa od promienia sfery molekularnego działania.

c) Prądy elektryczne — zazwyczaj bardzo słabe — dają też ogniwa złożone z dwu jednakowych metali, jeżeli każdy z nich będzie zanurzony w innym elektrolicie, a nawet w tym samym elektrolicie, byle stężenie jego przy obu metalach było różne (ogniwa koncentracyjne, ust. 150).

d) Względnie do pewnego danego elektrolitu W można różne przewodniki metaliczne układać również w szeregi elektromotoryczne (jak w ust. 110). Przypuszczam, że dwa metale A i B, zanurzone w W, dają ogniwo o sile elektromotorycznej:

$$S_{ab} = A/W + W/B + B/A.$$

Trzeci metal jakikolwiek X, skojarzony z pierwszym, da podobnież:

$$S_{ax} = A/W + W/X + X/A,$$

z drugim:

$$S_{bx} = B/W + W/X + X/B.$$

Zważywszy, że $X/B + B/A = X/A$, gdyż to są przewodniki metaliczne, tudzież, że $B/W + W/B = 0$, gdyż so są siły jednakie, a przeciwne sobie, znajdziemy natychmiast:

(2) . . . . $S_{ax} = S_{ab} + S_{bx}$, albo $S_{ab} = S_{ax} - S_{bx}$.

Ułożywszy tedy różne metale w szereg tak uporządkowany:

$$-A, B, C, \ldots, Y, Z+$$

żeby siły elektromotoryczne od któregokolwiek metalu do następującego bezpośrednio po nim w szeregu, miały zawsze ten sam znak, np. $S_{ab} > 0$, $S_{bc} > 0, \ldots$ otrzymamy szereg elektromotoryczny tych metali w danym elektrolicie.

Każdy metal tego szeregu staje się biegunem ujemnym, jeśli tworzy ogniwo z jednym z następujących; z każdym poprzedzającym tworzy biegun dodatni. Najsilniejsze ogniwo otrzymamy, zanurzając w danym elektrolicie metal najbardziej elektroujemny *A*, obok najbardziej elektrododatniego *Z*.

W wodzie zakwaszonej kwasem siarczanym przewodniki metaliczne (oznaczone swymi znakami chemicznymi) układają się w szereg następujący:

—*Zn*,	*Cd*,	*Fe*,	*Sn*,	*Pb*,	*Al*,	*Ni*,	*Sb*,	*Bi*,	*Cu*,	*Ag*,	*Hg*,	*Pt*+
0,00	0,24	0,45	0,46				0,80	0,89	0,90	1,13	1,28	1,52

Liczby podpisane wyrażają (w woltach) siły elektromotoryczne w zestawieniu z cynkiem. Ich różnice dają siły elektromotoryczne dowolnych zestawień, np. 0,90 — 0,24 = 0,66 woltów odpowiada zestawieniu miedzi z kadmem.

W innych elektrolitach porządek metali nie jest wiele od tego różny *). Najbardziej (z pospolitych metali) elektroujemny cynk bywa też używany, w przeważnej liczbie ogniw, jako metal ujemny.

e) W następującej tablicy podane są siły elektromotoryczne kilku częściej używanych ogniw. Składniki ich wyrażone są przez znaki chemiczne. Na pierwszem miejscu formuły ogniwa stoi metal ujemny, dodatni na ostatniem. Dopisany do wzoru chemicznego znak *aq* oznacza, jak zwykle, roztwór wodny nienasycony, znak *s* — roztwór stężony. Zupełnie stałemi liczby te nie są; zależą bowiem cokolwiek od stężenia użytych elektrolitów, a także od temperatury. Jak się siły elektromotoryczne mierzy, bez pomocy elektrometru, powiemy w ust. 122.

---

*) co można tłumaczyć tem, że ślady metalu wchodzą zawsze w roztwór; metal dotyka więc w rzeczywistości roztworu własnej soli (por. ust. 151).

TABLICA

SIŁ ELEKTROMOTORYCZNYCH OGNIW GALWANICZNYCH

w temperaturze zwyczajnej.

Ogniwo:	Wzór:	Siła el. mot. woltów
Volty	Zn, H_2SO_4 aq, Cu.	0,8
Daniella	Zn, $ZnSO_4$ aq, $CuSO_4$ s, Cu	1,07
Bunsena	Zn, $ZnSO_4$, aq, HNO_3 s, C	1,94
Grovego	Zn, $ZnSO_4$, aq, HNO_3, s, Pt.	1,94
Leclanchégo	Zn, NH_4Cl s, MnO_2 s, C	1,4
Kalomelowe	Zn, $ZnCl_2$ aq, Hg_2Cl_2 s, Hg	1,01
Clarca 15°	Zn, $ZnSO_4$ s, Hg_2SO_4 s, Hg	1,433
Westona	Cd, $CdSO_4$ s, Hg_2SO_4 s, Hg	1,0188
Poggendorfa	Zn, $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$ aq, C	2,0
De la Rue	Zn, NH_4Cl aq, $AgCl$ s, Ag	1,04
Akumulator	Pb, H_2SO_4 aq, PbO_2.	2,0

W ogniwach zawierających dwa elektrolity (jak np. ogniwo Daniella) umieszcza się częstokroć między obu elektrolitami ściankę z palonej, niepolewanej, porowatej glinki. Ona przepuszcza swobodnie prąd elektryczny, utrudnia jednak mieszanie się obu płynów przez dyfuzyę. W tych przypadkach, gdy drugi elektrolit, wprowadzony w nadmiarze, w stanie stałym, jako proszek, jest bardzo trudno rozpuszczalny (MnO_2 w ogniwie Leclanchégo, Hg_2SO_4 w ogniwach Clarka i Westona, $AgCl$, albo kalomel Hg_2Cl_2 w ogniwach de la Rue i w kalomelowem) ścianka taka jest zbędną (por. np. fig. 103).

f) Prawdziwe wartości poszczególnych sił elektromotorycznych, na powierzchniach zetknięcia metali i elektrolitów, albo dwu elektrolitów, nie są nam znane, podobnie jak nieznanemi są dotąd siły elektromotoryczne między dwoma metalami (ust. 109). Doświadczenie daje nam zawsze tylko summę wszystkich sił elektromotorycznych, składających się na wypadkową siłę elektromotoryczną całego ogniwa. Jest wszakże domniemanie, oparte nie na doświadczeniu, lecz na pewnych rozważaniach

teoretycznych, że siły elektromotoryczne między dwoma metalami, tudzież między dwoma elektrolitami, są znikomo małe (ust. 133, 151). Największe siły elektromotoryczne i największe skoki potencyału w ogniwie znajdują się prawdopodobnie na powierzchniach zetknięcia metali i elektrolitów, t. j. tam, gdzie się objawia najwydatniejsze działanie chemiczne. W myśl tego przypuszczenia siła elektromotoryczna np. ogniwa Daniella:

$$S = Zn/ZnSO_4\ aq + ZnSO_4\ aq/CuSO_4\ s/Cu + Cu/Zn$$

byłaby złożoną z części uzmysłowionych graficznie na fig. 149. Rzędne linii schodkowatej, nakreślone pełno i grubo, wyrażają na tym rysunku przypuszczalne wysokości potencyału różnych składników tego ogniwa, w stanie otwartym. Dla jasności przyjęto, że ogniwo, opatrzone miedzianymi drutami biegunowymi *A* i *K*, mieści się w wązkiej rurce szklanej, zatkanej na końcach czopkami z cynku i miedzi.

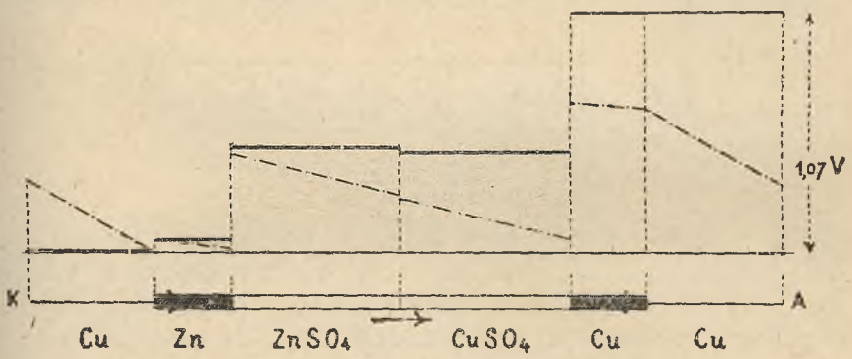


Fig. 149.

W rysunku tym przyjęto, że drut biegunowy ujemny jest na potencyale zero. Zgodnie z panującą obecnie teoryą (ust. 151) założono też, że cynk jest ujemny względem swego siarczanu, miedź natomiast dodatnia względem $CuSO_4aq$. Suma wszystkich skoków potencyału składa się na wypadkową różnicę 1,07 woltów, jaką też daje pomiar elektrometryczny.

112. Dwa sposoby spinania ogniw w baterye. *a*) Spięcie rzędowe. Według powyższego będzie natychmiast jasnem, że szereg ogniw jakichkolwiek, złączonych w ten sposób, iż biegun dodatni każdego ogniwa spięty jest z ujemnym następ-

nego (fig. 150, *a*) działa jak jedno ogniwo, złożone z wszystkich obecnych metali i elektrolitów, złączonych w kolejnym szeregu. Wypadkowa siła elektromotoryczna bateryi spiętej rzędowo równa się zatem sumie sił elektromotorycznych wszystkich ogniw.

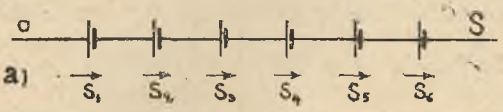


Fig. 150, *a*.

b) Spięcie równoległe. Przyjmijmy teraz, że wszystkie ogniwa są jednakowego typu, jakkolwiek mogłyby różnić się wielkością i kształtem. Połączmy wszystkie bieguny ujemne jednym spólnym drutem biegunowym i podobnież wszystkie dodatnie drugim (fig. 150, *b*). Różnica potencyałów na tych dwu

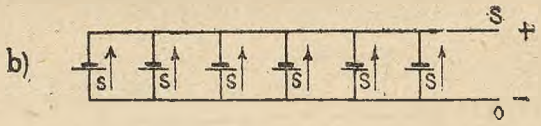


Fig 150, *b*.

drutach będzie wtedy taka, jak na biegunach każdego oddzielnego ogniwa. Jasnem jest bowiem, że połączenie drutem kilku przewodników, które miały potencyały jednakowe, nie może zmienić wysokości tego potencyału. Siła elektromotoryczna bateryi, spiętej równolegle, z ilukolwiek ogniw jednakowego typu, równa się sile elektromotorycznej każdego pojedynczego ogniwa.

Można też powiedzieć, że spięcie równoległe ma skutek taki, jak gdybyśmy zastąpili poszczególne słoje szklane, w których tkwią płyty metalowe, jednym słojem spólnym. Otrzymalibyśmy wtedy jedno ogniwo, o płytach znacznie zwiększonych — co jednak, jak wiemy, nie ma żadnego wpływu na wartość siły elektromotorycznej.

Baterye spięte równolegle, jakkolwiek nie przysparzają siły elektromotorycznej, dają jednak, w pewnych warunkach, prądy silniejsze, jak się to okaże w ust. 118.

113. Obwód galwaniczny. Łącząc bieguny s_1 i s_2 ogniwa złożonego np. z metali C i M i elektrolitu W (fig. 151), jakimkolwiek przewodnikiem r, nie zawierającym już w sobie żadnych sił elektromotorycznych, tworzymy t. zw. „obwód galwaniczny", zamknięty, złożony z jednego lub kilku, przewodników „zewnętrznych", łączących bieguny zewnątrz ogniwa, tudzież z dopełniających go przewodników „wewnętrznych" C, W, M i t. p., wchodzących w skład samego ogniwa.

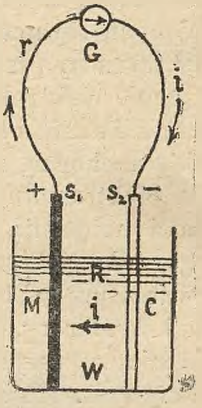


Fig. 151.

Siły elektromotoryczne, których siedliskiem są powierzchnie zetknięcia różnych przewodników składających ogniwo, podtrzymują w takim obwodzie nieustanne rozbrojenie, trwałe krążenie elektryczności, a więc prąd elektryczny (ust. 26). Ażeby zrozumieć jaśniej, jak się to dzieje, zważmy, że siła elektromotoryczna na powierzchni zetknięcia którejkolwiek pary przewodników, np. C i W, pędzi elektryczność, dajmy nato, od C do W. Dopóki obwód jest otwarty, działanie to doprowadzi tylko do stanu statycznej równowagi. Nastąpi ona wtedy, gdy przez nagromadzenie się nadmiaru elektryczności na W i na dalszych, połączonych z nim przewodnikach, tudzież wskutek odpowiedniego jej niedoboru na C, wystąpi po obu stronach różnica potencyałów, tamująca dalsze trwanie prądu. W zamkniętym obwodzie natomiast, przewodniki poprzedzające C, a więc drut r, dopełniają nieustannie powstający w C ubytek, wskutek czego równowaga nie będzie osiągniętą.

Jeżeli każdy przewodnik, taki jak C, przesyła w każdej jednostce czasu, tyleż elektryczności do W, ile jej jednocześnie otrzymuje od wyprzedzających go przewodników, wtedy krążenie elektryczności trwać będzie ustawicznie z jednakową mocą, otrzymamy prąd elektryczny stały. Przez wszystkie przekroje całego obwodu przepływa jednocześnie ta sama ilość elektryczności. Galwanometr G, włączony gdziekolwiek w taki obwód, wskazywałby wszędzie to samo natężenie prądu.

Teorya obwodu zamkniętego polega tedy na założeniu, że siły elektromotoryczne, zbadane elektrometrem, w stanie równowagi, na ogniwie otwartem, czynne są również w czasie krążenia prądu. Tyczy się to zarówno całkowitej siły elektromotorycznej, jak i wszystkich jej części. Należy zatem przyjąć, że podwójne

warstwy elektryczne, na powierzchniach zetknięcia różnych przewodników, jakoteż spowodowane przez nie nagłe skoki potencyału utrzymują się i wtenczas, gdy przez te przewodniki przechodzi prąd elektryczny; one bowiem wytwarzają nierówności potencyału, bez których nie byłoby prądu.

Nie jest wszakże rzeczą konieczną, żeby te siły elektromotoryczne i towarzyszące im skoki potencyału były w czasie trwania prądu dokładnie takie same, jak w stanie statycznym. One zależą zawsze tylko od chemicznej i fizycznej jakości dotykających się przewodników. Owóż zdarza się z reguły, że prąd elektryczny, przez swe działanie chemiczne, zmienia skład, albo stężenie elektrolitów, a na metalach osadza obce ciała, o odmiennem działaniu elektromotorycznem. Ogniwa, w których działania takie zachodzą, nazywają się niestałe (np. ogniwo Volty). Ich siła elektromotoryczna zmienia się, opada, w miarę czasu trwania i natężenia prądu. Ażeby ogniwo było stałem, t. j. żeby jego siła elektromotoryczna w obwodzie zamkniętym, podczas trwania prądu, była taka sama, jak w stanie otwartym, potrzeba i wystarczy, iżby mimo zmian wywołanych przez prąd, skład chemiczny wszystkich jego składników pozostawał ściśle niezmieniony (ust. 155). W pierwszym rzędzie ustrój metali, które mają w tym względzie znaczenie przeważne, nie powinien się zmieniać. Warunkowi temu czynią istotnie zadość, przynajmniej bardzo przybliżenie, niektóre ogniwa o dwu elektrolitach (Daniella, Bunsena), tudzież akumulator, jak się to okaże w rozdziale następującym.

114. Prawo Ohma. Niebawem po odkryciu Volty dostrzeżono, że prąd elektryczny, otrzymany z ogniwa tego samego typu, może być bądź silniejszy, bądź słabszy, zależnie od rodzaju przewodnika zewnętrznego, którego użyto do złączenia biegunów, i zależnie od rozmiarów samego ogniwa. W drucie długim a cienkim, łączącym bieguny, powstanie prąd słabszy, aniżeli w krótkim, a grubym; w żelaznym, *caeteris paribus* słabszy, niż w miedzianym. Objawy te nasuwały wyobrażenie pewnego oporu, jaki prąd spotyka w dobrych nawet przewodnikach, wyobrażenie wzorowane na oporze, jaki spotyka prąd cieczy w długich, a wązkich przewodach. Ścisłe określenie tego oporu elektrycznego, wyrażenie wielkości jego liczbą, było niespożytą zasługą Jerzego Ohma (ust. 34).

Określenie to Ohm oparł na doświadczeniach, których celem było wynalezienie wszystkich warunków, od których zależy natężenie stałego prądu, w zamkniętym obwodzie galwanicznym.

W stanie równowagi elektrycznej potencyał posiada tę samą wysokość we wszystkich częściach każdego jednolitego przewodnika. Zasada ta nie stosuje się jednak do przewodników, które nie są w równowadze elektrycznej, które przewodzą prąd. Wszakże prąd elektryczny wynika właśnie z nierówności potencyału; *płynie* (prąd elektryczności dodatniej) w każdym przewodniku od tej jego części, która ma potencyał wyższy w stronę potencyałów niższych (ust. 48, *b*) *).

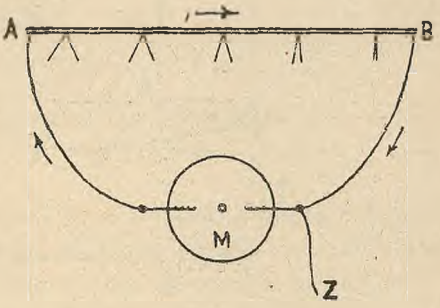


Fig. 152.

Tę nierówność napięcia wzdłuż przewodnika przewodzącego prąd można uwidocznić jaskrawo, jeśli np. końce drewnianego pręta, (który przewodzi bardzo miernie) połączymy ze źródłem potężnej siły elektromotorycznej, dajmy nato, z biegunami machiny elektrycznej *M* (fig. 152); jeden z nich, połączony także z ziemią, jest na potencyale zero. Proste elektroskopy, listki papierowe, rozwieszone wzołuż pręta, wskażą uam swem rozchyleniem, stopniowy spadek potencyału na pręcie, od jednego końca, do drugiego.

Toż samo doświadczenie można wykonać również z dobrym przewodnikiem, np. z bryłą miedzianą, albo żelazną *MN*, jakiejkolwiek postaci (fig. 153), której oba końce, połączono z biegunami ogniwa, albo bateryi galwanicznej. I teraz okaże się, że wzdłuż prądu potencyał na bryle spada od przekroju do przekroju, w kierunku prądu. Do wykazania i zmierzenia tych różnic napięcia wypadnie jednak użyć bardzo czułego np. kwadrantowego elektrometru *E* (na rysunku, dla większej przejrzystości

*) Nierówność potencyalu w przewodniku powoduje zawsze prąd elektryczny. Możliwym jednak jest prąd, bez nierówności potencyału. Zdarzyć się to może wtenczas, gdy w każdem miejscu zamkniętego obwodu działa siła elektromotoryczna, pędząca elektryczność w tym samym kierunku, jak się to dzieje w niektórych przypadkach indukcyi magnetoelektrycznej.

przyrząd ten naznaczony jest schematycznie, pod postacią elektrometru dwulistkowego). Siła elektromotoryczna bateryi jest bowiem wiele tysięcy razy mniejsza, aniżeli machiny elektrycznej, a obok tego prąd w dobrym przewodniku będzie tak silny, że dążyć będzie do szybkiego zniwelowania istniejących różnic potencyału. Celem zmierzenia natężenia i tego prądu, włącza się w obwód, gdziekolwiek, galwanometr, albo ampermetr G.

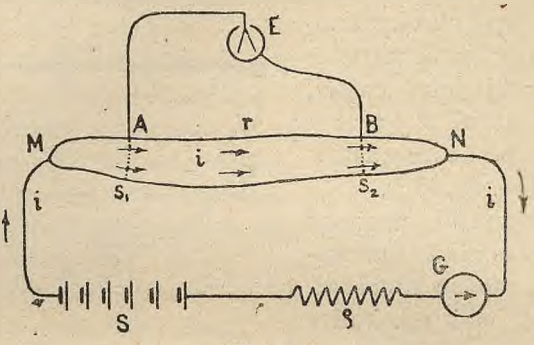


Fig. 153.

Wartość różnicy potencyałów $s_1 - s_2$ w jakichkolwiek dwu przekrojach A i B badanego przewodnika można zmieniać dowolnie, bądź to przez włączanie lub wyłączanie ogniw w bateryi S, bądź też przez włączanie lub wyłączanie dodatkowych kawałków drutu ρ w obwodzie. Jednocześnie zmieniać się będzie natężenie i prądu w całym obwodzie, a więc i w badanej jego części AB.

Doświadczenia Ohma zmierzały do wykrycia zależności pomiędzy tem natężeniem prądu i, a różnicą potencyałów $s_1 - s_2$, t. j. napięciem, działającem na przewodnik AB. Mierząc spółcześnie prąd galwanometrem G i napięcie elektrometrem E, Ohm okazał, że w przewodnikach zarówno metalicznych, jak elektrolitycznych, spełnia się zawsze, z całą ścisłością, zależność następująca:

Natężenie i prądu stałego, płynącego przez jakikolwiek przewodnik AB, jest wprost proporcyonalne do różnicy potencyałów $s_1 - s_2$ na jego krańcowych przekrojach A i B. Przypuszcza się tu, że przewodnik AB jest biernym tylko przewodnikiem, t. j. że niema w sobie żadnej siły elektromotorycznej, jak włączone ogniwa i t. p.

Stosunek tej różnicy potencyałów $s_1 — s_2$, do natężenia i wywołanego przez nią prądu, jest zatem liczbą stałą r, niezależną od natężenia prądu. Stosunek ten, zależny jedynie od postaci, materyału i temperatury przewodnika i od sposobu wprowadzenia weń prądu, nazywa się oporem elektrycznym tego przewodnika.

Wymierzywszy tedy różnicę potencyałów $s_1 — s_2$, tudzież natężenie prądu i, w jakichkolwiek miarach, elektrostatycznych, elektromagnetycznych, albo praktycznych, wyrazimy prawo Ohma jednem z równań:

$$(1) \quad \frac{s_1 — s_2}{i} = r, \text{ albo } s_1 — s_2 = ir, \text{ albo } i = \frac{s_1 — s_2}{r},$$

w czem r oznaczać będzie wartość oporu elektrycznego, wyrażoną w tym układzie miar, w jakim wyrażono $s_1 — s_2$, tudzież i.

Pierwsze z tych równań określa opór przewodnika; drugie daje spadek napięcia wzdłuż jego długości; trzecie pozwala obliczyć natężenie prądu, jeśli tamte dwie wielkości są znane.

Prąd elektryczny płynie zawsze w kierunku potencyałów malejących, nigdy przeciwnie. Spadek potencyału $s_1 — s_2$, w kierunku dodatniego prądu i, jest koniecznie dodatni; opór elektryczny r, jako stosunek dwu dodatnich wielkości, posiada zatem zawsze wartość dodatnią.

Prawo Ohma nietylko określa ilościowo pojęcie oporu elektrycznego, ono wskazuje zarazem sposób ogólny doświadczalnego wymierzenia jego wartości, w każdym przypadku, jakikolwiek byłby kształt przewodnika. Do pomiaru takiego potrzebny jest elektrometr (albo woltmetr, ust. 121), o podziałce cechowanej na wolty, i galwanometr, albo ampermetr, wskazujący wprost natężenie prądu w amperach. Przez przewodnik badany przeprowadzamy stały prąd elektryczny, z ogniwa, bateryi, albo jakiegokolwiek innego, stałego źródła prądu; odmierzamy liczbę amperów, tudzież liczbę woltów napięcia na końcach. Podzieliwszy liczbę woltów $s_1 — s_2$ przez liczbę amperów i, otrzymamy wartość oporu wyrażoną w mierze, którą na cześć Ohma nazwano Ohmem (1 Ω). Jednostka „ohm" przedstawia tedy opór takiego przewodnika, w którym napięcie 1 wolt daje prąd 1 ampera.

Rzeczą osobnego badania będzie znaleźć od jakich warunków geometrycznych i fizycznych zależą opory różnych przewodników (ust. 116).

115. Linie prądu i powierzchnie poziomu. Pojemność przewodników prądu. Sprobójmy wyrozumieć dokładnie stan elektryczny przewodnika takiego, jak *MN* (fig. 153) przewodzącego stały prąd elektryczny. W przypadku równowagi elektrycznej, elektryczność na przewodniku naelektryzowanym gromadzi się, jak wiadomo, tylko na powierzchni zewnętrznej; we wnętrzu niema jej wcale, albo raczej znajdują się tam równoważne, znoszące się w swem działaniu, ilości elektryczności dodatniej (atomów materyalnych zjonizowanych) i ujemnej (elektronów). Potencyał elektryczny w przewodniku takim jest wszędzie jednaki*), przeto też pole wewnętrzne jest zero.

Inaczej w przewodniku przewodzącym prąd. We wnętrzu jego niema wprawdzie elektryczności, t. j niema nigdzie jej nadmiaru. Obok atomów neutralnych będą tam zjonizowane dodatnie, ale w równoważnej liczbie także ujemne elektrony, których ruch stanowi właśnie prąd elektryczny w przewodnikach metalicznych (ust. 108). Pole elektryczne nie jest jednak zerem. Wszakże potencyał zmienia się od przekroju do przekroju, a wiadomo, że spad potencyału, wzdłuż linii elektrycznej, jest miarą natężenia pola elektrycznego (ust. 50, *b*). Wprawdzie w doświadczeniach takich, jak je Ohm wykonywał (fig. 153), można mierzyć wysokości potencyału tylko w punktach leżących na powierzchni, takich, jak *A* i *B*. Jest jednak rzeczą pewną, że i w głębi przewodnika potencyał nie jest jednostajny, lecz zmienia się od przekroju do przekroju. Wynika to stąd, że prąd elektryczny nie jest objawem powierzchownym, on p ł y n i e p r z e z c a ł ą m i ą ż s z p r z e w o d n i k a; rurka metalowa przewodzi prąd inaczej, gorzej, aniżeli walec pełny. Owóż nie byłoby prądu, gdyby nie było spadu potencyału i we wnętrzu.

W każdem miejscu przewodnika przewodzącego prąd można zatem przeprowadzić przekrój poprzeczny, nie płaski, lecz w ogóle zakrzywiony, przechodzący przez te punkty wewnętrzne, w których potencyał posiada tę samą wysokość, jak na powierzchni (dwa takie przekroje, odpowiadające potencyałom s_1 i s_2, zaznaczone są na fig. 153 liniami kropkowanemi, obok *A* i *B*). Natężenie elektryczne we wnętrzu jest wszędzie prostopadłe do tych p o w i e r z c h n i p o z i o m u elektrycznego (jak w polu elektrostatycznem, ust. 50); prostopadle do nich przebiegają też l i n i e

*) Różnice objawiłyby się tylko w odległościach molekularnych, są zatem niedostępne dla doświadczenia.

prądu, t. j. linie wskazujące kierunek ruchu elektryczności (na podobieństwo linii prądu w cieczach płynących).

Najłatwiej jest okazać doświadczalnie przebieg powierzchni poziomu i linii prądu, na przewodniku sporządzonym z cienkiej metalowej blaszki, np. wyciętym z arkusza staniolu (fig. 154). Przez druty A i K wprowadzamy i odprowadzamy prąd z ogniwa. Przyłożywszy do powierzchni blaszki końce dwu drutów pomocniczych, połączonych z galwanometrem G, otrzymamy w ogóle odchylenie igły. Wtedy tylko, gdy trafimy na dwa punkty m i n, leżące na tej samej powierzchni poziomu ss, prądu w galwanometrze nie będzie. Tym sposobem można wykreślić na powierzchni blaszki szereg linii jednakowego napięcia i, prostopadle do nich, linii prądu.

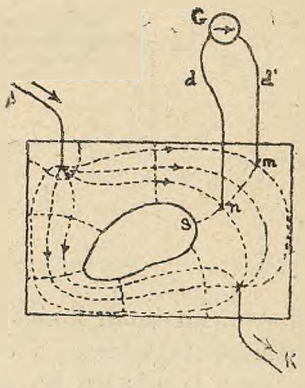


Fig. 154.

Opór elektryczny kawałka przewodnika określiliśmy, jako równy stosunkowi różnicy potencyałów s_1 i s_2 na jego końcach, t. j. na dwu ograniczających go przekrojach A i B, do natężenia całego, płynącego przez ten przewodnik prądu. Widzimy teraz, że opór elektryczny jakiejkolwiek bryły ma znaczenie i wartość określoną wtedy tylko, gdy ta bryła jest ograniczona z dwu stron powierzchniami poziomu elektrycznego. Nie można np. mówić o oporze kulistego, albo walcowatego kawałka miedzi, nie wskazawszy zarazem w jaki sposób prąd ma być przeprowadzony, jaki jest przebieg linii prądu w jego wnętrzu. Dwa przykłady prądu przez kulę okazuje fig. 155; w każdym z tych przypadków kula przedstawia widocznie inny opór.

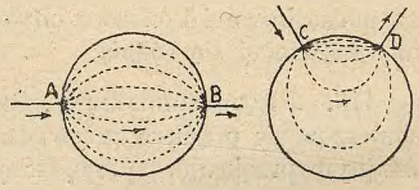


Fig. 155.

Jakkolwiek tedy wnętrze przewodnika, przewodzącego prąd, nie zawiera w sobie w nad miarze ani dodatniej, ani ujemnej elektryczności, to jednak powierzchnia jego zewnętrzna będzie w ogóle naelektryzowaną, albowiem różne jej punkty mają potencyały odmienne od przed-

miotów otaczających — wysyłają zatem ku nim linie elektryczne. Nabój nagromadzony na powierzchni zależeć będzie (jak w zwykłym kondensatorze) od wielkości, odległości i potencyału otaczających przewodników. Fig. 156. wyobraża np. drut przewodzący prąd, otoczony spółosiową rurą, utrzymywaną na potencyale zero. Linie elektryczne (kreskowane) okazują, że pole elektryczne w powietrzu otaczającem drut jest silne tam, gdzie różnica potencyałów drutu i rury jest znaczna, słabnie zaś stop

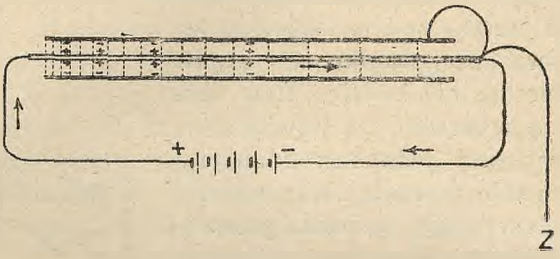


Fig. 156.

niowo ku temu końcowi, którego potencyał jest równy potencyałowi rury (zero). Powierzchnia każdego przewodnika prądu posiada zatem pewną pojemność elektryczną, zależną od postaci i położenia otaczających przewodników. W chwili, gdy połączymy końce takiego przewodnika z biegunami ogniwa — zanim prąd elektryczny się rozwinie i ustali — ogniwo dostarczyć musi naboju do naelektryzowania jego powierzchni, odpowiedniego jej pojemności elektrycznej. Cewka, utworzona z nawiniętego gęsto drutu, osnutego jedwabiem, albo okrytego cienką warstwą gutaperki, posiada również pewną pojemność elektryczną — tem większą, im bliżej siebie leżą początkowe i końcowe obwody drutu, gdyż na tych potencyały najwięcej się różnią.

116. Prąd jednostajny. Opory drutów. Najprostsze jest rozmieszczenie prądu w przewodnikach długich a cienkich, o jednostajnym przekroju, sporządzonych z materyału jednolitego — słowem w drutach cienkich, czy to prostych, czy niezbyt ostro zgiętych. Linie prądu tworzą w nich z konieczności wiązkę równoległą do osi (fig. 157), z wyjątkiem końców, przypiętych zwykle do innych grubszych, przewodników; tutaj linie muszą zakrzywiać się lekko, rozchodząc się wachlarzowato w grubszym przewodniku.

Rozmieszczenie potencyału, wzdłuż drutu przewodzącego prąd, uzmysłowimy sobie rysunkiem. Wykreślmy nad różnymi punktami $A, D, B, \ldots$ (fig. 158) takiego drutu rzędne, wyobrażające wysokość potencyału i przyjmijmy, że prąd w drucie jest stały, przeto wszędzie ten sam. Linia, łącząca wierzchołki tych rzędnych będzie z konieczności linią prostą, pochyloną w kierun-

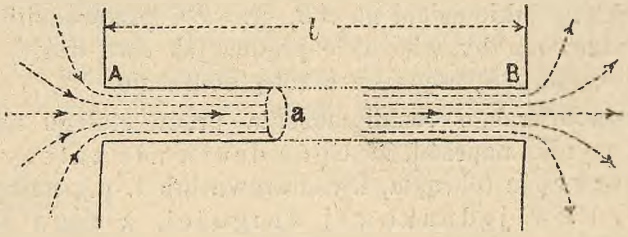


Fig. 157.

ku prądu, gdyż bezwzględna wysokość potencyału niema nigdy znaczenia, a każdy odcinek drutu przewodzi prąd tak samo, jak każdy inny. Spad potencyału wzdłuż jednolitego drutu, przewodzącego stały prąd, jest tedy jednostajny.

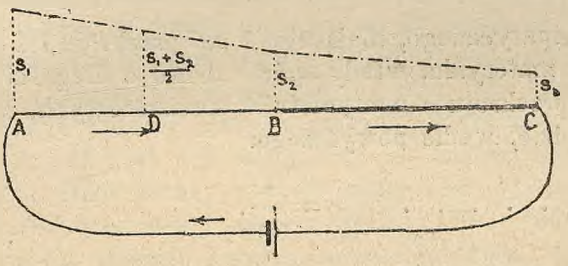


Fig. 158.

Stąd wynika natychmiast, że opory elektryczne drutów, tego samego przekroju, z jednakowego materyału, mają się do siebie, jak ich długości. Tak np. każda połowa drutu AB, a więc AD, albo DB, przewodzi ten sam prąd, jak drut cały, ale pod napięciem o połowę mniejszem; posiada tedy, w myśl określenia, połowę oporu całości.

Czy linie prądu wypełniają każdy przekrój drutu równomiernie, czy też prąd skupia się więcej u powierzchni, albo więcej w poblizu osi (jak prąd wody w rurce włoskowatej), tego nie

można naprzód orzec. Doświadczenie rozstrzyga jednak, że prąd stały wypełnia cały przekrój równomiernie. Przyłączmy bowiem do drutu AB (fig. 158), drugi drut BC, z tego samego materyału, równie długi, ale mający przekrój poprzeczny np. dwakroć większy. Przekonamy się, że spadek potencyału od B do C, t. j. napięcie na tym drucie, będzie o połowę mniejsze, niż na AB, jakkolwiek przez oba płynie ten sam prąd. Pod napięciem takiem, jakie działa na AB, drut BC przewodziłby zatem prąd $2i$, przewodziłby więc tyle prądu, jak dwa druty, o przekroju takim, jak AB, złączone z sobą podłużnie.

Z równomiernego rozmieszczenia prądu stałego na całym przekroju wynika naprzód, że opór drutu nie zależy od postaci przekroju (okrągła, kwadratowa lub t. p.), następnie, że opory drutów jednakowej długości, z tego samego materyału, mają się odwrotnie, jak pola ich przekrojów. Drut, mający a millimetrów kwadratowych w przecięciu, przewodzi bowiem a razy więcej prądu, aniżeli, pod tem samem napięciem, drut o przekroju 1 mm^2.

Nadto jeszcze, i przedewszystkiem, opór drutu zależeć będzie od rodzaju materyału, od dobroci przewodnictwa materyału, o czem więcej w ust. 124. Oznaczmy przez $\frac{1}{c}$ opór słupka pryzmatycznego, mającego 1 cm^2 przekroju i 1 cm długości, z pewnego materyału, wtedy opór r drutu o długości l centymetrów i o przekroju a centymetrów kwadratowych, z tegoż materyału, będzie, wedle powyższego:

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots r = \frac{l}{ca}.$$

Stała c nazywa się przewodnictwem elektrycznem danego materyału.

Należy jeszcze dodać, że opór metaliczny nie zależy od kierunku prądu, t. j. nie zmienia się, gdy, nie zmieniwszy połączeń, zmienimy kierunek prądu na przeciwny — jak się to może zdarzać w gazach, gdy np. jedna elektroda jest rozżarzona, druga chłodna.

Wspomnimy przy tej sposobności o oporach przewodników paru innych form, jak je oblicza fizyka matematyczna. Warstwa elektrolitu, zamknięta między dwiema ścianami metalowemi walcowatemi, o pro-

mieniach ρ_1 i ρ_2 (gdzie $\rho_1 > \rho_2$), o wysokości wspólnej w (fig. 159), jak to bywa w wielu formach ogniw galwanicznych, przedstawia opór:

$$r = \frac{1}{2\pi wc} \log \text{nat} \frac{\rho_1}{\rho_2}.$$

W telegrafii prowadzi się prąd elektryczny od jednej stacyi do drugiej drutem nadziemnym isolowanym, poczem prąd wraca przez samą ziemię, wprowadzony tam i odprowadzony przez metalowe elektrody (duże blachy), wkopane trwale w wilgotne warstwy ziemi (fig. 160). Opór takiego obwodu składa się z oporu drutu i z oporu ziemi, który jednak nie zależy prawie wcale od odległości obu stacyi,

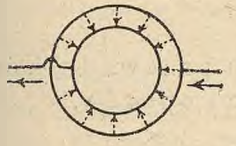


Fig. 159.

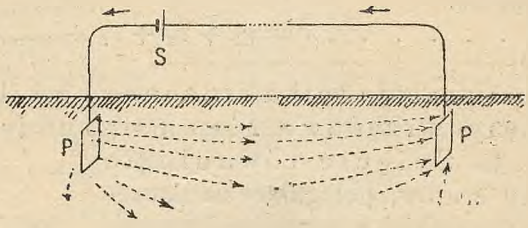


Fig. 160.

a zależy głównie od wielkości blach i od przewodnictwa ziemi w ich otoczeniu. Tłumaczy się to tem, że prąd rozchodzi się, ściśle biorąc, w całej kuli ziemskiej, której rozmiary są olbrzymie w porównaniu z odległością dalekich nawet stacyj. Większe skupienie linij prądu istnieje tylko w sąsiedztwie blach; tam też tkwi opór. Większe skupienie linii prądu widzimy także w grubych elektrodach, do których przytwierdzony jest drut AB na fig. 157, ale znowu tylko w pobliżu końców drutu. Opór każdej z tych części elektród jest taki, jak krótkiego kawałeczka tegoż samego drutu AB, o długości 0,8 ρ, w czem ρ oznacza promień kolistego przekroju drutu. Opór pozostałych części elektród można zaniedbać.

117. Dwa sposoby spinania oporów. Upusty. *a*) Spięcie rzędowe kilku przewodników, mających z osobna opory $r_1, r_2, r_3, \ldots, r_n$ zachodzi wtenczas, gdy koniec każdego z nich dotyka się początku następnego (fig. 161, *a*). Wszystkie przewod-

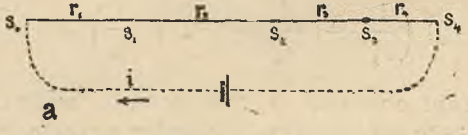


Fig. 161, a.

niki przewodzą wtenczas ten sam prąd $= i$. Stosując do nich po kolei prawo Ohma znajdziemy:

$$s_0 - s_1 = i r_1;\ s_1 - s_2 = i r_2;\ \ldots;\ s_{n-1} - s_n = i r_n;$$

w czem $s_0, s_1, s_2, \ldots, s_n$ oznaczają wartości potencyału na powierzchniach zetknięcia (ściślej, na przegradzających je powierzchniach poziomu). Dodając te równania, otrzymamy:

$$s_0 - s_n = i\,(r_1 + r_2 + r_3 + \ldots + r_n),$$

co oznacza, że cały łańcuch zachowuje się jak jeden przewodnik o oporze:

(3) . . . . . $r = r_1 + r_2 + r_3 + \ldots + r_n$

Opór przewodnika złożonego z kilku przewodników spiętych rzędowo, równa się sumie ich oporów.

b) Spięcie równoległe kilku drutów, polegające na złączeniu wszystkich początków i wszystkich końców ze sobą (fig. 161, b) odznacza się tem, że na wszystkie przewodniki działa to samo napięcie $s_1 - s_2$. Z powodu różnych oporów będą one teraz przewodziły różne prądy, mianowicie, zawsze według prawa Ohma:

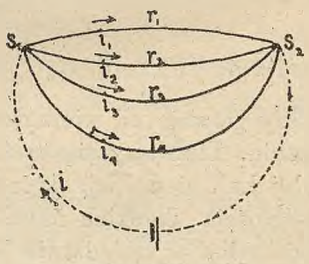


Fig. 161, b.

$$i_1 = \frac{s_1 - s_2}{r_1};\quad i_2 = \frac{s_1 - s_2}{r_2}, \ldots i_n = \frac{s_1 - s_2}{r_n}.$$

Jeśli to są prądy stałe, wtedy suma ich:

$$i_1 + i_2 + \ldots + i_n = i$$

powinna równać się natężeniu prądu dopływającego do początku, albo odpływającego od końca całego rozgałęzienia. Dodając poprzednie równania znajdziemy:

$$i = (s_1 - s_2)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \ldots + \frac{1}{r_n}\right) = \frac{s_1 - s_2}{r}.$$

Gdyby zatem chodziło o zastąpienie całego tego systemu przewodników jednym jedynym, któryby przewodził ten sam cał-

kowity prąd i, pod tem samem napięciem s_1—s_2, należałoby dać mu opór r taki, iżby było:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \ldots + \frac{1}{r_n} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

t. j. „odwrotność" oporu przewodnika, złożonego z kilku przewodników spiętych równolegle, równa się sumie odwrotności ich oporów.

Zwracamy uwagę na analogię tych reguł z podobnemi, jakie stosują się do spiętych z sobą kondensatorów (ust. 55, *d*) — w odwrotnym jednak porządku.

Spięcie oporów równoległe wykonywa się w praktyce w ten sposób (fig. 161, c), iż się je załącza równolegle między dwa grube, metalowe druty, o znikomo małym oporze — stąd nazwa.

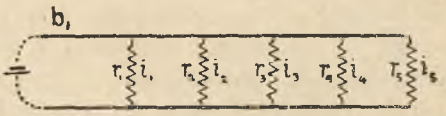


Fig. 161, c.

Upusty. Ażeby zapobiedz przejściu zbyt silnego prądu, ze źródła S, do jakiegokolwiek przyrządu, albo urządzenia elektrycznego, mającego opór r, np. do galwanometru G (fig. 162) — albo też, żeby wprowadzić tam pewną odmierzoną dokładnie część prądu J, dostarczanego przez źródło — łączymy elektrody a i k przyrządu t. zw. upustem, drutem dość grubym, o niewielkim, znanym oporze r'. Z teoryi spięcia równoległego wynika, że przez przyrząd przejdzie wtedy tylko część $i = \frac{s_1 - s_2}{r}$ prądu, podczas gdy przez upust odejdzie reszta $i' = \frac{s_1 - s_2}{r'}$, skąd wynika, że $i : i' = r' : r$, albo $i : i + i' = r' : r + r'$. Ponieważ $i + i' = J$, przeto wypada:

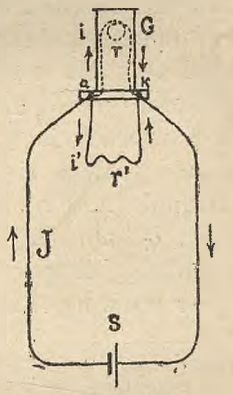


Fig. 162.

$$(5) \quad \ldots\ldots\ldots \quad i = J \cdot \frac{r'}{r + r'}.$$

Chcąc np. oddzielić od prądu głównego $^1/_{100}$-ną część, należy wziąć $\frac{r'}{r + r'} = {}^1/_{100}$, czyli $r' = \frac{1}{99} \cdot r$.

Upust o znikomo małym oporze nazywa się krótkiem spięciem; ono odwodzi widocznie cały prąd, nie zostawiając nic w przyrządzie. Przyrząd krótko spięty przedstawia dla reszty obwodu opór zero, jakkolwiek znaczny byłby własny jego opór r.

118. Zastosowania prawa Ohma do obwodów zamkniętych. *a*) Zastosowanie do ogniwa. Połączywszy bieguny ogniwa (fig. 151) drutem, albo innym przewodnikiem, mającym opór r, otrzymam prąd o natężeniu i, które, według prawa Ohma, wynosi $i = \frac{s_1 - s_2}{r}$; s_1 i s_2 oznaczają tu wartości potencyału na końcach drutu, a więc na biegunach ogniwa: s_1 na dodatnim, s_2 na ujemnym. Idąc tedy wzdłuż drutu od dodatniego do ujemnego bieguna, a więc w kierunku prądu, znajduję spadek potencyału o $s_1 - s_2 = ir$. Z bieguna ujemnego tenże prąd i wstępuje do ujemnej płyty ogniwa, np. do cynku C, który przedstawia również pewien opór R'. Wzdłuż tej płyty potencyał obniża się tedy jeszcze o iR'. Podobnież wzdłuż elektrolitu W obniża on się o iR''; wzdłuż płyty dodatniej, aż do bieguna dodatniego o iR''', w czem R'' i R''' oznaczają opory obu tych części składowych ogniwa. Ogółem tedy spadek potencyału wzdłuż całego obwodu wynosi $i(r + R' + R'' + R''')$. Wróciwszy atoli do bieguna dodatniego powinniśmy znaleść tam tę samą wysokość s_1 potencyału, od której zaczęliśmy obchód. Widoczna tedy, że suma wszystkich tych spadków potencyału powinna być dokładnie wyrównana przez sumę wszystkich skoków potencyału, na powierzchniach elektromotorycznych ogniwa. Ale suma tych skoków równa się całkowitej sile elektromotorycznej S ogniwa. Powinno zatem być $S = i(r + R' + R'' + R''')$. Oznaczywszy przez R sumę $R' + R'' + R'''$, t. j. łączny opór wszystkich przewodników leżących na drodze prądu, w samem ogniwie, t. zw. opór wewnętrzny ogniwa, otrzymamy:

$$(6) \quad \ldots\ldots\ldots \quad i = \frac{S}{r + R}.$$

co znaczy, że natężenie prądu stałego, w obwodzie zamkniętym, równa się sile elektromotorycznej czynnej w tym obwodzie, podzielonej przez sumę wszystkich oporów zewnętrznych i wewnętrznych.

Roztrząsając siły elektromotoryczne czynne np. w ogniwie Daniella przedstawiliśmy na fig. 149 linią grubszą, pełną, przy-

puszczalne rozmieszczenie potencyałów w ogniwie otwartem. Linia złożona z kresek i kropek pozwoli nam uzmysłowić sobie spadki potencyału, jakie wytworzą się w przewodnikach składających ogniwo, wtenczas, gdy ono wytwarza prąd. Należy wyobrazić sobie przytem, że i końce A i K drutów biegunowych są połączone z sobą. Nie zawadzi dodać, że niepewność panująca obecnie co do wartości skoków potencyału, na poszczególnych powierzchniach elektromotorycznych ogniwa, nie uwłacza bynajmniej prawdziwości równania (6). Suma tych skoków jest przecież znana, równa się całkowitej sile elektromotorycznej ogniwa.

b) Uogólnienie prawa Ohma. Nie będzie też zbytecznem zwrócić uwagę, że napięcie $s_1 — s_2$, na biegunach ogniwa zamkniętego, nie jest równe jego sile elektromotorycznej, jak to było w ogniwie otwartem. Wartość tego napięcia biegunowego zależy teraz od wielkości zewnętrznego oporu r, równa się, według prawa Ohma, iloczynowi ir, a więc według (6):

$$(7) \quad \ldots\ldots\ldots \quad s_1 - s_2 = S - iR.$$

Wtedy tylko, gdy opór wewnętrzny ogniwa jest niezmiernie mały, będzie ono przybliżenie równe jego sile elektromotorycznej. Pisząc równanie (7) w postaci:

$$(8) \quad \ldots\ldots\ldots \quad s_2 - s_1 = iR - S$$

i zważywszy, że przez ogniwo prąd płynie od ujemnego bieguna (s_2) do dodatniego (s_1), wypowiemy prawo Ohma w postaci ogólniejszej:

Spadek potencyału wzdłuż przewodnika mającego opór R, a będącego siedliskiem siły elektromotorycznej S, liczony w kierunku płynącego przezeń prądu i, równa się iloczynowi iR z prądu i oporu, pomniejszonemu o siłę elektromotoryczną S, jeśli ona działa w kierunku prądu, albo powiększonemu o S, jeśli ta siła elektromotoryczna działa w kierunku przeciwnym prądowi.

c) Zastosowanie do bateryi galwanicznej, złożonej z n jednakowych ogniw, spiętych rzędowo (fig. 150, a), daje widocznie, w myśl wzoru (6):

$$(9) \quad \ldots\ldots\ldots \quad i = \frac{nS}{r + nR}.$$

W przypadku natomiast bateryi spiętej równolegle (fig. 150, b) otrzymamy:

$$(10) \quad \ldots\ldots\ldots i = \frac{S}{r + \frac{R}{n}},$$

albowiem, według (4) ust. 117, opór wewnętrzny całej bateryi równa się n-tej części oporu każdego oddzielnego ogniwa.

Wzory (9) i (10) pozwalają ocenić, w jakim przypodku właściwszem będzie spięcie rzędowe, w jakim równoległe, gdy, mając do rozporządzenia n ogniw, zamierzamy uzyskać — nie oglądając się na koszta — prąd możliwie silny w danym przewodniku zewnętrznym. Jeżeli mianowicie opór r tego przewodnika jest tak wielki, w porównaniu z oporem R pojedynczego ogniwa, że nawet iloczyn nR jest liczbą drobną wobec r, wtedy wzór (9) daje w przybliżeniu $i = n \cdot \frac{S}{R}$; prąd wzmaga się proporcyonalnie do liczby n ogniw spiętych w rzędzie. Spięcie równoległe dałoby w tym przypadku (według 10) prąd $i = \frac{S}{r}$ taki, jak jedno ogniwo — nie byłoby więc odpowiedniem.

Spięcie równoległe będzie natomiast właściwem wtedy, gdy opór zewnętrzny r jest bardzo mały w porównaniu z R, gdyż wtedy istotnie wzór (10) daje $i = n \cdot \frac{S}{R}$, zaś (9) tylko $i = \frac{S}{R}$. W obu przypadkach tedy najkorzystniej będzie złożyć bateryę w taki sposób, żeby jej opór wewnętrzny był ile możności równy oporowi zewnętrznemu.

d) Dobór cewek. Tą samą zasadą kierujemy się przy doborze galwanometrów mających nam okazać natężenie prądu dostarczanego przez pewne dane źródło; żądamy wtedy, żeby odchylenie skazówki było możliwie wielkie i wyraźne. Podobnież, przyłączając do jakiego źródła np. cewkę elektromagnesu żądamy, żeby prąd możliwie silnie go namagnesował. Owóż w obu tych zastosowaniach skutek będzie najlepszy, jeżeli opór cewki galwanometru, czy elektromagnesu, będzie ile możności zbliżony do wewnętrznego oporu źródła prądu. Do źródła o bardzo małym oporze (np. do stosu termoelektrycznego, który jest złożony z metalowych tylko prętów) nadawać się będzie galwanometr, albo elektromagnes, o cewce, jak się mówi, krótkiej, t. zn. owiniętej drutem krótkim a grubym. Jeżeli natomiast

opór źródła jest znaczny, albo, jeżeli prąd z tego źródła trzeba prowadzić z konieczności daleko, przez długie a cienkie druty (np. przez przewody telegraficzne) wtedy zastosowanie przyrządu o cewce d ł u g i e j, owiniętej drutem cienkim, a odpowiednio długim, nie osłabi już wiele tego prądu — działanie cewki będzie zaś wtedy skuteczniejsze, gdyż drutu cienkiego można pomieścić na niej liczne bardzo obwody.

Ażeby regułę tę uzasadnić, przypomnijmy, że odchylenie θ skazówki galwanometru jest proporcyonalne do natężenia i prądu, a zarazem do liczby n obwodów drutu isolowanego, nawiniętego na jego cewce (ust. 30) — a więc do iloczynu ni, zwanego l i c z b ą a m p e r ó w n a w i n i ę t y c h. Jest zatem $\theta = k \,.\, ni$, w czem k zależy od innych jeszcze czynników, jak namagnesowanie igły, jej moment bezwładności i t. p. Podobnież działanie elektromagnesu zależy tylko od wartości tego iloczynu ni. Owóż, liczba obwodów drutu, jaką można pomieścić w danej ramce galwanometru, albo elektromagnesu, jest w przybliżeniu odwrotnie proporcyonalna do przekroju drutu; byłaby nią dokładnie, gdyby drut był nie okrągły, lecz kwadratowy w przecięciu, i gdyby nie miał na sobie isolacyi. Całkowita długość znowu drutu, która się na tej ramce pomieści, jest proporcyonalna do n. Stąd wynika, że opór r tego drutu — proporcyonalny do długości, a odwrotnie proporcyonalny do przekroju — zmieniać się będzie, przy różnych nawinięciach, jak kwadrat liczby n, czyli, nawzajem, liczba n będzie proporcyonalna do pierwiastka z oporu: $n = k' \sqrt{r}$; k' oznacza stały spółczynnik, zależny od postaci i rozmiarów danej ramki. Mieć będziemy tedy $\theta = k k' i \sqrt{r}$. Według prawa Ohma zaś $i = \frac{S}{R+r}$, gdzie R oznacza opór wewnętrzny źródła wraz z drutami łączącymi. Ostatecznie znajdziemy: $\theta = kk' S \frac{\sqrt{r}}{R+r}$. Dobierając różne n, a więc różne r, przekonamy się, że θ będzie największe wtedy, gdy $r = R$. Ta największa jego wartość wynosi $\theta' = kk' S \frac{\sqrt{R}}{2R}$.

Ażeby okazać, że tak jest istotnie, weźmy r bądź to odrobinę większe, bądź mniejsze od R, np. $r = R \pm \rho$; znajdziemy wtedy:

$$\theta = kk' S \frac{\sqrt{R \pm \rho}}{2R \pm \rho} = kk' S \frac{\sqrt{R}}{2R} \left(1 \pm \frac{\rho}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 \pm \frac{\rho}{2R}\right)^{-1}.$$

Stosując znane rozwinięcie $(1 \pm \varepsilon)^p = 1 \pm p\varepsilon, \ldots$, gdy ε jest bardzo

małym ułamkiem, otrzymamy $\theta = \theta' \left(1 - \frac{\rho^2}{4R^2}\right)$. Istotnie tedy θ będzie zawsze mniejsze od θ', czy zepsujemy równość $r = R$ in plus, czy in minus.

c) Teorya Kirchhoffa sieci elektrycznej. Wyłożone pierwej zasady dozwolą nam rozwiązać najogólniejsze zadanie, tyczące się rozgałęzienia prądów. W sieci jakkolwiek z sobą połączonych przewodników (jak np. na fig. 163), boki niektórych oczek zawierają w sobie znane siły elektromotoryczne S, S' i t. d. Zresztą dane są opory wszystkich boków: r_1, r_2, r_3, R_1, R_2, R_3, ... Chodzi o obliczenie natężeń prądu we wszystkich przewodnikach.

Zaczynamy od zaznaczenia strzałkami znanych kierunków działania sił elektromotorycznych (od ujemnego, przez źródło, do dodatniego bieguna). Następnie kreślimy na bokach oczek strzałki wskazujące przypuszczalne kierunki płynących w nich prądów: i_1, i_2, i_3, J_1, J_2, J_3, ... — gdybyśmy w którym z tych kierunków chybili, pozna się to po ujemnym znaku obliczonego następnie natężenia prądu.

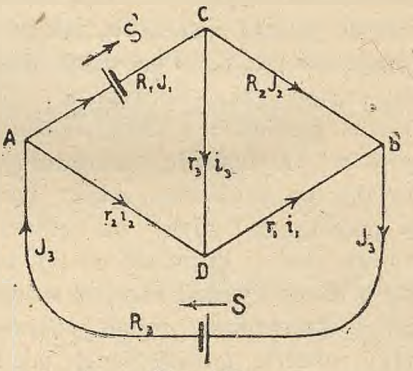


Fig. 163.

Rozwiązanie zadania, wskazane naprzód przez Kirchhoffa, polega na następujących dwu zasadach:

1) „Suma algebraiczna prądów spotykających się w każdym węźle sieci, musi być zero", co wyraża, iż tyle tam elektryczności dopływa, ile jej jednocześnie odchodzi. W naszym przykładzie (fig. 163) warunek ten daje cztery równania: $J_3 = J_1 + i_2$; $J_3 = J_2 + i_1$; $i_1 = i_2 + i_3$; $J_1 = J_2 + i_3$. Z równań tych trzy tylko są niezależne od siebie, czwarte nie daje nic nowego; otrzymalibyśmy je bowiem, odjąwszy pierwsze od drugiego, a dodawszy trzecie.

2) Suma algebraiczna spadków potencyału wzdłuż wszystkich boków każdego oczka musi być zero, albowiem obchodząc które oczko dokoła musimy wrócić do tej wartości potencyału, od której zaczęliśmy obchód. Wyraziwszy każdy z tych spadków z pomocą wzoru (8), znajdziemy natychmiast, że: „suma al-

gebraiczna iloczynów z oporu i prądu, na bokach każdego zamkniętego oczka, musi być równa sumie algebraicznej napotkanych przy obchodzie sił elektromotorycznych". Jedne i drugie liczą się ze znakiem ujemnym, jeżeli napotkana strzałka ma kierunek przeciwny kierunkowi obchodu. Oczka *ACD*, *CBD*, i np. *ACBA* dadzą nam w ten sposób trzy niezależne równania:

$$J_1 R_1 + i_3 r_3 - i_2 r_2 = S'; \quad J_2 R_2 - i_1 r_1 - i_3 r_3 = 0;$$
$$J_1 R_1 + J_2 R_2 + J_3 R_3 = S + S'.$$

Ogółem znaleźliśmy sześć równań niezależnych, pierwszego stopnia, których rozwiązanie da nam niedwuznacznie wartości sześciu niewiadomych: $J_1, J_2, J_3, i_1, i_2, i_3$ (por. zad. 109).

119. Jednostki i wzorce oporu. Opornice. Według określenia (ust. 114, wzór 1) wszelki przewodnik posiada opór równy jednostce ($r = 1$), jeżeli jednostka napięcia, albo siły elektromotorycznej ($s_1 - s_2 = 1$) we wzorze 1, albo $S = 1$ we wzorze 6) daje w nim jednostkę prądu ($i = 1$).

Jednostka praktyczna oporu (1 ohm), pod napięciem 1 wolta przewodzi prąd 1 ampera, t. j. ilość elektryczności 1 kulomba w sekundzie.

Wyraziwszy 1 wolt i 1 amper w jednostkach bezwzględnych, elektromagnetycznych lub elektrostatycznych (ust. 45, 49), znajdziemy natychmiast:

$$1 \text{ ohm} = \frac{1 \text{ wolt}}{1 \text{ amper}} = \frac{\frac{1}{300}}{3 \cdot 10^9} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ jedn. el. stat. oporu}$$
$$= \frac{10^8}{10^{-1}} = 10^9 \text{ jedn. el. magn. oporu.}$$

Stąd następująca porównawcza

Tablica jednostek oporu.

Jedn. e. s. $= 9 \cdot 10^{20}$ jedn. e. m. $= 9 \cdot 10^{11}$ ohmów.

Jedn. e. m. $= \frac{1}{9 \cdot 10^{20}}$ jedn. e. s. $= 10^{-9}$ ohmów.

Ohm $= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ jedn. e. s. $= 10^9$ jedn. e. m.

Megohm $= 10^6$ ohmów $= \frac{1}{9 \cdot 10^5}$ jedn. e. s. $= 10^{15}$ jedn. e. m.

Mikrohm $= \frac{1}{10^6}$ ohmów $= \frac{1}{9 \cdot 10^{-7}}$ jedn. e. s. $= 1000$ jedn. e. m.

Jakkolwiek opór każdego przewodnika, dowolnej postaci, można znaleść przez jednoczesne wymierzenie prądu i napięcia (ust. 114), to jednak, do potocznego użytku, niezbędne są gotowe przewodniki, o odmierzonych, niezmiennych oporach, t. zw. wzorce oporu. Przez porównanie z nimi (ust. 120) można następnie określać opory innych przewodników, nie uciekając się, za każdą potrzebą, do trudnych i żmudnych pomiarów elektrometrycznych. Jest to rzeczą tem ważniejszą, że nie podobna mieć gotowego wzorca prądu; wszelkie tedy pomiary elektryczne opierają się w praktyce na wzorcach oporu i napięcia (ogniwo Westona, ust. 63).

Ze względu, że własności fizyczne metali stałych nie są bynajmniej jednostajne i trwałe, jedynym materyałem, nadającym się do sporządzenia wzorca oporu, jest rtęć, w danej temperaturze zawsze jednaka i niezmienna. Wzorce oporu pierwszego rzędu są to rurki szklane, odmierzonej długości i przekroju, napeł-



Fig. 164

nione rtęcią. Końce takiej rurki *MN* (fig. 164) wpuszczone są w naczynia kuliste napełnione rtęcią, tak szerokie, żeby opór zawartej w nich rtęci można było zaniedbać (por. także końcową uwagę w ust. 116). Elektrody *A* i *K* służą do przeprowadzania prądu przez ten opór rtęciowy; druga para *a* i *k* bywa używana do odmierzania napięcia na jego końcach.

Pomiary wykonywane wielokrotnie, przez różnych badaczy, wykazały zgodnie, że słupek rtęci, mający temperaturę 0°, przekrój jednostajny jednego millimetra kwadratowego i długość 106,30 centymetrów, przedstawia, z dokładnością, na jaką stać dzisiejsze pomiary elektryczne, opór jednego ohma; w rurce takiej mieści się masa 14,4521 *gr.* rtęci. Ażeby zaznaczyć, że dalsze udoskonalenie metod pomiaru może tę liczbę 106,30 jeszcze cokolwiek poprawić, nazwano określony w ten sposób wzorzec ohmem międzynarodowym.

Jako wzorce drugiego rzędu, do codziennego użytku, służą druty o odmierzonych oporach, zwykle z manganinu (aliaż z 84 cz. miedzi, 12 cz. manganu i 4 cz. niklu, odznaczający się tem, że opór sporządzonych zeń przewodników nie zmienia się prawie wcale z temperaturą). Opory tych wzorców drugorzędnych należy sprawdzać niekiedy, przez porównanie z wzorcem rtęciowym. Zbiór takich drutów (zwykle o oporach: 0,1 — 0,2 — 0,2 — 0,5 — 1,0 — 2,0 — 2,0 — 5,0 — 10,0 ohmów i t. d.), isolowanych starannie jedwabną osnową, nawiniętych na metalowych, szelakiem powleczonych rurach *) nazywa się opornicą (fig. 165). Cewki

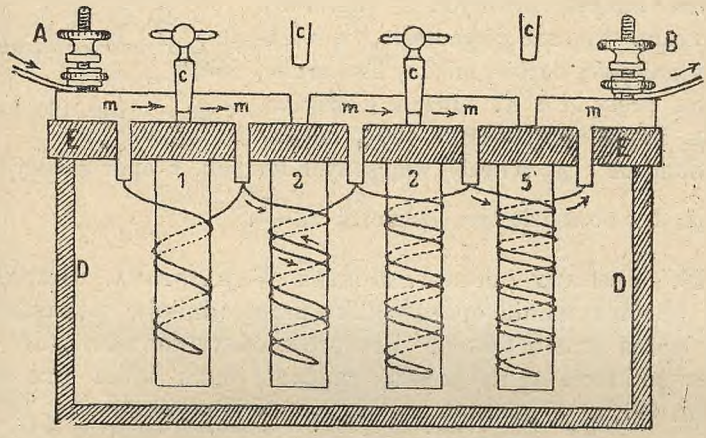


Fig. 165.

oporowe zamknięte są w drewnianej skrzynce *D*, opatrzonej nakrywą z ebonitu *E*. Do nakrywy tej przykręcone są rzędem grube mosiężne klocki *m*, a w każdym z nich (z wyjątkiem skrajnych) spotyka się koniec poprzedzającej cewki z początkiem następnej. Wciskając między dwa klocki sąsiednie mosiężny stożkowaty czopek *c*, wywołujemy krótkie spięcie, wyłączające z obwodu opór tej właśnie cewki, która znajduje się pod czopkiem. Opornica wyobrażona na rysunku, gdzie dwa czopki (nad 2 i 5)

*) Sposób owinięcia bifilarny, okazany na rysunku (fig. 165), ma tę zaletę, że prąd, biegnący po drucie w jedną stronę i wracający, tuż obok, drugą jego połową, nie wywiera na zewnątrz żadnych działań magnetycznych. Cewki takie wolne są, z tego powodu, od sił elektromotorycznych indukcyjnych, jakie powstawałyby w cewkach nawijanych zwyczajnym sposobem, za każdą zmianą natężenia prądu.

są wyjęte, przedstawia zatem, pomiędzy spinkami A i B, które służą jako elektrody, opór 7 ohmów. Opory klocków nie wchodzą w rachubę, jako bardzo małe. Powierzchnie czopków i otworów między czopkami powinny być czyste, a czopki należy szczelnie wtykać.

Oprócz opornic łączonych, jak powyższa, rzędowo, bywają też często stosowane opornice łączone równolegle. Tak np. mniej dokładna, ale bardzo dogodna opornica, używana często do odbierania prądu ze źródeł wysokiego napięcia (sieci elektrycznej miejskiej) składa się z kilku jednakowych lampek żarowych L (fig. 166), które można włączać równolegle, w większej lub mniejszej liczbie, między dwa grube, metalowe pręty A i K. Jeżeli s oznacza napięcie, zwykle przybliżenie stałe, między elektrodami A i K, n liczbę włączonych lampek, r opór każdej z nich, wtedy prąd w obwodzie tym będzie: $i = \frac{ns}{r}$.

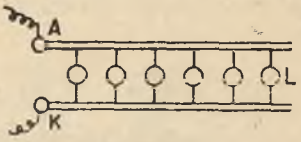


Fig. 166.

120. Pomiary oporów. Mostek Wheatstona. Bezpośredni sposób porównywania oporów kilku przewodników wskazany jest wprost przez prawo Ohma. Przeprowadźmy ten sam stały prąd, nieznanego zresztą natężenia, rzędem przez kilka przewodników (fig. 161, a) o oporach $r_1, r_2, r_3, \ldots$. Przypuszczam, że tylko pierwszy z nich, wzięty z jakiej opornicy, jest znany. Zmierzmy napięcia $s_0 - s_1$, $s_1 - s_2, \ldots$ między końcami tych przewodników, jakimkolwiek, choćby niecechowanym elektrometrem (albo woltmetrem, ust. 121). Znajdziemy natychmiast stosunki tych oporów, gdyż, według ust. 114 (wzór 1) będzie:

$$r_1 : r_2 : r_3 : \ldots = (s_0 - s_1) : (s_1 - s_2) : (s_2 - s_3) : \ldots$$

Najlepszy jednak sposób porównywania dwu oporów, podobny poniekąd do ważenia i równie dokładny, podał Wheatstone *). Polega on, jak poprzedni, na porównywaniu napięć na dwu przewodnikach przewodzących ten sam prąd, obywa się jednak bez elektrometru. Do celu tego prowadzi zastosowanie pewnej sieci elektrycznej $ACDBA$ (fig. 167), zwanej mostkiem Wheatstona. Z ogniwa S prowadzimy prąd rzędem przez przewodnik AC, którego opór r ma być zmierzony, i przez opornicę CB, przyłą-

*) czyt. Hwitstn.

łączoną do niego krótkimi i grubymi drutami; R oznacza znany, włączony w niej opór. Początek A i koniec B obu tych boków mostku połączone są nadto prostym drutem ADB, wyprężonym obok podziałki millimetrowej. Prąd ogniwa rozgałęzia się zatem w ten sposób, że część jego płynie przez boki AC i CB, reszta przez AD i DB. Węzeł C połączony jest jeszcze drutem poprzecznym (mostkiem, stąd nazwa sieci) z metalowym suwakiem D, dającym się przesuwać wzdłuż drutu AB; w mostek ten włączony

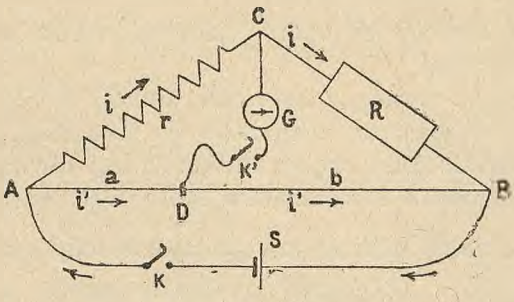


Fig. 167.

jest czuły galwanometr G, niecechowany, służący tylko do sprawdzania czy w mostku prąd płynie, czy też nie. Sieć cała składa się zatem z sześciu przewodników: z czterech boków AC, CB, BD i DA, z gałęzi ogniwa ASB i mostku CD. W ostatnich dwu bokach pomieszczone są jeszcze wyłączki k i k' do włączania lub wyłączania ogniwa i galwanometru.

Litery A, B, C, D oznaczać będą zarazem wysokości potencyału w odpowiednich węzłach sieci. Potencyał w C, między oporami r i R, posiada, przed założeniem mostku, a po włączeniu ogniwa, pewną wartość pośrednią między A i B. Tę samą wartość znajdziemy oczywiście także na drucie AB, w pewnym punkcie D. Punkt ten D poznamy łatwo po tem, że w mostku położonym między C i D nie będzie wcale prądu, gdyż nie będzie żadnego spadu potencyału. Wysunięcie kontaktu z tego punktu na prawo, wywoła zaraz odchylenie skazówki galwanometru w jedną, na lewo, w przeciwną stronę.

W przypadku równowagi (t. j. gdy prąd w galwanometrze jest zero), oba boki AC i CB przewodzą ten sam prąd i, gdyż z węzła C nie uchodzi wtedy żaden prąd do mostku. Podobnież

boki AD i DB, których opory oznaczymy przez a i b, przewodzą wówczas również jednakowe prądy i'. Prawo Ohma daje: $A-C=ri$, $C-B=Ri$, $A-D=ai'$, $D-B=bi'$. Stosunek oporów r i R jest tedy, jak widać, równy stosunkowi napięć $A-C : C-B$; a że w przypadku równowagi jest $D=C$, przeto ten sam stosunek napięć równa się także stosunkowi drugiej pary oporów $a : b$. Mamy więc:

$$\frac{r}{R} = \frac{a}{b}, \text{ skąd } r = R \cdot \frac{a}{b}.$$

W przypadku równowagi opory czterech boków mostku spełniają proporcyę.

Nie potrzeba zresztą znać wcale oporów a i b po obu stronach suwaka. Wystarczy znajomość ich stosunku. Owóż, jeżeli drut jest dokładnie jednostajny, stosunek ten równa się zarazem stosunkowi długości α i β odcinków AD i DB, które odczytamy wprost na podziałce millimetrowej. Będzie tedy $r = R \cdot \frac{\alpha}{\beta}$.

Zamiast drutu z podziałką można też między A i B załączyć dwie cewki oporowe, których opory dobrano już naprzód tak, żeby stosunek ich był znany np. 1 : 1, albo 1 : 10. Równowagę mostku uzyska się wtedy przez dobranie odpowiedniego oporu R w opornicy.

Podobnie jak ważenie zwykłe odbywa się najdokładniej na wadze równoramiennej, tak i w mostku Wheatstona najkorzystniej jest dobrać opór znany R mniej więcej równy nieznanemu r, tak, żeby i odcinki α i β drutu nie były wiele różne. Mały błąd w ustawieniu suwaka, albo w odmierzeniu długości α i β, mieć będzie wtedy najmniejszy wpływ na wynik pomiaru.

121. Pomiary napięć i sił elektromotorycznych. *a*) Woltmetr. W poprzedzających ustępach mówiliśmy wciąż o mierzeniu napięć między końcami przewodników przewodzących prąd. Właściwem do takich pomiarów narzędziem jest elektrometr, a jeśli chodzi o napięcia elektrostatyczne na przewodnikach isolowanych nie można go żadnym innym zastąpić. Pomiary napięć na przewodnikach prądu natomiast, tak ważne i tak często wykonywane w nowoczesnych instalacyach elektrotechnicznych, można nierównie łatwiej uskutecznić sposobem galwanometrycznym, za pomocą t. zw. woltmetru. W budowie swej przyrząd ten nie różni się wcale od galwanometru, albo amper-

metru; ta jest tylko jego właściwość, że cewka jego jest owinięta drutem bardzo cienkim, a długim. Chodzi mianowicie o to, żeby opór samego woltmetru był bardzo znaczny w porównaniu z oporami tych przewodników, na których mają być mierzone napięcia (np. tysiąckrotnie większy), a żeby mimo to skazówka przyrządu odchylała się wyraźnie, nawet pod działaniem bardzo słabych prądów.

Przypuszczam, że chodzi np. o zmierzenie napięcia $s_1 - s_2$ na elektrodach lampy elektrycznej żarowej L (fig. 168), świecącej się pod działaniem płynącego przez nią prądu J. Prąd ten wskazuje ampermetr A, włączony w przewód tej lampy; opór ampermetru jest zawsze bardzo mały, żeby nie osłabiać niepotrzebnie prądu użytecznego. Woltmetr W pomieścimy natomiast w przewodzie bocznym, łącząc go, sposobem upustu, z elektrodami lampki — ogólnie mówiąc, z tymi dwoma punktami przewodnika, na których szukamy napięcia. Jeżeli opór R woltmetru będzie bardzo znaczny, w porównaniu z oporem lampki, wtedy prąd i', który oddzieli się do woltmetru będzie tak małym ułamkiem prądu J, że ani prąd w lampce, ani napięcie $s_1 - s_2$ między jej elektrodami, nie doznają widocznej zmiany przez włączenie woltmetru. Stosując prawo Ohma do tego obwodu bocznego znajdziemy $s_1 - s_2 = Ri'$. Widać tedy, że prąd w woltmetrze i odchylenie jego skazówki będą proporcyonalne do mierzonego napięcia $s_1 - s_2$, gdyż R jest zawsze to samo. Można tedy opatrzyć taki woltmetr podziałką dzieloną na wolty (stąd nazwa), na której skazówka okaże nam wprost wartość mierzonego napięcia. Podziałkę taką sporządza się empirycznie, łącząc elektrody woltmetru z biegunami bateryi o wiadomej sile elektromotorycznej, a małym oporze wewnętrznym (najstosowniejsze są do tego celu akumulatory).

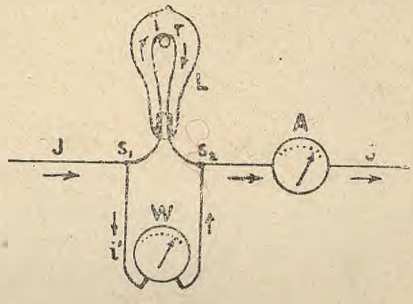


Fig. 168.

122. *b*) Kompensacya sił elektromotorycznych. Pomiary napięć za pomocą woltmetru, nieocenione w praktyce fabrycznej i przemysłowej, nie dają jednak dokładności wystarczającej do

celów naukowych. Ażeby porównać dokładnie wartość różnych sił elektromotorycznych, albo napięć (znowu tylko „galwanicznych", na przewodnikach prądu) wprost z wzorcem napięcia, z ogniwem kadmowem, używa się t. zw. metody kompensacyjnej, której zasada jest następująca. Przez prosto wyprężony jednostajny drut AB (fig. 169), o oporze dość znacznym l, przepuszczamy prąd o natężeniu i, nieznanem, ale stałem (z bateryi S', złożonej z jednego, albo kilku akumulatorów). Między końcami A i B tego drutu znajduje się wtedy napięcie il. Na krótszym jego odcinku AC, mającym opór a, mieć będziemy różnicę potencyałów mniejszą ai; w A potencyał będzie wyższy niż w C. Jeżeli między A i C założymy przewód boczny, zawierający siłę elektromotoryczną S, skierowaną od C ku A, a równą różnicy

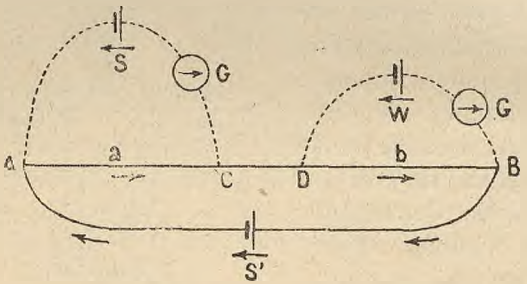


Fig. 169.

potencyałów $ai = S$, wtedy napięcie między punktami A i C zatamuje dokładnie działanie siły elektromotorycznej S. Poznamy tę kompensacyę po tem, że odchylenie galwanometru G, włączonego w przewód boczny, będzie wtedy zero. Za l i a można wziąć wprost długości odpowiednich odcinków drutu. Ażeby się dowiedzieć, jakie napięcie przypada na jednostkę jego długości, wyznaczymy długość $b = DB$, która kompensuje jednocześnie ogniwo normalne o sile elektromotorycznej $W = bi$. Znajdziemy wtedy

$$S : W = a : b, \quad S = \frac{a}{b} . W.$$

Metoda kompensacyjna umożliwia wytwarzanie dowolnych, w sposób ciągły zmiennych, różnic potencyału. Przesuwając bowiem ruchomy suwak C od A do B otrzymamy między A i C wszelkie dowolne napięcia, od zera aż niemal do S'.

Drut AB można też zastąpić zbiorem cewek oporowych, połączonych rzędowo, jak w opornicy. Zamiast suwaka C zastosujemy wtedy zatyczkę, którą wkłada się w klocki mosiężne m (fig. 165) usunąwszy wszystkie czopki c. Przyrząd taki nazywa się potencyometr, albo kompensator.

123. Pomiary natężenia prądu. Tą samą drogą można też sprowadzić pomiar natężenia prądu elektrycznego do wzorców oporu i napięcia. Prąd J, mający się zmierzyć, prowadzimy przez opornicę R (fig. 170), na której spinkach wspiera się przewód boczny, zawierający ogniwo normalne W tudzież galwanometr G. Jeżeli opór R w opornicy sprowadza prąd w galwanometrze do zera, wtedy $JR = W$, przeto: $J = \frac{W}{R}$.

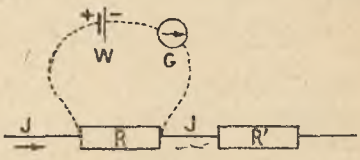


Fig. 170.

Włączenie oporu R w obwód prądu J zmienia oczywiście natężenie tego prądu. Niekiedy oddaje dobre usługi druga jeszcze opornica R', umieszczona w tymże obwodzie, z której wyłącza się tyle ohmów, ile ich włączono w R.

124. Przewodnictwo elektryczne. Opisawszy najważniejsze zastosowania prawa Ohma, przystąpimy obecnie do rozpatrzenia własności różnych materyałów pod względem zdolności przewodzenia elektryczności. Przewodnik pryzmatyczny AB (fig. 171), mający długość l centymetrów, przekrój a centymetrów

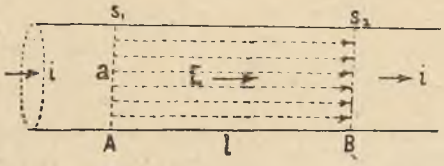


Fig. 171.

kwadratowych, opór $r = \frac{l}{ca}$ przewodzi (według ust. 114, wzór 1 i ust. 116, wzór 2) pod działaniem stałej różnicy potencyałów $s_1 - s_2$, u swych podstaw, prąd o stałem natężeniu:

$$(11) \quad \ldots\ldots i = \frac{s_1 - s_2}{r} = \frac{ca\,(s_1 - s_2)}{l}.$$

Stałą c nazwaliśmy przewodnictwem elektrycznem danego materyału. Jej znaczenie jest następujące: założywszy $s_1 - s_2 = 1$, $a = 1\ cm^2$, $l = 1\ cm$, otrzymujemy $c = i$, albo $c = \frac{e}{t}$, jeśli prąd przewodzi e jednostek elektryczności w czasie t sekund. Zatem: miarą przewodnictwa elektrycznego jest ilość elektryczności, która przepływa prądem stałym, w jednostce czasu, przez kostkę centymetrową z danego materyału, jeśli potencyały u obu podstaw kostki różnią się o jednostkę.

Zważywszy, że $\frac{s_1 - s_2}{l}$ oznacza spad potencyału, a więc natężenie elektryczne E (ust. 50, *b*) we wnętrzu przewodnika pradu, możemy napisać inaczej jeszcze, ogólniej:

(12) . . . . . $i = c\,a\,E$,

co znaczy, że miarą przewodnictwa jest prąd płynący pod działaniem jednostki elektrycznego natężenia (1 wolt na centymetr) przez jednostkę pola prostopadłego do linii prądu.

Ażeby znaleść wartość liczebną przewodnictwa jakiegokolwiek materyału wystarczy zmierzyć opór r drutu, albo słupa, o znanym przekroju a i znanej długości l, wtedy $c = \frac{l}{ra}$. Według określenia wzorca rtęciowego znajdziemy np. na przewodnictwo rtęci następującą wartość (w temperaturze 0°):

$$c = \frac{106{,}30\ cm}{1\ ohm\ \frac{1}{100}\ cm^2} = 10630\ \frac{1}{ohm\,.\,cm}.$$

W praktycznym układzie miar, jak widać, przewodnictwo elektryczne wyraża się „w odwrotnych ohmach na centymetr" $\left(\frac{1}{ohm\,.\,cm}\right)$. Czytelnik sprawdzi łatwo, że w układzie elektromagnetycznym bezwzględnym ono wyraża się liczbą tysiąc milionów (10^9) razy mniejszą, aniżeli w układzie praktycznym.

TABLICA

przewodnictwa elektrycznego c, tudzież opór ρ kilometra drutu o średnicy 1 *mm* w temperaturze 18°.

Metale:	c		ρ		Elektrolity:		c	
Srebro	621000	$\frac{\text{odwr. ohm}}{\text{cm.}}$	20	ohm.	H_2SO_4 *aq*	80% . .	0.111	$\frac{\text{odwr. ohm}}{\text{cm.}}$
Miedź	588200	„	22	„	„	30% . .	0.740	„
Glin	312500	„	41	„	„	20% . .	0.653	„
Cynk	163900	„	78	„	„	5% . .	0.209	„
Mosiądz	142000	„	89	„	*KOH aq*	30% . .	0,542	„
Platyna	92600	„	138	„	NH_4Cl *aq*	25% . .	0,403	„
Żelazo	82300	„	156	„	*NaCl aq*	25% . .	0.214	„
Nowe sreb.	42400	„	301	„	$CuSO_4$ *aq*	15% . .	0.042	„
Stal	33000	„	386	„	$ZnSO_4$ *aq*	30% . .	0.044	„
Manganin	23400	„	545	„	„	25% . .	0.048	„
Rtęć	10462	„	1218	„	*HCl aq*	20% . .	0.762	„
Węgiel	211	„	60400	„	Woda czysta . . .		385.10^{-10}	„

Najlepszymi przewodnikami, jak okazuje ta tablica, są metale, z miedzią i srebrem na czele. Podane tam liczby odnoszą się do metali chemicznie czystych; drobne nawet domieszki zmieniają przewodnictwo, zwykle upośledzają je bardzo znacznie. Przewodnictwo elektrolitów, nawet najlepiej przewodzących (kwasy), jest kilkadziesiąt, albo kilkaset tysięcy razy mniejsze od przewodnictwa metali. Te dwie klasy przewodników różnią się nadto znamiennie pod względem wpływu temperatury na przewodnictwo. Przewodnictwo metali maleje, ich opór rośnie, gdy je ogrzewamy; elektrolity natomiast (i węgiel) przewodzą na ciepło lepiej, niż w temperaturach nizkich.

Warto też zaznaczyć dwa ważne fakty, których wyjaśnieniem zajmiemy się w ustępie następującym: 1) dobre przewodnictwo elektryczne metali idzie zawsze w parze z dobrem przewodnictwem cieplnem; 2) opór metali czystych wzrasta, przynajmniej

w grubem przybliżeniu, proporcyonalnie do temperatury bezwzględnej. Jeżeli mianowicie zmienność oporu z temperaturą przedstawimy wzorem przybliżonym:

$$r = r_0 (1 + \alpha t),$$

rozumiejąc przez r_0 i r opory w temperaturach 0^0 Cels. i t^0 Cels, wtedy wartość spółczynnika α nie będzie wiele różna od spółczynnika rozszerzalności cieplnej gazów. Tak np. w temperaturach zwyczajnych jest: dla srebra $\alpha = \frac{1}{250}$, dla miedzi $\frac{1}{241}$, dla żelaza $\frac{1}{186}$, dla platyny $\frac{1}{260}$.

W temperaturach bardzo nizkich (wrzący wodór i t. p.), jak okazał naprzód Wróblewski, przewodnictwo metali staje się tak znacznem, że druty tracą bez mała wszelki opór.

Zależność oporu czystej platyny od temperatury jest tak stała i określona, że termometry platynowe, oparte na tej zmienności, należą do najlepszych, zwłaszcza, że nie odmawiają usług, ani w bardzo wysokich, ani w najniższych temperaturach. Zmierzywszy opór drutu platynowego w temperaturze 0^0 $(=r_0)$, 100^0 $(=r_{100})$ i w temperaturze niewiadomej t^0 $(=r)$ obliczamy naprzód przybliżoną wartość tej temperatury według wzoru: $t' = 100 \frac{r - r_0}{r_{100} - r_0}$, opartego na założeniu, że przyrosty temperatury i oporu są do siebie proporcyonalne. Prawdziwą wartość temperatury, odniesioną do skali wodorowej, daje następnie, jak okazało doświadczenie, wzór empiryczny: $t = t' + 1{,}5 \left[\left(\frac{t}{100}\right)^2 - \frac{t}{100}\right]$.

Na zmienności oporu elektrycznego metali z temperaturą polega też działanie bolometru, zastosowanego naprzód przez Langleya do mierzenia bardzo słabych promieniowań, zwłaszcza w widmach różnych źródeł promieniowania (tom II, ust. 145). Aktinometr ten, jeden z najczulszych, składa się z dwu wązkich pasków, R i r (fig. 172) wyciętych z najcienszej folii platynowej, okopconych na czarno sadzą. Napięte są na ramce isolującej K, jeden, R, w okienku, przez które pada promieniowanie, drugi r w cieniu. Paski te stanowią dwa boki mostku Wheatstona; drugą parę tworzą dwie opornice, albo dwa odcinki a i b drutu AB. Połączenia są podobne, jak na fig. 167. Przysłoniwszy promieniowanie ustawia się suwak ruchomy D na drucie AB tak, żeby prąd w galwanometrze był zero. Pod działaniem pro-

mieniowania pasek R nagrzewa się proporcyonalnie do natężenia energii promienistej, opór jego wzrasta, równowaga mostku psuje się, a skazówka galwanometru daje odchylenia będące względną miarą promieniowania (por. zad. 111). Stosując odpowiednio czuły galwanometr można wykazać tym sposobem ogrzanie paska nawet o jedną milionową stopnia (por. zad. 113).

Szczególną własność okazuje przewodnictwo elektryczne pewnej odmiany (krystalicznej) s e l e n u, pierwiastka mającego zresztą przewodnictwo bardzo słabe. Pod wpływem światła przewodnictwo jego zwiększa się bardzo znacznie. Tak np. cienka warstewka takiego selenu, ujęta między dwa isolowane od siebie druty, przedstawiająca w ciemności opór około 1000000 ohmów, daje w świetle dziennem rozprószonem tylko 500000 ohmów. Nie jest jeszcze rzeczą ustaloną, czy wpływ ten należy przypisywać zwiększonej przez światło jonizacyi atomów, któraby zwiększała liczbę swobodnych elektronów, przewodzących prąd, czy też wytwarzaniu się jakiej lepiej przewodzącej odmiany selenu. Własność tę zużytkowano do konstrukcyi przyrządów, za pomocą których można przesyłać obrazy optyczne po drutach telegraficznych (Korn, Szczepanik).

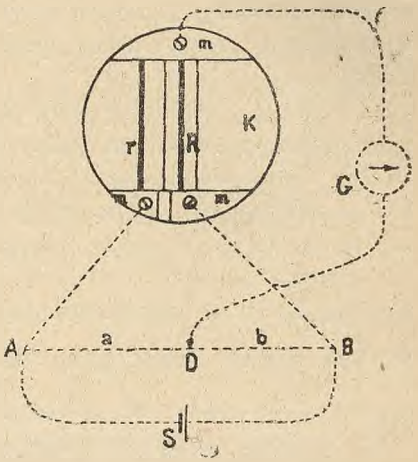


Fig. 172.

125. Teorya elektronowa przewodnictwa elektrycznego i cieplnego w metalach. *a*) Bezładny ruch elektronów swobodnych, latających we wnętrzu metali we wszystkich możliwych kierunkach, bez wyboru, z prędkościami, których wartość średnia V zależy tylko od temperatury (ust. 108), zmienia się natychmiast, skoro w metalu wytworzy się pole elektryczne o natężeniu E. Rój elektronów, nie tracąc zresztą swego bezładu, rozpoczyna marsz, w kierunku przeciwnym działaniu pola. Każdy elektron bowiem, unosząc z sobą ujemny nabój elektryczny ε (ust. 103), jest ciągniony przez pole siłą $P = \varepsilon E$. Każdy z nich, bez względu na to, w którą stronę leciał właśnie z prędkością V, nabywa nadto, średnio biorąc, jeszcze pewnej prędkości składowej $= v$; każdy w tę samą stronę.

Skutek będzie ten, że rój cały zacznie płynąć, a ruch ten, uporządkowany, stanowi właśnie prąd elektryczny. Przez przekrój a (fig. 171) przewodnika przepływać będzie wtedy, w jednostce czasu, tyle elektronów, ile się ich mieści w obrębie powierzchni walcowatej, mającej a za podstawę, wysokość v; a więc liczba nav, w czem n wyraża ich zagęszczenie, t. j. właściwą danemu metalowi liczbę elektronów w każdej jednostce objętości. Ilość elektryczności płynącej w sekundzie przez uważany przekrój, t. j. natężenie prądu, będzie zatem $i = nav.\varepsilon$.

Dlaczego jednak rój cały porusza się jednostajnie, a nie ruchem przyśpieszonym, skoro na każdy elektron działa ustawicznie siła stała P? Owóż jednostajność ta jest tylko pozorem; w rzeczywistości każdy elektron odbywa mnóstwo skoków przyśpieszonych, ale na bardzo krótką metę. Wszakże elektrony, jak cząsteczki gazu, mając ograniczoną drogę swobodną $= \lambda$, potrącają się co chwila o atomy metalu. Każdy z nich biegnie swobodnie tylko przez niezmiernie krótki czas, średnio biorąc, przez czas $\tau = \frac{\lambda}{V}$ i w ciągu tego tylko czasu nabywa rozpędu pod działaniem siły P. Tak lekkie piórko, unoszone wiatrem wzdłuż sztachetów, potrąca co chwila o pręty odległe od siebie o λ i zaczyna natychmiast ruch swój na nowo. Na ogół, zdala widziany, ruch taki wydawać się będzie jednostajnym; w rzeczywistości składa się on ze skoków z przyśpieszeniem γ, takiem, że $\lambda = \frac{1}{2}\gamma\tau^2$. Pozorna zaś prędkość jednostajna będzie $v = \frac{\lambda}{\tau} = \frac{1}{2}\gamma\tau$.

Według praw dynamiki jest $\gamma = \frac{P}{m} = \frac{\varepsilon E}{m}$, w czem m oznacza masę elektronu. Zatem będzie:

$$v = \tfrac{1}{2}\frac{\varepsilon E}{m}\frac{\lambda}{V}, \quad \text{skąd: } i = \tfrac{1}{2}na\frac{\varepsilon^2 E}{m}\frac{\lambda}{V}.$$

Natężenie prądu jest więc proporcyonalne do natężenia pola E, t. j. do spadu potencyału, zgodnie z prawem Ohma.

Według ust. 124 (wzór 12) ten sam prąd i wyraża się przez $i = caE$; z porównania wypada wartość c elektrycznego przewodnictwa uważanego metalu:

$$c = \frac{\lambda\varepsilon^2 n}{2mV}, \quad \text{albo } c = \frac{n\lambda\varepsilon^2 V}{4\alpha T},$$

gdyż $\frac{1}{2}mV^2 = \alpha T$ (ust. 108, wzór 1), jeżeli przez T oznaczymy temperaturę berwzględną metalu, przez α znaną powszechną stałą teoryi kinetycznej.

Metal przewodzi zatem tem lepiej: im większe jest w nim zagęszczenie elektronów swobodnych (n), im dłuższa ich droga swobodna (λ), im niższa temperatura.

b) Stwierdzony doświadczeniem fakt, że przewodnictwo cieplne metalu jest tem większe, im lepsze jest jego przewodnictwo elektryczne, nasuwa przypuszczenie, że przewodzenie ciepła w metalach odbywa się również za sprawą elektronów — jeśli nie wyłącznie, to w przeważnej mierze. Ogrzawszy pręt metalowy na jednym końcu, zwiększamy ruch cieplny znajdujących się tam elektronów. Przenikając do końca chłodnego, mocą zwiększonego ruchu, one dzielą się tam zwyżką nabytej energii kinetycznej z atomami metalu, a więc ogrzewają metal. Według tego poglądu przewodzenie ciepła w metalu odbywałoby się przez zawarty w nim gaz elektronowy — według praw, jakie teorya kinetyczna przypisuje dla gazu, mającego drogę swobodną λ. W tomie II (ust. 106) przewodnictwo cieplne k gazów było przedstawione wzorem $k = \frac{1}{3} n m V \lambda c_v$, przyczem iloczyn mc_v wyrażał ilość energii cieplnej, potrzebnej do ogrzania cząsteczki o masie m o 1°. Iloczyn ten w gazie jednoatomowym, jakim jest gaz elektronowy, równa się widocznie stałej α w równaniu $\frac{1}{2} m V^2 = \alpha T$. Przeto będzie tu $k = \frac{1}{3} \alpha n V \lambda$. Porównanie z drugim wzorem na c daje:

$$\frac{k}{c} = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2 . T.$$

Istotnie tedy stosunek $k : c$ obu przewodnictw, w danej temperaturze T, powinien, według tej teoryi, mieć tę samą wartość dla wszystkich metali, nie zależy bowiem ani od n ani od λ, t. j. od tych wielkości, któremi różne metale różnią się od siebie.

Wartość tego stosunku można naprzód obliczyć. W teoryi kinetycznej gazów znaleźliśmy (tom II, wyd. 2-gie, ust. 102, 107), że $\alpha = 1{,}5 . 10^{-16}$. Nabój elementarny elektronu (ust. 103) wynosi zaś $\varepsilon = 1{,}13 . 10^{-20}$ jedn. e. m. Przyjąwszy jeszcze temperaturę 18° C., t. j. $T = 291°$ bezwzgl., obliczamy, że wartość powyższego stosunku powinna wynosić:

$$\frac{k}{c} = 6{,}8 . 10^{10} \text{ w temp. } 18° C.$$

Owóż np. przewodnictwo cieplne srebra, wyrażone w ergach (tom II, ust. 66) wynosi $k = 1{,}10 . 4{,}187 . 10^7$. Przewodnictwo elektryczne tegoż metalu, w temp. 18° (ust. poprz.) $c = 621000 . 10^{-9}$ jedn. e. m. Stosunek $k : c$ obliczamy tedy $= 7{,}4 . 10^{10}$. Dla miedzi wypada podobnie $6{,}6 . 10^{10}$, dla rtęci $6{,}0 . 10^{10}$. Zgodność tych liczb

z wartością teoretyczną, bardzo zadawalniającą, wobec niepewności danych doświadczalnych, stanowi silne poparcie teoryi elektronowej metali.

c) Wracając jeszcze do przewodzenia przez elektrony zważmy, że każdy elektron, przebiegając w czasie τ przez drogę swobodną λ, nabywa pod działaniem siły $P = \varepsilon E$, zwiększonej energii kinetycznej. Zderzywszy się następnie z atomem metalu dzieli się z nim tą zwyżką. Te uderzenia elektronów powinny tedy metal ogrzewać. Istotnie też, prąd elektryczny zawsze ogrzewa swe przewodniki. Zanim zaznajomimy się z prawami doświadczonemi tego zjawiska, obaczmy, co o niem powiada teorya kinetyczna. Niezależnie od swego ruchu cieplnego każdy elektron nabywa, w czasie τ swobodnego przelotu, prędkości $v_1 = \gamma\tau$, pod działaniem siły elektrycznej. Tuż przed uderzeniem o atomy prędkości elektronów są wypadkowemi prędkości v_1, mającej zawsze kierunek siły elektrycznej, i prędkości V, rozmieszczonych bezładnie na wszelkie kierunki. Przy obliczeniu wartości przeciętnych, energia kinetyczna, nabyta przez jeden elektron, pod wpływem pola elektrycznego, wypadnie $\frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} m \gamma^2 \tau^2 = \frac{\varepsilon^2 E^2 \lambda^2}{2 m V^2}$. Tyle ergów ciepła daje każdy z nich w czasie τ. W drucie, mającym przekrój a, długość l, znajdują się elektrony w liczbie $a l n$; one dadzą razem $a l n \frac{\varepsilon^2 E^2 \lambda^2}{2 m V^2}$ ergów ciepła, i to w czasie $\tau = \frac{\lambda}{V}$. W czasie jednej sekundy wypadnie τ razy mniej, mianowicie $q = a l \frac{n \varepsilon^2 \lambda}{2 m V} . E^2$ ergów. Według wzoru na c to czyni $q = alc . E^2 = caE . El$. Ponieważ (ust. poprz. wzór 12) jest także $caE = i$, tudzież $El = s_1 - s_2 = ri$, przeto można napisać: $q = (s_1 - s_2) i$, albo $q = ri^2$. Znajdujemy tym sposobem głośne prawo Joula (ust. 127), sprawdzone ściśle przez doświadczenie.

126. Wpływ pola magnetycznego na przewodnictwo. Zjawiska Halla i Ettingshausena. W związku z powyższemi rozważaniami wypada wspomnieć o pewnych działaniach pola magnetycznego na przewodzenie prądu, drobnych wprawdzie i nikłych, po których można jednak spodziewać się ważnych wskazówek, dotyczących wewnętrznego mechanizmu prądów elektrycznych. Pierwsze takie zjawisko odkrył Hall w roku 1882. Przez cienką prostokątną płytkę bismutu $ABCD$ (fig. 173) przepuszczamy podłużnie prąd elektryczny J, np. od boku AB do CD. Do drugiej pary boków, w punktach m i n, leżących na tej samej po-

wierzchni poziomu (jak na fig. 154) przykładamy elektrody czułego galwanometru *G*. Oczywiście nie będzie w nim wtenczas prądu. Skoro jednak wytworzymy silne pole magnetyczne (elektromagnesem), w kierunku prostopadłym do płytki, natychmiast pojawi się słaby prąd poprzeczny, t. j. punkty *m* i *n* przestaną należeć do jednej powierzchni poziomu. Kierunek tego prądu będzie zależny od kierunku prądu głównego *J* i od kierunku pola magnetycznego. Zależność wzajemną tych kierunków w bismucie (gdzie zjawisko to jest najwybitniejsze, a podobnież w przeważającej liczbie metali) okazuje rysunek.

Porównawszy rysunek ten z rysunkiem bańki katodowej, umieszczonej w magnetycznem polu (fig. 113), domyślimy się odrazu, że opisany objaw da się wytłumaczyć działaniem siły magnetoelektrycznej (ust. 33) na elektrony poruszające się w prądzie *J* od boku *CD* do *AB*. Siła ta odchyla je w tę samą stronę, w jaką odchylałaby promienie katodowe, biegnące w tym samym kierunku, nadaje im prędkość składową, skierowaną od *m* ku *n*, pędzi je tedy ku bokowi *DB*. Dopóki obwód galwanometru jest przerwany działanie to sprawi tylko obniżenie potencyału boku *BD* w stosunku do *AC* (przez nagromadzenie ujemnej elektryczności); po zamknięciu tego obwodu otrzymamy prąd w kierunku wskazanym strzałką.

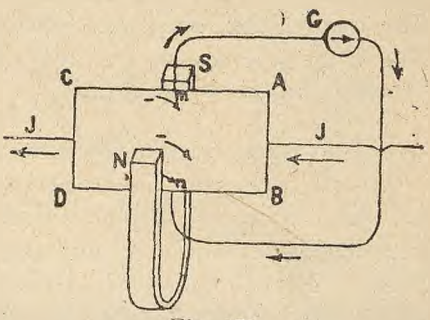


Fig. 173.

Tłumaczenie to nie wystarcza jednak zawsze. W niektórych metalach (najsilniej w tellurze, także w *Fe*, *Co*, *Zn*, *Pb*, *Sb*) kierunek prądu Halla jest wprost przeciwny wskazanemu wyżej. Jest taki, jak gdyby w tych metalach prądy polegały na ruchu dodatniej, nie ujemnej, albo nietylko ujemnej elektryczności — co sprzeciwiałoby się samej istocie teoryi elektronowej. Być może jednak, że sprzeczność ta, niewątpliwie groźna dla ustalonej teoryi metali, da się wyjaśnić działaniem pól magnetycznych molekularnych, otaczających cząsteczki samego metalu (ust. 16, 29).

Przy danem natężeniu prądu głównego *J* widać zjawisko Halla wyraźnie tylko w płytkach bardzo cienkich. W takich bowiem, z powodu małego przekroju, prędkość *v* elektronów jest

znaczna, a do tej prędkości proporcyonalną jest, jak wiadomo, siła magnetoelektryczna.

Zmiana ruchu elektronów, spowodowana przez pole magnetyczne, jest też prawdopodobnie przyczyną zwiększenia oporu elektrycznego, jakie okazują niektóre metale (bismut, szczególnie wydatnie w nizkich temperaturach), za zbliżeniem do silnego magnesu lub elektromagnesu. Zmiana ta nie zależy od kierunku pola magnetycznego, byle ono było prostopadłe do linii prądu. Zużytkowano ją w praktyce do mierzenia natężenia pól magnetycznych (w elektromagnesach, machinach dynamo-elektrycznych i t. p.) za pomocą t. zw. spiralnej bismutowej. Jest to cieniutki drucik bismutowy, zwinięty w płaską spiralną. Pole magnetyczne o natężeniu 10000 jedn. bezwzgl. zwiększa jej opór prawie w dwójnasób.

Pole magnetyczne powinno mieć wpływ na ruchy elektronów w każdym przypadku, na ruchy stanowiące prąd elektryczny tak samo, jak na ruchy cieplne. Zjawiska termo-magnetyczne, które zdają się odpowiadać temu drugiemu przypadkowi, odkryli Ettingshausen i Nernst w r. 1887. Jeżeli mianowicie przez płytkę bismutową, umieszczoną prostopadle w polu magnetycznem (fig. 173), zamiast prądu elektryczuego J, przeprowadzimy prąd ciepła — jednak w kierunku przeciwnym, przez ogrzanie boku CD — otrzymamy również prąd elektryczny poprzeczny, w kierunku mGn. Tego można było spodziewać się, zważywszy, że spólną przyczyną przewodnictwa elektrycznego i cieplnego w metalach są ruchy elektronów (ust. poprz.). Nawzajem, prąd elektryczny J, przepuszczony przez płytkę, wywołuje (obok prądu Halla) spad temperatury w kierunku poprzecznym; bok BD, ku któremu tłoczą się elektrony, staje się cokolwiek cieplejszym.

127. Prawo Joula. Prąd elektryczny w przewodnikach, stały zarówno jak zmienny, nie różni się niczem od rozbrojenia kondensatorów naelektryzowanych; jak ono (ust. 60) wytwarza też ciepło. Każdy przewodnik, czy metaliczny, czy elektrolityczny, przewodząc prąd elektryczny, wywiązuje nieustannie ciepło. Rozgrzewa się też. Żarzenie się elektryczne, a nawet topienie się cienkich drutów platynowych, żelaznych, było spostrzeżone natychmiast po odkryciu stosu Volty.

Nie podnoszenie się temperatury jednak, które jest objawem przypadkowym, zmiennym, zależnym od warunków otoczenia,

lecz ilość ciepła wywiązana przez prąd, podlega prostym prawom. Wykrył je Joule (ust. 34), za pomocą bezpośrednich kalorymetrycznych pomiarów. W kalorymetrze K (fig. 174) napełnionym jakąkolwiek cieczą isolującą (np. aniliną), o znanem cieple właściwem, zanurzony jest drut, zwinięty, dla oszczędności miejsca, w spiralną. Drut ten włączony jest grubymi miedzianymi łącznikami w obwód zawierający stałe źródło prądu S, opornicę R, służącą do zmieniania natężenia prądu i galwanometr, albo ampermetr A.

Kalorymetrem odmierza się, znanym sposobem, ilość ciepła Q, wywiązaną w określonym czazie t: 1) stosując prądy różnego natężenia do tego samego drutu r; 2) stosując ten sam prąd i do drutów z rozmaitych materyałów, mających jednakie lub różne opory r, rozmaitą długość, grubość i t. p.

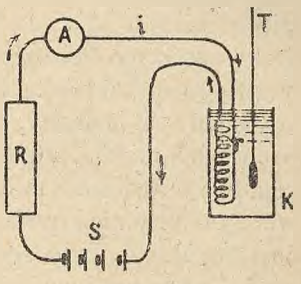


Fig. 174.

Doświadczenia te okazały, że z całą ścisłością, jaką można osiągnąć w pomiarach kalorymetrycznych, stosują się następujące prawa:

1) Ciepło wywiązane przez prąd nie zależy od kierunku prądu, a o ile prąd jest stały, wzrasta proporcyonalnie do czasu jego trwania (co jest oczywiste).

2) Ciepło wytworzone w danym czasie i w danym przewodniku jest proporcyonalne do kwadratu natężenia prądu.

3) Ciepło wytworzone w danym czasie, przez prąd danego natężenia, zależy tylko od elektrycznego oporu przewodnika i jest do tego oporu proporcyonalne; rodzaj materyału, z którego przewodnik jest sporządzony, jego postać i t. p. nie mają żadnego znaczenia.

Te trzy zasadnicze prawa streszcza w sobie wzór:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad Q = k \, . \, i^2 r t.$$

Spółczynnik k jest stałą powszechną. Jego wartość zależy tylko od wyboru jednostek, w których wyrażone są ilości ciepła, prąd, opór i czas. Wyznaczony doświadczalnie w jednym przypadku, stosować się będzie do wszystkich. Nazywa się stałą elektrotermiczną.

Joule nie mierzył wartości tej stałej, ograniczał się do pomiarów względnych, gdyż w onym czasie nie rozporządzano jeszcze dobrze określonemi jednostkami prądu i oporu. W nowszych czasach mierzono tę stałą, wielokrotnie dokładnemi metodami kalorymetryi wodnej i lodowej, przyczem okazało się zgodnie, że ilość ciepła wytworzona w czasie 1 sekundy, w oporze 1 ohma międzynarodowego, przez prąd 1 ampera, wynosi $k = 0{,}2388$ gramstopni.

W szeregu przewodników, przewodzących ten sam prąd elektryczny, a mających różne opory, te będą wytwarzały najwięcej ciepła, których opór jest największy — czy to dlatego, że przewodnictwo danego materyału jest słabe, czy też z powodu wązkiego przekroju. Prąd puszczony szeregiem np. przez drut miedziany i żelazny, równej grubości, ogrzewać będzie żelazo więcej od miedzi. Cieniutki drucik platynowy, włączony między grube przewodniki miedziane będzie się jasno żarzył, przy dostatecznym prądzie, podczas gdy ogrzanie miedzi będzie zgoła niedostrzegalne. Tym sposobem można ciepło wywięzywane przez prąd, „ciepło Joula", jak się krótko mówi, umiejscowiać w całości niemal, w dowolnej części obwodu, przez stosowny dobór oporów zewnętrznych i wewnętrznych. Rozumie się bowiem samo przez się, że i w przewodnikach składających ogniwa wytwarza się ciepło, odpowiednio do ich oporu.

Zastosowania ciepła Joula są liczne i ważne. Na czele, pod względem ważności ekonomicznej i przemysłowej, należy wymienić lampy elektryczne, t. zw. żarówki, wynalezione około r. 1881 przez Edisona w Ameryce i Swana w Anglii. Przewodnikiem żarzącym się w tych lampach bywa najczęściej zwęglone włókno roślinne, mające opór dostatecznie wielki (kilkadziesiąt ohmów i więcej, zależnie od liczby świec, jaką lampa ma dawać). Obecnie stosują coraz częściej, zamiast włókien węglowych, cienkie druciki z metali trudno topliwych (osm, tantal, wolfram). Sprawność ekonomiczna tych lampek metalowych jest rzeczywiście znacznie większa, niż węglowych. Dają one światło 1 świecy kosztem około 1 watta, podczas gdy węglowe zużywają około 3,5 wattów na świecę.

Urządzenie lampek żarowych jest dobrze znane (fig. 168, L). Włókno, czy węglowe, czy metalowe, przytwierdzone jest końcami do drucików platynowych, służących jako elektrody; platyna jedynie może być trwale w szkło wlutowana. Włókno musi bowiem być zamknięte w szklanej bańce, z której wypompowano powietrze najstaran-

niej. Cel tej próżni jest dwojaki: ona zapobiega naprzód spaleniu się włókna, jeśli jest węglowe, a powtóre umożliwia uzyskanie, danym prądem, wyższej temperatury a więc i większej ilości światła (tom II, ust. 226). Wszelki gaz w bańce, nawet chemicznie nieczynny, odbierałby bowiem włóknu wiele ciepła, przez przewodzenie.

Ciepło Joula bywa też używane do ogrzewania, zwłaszcza w badaniach naukowych, gdy chodzi o wysokie, a bardzo stałe temperatury (piece elektryczne z glinki ogniotrwałej, owinięte wstęgą aliażu zwanego nikieliną, rozgrzewaną prądem) — a także, gdzie koszt energii elektrycznej nie jest zbyt wysoki, w celach gospodarskich i przemysłowych (samowary elektryczne, kuchenki i t. p.).

W installacyach elektrycznych włącza się w obwody t. zw. stopki, krótkie i cienkie druciki srebrne, albo paski staniolu, które topiąc się pod wpływem ciepła Joula, przy pewnem określonem natężeniu prądu, przerywają automatycznie obwód i zapobiegają spaleniu przyrządów w razie zdarzonego krótkiego spięcia.

Podwyższenie temperatury przewodników stałego prądu, pod działaniem ciepła Joula, zależy przedewszystkiem od wartości ich przewodnictwa zewnętrznego h (tom II, ust. 60). Drut przyjmie trwale tę temperaturę θ, powyżej temperatury otoczenia θ_0, w której strata ciepła przez przewodzenie, promieniowanie i t. d. wyrównywa się ciepłem wytwarzanem jednocześnie przez prąd. Jeżeli tedy a oznacza pole zewnętrznej powierzchni drutu, warunek równowagi cieplnej będzie określony przez równanie: $ah\,(\theta—\theta_0) = 0{,}2388\,ri^2$.

128. Praca elektryczna. Ciepło wytwarzające się w drucie użytym do rozbrojenia np. butelki lejdejskiej, jest równoważnikiem rozbrajającej się energii elektrycznej, a więc równoważnikiem pracy, której użyto pierwotnie do naelektryzowania butelki (ust. 60).

W drucie przewodzącym trwały prąd elektryczny dzieje się to samo, co w drucie użytym do rozbrojenia butelki. I tu elektryczność spada z wyższego potencyału na niższy, co oznacza zmarnowanie pewnego równoważnika pracy. Ażeby przepędzić e jednostek elektryczności dodatniej wstecz, od przekroju B jakiegokolwiek przewodnika (fig. 171), gdzie potencyał ma wartość niższą s_2, do przekroju A, gdzie jego wartość s_1 jest wyższa, wbrew przeciwnie skierowanej sile elektrycznej, musielibyśmy istotnie wykonać pracę (jak to wynika z określenia różnic potencyału, ust. 47) w ilości:

$$L = (s_1—s_2)\,e.$$

Tyleż właśnie pracy marnuje się, gdy ta ilość elektryczności e spada prądem elektrycznym, z wyższego potencyału s_1, w przekroju A, na niższy s_2 w przekroju B. Zważywszy, że prąd o natężeniu i, w czasie t przewodzi $e = it$ jednostek elektryczności, znajdziemy:

(2) . . . . . $L = (s_1 - s_2)\, it.$

Wyrażenie to, nazywa się pracą elektryczną, wykonaną przez prąd i w przewodniku AB, w ciągu czasu t. Wielkość ta ma ten sam wymiar i mierzy się temi samemi jednostkami miary, jak praca mechaniczna (ergi, kilogrammetry, joule). Podobnie jak praca mechaniczna składa się z dwu czynników: siła × droga, tak i elektryczna wyraża się przez iloczyn dwu czynników: napięcie × ilość elektryczności.

Zasada zachowania energii wymaga, żeby zużyty zapas energii, wyrażony przez L, objawił się gdziekolwiek, pod jakąkolwiek inną postacią, w ilości równoważnej. Jeżeli tedy przewodnik AB, przewodzący prąd stały, nie wykazuje sam w sobie żadnych zmian, ani fizycznych, ani chemicznych (co nastąpi istotnie po ustaleniu się prądu i temperatury), jeżeli jedynym skutkiem pracy elektrycznej prądu jest ciepło wytworzone Q, wtedy, w myśl pierwszej zasady termodynamicznej, powinno być:

$$Q = \frac{1}{J} L = \frac{1}{J} (s_1 - s_2)\, it \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

w czem J oznacza równoważnik dynamiczny jednostki ciepła ($J = 426{,}8$ *kgm/kalor*, albo $4{,}187 . 10^7$ *erg/grst*, albo 4,187 *joule/grst*)

Rozumowanie powyższe domaga się jednak sprawdzenia przez doświadczenie. Zastosowaliśmy bowiem obliczenie pracy według naboju i spadu potencyału, ustanowione piewotnie dla pól elektrycznych w isolatorach, do pola prądu w przewodniku. Tam można było odzyskać pracę, zużytą na naelektryzowanie, w całości, znowu pod postacią pracy. Pola w isolatorach są bowiem zachowawcze, w przewodnikach rozpraszające. Ciepło rozbrojenia kondensatora można też było obliczać na podstawie prawa zachowania energii, bez oglądania się na doświadczenie, gdyż tam porównywaliśmy to ciepło z niewątpliwie znanym zapasem pracy, uwięzionym w kondensatorze pod postacią energii elektrycznej. Tu zaś porównywamy je z wielkością L, której daliśmy tylko nazwę, pracy, podczas gdy właściwego źródła tego ciepła należy szukać gdzieindziej, nie w przewodniku AB, do któ-

rego L się odnosi, lecz np. w ogniwie, gdzie zachodzą zmiany chemiczne, dostarczające energii.

Owóż doświadczenie potwierdza równanie (3) w całej pełni. Widać bowiem naprzód, że równanie to wyraża prawo Joula. Istotnie, położywszy, w myśl prawa Ohma, $s_1 - s_2 = ir$, napiszemy (3) w postaci:

$$(4) \quad \ldots \ldots \ldots \quad Q = \frac{1}{J} i^2 r t.$$

Następnie sprawdzimy łatwo, że stała elektrotermiczna, oznaczona w ust. 127 literą k, równa się rzeczywiście odwrotności dynamicznego równoważnika ciepła. W układzie praktycznym miar jest bowiem $J = 4{,}187$ *joulów/grst*, a odwrotność tej liczby równa się w istocie $\frac{1}{J} = k = 0{,}2388$, jak znaleziono drogą bezpośrednich kalorymetrycznych pomiarów ciepła Joula. Wartość dynamicznego równoważnika można zatem określić za pomocą pomiarów elektrycznych, co stanowi godne uwagi sprawdzenie zasady zachowania energii.

W obu bezwzględnych układach miar stała elektrotermiczna mieć będzie wartość jeden, jeżeli wartość ciepła wyrażać będziemy w mierze mechanicznej, w ergach, gdyż jednostką pracy jest tam również 1 erg.

129. Praca sił elektromotorycznych. Pojęcie pracy elektrycznej, wykonanej przez prąd, w jakimkolwiek przewodniku, wprowadziliśmy tylko jako dogodny, a jak się okazało, trafny fortel rachunkowy. Istotnem źródłem ciepła wywięzywanego przez prąd może jednak być tylko ta część obwodu, gdzie zachodzą zmiany natury fizycznej lub chemicznej, połączone z zaczerpywaniem energii — słowem ogniwo, baterya, czy inne siedlisko siły elektromotorycznej.

Zastosujmy wzór (2), na pracę elektryczną, do całego zamkniętego obwodu, pamiętając, że prąd i jest wszędzie ten sam. Zważmy przytem, że suma spadków potencyału $s_1 - s_2$, na wszystkich przewodnikach obwodu, równa się całkowitej sile elektromotorycznej, która jest w nim czynna (ust. 118). Wypadnie wtedy: $L = Sit$. Ogólniej, jeżeli przyjmiemy, że w obwodzie działają np. dwie siły elektromotoryczne, dajmy nato dwa ogniwa, o siłach S i S' skierowanych przeciwnie, wtedy będzie podobnie:

$$L = (S - S')\, it. \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Iloczyn Sit albo Se nazywa się pracą siły elektromotorycznej S, dokonaną podczas przejścia $it = e$ jednostek elektryczności przez jej siedlisko. Pracę tę liczymy jako dodatnią, albo ujemną, zależnie od tego, czy prąd przechodził w kierunku działania siły elektromotorycznej, czy w przeciwnym. Siła elektromotoryczna jest czynną, jeśli wykonywana przez nią praca jest dodatnia; nazywa się natomiast bierną, gdy prąd ją przemaga, t. j. gdy praca jej jest ujemna, jak $-S'it$ we wzorze (5).

Pożytek pojęcia prac sił elektromotorycznych jest widoczny. Ciepło Joula wywiązane w czasie t przez prąd i, w całym obwodzie wynosi według (4): $Q = \frac{1}{J} i^2 (r + R) t$, w czem R oznacza sumę opórów wewnętrznych w ogniwach; a gdy według prawa Ohma (ust. 118, wzór 6): $i (r + R) = S - S'$, przeto wypada:

$$Q = \frac{1}{J} (S - S') it.$$

Znaczy to, że ciepło wywiązane w całym obwodzie jest równoważne sumie algebraicznej prac wszystkich działających w nim sił elektromotorycznych, czynnych, zarówno jak biernych. Skoro ciepło to może mieć swe źródło tylko w energii przetwarzanej w ogniwach, musimy przyjąć, że każde siedlisko siły elektromotorycznej czynnej czerpie energię z zewnątrz w ilości równej pracy tej siły elektromotorycznej, wykonanej jednocześnie; w siedliskach sił elektromotorycznych biernych natomiast, obwód oddaje energię na zewnątrz, znowu w ilości równej pracy tych sił.

Tak np. ogniwa galwaniczne zasilają się energią chemiczną i ciepłem; termoelektryczne tylko ciepłem; machiny dynamoelektryczne i wszelkie inne prądnice pracą mechaniczną; wtedy mianowicie, gdy pędzą prąd w kierunku czynnych w nich sił elekelektromotorych. Przeciwnie znowu, machina dynamoelektryczna pędzona przez prąd, oddaje pracę na zewnątrz, staje się motorem.

130. Skutki pracy elektrycznej. Praca elektryczna nie zawsze zamienia się na ciepło; ona może być również zużytkowana do wytwarzania innych form energii — zupełnie podobnie, jak praca mechaniczna. Sprawdzona wyżej jej równoważność z ciepłem, w przypadku, gdy ciepło jest jedynym jej skutkiem,

zapewnia zarazem równoważność z innemi formami energii, jeśli, zamiast ciepła, inne się pojawiają. To podobieństwo praw rządzących pracą elektryczną i pracą mechaniczną tłumaczy nam szerokie jej zastosowanie w przemyśle i technice w tych wszystkich przypadkach, gdzie do niedawna posługiwano się tylko pracą mechaniczną.

Pracę elektryczną $L = (s_1 - s_2)\, e$, wykonaną w danym przewodniku przez prąd, podczas przepływu e jednostek elektryczności, możnaby trafnie porównać z pracą mechaniczną, wykonaną przez prąd wody, podczas spadku ciężaru e wody z wysokości s_1 na niższą s_2. Jeżeli wodzie tej nie będziemy odbierali energii podczas spadku, jeśli nie użyjemy jej do przezwyciężania jakich oporów, np. do poruszania turbin, albo kół wodnych, wtedy praca jej zmarnuje się, zamieni się przez uderzenie lub tarcie na ciepło — podobnie, jak się to dzieje z pracą elektryczną, gdy prądowi nie przeciwstawiono żadnych sił elektromotorycznych biernych. Jeśli są takie siły, wtedy siedlisko każdej z nich wydzielać będzie na zewnątrz energię w ilości Se albo Sit (ust. poprz.), w postaci zależnej od ich rodzaju. Tak np. prąd, użyty do rozkładania wody spotyka t. zw. siłę elektromotoryczną polaryzacyi i wytwarza energię chemiczną; prąd pędzący motory elektryczne musi przezwyciężać siłę elektromotoryczną indukcyi (ust. 209) i wytwarza pracę mechaniczną i t. p.

W zastosowaniu praktycznem praca elektryczna ma tę wyższość nad mechaniczną, że można ją prowadzić po drutach na wielkie odległości, podczas gdy praca mechaniczna, dostarczana przez machiny parowe, motory wodne i t. p. musi być zużytkowana na miejscu, albo, co najwyżej, daje się przenosić na niedaleką metę, za pomocą pasów albo lin. W tej łatwości przewodzedzenia i przeobrażania pracy elektrycznej na różne formy energii, leży główna przyczyna potężnego rozwoju elektrotechniki, której zadaniem jest właśnie zużytkowanie pracy elektrycznej do różnych celów użytecznych. Pomimo nieuniknionych przy takich przemianach strat, opłaca się jednak przeobrażać naprzód pracę motorów mechanicznych na pracę elektryczną i tej dopiero używać do świecenia lamp, pędzenia warsztatów, fabryk i t. p.

Wieloraki użytek pracy elektrycznej objaśnimy przykładem wziętym z praktyki. Prąd elektryczny, wytwarzany w t. zw. elektrowni (siedziba sił elektromotorycznych czynnych), rozprowadza się po mieście starannie isolowanymi przewodnikami pod ziemnymi (kablami). Doprowadzony do spinek głównych s_1 i s_2

(fig. 175) w budynku, gdzie praca jego ma być zużytkowaną, rozchodzi się stąd po sieci przewodników, obejmującej najrozmaitsze urządzenia elektrotechniczne. W jednej gałęzi tej sieci załączony jest, dajmy nato, motor elektryczny M, druga obejmuje szereg równolegle spiętych żarówek Z; w trzeciej umieszczono, przypuśćmy, lampy łukowe L; w czwartej opór r do ogrzewania i być może przyrząd elektrolityczny do rozkładania wody, albo bateryę akumulatorów C i t. d.

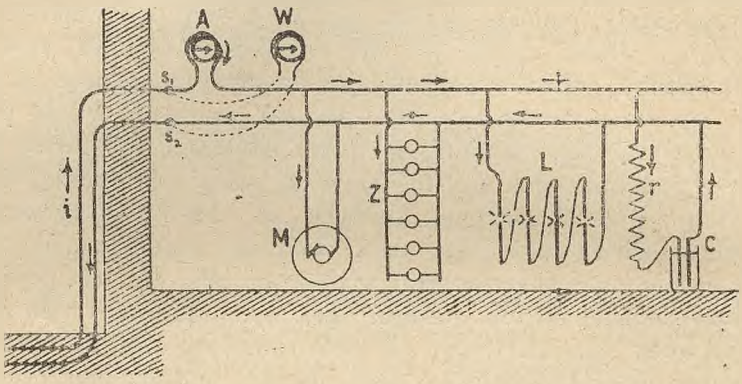


Fig. 175.

Owóż, jeżeli prąd całkowity, wstępując w spinki główne ma natężenie i amperów (wskazane przez ampermetr A, włączony w sam obwód prądu, przed jego rozgałęzieniem); jeżeli napięcie na tych spinkach (wykazane przez przyłączony do nich woltmetr W) wynosi $s_1 - s_2$ woltów, wtedy całkowita ilość pracy elektrycznej, dostarczanej budynkowi w czasie t sekund będzie $L = (s_1 - s_2)\, it$ joulów. Jest rzeczą zupełnie obojętną, na jakie cele praca ta będzie w budynku obrócona. Jej ilość oblicza się zawsze, w sposób właśnie wskazany, według stanu głównego ampermetru i woltmetru. Prawo zachowania energii orzeka, iż praca ta L równa się sumie wszystkich wytworzonych przez nią skutków użytecznych jakoto: ciepło wytworzone w ogrzewaczach, światło wydane przez lampy, praca wykonana przez motory, energia chemiczna nagromadzona w akumulatorach i t. d. — tudzież skutków niepożądanych, ale nieuniknionych, jak: ciepło i promieniowanie ciemne, wytworzone w lampach obok światła, ciepło Joula rozpraszające się we wszystkich przewodach, ciepło wytworzone w motorach, zarówno przez prąd, jak i przez tarcie zwyczajne i t. p.

131. Dzielność elektryczna. Wattmetry. Stosunek K pracy elektrycznej L, do czasu t, w ciągu którego ona była wykonaną, nazywa się dzielnością*) elektryczną:

$$K = \frac{L}{t} = (s_1 - s_2)\, i.$$

Jest to wielkość tego samego rodzaju i mierzy się temi samemi miarami jak dzielność mechaniczna (tom I, ust. 112) i t. p. Jak okazuje wzór powyższy, dzielność otrzymuje się wprost ze wskazań ampermetru i woltmetru, jako iloczyn woltów przez ampery. Jednostką miary będzie tedy 1 woltamper czyli 1 *watt*. Jest to oczywiście tyle, co praca 1 joula w sekundzie.

W przemyśle elektrycznym stosuje się zwyczajnie miarę tysiąckrotnie większą, zwaną kilowatt:

1 *kilowatt* = 1000 *wattów* = 1000 *joulów/sek*

$= \frac{1000}{9{,}81}$, czyli 101,94 *Kgm/sek* = 1,36 *koni par.*

Odpowiednio do tej większej jednostki dzielności, praktyka posługuje się też większą jednostką pracy i energii elektrycznej. Praca trwająca godzinę, z dzielnością 1 kilowatta nazywa się:

1 *kilowatt godzinny* (*kwg*) = 1000 *wattów* . 3600 *sekund*,
= 3600000 *joulów*.
= 366970 *Kgm*.
= 859,8 *kaloryi*.
= 36.10^{12} *ergów*.

Dzielność, z jaką pewna installacya elektryczna pracuje w pewnej chwili otrzymuje się natychmiast, wyrażoną w wattach, ze wskazań ampermetru i woltmetru. Można jednak oba te przyrządy złączyć w jeden, wskazujący wprost gotową wartość iloczynu $(s_1 - s_2)\, i$.

---

*) Nazwa tej wielkości, w mechanice i elektryce, nie jest jeszcze w naszej literaturze ustalona. Często spotyka się wyrażenie „sprawność" w znaczeniu stosunku pracy do czasu. Naszem zdaniem nazwa ta nasuwa raczej wyobrażenie znacznego stosunkowo działania, pomimo niezbyt wydatnej dzielności. W tem znaczeniu mówi się np. o sprawności armii, jako o czemś różnem od jej dzielności. Wypadałoby rozważyć, czy wyrażenie „sprawność" nie byłoby bardzo trafną nazwą innej, nie mniej ważnej wielkości: stosunku dzielności rzeczywiście rozwiniętej, do dzielności spodziewanej, albo teoretycznej! W myśl tej propozycyi dzielność wyrażałaby się w wattach, albo koniach, sprawność w odsetkach.

Przyrząd taki, zwany wattmetr elektryczny, urządzony jest na podobieństwo galwanometru o ruchomej cewce (ust. 30, *b*, fig. 57). Odchylenie takiej cewki (C_1, fig. 176) jest proporcyonalne do prądu, który przez nią płynie, a więc do napięcia $s_1—s_2$ przyłożonego do jej końców; zarazem jednak jest ono proporcyonalne do natężenia pola magnetycznego, w którem cewka jest zawieszona. Owóż, jeżeli zastąpimy podkowę magnetyczną *NS* (fig. 57) elektromagnesem bez rdzenia żelaznego, a więc drugą cewką, nieruchomą C_2 (fig. 171), owiniętą drutem grubym, któryby mógł przyjąć w siebie pełne ampery danej installacyi, wtedy odchylenie cewki ruchomej będzie proporcyonalne łącznie do woltów i do amperów. Otrzymamy tym sposobem żądany wattmetr, który wypadnie tylko zaopatrzyć podziałką odpowiednio nacechowaną.

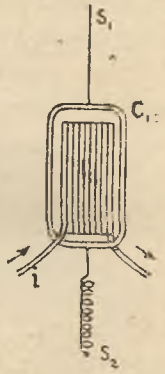


Fig. 176.

Wattmetry należy odróżniać od t. zw. liczników elektrycznych, wskazujących całkowitą ilość pracy elektrycznej *L*, dostarczonej odbiorcy w ciągu pewnego czasu, a więc wielkość $(s_1—s_2)\,it$. Jeżeli, jak to często bywa, elektrownia dostarcza energii elektrycznej pod stałem napięciem (zwykle 110, albo 220, albo 440 woltów), wtedy zadaniem licznika będzie wykazać wartość iloczynu *it*, t. j. liczbę kulombów, które przeszły przez sieć. Liczniki te są to małe motorki elektryczne, urządzone w ten sposób, że liczba dokonanych przez nie obrotów jest proporcyonalna do ilości przepędzonej elektryczności *it*.

132. Siły termoelektryczne. Suma sił elektromotorycznych, działających w obwodzie zamkniętym, złożonym z samych tylko metalicznych przewodników, jest z konieczności zero, jeżeli temperatury wszystkich przewodników są jednakowe (wyłączamy tu siły elektromotoryczne indukcyjne). Wniosek ten (ust. 110) nie byłby obowiązującym, gdyby temperatura obwodu nie była jednostajną. Istotnie też, doświadczenie okazuje, że w obwodzie takim powstają siły elektromotoryczne niezrównoważone, ilekroć miejsca spojeń metali różnorodnych mają temperatury niejednakowe. Są to t. zw. siły termoelektryczne. One zależą tylko od temperatur spojeń; temperatury jednolitych części przewodników, między spojeniami, mogą być jakiekolwiek; one nie mają znaczenia.

a) W obwodzie złożonym np. z dwu metali *A* i *B* (fig. 177, *a*), różnych pod względem chemicznym, albo fizycznym, krążyć będzie nieustannie prąd elektryczny, dopóki temperatury

t i t' obu spojeń będziemy utrzymywali na różnej wysokości (odkrycie Seebecka z r. 1882). Kierunek tego prądu zmieni się na przeciwny, jeżeli spojenie cieplejsze oziębimy, a poprzednio chłodzone ogrzejemy. Prądu niema wcale, gdy temperatury obu spojeń są jednakowe, choćby nawet w pozostałych częściach obwodu rozmieszczenie temperatur nie było jednostajne — pod warunkiem jednak, żeby każdy przewodnik z osobna był dokładnie jednolitym w całej swej rozciągłości.

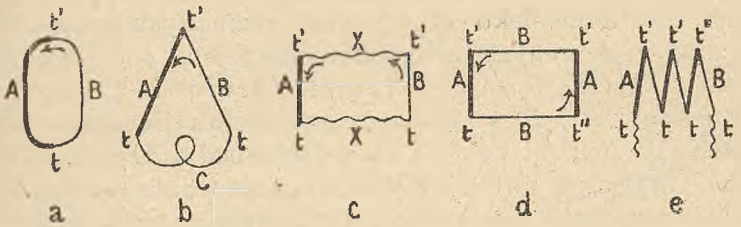


Fig. 177.

Przypuszczam, że wymierzyliśmy jakkolwiek natężenie tego prądu, tudzież całkowity opór obwodu. Zgodnie z prawem Ohma (ust. 118) okaże się, że iloczyn z tego prądu i z oporu obwodu mieć będzie zawsze tę samą wartość, jakąkolwiek będzie postać, długość, przekrój i t. p. obu przewodników, byle materyał użyty był ten sam i też same temperatury obu spojeń. Iloczyn ten wyraża widocznie całkowitą siłę elektromotoryczną, czynną w obwodzie, a więc szukaną siłę termoelektryczną

Siła termoelektryczna, czynna w obwodzie złożonym z dwu różnych przewodników metalicznych A i B, zależy tylko od rodzaju tych przewodników i od temperatur t i t' obu spojeń. Oznaczymy ją symbolem:

$$(AB)_t^{t'}$$

Umówimy się uważać ją za wielkość dodatnią, jeśli ona pędzi prąd od metalu B, napisanego na drugiem miejscu, do metalu A stojącego na pierwszem, przez spojenie cieplejsze t' [jest tedy $(AB)_t^{t'} = -(BA)_t^{t'}$].

b) W obwodzie zamkniętym, złożonym z trzech różnych metali A, B, C, siła termoelektryczna nie zależy wcale od rodzaju tego metalu (C na fig. 177, *b*), którego końce mają jednakowe temperatury t. Skoro

bowiem postać przewodnika niema znaczenia, siła termoelektryczna nie zmieniłaby się, gdybyśmy długość drutu C skrócili do zera. Wtedy wartość jej $(AB)_t^{t'}$ byłaby istotnie niezależną od C. Tem się tłumaczy, że spojenia termolektryczne mogą być lutowane (cyną, srebrem i t. p.), a warstewka lutu, byle dość cienka, nie wywrze żadnego wpływu na wartość termoelektrycznej siły. Jeśli metal C jest miedzią, będzie też można włączyć w obwód drut miedziany galwanometru, bez wprowadzenia nowych sił termoelektrycznych.

c) Siły termoelektryczne szeregu rozmaitych metali, badanych przy tych samych temperaturach spojeń, podlegają prawu napięć (ust. 111, 2), t. zn. różnica sił termoelektrycznych dwu metali A i B, względem jakiegokolwiek trzeciego metalu X, jest równa sile termoelektrycznej tych metali między sobą. Wynika to natychmiast z fig. 177, *c*, skoro się uwzględni, że rysunek ten wyobraża dwa ogniwa termoelektryczne AX, tudzież XB, spięte rzędowo i ogrzewane do tych samych temperatur t i t'. Ponieważ długość drutów łączących X można skrócić do zera, przeto:

$$(AX)_t^{t'} + (XB)_t^{t'} = (AB)_t^{t'}, \text{ albo } (AX)_t^{t'} - (BX)_t^{t'} = (AB)_t^{t'}.$$

d) Siła termoelektryczna dwu metali A i B, w przedziale temperatur t do t'' jest równa sumie sił termoelektrycznych tych samych metali w jakichkolwiek przedziałach t do t' i t' do t'', wypełniających przedział pierwszy, a więc:

$$(AB)_t^{t''} = (AB)_t^{t'} + (AB)_{t'}^{t''}.$$

Okazuje to schemat (fig. 177, *d*). Jeśli bowiem przetniemy nakreślony tam obwód linią pionową, znajdziemy dwa spięte rzędowo ogniwa o siłach $(AB)_t^{t'}$ i $(AB)_{t'}^{t''}$ — równoważne widocznie jednemu: $(AB)_t^{t''}$.

e) W przypadku, gdy przedział temperatur jest niezmiernie mały, można zawsze przyjąć, że siła elektromotoryczna ogniwa jest proporcyonalna do różnicy temperatur spojeń $t' - t = \tau$, t. j. że można napisać:

$$(AX)_t^{t+\tau} = p_a\tau; \; (BX)_t^{t+\tau} = p_b\tau.$$

Spółczynniki p_a, p_b i t. p. noszą nazwę zdolności termoelektrycznych metali A, B,... (względem metalu porównawczego X). Są to, jak widać, ich siły termoelektryczne (z metalem X), przypadające na 1 stopień różnicy temperatur spojeń — w pobliżu temperatury t. Zależą też od wyboru tej temperatury. Znając wartości tych spółczynników dla dwu metali A i B, w pewnej temperaturze t, możemy natychmiast obliczyć wartość siły termoelektrycznej ogniwa złożonego z tych metali, w niewielkim przedziale temperatur t do $t + \tau$. Według c) będzie bowiem:

$$(AB)_t^{t+\tau} = (p_a - p_b) \cdot \tau.$$

Przedstawmy na rysunku (fig. 178) wartości p_a i p_b w różnych temperaturach t, biorąc t za odcięte, p_a i p_b za rzędne. Otrzymamy wtedy dwie linie, w ogólności zakrzywione AA i BB. Widać natychmiast, że wartość tej siły termoelektrycznej, w malutkim przedziale t do $t+\tau$ wyobraża się na rysunku takim przez pole paska (kreskowanego), mającego $p_a - p_b$ za wysokość, różnicę temperatur τ za podstawę. Stąd wnosimy, że siła termoelektryczna w dowolnym, większym przedziale t do t' wyobrażać się będzie (wynika to z prawa d) przez pole $rstu$, złożone z szeregu takich pasków, stanowiące ich sumę. W wielu przypadkach linie A i B są bardzo przybliżenie proste, pole $rstu$ ma postać trapezu. Siła termoelektryczna wyraża się w tych przypadkach wzorem:

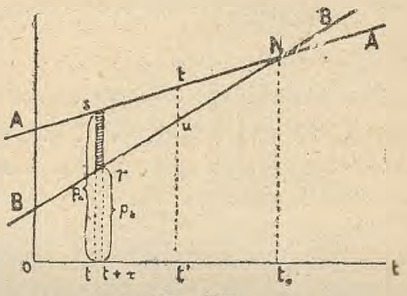


Fig. 178.

$$(AB)_t^{t'} = (p_a - p_b)(t' - t),$$

w czem p_a i p_b oznaczają wartości zdolności termoelektrycznych w temperaturze pośredniej: $\frac{t + t'}{2}$.

Punkt N w którym proste A i B się przecinają, ma za odciętą pewną temperaturę t_0, zwaną punktem neutralnym pary AB (np. dla żelaza-miedzi $t_0 = + 276^0$). Jeżeli średnia wartość temperatur t i t' spojeń dojdzie do temperatury neutralnej, wtedy ogniwo nie daje wcale prądu, gdyż $p_a - p_b = 0$; powyżej

tej temperatury otrzymuje się znowu prąd, lecz w kierunku przeciwnym.

W następującej tablicy podane są zdolności termoelektryczne kilku metali — względem ołowiu:

ZDOLNOŚĆ TERMOELEKTRYCZNA

w milliwoltach na stopień C., w temperaturze t^0.

Metal:	p.
Bismut ($t = 20^0$) . .	—0,09
Nikiel	—0,01907 — 0,0000302 . t
Platyna.	—0,00304 — 0,0000211 . t
Ołów.	0
Miedź	+0,00280 + 0,0000080 . t
Żelazo	+0,01336 — 0,0000306 . t
Antymon ($t = 20^0$). .	+0,025.

Z pomocą tej tablicy obliczymy z łatwością siły termoelektryczne jakiejkolwiek pary metali w jakimkolwiek przedziale temperatur (w tych granicach, jakie zastosowano układając tę tablicę; t. j. mniej-więcej 0^0 i $+100^0$). Należy zresztą zważać, że własności fizyczne ciał stałych nie są bynajmniej stałe i określone, zależą bowiem od ich molekularnego ustroju. Tak np. dwa druty miedziane, oba równie czyste, mogą różnić się dość znacznie w zachowaniu termoelektrycznem, jeżeli jeden będzie twardy, drugi miękki.

Przykład. Znaleść kierunek i wielkość siły termoelektrycznej ogniwa złożonego z niklu i żelaza, gdy temperatury spojeń wynoszą 8^0 i 12^0. W temperaturze średniej 10^0 jest $p_{nik} = -0{,}01937$, $p_{żel} = +0{,}01305$, zatem:

$$(\text{nikiel-żelazo})_{8^0}^{12^0} = (-0{,}01937 - 0{,}01305)\,(12-8) = -0{,}130 \text{ milliw.}$$
$$= -0{,}00013 \text{ wolt.}$$

Przez spojenie 12^0 prąd idzie od niklu do żelaza.

Siły termoelektryczne, jak widać, są bardzo małe. Bismut i antymon, dwa metale najbardziej od siebie odległe w szeregu termoelektrycznym, dają zaledwie 0,0001 wolta na stopień różnicy tempe-

ratur spojeń. Silniejsze prądy mogą tedy ogniwa takie dawać tylko w obwodach przedstawiających bardzo mały opór wewnętrzny i zewnętrzny, a więc mających duży przekrój. Wtedy jednak trudno utrzymać znaczniejsze różnice temperatur spojeń, gdyż przewodzenie ciepła dąży do ich wyrównania. Praktycznego znaczenia nie mają tedy ogniwa termoelektryczne, jako źródła prądu. Podobnie jak galwaniczne, można też ogniwa termoelektryczne spinać rzędem w baterye, według schematu fig. 177, *c*.

Ważne są ich zastosowania naukowe. W połączeniu z czułym galwanometrem, o krótkiej cewce, ogniwa te tworzą doskonałe termoskopy różnicowe. Znamy już zastosowanie ich w aktinometryi (tom II, ust. 145). Ogniwo (Le Chateliera) złożone z drutu platynowego i z aliażu platyny z 10% rodu używane bywa jako pirometr, do mierzenia temperatur bardzo wysokich.

133. Ciepło odwracalne. Skoro ogniwo, którego spojenia utrzymywane są stale w temperaturach różnych t i t' wytwarza nieustannie prąd, o stałem natężeniu i, a samo nie doznaje przytem żadnej trwałej zmiany, przeto praca jego elektryczna $(AB)_t^{t'} . it$, musi mieć źródło swe w energii czerpanej z zewnątrz. Źródło to odkrył Peltier w r. 1834. Przepuściwszy mianowicie silny prąd z bateryi galwanicznej przez sztabę złożoną w połowie z bismutu, w połowie z antymonu, dostrzegł on, że spojenie tych dwu metali rozgrzewało się, gdy prąd przechodził od antymonu do bismutu — natomiast ochładzało się, gdy kierunek prądu był przeciwny. Objaw ten, zwany zjawiskiem Peltiera, jest powszechny: ilekroć prąd elektryczny przechodzi przez spojenie dwu różnych metali, wytwarza on w tem spojeniu ciepło, albo też chłonie ciepło, zależnie od tego, czy płynie od metalu mającego zdolność termoelektryczną wyższą, do metalu o niższej zdolności termoelektrycznej — czy naodwrót. Ilość Q ciepła wywiązanego, albo pochłoniętego, w tych warunkach, jest w obu razach wprost proporcyonalna do natężenia prądu i do czasu; zależy zresztą od rodzaju obu metali i od temperatury spojenia. Można je tedy wyrazić wzorem:

$$Q = P . it,$$

w którym P oznacza właściwy spółczynnik, zależny tylko od rodzaju metali i od temperatury spojenia. Ten sam wzór wyraża raz ciepło wywiązane, drugi raz pochłonięte, zależnie od kierunku,

t. j. od znaku prądu i. Ciepło to jest tedy odwracalne, czem różni się od ciepła Joula, które nie zależy wcale od kierunku prądu.

Jest to obojętnem, czy prąd i pochodzi z obcego źródła, czy też jest to właśnie prąd termoelektryczny, wytwarzany przez samo ogniwo, do którego uważane spojenie należy. Widać tedy, że każde takie ogniwo chłonie ciepło na spojeniu ogrzewanem, oddaje ciepło na chłodzonem; gdyż istotnie, prąd idzie w każdem ogniwie przez spojenie ogrzewane od metalu niższego, w szeregu termoelektrycznym, do wyższego (ust. poprz.). Otóż, różnica tych dwu ilości ciepła stanowić musi, w myśl prawa zachowania, energię zasilającą pracę elektryczną ogniwa.

Ciepło Peltiera $= P.it$, aczkolwiek bardzo drobne w zwykłych warunkach, daje się jednak wymierzyć czułym kalorymetrem, choćby wodnym. Występuje ono tam obok ciepła Joula i^2rt. Można je jednak łatwo od tego ciepła nieodwracalnego oddzielić. Przy jednym kierunku prądu kalorymetr wykaże bowiem $Q_1 = i^2rt + Pit$, przy przeciwnym: $Q_2 = i^2rt - Pit$, stąd: $P = \frac{Q_1 - Q_2}{2it}$. Tą drogą znaleziono np., że prąd 1 *amp.* wywięzuje albo pochłania, na spojeniu żelaza z miedzią, w sekundzie około 0,00088 grst. ciepła, w temperaturze 0°.

Ciepło Peltiera nie jest jedynem źródłem, zasilającem ogniwa termoelektryczne. Gdyby tak było, siły elektromotoryczne ogniw powinnyby wzrastać proporcyonalnie do różnicy temperatur spojeń. Okazał to Kelvin, opierając się na obu zasadach termodynamiki. Wyobraźmy sobie ogniwo termoelektryczne, przyprzężone do jakiegokolwiek motoru elektrycznego. Otrzymamy wtedy istotną machinę termodynamiczną, czerpiącą ciepło Peltiera $Q' = P'.it$ w temperaturze (bezwzględnej) T' spojenia cieplejszego, oddającą zaś ciepło $Q = P.it$ w temperaturze T spojenia chłodniejszego. Według pierwszej zasady termodynamicznej różnica $Q'—Q$ opędzać musi pracę elektryczną Sit ogniwa, a praca ta zużywa się częścią na wytworzenie ciepła Joula w całym obwodzie, częścią na pracę mechaniczną wydaną przez motor. Ilość tej pracy mechanicznej wynosi $S'.it$, gdzie S' oznacza wsteczną (bierną) siłę elektromotoryczną motoru (ust. 129, 221). Można się tak urządzić (w teoryi), żeby machina ta była odwracalną. Nastąpi to wówczas, gdy S' będzie prawie równe S. Wtedy bowiem prąd będzie nieskończenie słaby, pracowanie odbywać się będzie nieskończenie powoli, ale odwracalnie, gdyż nieodwracalne ciepło Joula bę-

dzie znikomo małe (zostaje, co prawda, nieodwracalne, a nieuniknione przewodzenie ciepła). W tych warunkach lekkie popędzenie motoru pracą zewnętrzną odwróciłoby prąd ($S' > S$) i odwróciłoby zarazem wszystkie objawy cieplne i mechaniczne. Stosując do takiej machiny obie zasady termodynamiki znajdziemy naprzód:

$$Q' - Q = (P' - P)\,it = Sit, \text{ czyli:}$$

)1) . . . . . $S = P' - P.$

a następnie (tom II, ust. 83):

(2) . . . . $\frac{Q' - Q}{Q'} = \frac{T' - T}{T'}$, albo $\frac{Q}{T} - \frac{Q'}{T'} = 0,$

skąd wypada, że $\frac{P}{P'} = \frac{T}{T'}$, t. j. że ciepło Peltiera powinnoby wzrastać proporcyonalnie do temperatury bezwzględnej, np. $P = k \,.\, T$, w czem k oznacza stały spółczynnik, zależny tylko od rodzaju obu metali. Siła termoelektryczna byłaby wtedy istotnie proporcyonalną do różnicy temperatur spojeń, gdyż $S = P' - P = k\,(T' - T)$.

Otóż proporcyonalności takiej doświadczenie bynajmniej nie sprawdza; wiemy przecież, że przy stopniowem ogrzewaniu jednego spojenia, siła termoelektryczna rośnie wprawdzie zrazu, ale następnie musi opadać, skoro w punkcie neutralnym staje się znowu zerem. Fakt ten skłonił Kelvina do poszukiwania innych jeszcze, obok ciepła Peltiera, odwracalnych źródeł pracy elektrycznej. Jakoż rzeczywiście, udało mu się wykazać doświadczalnie, że i w jednolitym przewodniku, o ile jest niejednostajnie ogrzany, prąd elektryczny pobudza ciepło odwracalne (zjawisko Kelvina-Thomsona). Gdy przepuścimy prąd elektryczny np. przez sztabę miedzianą, gorącą na jednym końcu (temp. T'), zimną na drugim (temp. T), znajdziemy, że ponad ciepło Joula wywięzuje się w niej dodatkowe ciepło, w ilości $q = l_a\,it\,(T' - T)$, jeżeli prąd idzie od końca gorącego do zimnego; natomiast okaże się niedobór takiej samej ilości ciepła, gdy kierunek prądu będzie przeciwny — wtedy prąd chłonie ciepło. Znak i wielkość spółczynnika l_a zależą od metalu; w żelazie np. prąd chłonie ciepło, gdy idzie w kierunku spadu temperatury. Zresztą spółczynnik l_a zależy także od wysokości obu temperatur T' i T; posiada zatem wartość jedyną i określoną tylko wtenczas, gdy różnica $T'—T$ jest tak mała, iżby można mówić o wartości l_a w jednej temperaturze T. W ołowiu jest bardzo przybliżenie $l_a = 0$.

Widzimy więc, że poprzednie wzory termodynamiczne należy uzupełnić wyrazami zależnymi od ciepła Kelvina. Zamiast (1) będzie teraz:

$$Sit = (P' - P)\, it + l_b\,(T' - T)\, it - l_a\,(T' - T)\, it,$$

l_b odnosi się do metalu B, tak jak l_a do A. Znaki obu dodanych wyrazów są przeciwne, gdyż prąd, który w metalu A ogniwa płynie np. w kierunku spadu temperatury, przebiega drugi metal z konieczności przeciw spadowi. Siła termoelektryczna będzie tedy:

$$(3) \quad \ldots\ldots S = P' - P + (l_b - l_a)\,(T' - T).$$

To samo S, jak wiemy, równa się także $(p_a - p_b)\,(T' - T)$.

Druga zasada wyraża się znowu przez równanie $\Sigma \frac{Q}{T} = 0$, będące uogólnieniem równania (2), w przypadku, gdy jest więcej niż dwa źródła ciepła. W naszym przypadku związek ten opiewa:

$$\frac{P'\,it}{T'} - \frac{P\,it}{T} + \frac{l_b\,(T' - T)\,it}{\frac{1}{2}\,(T' + T)} - \frac{l_a\,(T' - T)\,it}{\frac{1}{2}\,(T' + T)} = 0,$$

gdyż wobec małej różnicy temperatur T' i T obu spojeń można uważać ich średnią jako temperaturę, w której ciepło odwracalne Kelvina jest pobierane lub oddawane. Podstawiwszy w (3) wartość $l_b - l_a$ wziętą z ostatniego równania, znajdziemy:

$$S = (p_a - p_b)\,(T' - T) = \tfrac{1}{2}\left(\frac{P'}{T'} + \frac{P}{T}\right)(T' - T),$$

albo, znowu z dostatecznem przybliżeniem, $= \frac{P}{T}\,(T' - T)$; skąd wynika:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots P = T\,(p_a - p_b),$$

co znaczy, że ciepło Peltiera, pochłonięte na spojeniu dwu metali A i B, podczas przejścia jednostki elektryczności ($it = 1$), wyrażone w miarach dynamicznych (joulach) równa się iloczynowi z temperatury bezwzględnej spojenia, przez różnicę zdolności termoelektrycznych obu metali. Tak np. dla żelaza i miedzi, w temperaturze 0° C. = 273° bezwzgl. jest $p_a - p_b = 0{,}00001056$ woltów na stopień (tabl. w ust. 132). Wzór (4) daje wtedy $P = 273 \,.\, 0{,}00001056$ joulów na kulomba, czyli 0,000688 grst. na kul., co zgadza się z doświadczeniem (0,00088) o tyle, o ile można było spodziewać się wobec

tego, że zdolności p w tym samym metalu zależą w wysokim stopniu od jego stanu fizycznego.

Teorya elektronowa sił termoelektrycznych uważa siły te jako identyczne, w zasadzie, z siłami Volty. W obwodzie złożonym z dwu metali siły elektromotoryczne Volty równoważą się, jeśli spojenia mają jednakowe temperatury, gdyż są równe, a przeciwnie skierowane. One zależą od zagęszczenia gazu elektronowego w obu metalach, jak to wyobrażaliśmy sobie w ust. 109. Owóż, jeżeli zagęszczenie to zmienia się z temperaturą, powstanie z konieczności prąd, ilekroć spojenia będą niejednakowo ogrzane. Na powierzchni zetknięcia się dwu różnych metali A i B potencyał elektryczny spada nagle, przypuśćmy, gdy przechodzimy od A do B. Strumień (ujemnych) elektronów, przechodząc przez ten spadek, od B do A, będzie tam nagle przyśpieszony. Oddając nabytą na tym spadku energię kinetyczną atomom metalu wywięzuje ciepło Peltiera. Stąd wniosek, że metal A, mający wyższą zdolność termoelektryczną p_a, będzie dodatni względem metalu B, gdyż, jak wiemy, prąd (dodatni), idąc od A do B, wywięzuje na spojeniu ciepło. Na podstawie tego wnioskowania moglibyśmy wyrobić sobie przybliżone wyobrażenie o wielkości lokalnej siły elektromotorycznej Volty na granicy tych dwn metali. Na granicy np. miedź-żelazo 1 kulomb wytwarza, lub chłonie, około 0,003 joulów ciepła Peltiera. Tyleż woltów wynosiłaby czynna tam siła elektromotoryczna Volty. Rachunek ten nie jest ścisłym, nie uwzględnia bowiem wpływu ciepła Kelvina. W każdym razie można już ocenić, że rzeczywiste siły Volty, na granicy przewodników metalicznych, są bardzo drobne, liczą się na milliwolty.

Ciepło Kelvina wskazuje na istnienie sił elektromotorycznych także w metalu jednolitym, o ile jest niejednostajnie ogrzany. Istotnie, jeżeli ogrzeję sztabę metalową na jednym końcu, prężność gazu elektronowego stanie się tam inną, gdyż zagęszczenie elektronów, zarówno jak ich energia kinetyczna, zmieniają się z temperaturą. Pewna liczba elektronów przeniknie zatem ku temu końcowi, gdzie ich prężność jest mniejsza. Ten koniec stanie się ujemnym w stosunku do przeciwnego. Stąd natężenie elektryczne dodatkowe we wnętrzu metalu, które będzie popędzało elektrony i wytwarzało ciepło podczas przejścia prądu w jednym kierunku, a chłonąć będzie ciepło, gdy prąd zmieni kierunek. Drugi jeszcze wpływ składa się na ciepło Kelvina. Strumień elektronów, płynący od końca gorącego ku zimnemu, przynosi tam elektrony szybko latające, a więc udzielające atomom ciepła; przeciwny prąd wymiata znowu gorące elektrony ze sztaby i ujmuje jej ciepła.

Zadania

80) Dwie płaskie miedziane blachy, obie po 10 *cm* w kwadrat, opatrzono jedną nabojem +500, drugą —500 jedn. e. s. i ustawiono je w powietrzu, równolegle do siebie, w odstępie 0,5 *mm*. Obliczyć różnicę potencyałów między niemi.

Odp. $\sigma = 5$; $s_1 - s_2 = 4\pi\sigma \cdot 0{,}5 = 3{,}15$ jedn. e. s. $= 942$ wolty.

81) Przyjąwszy, że rzeczywista różnica potencyałów cynku i miedzi, będących w zetknięciu, wynosi około 3 milliwoltów, obliczyć gęstość elektryczności na obu połowach podwójnej warstwy elektrycznej, wytworzonej na powierzchni ich zetknięcia — w przypuszczeniu, że odstęp obu połów równa się średnicy atomowej, t. j. około 10^{-8} *cm*.

Odp. $\sigma = 80$ jedn. e. s./cm^2.

82) Do metalu A, zawierającego w temperaturze bezwzględnej T N_a elektronów swobodnych w każdym cm^3, przyłożono inny metal B, w którym liczba ta, w tej samej temperaturze, jest większa $= N_b$. Obliczyć różnicę potencyałów $S = A/B$, jaka wytworzy się między tymi metalami.

Odp. Według teoryi kinetycznej (tom II, ust. 100 i 102) gaz elektronowy posiada w tych metalach prężności $p_a = {}^2/_3\,\alpha\,T N_a$, $p_b = {}^2/_3\,\alpha\,T N_b$. Ilekroćby, po ustaleniu się równowagi, malutka liczba n elektronów przeszła, w stałej temperaturze T, z B do A, rozprężenie to wydałoby pracę, t. j, uszczupliłoby energię swobodną o $n' T R \log \frac{N_a}{N_b}$ (por. zad. 169 w tomie II) — w czem n' oznacza liczbę cząsteczek gramowych, odpowiadającą n cząsteczkom rzeczywistym. Owóż $n' = {}^2/_3\,\frac{\alpha}{R} \cdot n$, skąd praca ta $= {}^2/_3\,\alpha\, n\, T \log \frac{N_a}{N_b}$. Jednocześnie atoli przejście $n\varepsilon$ jednostek elektryczności ujemnej z potencyału wyższego ciała B, na niższy o S ciała A, zużyłoby $n\varepsilon S$ pracy. Równowaga istnieć będzie wtedy, gdy żadna z tych prac, przeciwnych sobie, nie będzie mieć przewagi. To daje $S = {}^2/_3\,\frac{\alpha T}{\varepsilon} \log \frac{N_a}{N_b}$.

83) Okazać, że z wzoru tego wypada prawo napięć dla jakichkolwiek metali $A, B, C, \ldots, Y, Z$.

Odp. $A/B + B/C + \ldots + Y/Z = {}^2/_3\,\frac{\alpha T}{\varepsilon}\left[\log \frac{N_a}{N_b} + \log \frac{N_b}{N_c} + \ldots + \log \frac{N_y}{N_z}\right] = {}^2/_3\,\frac{\alpha T}{\varepsilon} \log \frac{N_a}{N_z} = A/Z.$

84) Ile ogniw Daniella należałoby połączyć rzędem, żeby między drutami biegunowymi tej bateryi nastąpiło rozbrojenie, w powietrzu, już za zbliżeniem ich na odległość 1 *mm*?

Odp. Około 4500.

85) Zanurzam dłonie w dwa słoje, napełnione rtęcią, połączone z biegunami bateryi galwanicznej. Ampermetr, włączony w obwód, wskazuje, że przez ciało moje przechodzi prąd 3 milliamperów. Elektrometr połączony ze słojami wskazuje 24 wolty napięcia. Obliczyć opór elektryczny ciała, od dłoni do dłoni.

Odp. 8000 ohmów.

86) Przez słup rtęci (temp. 0°), o przekroju 1 mm^2 i długości 50 *cm*, przechodzi stały prąd elektryczny 0,5 ampera. Obliczyć różnicę potencyałów na końcach tego słupa.

Odp. $\frac{0{,}5 \,.\, 50}{106{,}3} = 0{,}235$ woltów.

87) Przez drut o oporze 17 ohmów płynie prąd pod napięciem 4 woltów. Obliczyć jego natężenie.

Odp. 0,235 *amp.*

88) Prąd elektryczny stały przechodzi po kolei przez trzy druty jednakowej grubości i długości, połączone rzędowo: miedziany, żelazny i cynkowy. Różnica potencyałów na końcach pierwszego wynosi 0,5 milliwoltów. Obliczyć różnice potencyałów na końcach dwu pozostałych.

Odp. $\frac{0{,}5 \,.\, 588200}{82300} = 3{,}57$ *MV*; 1,79 *MV*.

89) Obliczyć opór linii telegraficznej, długiej na 400 *km*, sporządzonej z drutu żelaznego, o średnicy 4 *mm*, a) w lecie (18°), b) w zimie (—3°).

Odp. a) 3868 ohmów, b) 3470 ohmów.

90) Jaką średnicę miałby drut miedziany powyższej długości i tegoż oporu (18°)?

Odp. 1,5 *mm*.

91) Jaką długość powinien mieć drut manganinowy o średnicy 1 *mm*, żeby opór jego wynosił 1 *ohm*?

Odp. 183,78 *cm*.

92) Na wałku o średnicy 2 *cm*, długim na 10 *cm*, mamy nawinąć, raz koło razu, drut miedziany osnuty powłoką jedwabną, grubą na 0,2 *mm*, w warstwie grubej na 5 *mm*. Jaką średnicę powinien mieć drut nagi, żeby opór tej cewki wynosił 340 ohmów?

Odp. 0,1 *mm*.

93) Obliczyć opór wewnętrzny ogniwa Volty, złożonego z dwu spółosiowych walcowatych blach (miedzianej i cynkowej) wysokości 20 *cm*, których średnice wynoszą 10 *cm* i 12 *cm*, zanurzonych w 20% kwasie siarczanym (według fig. 159, zaniedbując opory blach).

Odp. $r = \frac{1}{2\pi \cdot 20 \cdot 0{,}653} \log \text{nat} \frac{6}{5} = 0{,}0022$ ohmów.

94) Obliczyć opór takiegoż ogniwa, mającego tę samą wysokość, a średnice blach 20 *cm* i 24 *cm*.

Odp. Ten sam.

95) Między dwa grube, miedziane przewody, o znikomo małym oporze, włączono równolegle (jak fig. 161, b_1), 20 żarówek, z których każda ma opór 60 ohmów. Obliczyć cały opór załączony między te przewody.

Odp. 3 ohmy.

96) Przewód przewodzący prąd 5 *amp.* rozdziela się na dwie gałęzie, o oporach 3 ohmy i 2 ohmy. Obliczyć prądy w tych gałęziach.

Odp. 2 amp.; 3 amp.

97) Jaki upust należy założyć między elektrody galwanometru mającego opór 200 ohmów, żeby zmniejszyć czułość jego do $^1/_{10}$ części?

Odp. 22,2 ohmów.

98) Dwa punkty połączone są dwoma drutami, z których jeden posiada opór r_1, drugi r_2. Obliczyć opór wypadkowy między tymi punktami.

Odp. $\frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$.

99) Cewka oporowa przedstawia opór 10,07 ohmów. Jakim upustem należy złączyć jej końce, żeby poprawić ten opór na równe 10 ohmów?

Odp. 1438,57 ohmów.

100) Ogniwo Daniella ($S = 1{,}07$ wolt.), o oporze wewnętrznym 3 ohmy, zamknięto drutem o oporze 10 ohmów. Obliczyć prąd w drucie i napięcie między biegunami ogniwa.

Odp. 0,082 *amp.*; 0,82 *wolt.*

101) Bieguny stałej bateryi galwanicznej połączono krótkimi drutami z ampermetrem o oporze 5 ohmów i odczytano prąd 0,3 *amp.* Po włączeniu w ten obwód dodatkowego oporu 70 ohmów prąd spadł do 0,15 *amp.* Obliczyć siłę elektromotoryczną i opór wewnętrzny bateryi.

Odp. 21 *wolt*; 65 *ohmów.*

102) Bieguny ogniwa stałego, mającego opór wewnętrzny 5 ohmów, połączono raz drutem o oporze 5 ohmów, drugi raz drutem o oporze nieznanym. W pierwszym prąd wynosił 0,2 *amp.*, w drugim 0,1 *amp.* Obliczyć opór drugiego.

Odp. 15 ohmów.

103) Żarówkę, wymagającą 65 woltów napięcia między swemi elektrodami i prądu 0,5 *amp.*, mamy zasilać bateryą akumulatorów, z których każdy ma siłę elektromotoryczną 2 woltów i opór wewnętrzny nieznaczny. Ilu akumulatorów wypadnie użyć, jeśli przewody prowadzące do lampki mają opór 10 ohmów?

Odp. $65 + 0{,}5 \cdot 10 = 2n$; $n = 35$.

104) Między końce tychże przewodów, równolegle do pierwszej żarówki, włączono jeszcze 9 podobnych. Ile oporu wypadnie wyłączyć z przewodów, żeby wszystkie żarówki świeciły pod przepisanem napięciem?

Odp. Wyłączyć 9 ohmów.

105) Ile ohmów wynosi opór każdej z tych żarówek podczas świecenia?

Odp. $\frac{65}{0{,}5} = 130$ ohmów.

106) Baterya złożona z 10 jednakowych ogniw Daniella, spiętych rzędowo (siła elektrom. 1,08 wolt.; opór wewn. każdego ogniwa 5 ohm.) zamknięta jest drutem o oporze 58 ohmów. Biegun dodatni piątego ogniwa i ujemny szóstego złączone są z ziemią. Obliczyć wysokość potencyału na biegunach ujemnych pierwszego i trzeciego, tudzież na dodatnich ósmego i dziesiątego ogniwa.

Odp. —2,9; —1,74; +1,74; +2,9 woltów.

107) Jakiego spięcia należałoby użyć, żeby uzyskać z tej bateryi możliwie najsilniejszy prąd w oporze zewnętrznym 0,5 ohma? Jak wielkie byłoby to maximum?

Odp. Spięcie równoległe; prąd 1,08 amp.

108) Ile wynosiłby prąd w tym oporze 0,5 ohma, gdybyśmy spięli te ogniwa po 5 w rzędzie, i złączyli te dwa rzędy równolegle do siebie?

Odp. 0,415 *amp.*

109) Obliczyć ogólnie natężenie prądu i_3 w gałęzi CD sieci przedstawionej na fig. 163, mając dane opory R_1, R_2, R_3, r_1, r_2, r_3 wszystkich boków tej sieci, tudzież wartości S i S' sił elektromotorycznych, włączonych w boki AB i AC.

Odp. $i_3 = \frac{S[R_2 r_2 - R_1 r_1] + S'[R_2 (r_1 + r_2) + R_3 (r_1 + R_2)]}{D}$,

w czem $D = R_1R_2R_3 + R_1R_2(r_1 + r_2) + R_2R_3(r_2+r_3) + R_3R_1(r_3+r_1) + (R_1 + R_2 + R_3)(r_1r_2 + r_2r_3 + r_3r_1)$.

110) Wyprowadzić z powyższego, jako przypadek szczególny, wzór dla mostku Wheatstona.

Odp. Założenie $S' = 0$, $i_3 = 0$ daje $R_2r_2 = R_1r_1$.

111) Cztery boki mostku Wheatstona mają opory jednakowe: $R_1 = R_2 = r_1 = r_2 = r$. Obliczyć natężenie prądu i_3 w gałęzi galwanometru, gdy opór R_1 jednego z boków przyjmie wartość odrobinę zmienioną $r \pm \rho$.

Odp. $i_3 = \mp \rho S : 4(r+r_3)(r+R_3)$.

112) Okazać, w jaki sposób możnaby zmierzyć mostkiem Wheatstona opór R_1 przewodnika, w którym działa nieznana, ale stała siła elektromotoryczna S'.

Odp. Z odpowiedzi na zadanie 109 wynika, że gdy cztery boki mostku spełniają zwyczajną proporcyę $R_1 : R_2 = r_2 : r_1$, wtedy prąd w galwanonometrze nie będzie wprawdzie zero, jednakże będzie on niezależny od siły elektromot. ogniwa S. Włączanie, albo wyłączanie ogniwa nie zmieni odchylenia galwanometru.

113) Paski platynowe w bolometrze (fig. 172) mają opory jednakowe, po 5 ohmów każdy, gdy temperatury ich są jednakowe; po 5 ohmów wynoszą też opory a i b, stanowiące pozostałe dwa ramiona mostku. Opór galwanometru wynosi 6 ohmów, jego czułość 10^{10} działek na ampera. Siła elektrom. ogniwa = 2 wolty; jego opór, tudzież wszystkich połączeń można zaniedbać. Obliczyć odchylenie skazówki galwanometru, gdy jeden z pasków platynowych ogrzeje się powyżej drugiego o jedną milionową stopnia.

Odp. Opór zwiększy się o $\frac{5}{260 \cdot 10^6}$ ohmów (ust. 124), zatem, według zad. 109, $i_3 = 1{,}75 \cdot 10^{-10}$ amp., odchylenie = 1,75 działek.

114) Baterya trzech akumulatorów w rzędzie ($S = 6$ woltów, opór znikomy) daje prąd przez drut o wielkim stosunkowo oporze. Środek tego drutu połączono z okładką kondensatora o pojemności 1 mikrofarada, drugą okładkę i biegun ujemny bateryi z ziemią. Obliczyć nabój kondensatora.

Odp. 3 mikrokulomby (mikrokul. = 10^{-6} kul.).

115) Okładki kondensatora o pojemności = c, naelektryzowano początkowo napięciem s_0, poczem, w chwili $t = 0$, złączono je drutem, mającym ogromny opór r. Znaleźć przebieg rozbrojenia.

Odp. Prąd w dużym oporze będzie tak słaby, napięcie spadać będzie tak wolno, iż w przeciągu każdego krótkiego elementu czasu można będzie uważać prąd za stały i obliczać natężenie jego według

prawa Ohma. W pierwszym elemencie czasu, mającym trwanie τ, prąd mając natężenie $\frac{s_0}{r}$ wyczerpie z pierwotnego naboju cs_0 kondensatora ilość elektryczności $\frac{s_0\tau}{r}$, t. j. ułamek $\frac{\tau}{cr}$ tego naboju; o tenże sam ułamek zmniejszy się napięcie, które jest zawsze do naboju proporcyonalne. Po upływie t sekund napięcie spadnie do s, nabój do cs; prąd będzie $\frac{s}{r}$. W ciągu dalszego elementu czasu τ wyczerpie on $\frac{s\tau}{r}$, a więc znowu ten sam ułamek $\frac{\tau}{cr}$ obecnego naboju, albo obecnego napięcia. Napięcie spada zatem według tego samego prawa, jak temperatura ciała ogrzanego początkowo do s_0 stopni, ostygającego, według prawa Newtona, w otoczeniu mającem temperaturę 0°. Stosując rozwiązanie odpowiedniego zadania cieplnego (tom II, zadanie 127), znajdziemy:

$$s = s_0\, e^{-\frac{t}{cr}}, \text{ albo } \log s = \log s_0 - \frac{t}{cr}.$$

116) Butelka lejdejska, rozbrajana do ziemi przez drut o oporze miliona ohmów traci połowę swego napięcia po upływie 3 *sek.* Obliczyć jej pojemność:

Odp. $\log \frac{s_0}{2} = \log s_0 - \frac{3}{c \,.\, 10^6 \,.\, 10^9}$; $\frac{3}{10^{15} \,.\, c} = \log \text{nat } 2 =$ $= 0{,}69315$; stąd $c = 4{,}328 \,.\, 10^{-15}$ jedn. e. m. $= 4{,}328$ mikrofar.

117) Znaleść wymiar oporu elektrycznego.

Odp. Według zad. 115 iloczyn cr ma wymiar czasu, zatem wymiar r będzie: $k^{-1}\, cm^{-1}\, sek.$ To samo wprost:

$$\text{opór} = \frac{\text{napięcie}}{\text{prąd}} = \frac{k^{-\frac{1}{2}}\, cm^{\frac{1}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}}\, sek^{-1}}{k^{\frac{1}{2}}\, cm^{\frac{3}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}}\, sek^{-2}} \text{ (ust. 55)} = \text{j. w.}$$

118) Obliczyć długość drutów (18°) o przekroju 1 mm^2 z miedzi, żelaza i cynku, mających każdy 1 ohm oporu.

Odp. 58,82; 8,23; 16,39 *metr.*

119) Dziesięć akumulatorów (po 2 wolty) spięto rzędem w bateryę. Podać wysokość potencyału na jej biegunie dodatnim, gdy połączono z ziemią biegun ujemny pierwszego, albo trzeciego, albo piątego akumulatora.

Odp. 20; 16; 12 woltów.

120) Prąd elektryczny przechodzi przez opornicę, w której załączono opór 11,7 ohmów. Napięcie między spinkami opornicy kompensuje się dokładnie siłą elektromotoryczną 1 ogniwa kadmowego. Ile wynosi natężenie prądu?

Odp. $i = \frac{1{,}0188}{11{,}7} = 0{,}0871$ *amp.*

121) Ile wynosi natężenie elektryczne we wnętrzu rtęciowego wzorca oporu 1 ohma, który przewodzi prąd 1 ampera?

Odp. $E = \frac{1}{106{,}3}$ *woltów/cm* $= 940710$ jedn. e. m.

122) Jaką liczbą wyraża się przewodnictwo elektryczne miedzi w układach miar bezwzględnych, w elektromagnetycznym i elektrostatycznym?

Odp. $588200 \cdot 10^{-9}$ jedn. e. m. $= 9 \cdot 588200 \cdot 10^{11}$ jedn. e. s.

123) Dwa proste, równoległe druty, po 5 *m* długości każdy, połączone są, na podobieństwo drabiny, na obu końcach, tudzież na całej długości, w odstępach metrowych, poprzeczkami z tego samego drutu, po 1 *m* długości. Obliczyć opór elektryczny tej sieci: a) pomiędzy końcami jednostronnymi obu drutów, b) pomiędzy obu końcami tego samego drutu, c) pomiędzy środkiem pierwszej, a środkiem ostatniej poprzeczki — gdy wszystkie druty mają opór *r* na każdym metrze.

Odp. a) $\frac{571}{780} r$; b) $\frac{149}{52} r$; c) $3r$.

124) Obliczyć masę i średnią prędkość ruchu cieplnego elektronów, w jakimkolwiek metalu, w temp. 18°.

Odp. $m = 1{,}13 \cdot 10^{-20} : 1{,}76 \cdot 10^{7} = 0{,}642 \cdot 10^{-27}$ *gr*; $\frac{1}{2} m V^2 = 1{,}5 \cdot 10^{-16} \cdot 291$; $V = 116{,}6$ *km/sek.*

125) Jaką wartość ma iloczyn $n\lambda$ (zagęszczenia elektronów w cm^3, przez długość ich drogi swobodnej) w miedzi w temp. 18°?

Odp. $n\lambda = (4.1{,}5.10^{-16} \cdot 291 \cdot 588200 \cdot 10^{-9}) : (1{,}13)^2 \cdot 10^{-40} \cdot 11{,}66 \cdot 10^{6} = 6{,}9 \cdot 10^{6}$ na cm^2.

126) Ile ciepła wywięzuje się w ciągu 10 *sek* w drucie platynowym, mającym opór 3 ohmów, przewodzącym prąd 1,5 ampera?

Odp. $0{,}2388 \cdot (1{,}5)^2 \cdot 3 \cdot 10 = 16{,}12$ *grst* $= (1{,}5)^2 \cdot 3 \cdot 10$ joulów $= (1{,}5)^2 \cdot 3 \cdot 10 \cdot 10^7$ ergów.

127) Drut miedziany, o kolistym przekroju, przewodzi prąd 0,2 *amp.* Obliczyć o ile stopni on się ogrzeje a) gdy średnica jego wynosi 0,1 *mm*, b) gdy 1 *mm* — w założeniu, że stosuje się prawo ostygania Newtona i że przewodnictwo drutu zewnętrzne wynosi 0,0002 *grst* na cm^2, *sek* i stopień zwyżki temperatury.

Odp. a) 33°, b) 0,033°.

128) Prąd 0,2 *amp.* płynie rzędem przez drut miedziany o średnicy 0,1 *mm* i przez żelazny tej samej grubości. Jaki będzie stosunek ogrzania się tych drutów, gdy się przyjmie, że oba mają to samo przewodnictwo zewnętrzne?

Odp Żelazny 588200 : 82300 = 7 razy więcej.

129) Ile kilowattów godzinnych pracy prądu należy użyć, żeby zagrzać do wrzenia litr wody o temperaturze 14°?

Odp. 0,1 *kwg.*

130) Prąd elektryczny 14 *amp.* pędzi motor elektryczny, na którego spinkach panuje stale napięcie 440 woltów. Pracę motoru zamieniamy w całości na ciepło. Ile tego ciepła uzyskamy w sekundzie, łącznie z ciepłem wytwarzającem się w samym motorze, bądź to przez tarcie zwykłe, bądź jako ciepło Joula?

Odp. 14 . 440 = 6160 joulów = 1,47 kaloryi.

131) Obliczyć pracę elektryczną, w sekundzie, ogniwa Daniella, mającego opór wewnętrzny 4 ohmów, wytwarzającego prąd w oporze zewnętrznym 6 ohmów.

Odp. $1{,}07 \cdot \frac{1{,}07}{10} = 0{,}114$ wattów.

132) Ile tej pracy zużywa się w zewnętrznym, ile w wewnętrznym oporze?

Odp. 60%; 40%.

133) Baterya 6 takich ogniw ma ogrzewać drut o oporze 6 ohmów. Czy ciepło to wypadnie taniej, gdy złączymy ogniwa rzędem, czy też przy spięciu równoległem?

Odp. W pierwszym przypadku marnuje się bezużytecznie 80%, w drugim tylko 10% całkowitej pracy bateryi.

134) Ile ciepła wytwarza prąd elektryczny w sali oświetlonej 100 żarówkami, z których każda zużywa 0,5 *amp.* pod napięciem 220 *wolt*?

Odp. 9456 kaloryi w godzinie.

135) Jaką „co najmniej" dzielność powinien mieć motor dostarczający prądu tym lampom?

Odp. 11 . 1,36 = 15 koni.

ROZDZIAŁ V.

PRĄDY ELEKTRYCZNE W ELEKTROLITACH.

134. Ustrój konwekcyjny prądu w elektrolitach. *a*) Wprowadźmy do szklanego słoja *M* (fig. 179), napełnionego stosownym elektrolitem, np. roztworem wodnym azotanu srebrowego ($AgNO_3$), dwie blachy, płyty, albo pręty srebrne *A* i *K*, w taki sposób, żeby one nie dotykały się wzajemnie. Połączmy jedną z tych blach, anodę *A*, z dodatnim, drugą, katodę*) *K*, z ujemnym biegunem ogniwa, albo bateryi galwanicznej, lub też jakiegokolwiek innego źródła prądu. Przyrząd taki, zwany woltametrem, przewodzić wtedy będzie prąd elektryczny, od anody, przez elektrolit, do katody; natężenie prądu, wskaże włączony w obwód galwanometr, albo ampermetr *G*.

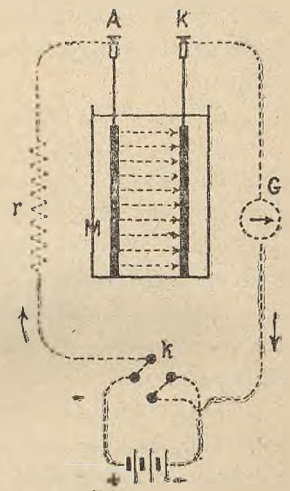


Fig. 179.

Dostrzeżemy wówczas, że w miarę przepływu elektryczności przez roztwór,

*) Nazwy anoda i katoda (gr. anodos = droga w górę, wejście; kathodos = droga w dół, wyjście) wprowadzone przez Faradaya, właśnie w zastosowaniu do zjawisk elektrolitycznych, stosujemy tu w tem samem znaczeniu, jak to czyniliśmy dotąd — na oznaczenie dróg, albo wrót elektryczności, elektród. Każdy przyrząd elektryczny ma takie dwie elektrody; bieguny tylko taki, w którym czynną jest siła elektromotoryczna.

srebrna anoda tracić będzie stopniowo na wadze, a jednocześnie na katodzie (którą możnaby sporządzić także z innego metalu, np. z platyny) osadzać się będzie srebro metaliczne, w takiej samej ilości, jaką anoda utraciła. Trzymając prąd dostatecznie długo możnaby rozpuścić w ten sposób całą masę anody i przenieść ją całkowicie na katodę. Zawartość srebra w roztworze nie zmieni się przytem wcale. Srebro idzie tedy „przez elektrolit", w tym kierunku, w którym płynie prąd elektryczny. Istotnie, odwróciwszy kierunek prądu, za pomocą przełączki K, sprawilibyśmy powrót wydzielonego srebra do pierwotnej anody, obecnie katody. Pierwotnego kształtu jednakże ona już nie odzyska.

Zupełnie podobne doświadczenie można też wykonać z jakimkolwiek innym metalem i z roztworem wodnym stosownej jego soli. Prąd płynący np. przez roztwór wodny siarczanu miedziowego ($CuSO_4aq$), z anody miedzianej, da nam na katodzie dobrze znany osad miedzi, przylegający i odtwarzający wiernie wszelkie nierówności katody — zjawisko mające tak ważne zastosowanie w galwanoplastyce *). Podobnież cynkowa anoda w roztworze siarczanu cynkowego ($ZnSO_4aq$), albo innej jakiej soli cynkowej, daje na katodzie osad metalicznego cynku i t. p.

Na pierwsze wejrzenie możnaby sądzić, że ruch metalu, nawskróś przez elektrolit, niedostrzegalny dla oka, który jednak niewątpliwie się odbywa, jest jakim objawem ubocznym, przypadkowym, np. że polega na mechanicznem porywaniu cząstek srebra, albo miedzi, przez prąd. Owóż tak nie jest; dwa te objawy, prąd elektryczny i ruch materyi w elektrolicie, są ściśle i nierozdzielnie związane. Dana ilość elektryczności niesie z sobą zawsze tę samą, określoną masę srebra lub miedzi, jakkolwiekbyśmy doświadczenie urządzili, jakikolwiekby był kształt elektród i woltametru, i jakiekolwiek byłoby natężenie prądu. Tak np. jeżeli zamiast pojedynczego zastosujemy woltametr trójdzielny (jak na fig. 180), złożony z trzech słojów M, N, P, połączonych szklanymi lewarkami, wypełnionymi również elektrolitem — to i wówczas srebro, albo cynk, miedź, pójdą tą samą drogą, jak

*) Osady metali na katodzie bywają ziarniste, krystaliczne, wskutek tego kruche. Żeby temu zapobiedz stosuje się w galwanoplastyce roztwór $CuSO_4aq$, zakwaszony lekko kwasem siarczanym. Prąd nie powinien też być za silny; najwyżej 0,3 amp. na każdy decymetr kwadr. mającego się okryć miedzią pola.

prąd, przez wszystkie zakręty rurek; wydzielą się też na katodzie w tej samej ilości, w jakiejby wydzieliły się w woltametrze pojedynczym, włączonym w ten sam obwód. Ruch metalu przez elektrolit jest to zatem ruch molekularny, towarzyszący niezmiennie prądowi elektryczności.

Podobnież, gdybyśmy zastosowali np. prąd i o połowę słabszy, ale pozwolili mu płynąć przez czas t dwa razy dłuższy, masa osadu nie zmieniłaby się, nie zmieniłaby się bowiem ilość przepędzonej elektryczności: $e = it$.

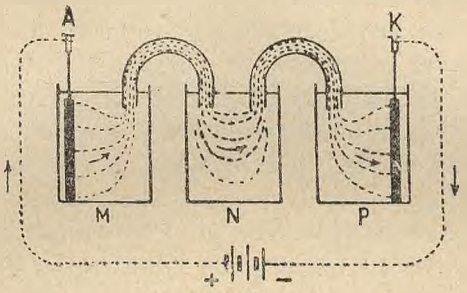


Fig. 180

Doświadczenia te i podobne prowadzą do wniosku, że przepływ elektryczności przez elektrolity połączony jest zawsze z przepływem równoważnej ilości materyi; albo, jak się też można wyrazić: w prądzie elektrolitycznym elektryczność jest unoszona przez poruszającą się materyę, prąd elektrolityczny jest prądem konwekcyjnym.

Okazaliśmy to na razie w przypadku metali, zanurzonych w roztworze wodnym własnej jakiej soli. Z elektród takich (z anody) wychodzi prąd elektryczności dodatniej, przywiązany do cząsteczek metalu, albo też prąd taki, razem z metalem w nie (w katodę) wchodzi. Elektrody tego rodzaju będziemy z tej przyczyny nazywali elektrodami dodatnio-odwracalnemi. Elektrolit między dwiema takiemi elektrodami bierze w przewodzeniu prądu istotny udział, jakkolwiek ilość soli rozpuszczonej nie zmienia się podczas przejścia prądu. Przekonamy się później, że zmienia się rozmieszczenie soli w woltametrze; około katody roztwór rozcieńcza się zazwyczaj, a zagęszcza się równoważnie około anody. Najłatwiej to okazać woltametrem trójdzielnym. Wyjaśnienie tego objawu poznamy w ust. 143.

b) Nie należy jednak z doświadczeń tych wnosić, jakoby materya unosiła z sobą w elektrolitach zawsze dodatnią tylko elektryczność. W sposób mniej może prosty, ale równie przekonywający, można okazać, że atomy materyi, zwłaszcza niemetaliczne, mogą unosić również prąd elektryczności ujemnej. Umieśćmy w tym celu w woltametrze, najlepiej trójdzielnym, elektrody srebrne, okryte całkowicie warstwą chlorku srebrowego (*AgCl*); jest to sól niezmiernie trudno w wodzie rozpuszczalna, można umocować ją na elektrodzie za pomocą owiniętej szmatki, albo, w stanie stopionym, okryć nią blaszki srebrne. Zalejmy zresztą cały woltametr roztworem wodnym jakiego chlorku rozpuszczalnego, np. chlorku potasowego *KCl aq*. Przepuściwszy przez taki woltametr dostatecznie dużo elektryczności (ale prądem słabym) sprawdzimy, drogą analizy chemicznej: 1) że ilość chlorku potasowego w roztworze nie zmieniła się wcale, 2) że całkowita ilość srebra (w blaszce i w chlorku srebrowym razem) nie zmieniła się ani w komorze anodowej, ani w katodowej, 3) że u k a t o d y zmniejszyła się masa chlorku srebrowego, a tyleż tej soli przybyło u anody. Wniosek stąd jasny, że chlor sam przeszedł od katody do anody, a więc w kierunku przeciwnym prądowi. Ilość przepędzonego chloru okaże się znowu zależną tylko od ilości przepędzonej elektryczności i do niej proporcyonalną. C h l o r u n o s i z a t e m z s o b ą e l e k t r y c z n o ś ć u j e m n ą.

Przepędziwszy taką samą ilość elektryczności w przeciwnym kierunku, zwrócilibyśmy dawnej katodzie utracony chlor w zupełności. Elektrody tego rodzaju jak powyższe nazywamy też u j e m n i e - o d w r a c a l n e m i; one wydają i przyjmują tylko prąd elektryczności ujemnej. Podobną elektrodę stanowi np. także rtęć pokryta proszkiem bardzo trudno rozpuszczalnego siarczanu rtęciawego (Hg_2SO_4), zalana roztworem wodnym np. siarczanu cynkowego, albo kadmowego. Poznaliśmy już zastosowanie takich elektród w ogniwach C l a r k a i W e s t o n a (ust. 63). Prąd, pędzony między dwiema elektrodami tego rodzaju (fig. 181 — prąd doprowadzony jest tam do rtęci przez druciki platynowe, isolowane rurka-

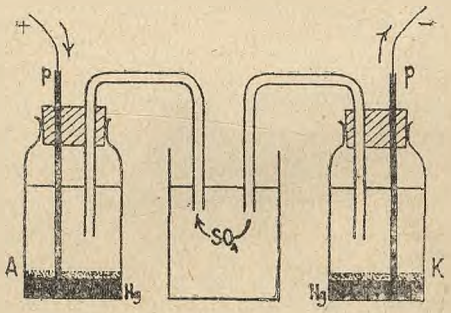


Fig. 181.

mi szklanemi p, p) nie rusza z miejsca rtęci, nie zmienia też ilości siarczanu cynkowego. Na katodzie ubywa tylko trochę soli Hg_2SO_4, na anodzie tyleż jej przybywa. Tu jest znowu jasnem, że grupa atomów SO_4 (t. zw. reszta kwasowa) płynie przeciw prądowi, unosi tedy elektryczność ujemną.

Elektrodę ujemnie odwracalną stanowi też rtęć posypana trudno rozpuszczalnym chlorkiem rtęciawym—kalomelem $HgCl_2$—zalana roztworem wodnym innego rozpuszczalnego chlorku. Jeśli elektrolitem jest roztwór normalny chlorku potasowego (74,56 gr w litrze), wtedy elektroda taka nazywa się „normalną"; poznamy jej zastosowanie do mierzenia sił elektromotorycznych w ust. 151.

Wszystkie elektrody ujemnie odwracalne (jak i ogniwo Westona) powinny być używane tylko do prądów bardzo słabych; w przeciwnym razie sól trudno rozpuszczalna nie zdążyłaby upłynnić dość szybko atomów Cl, albo SO_4.

c) W obu powyższych przykładach ruch elektryczności związany był, na pozór przynajmniej (ust. nast.) z prądem materyi, idącym w jednym tylko kierunku, dodatnim albo ujemnym. W ogóle jednak prąd elektryczny bywa unoszony przez cząsteczki idące w obie strony: jedne, dodatnie, w kierunku prądu, drugie, ujemne, naprzeciw prądowi. Fig. 182 okazuje woltametr przeznaczony do zbierania i mierzenia gazów wydzielających się na elektrodach. Nad elektrodami wznoszą się dwa eudyometry, dzielone na cm^3, napełnione z początku całkowicie elektrolitem badanym. Boczna rurka, uwidoczniona na rysunku, służy do wlewania elektrolitu, a zarazem do mierzenia ciśnienia, pod jakiem zebrały się wywiązane gazy. Przepuściwszy prąd elektryczny przez roztwór dość stężony chlorowodoru $HCl\,aq$ sprawdzimy, że na katodzie wywięzuje się wodór, na anodzie chlor. Chlor, jako rozpuszczalny w wodzie, pojawi się w postaci gazowej wtedy dopiero, gdy woda w otoczeniu anody będzie już nim nasyconą. Od tej chwili jednak produkcya obu gazów postępować będzie równomiernie i proporcyonalnie do przepływu elektryczności. Objętości wywiązane jednocześnie będą równe — w takim też stosunku wchodzą one w skład chlorowodoru. Gazy te nie mogły powstać inaczej, jak przez rozkład tego związku; pojawiają się tylko na elektrodach, jakkolwiek jest oczywistem, że chlor porusza się,

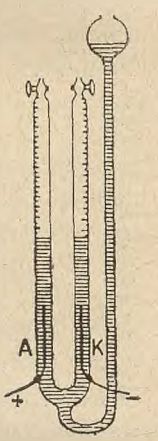


Fig. 182.

jak w poprzedzającym przykładzie, przez wnętrze elektrolitu, unosząc z sobą nabój ujemny, podczas gdy wodór idzie z prądem, unosząc nabój dodatni.

135. Teorya jonów. Wyjaśnienie opisanych wyżej zjawisk domaga się, koniecznie niemal, zastosowania podobnych wyobrażeń teoretycznych, jakie oddały nam już tak znakomite usługi w teoryi prądów elektrycznych w gazach, mianowicie hipotezy jonów. W porządku historycznym zastosowanie tej hipotezy do zjawisk elektrochemicznych wyprzedziło nawet o lat wiele teoryę jonizacyi gazowej. Istotnie, w elektrolitach teorya ta jest prostszą i oczywistszą. Jony występują tu zawsze w postaci atomów, albo grup atomów materyalnych, nigdy w postaci swobodnych elektronów; elektryczność dodatnia, zarówno jak ujemna, porusza się tu zawsze konwekcyjnie, razem z materyą.

Jak nas pouczyły poprzednie doświadczenia, atomy miedzi, srebra, cynku i innych metali, tudzież atomy wodoru, wchodzą w roztwór elektrolityczny i poruszają się w nim w kierunku prądu, jako jony dodatnie, t. j. związane z nabojem dodatnim. Faraday nazwał je katijonami, gdyż zdążają one ku katodzie. W przeważającej liczbie przypadków są to atomy metali; te bowiem są szczególnie skłonne do odrzucania ujemnych elektronów, o czem przekonaliśmy się już w teoryi przewodnictwa metalicznego (rozdz. poprz.).

Zjawiska poprzedniego ustępu będą widocznie całkowicie wyjaśnione, skoro się przyjmie, że każdy atom metaliczny, przechodząc z anody w elektrolit, pozostawia za sobą w metalu ujemne elektrony, i że każdy z nich wchodzi w prąd elektrolityczny z tym samym dodatnim nabojem elektrycznym. Osadzając się na katodzie każdy znowuż oddaje jej swój nabój dodatni, albo raczej zobojętnia się, przyjmując od niej równą ilość elektryczności ujemnej, w postaci elektronów. Proporcyonalność pomiędzy ilością przepędzonej elektryczności, a masą wydzielonego metalu, będzie prostem następstwem tego założenia i tegoż założenia koniecznie się domaga.

Atomy znowuż chloru, a podobnie grupy atomów SO_4 i NO_3 i inne, wchodzą w elektrolit i poruszają się w nim zawsze z nabojem elektrycznym ujemnym, a więc naprzeciw prądu. Są to jony ujemne, albo anijony; ciągną zawsze ku anodzie. W myśl teoryi elektronowej należy tedy przyjąć, że to są atomy, albo grupy atomów,, które przyłączyły po jednym, albo po kilka elektronów ujemnych w nadmiarze.

Hipoteza ta wymaga jednak natychmiast ważnego uzupełnienia. Oto w każdym elektrolicie przewodzącym prąd obecne być muszą jednocześnie zarówno dodatnie, jak ujemne jony, i to w ilościach elektrycznie równoważnych. W przeciwnym razie elektrolit taki byłby naelektryzowany, i to potężnie naelektryzowany, dodatnio lub ujemnie, zależnie od znaku przeważających jonów. Przekonamy się np. w ust. 137, że 1 milligram miedzi, w postaci dodatnich jonów, niesie z sobą olbrzymi nabój dodatni, około 3 kulombów, t. j. 9.10^9 jedn. elektrostat. Gdyby nie było stosownej kompensacyi (przez obecne równocześnie ujemne jony), 1 *mgr* miedzi, przechodząc z anody np. do kąpieli galwanoplastycznej, naelektryzowałby ją dodatnio, do napięcia liczącego się na miliardy woltów. Z konieczności tedy katoda musi jednocześnie, albo dostarczać roztworowi elektryczności ujemnej, albo odbierać mu dodatnią. Wiemy z doświadczenia, że w rzeczywistości zachodzi drugi z tych przypadków, gdyż na katodzie wydzielają się atomy miedzi, razem z swymi nabojami dodatnimi. Atomy te, wydzielające się na katodzie, muszą widocznie pochodzić od cząsteczek siarczanu miedziowego, przylegających do katody. Cząsteczki tej soli muszą zatem rozpadać się na dodatni atom *Cu* i na pozostałą resztę SO_4, która z konieczności będzie równie silnie ujemną, jak *Cu* jest dodatnie (albowiem pierwotna cząsteczka $CuSO_4$ była elektrycznie neutralną). Jakoż sprawdziliśmy już, że grupa SO_4 występuje istotnie jako jon ujemny.

Na podstawie tych uwag możemy już utworzyć sobie jasny obraz tego, co się dzieje w kąpieli elektrolitycznej, np w roztworze siarczanu miedziowego, przewodzącym prąd z miedzianej anody. Rzesza jonów *Cu* posuwa się nieustannie przez roztwór ku katodzie, zasilając się wciąż u anody dodatnimi *Cu*. i oddając takież jony u katody. Jednocześnie druga rzesza jonów ujemnych SO_4 idzie w kierunku przeciwnym. Każdy wstępujący w roztwór jon *Cu* spotyka natychmiast w nadciągającej rzeszy jonów SO_4 ujemnego towarzysza, który go zobojętnia. Każdy odstępujący od katody jon SO_4 zostawia za sobą dodatnie *Cu*, które zobojętnia się na katodzie, sam zaś spotyka się z innym z nadciągających jonów *Cu*, ulegając również zobojętnieniu. Nigdzie tedy nie znajdziemy w roztworze, ani przez chwilę, nadwyżki elektryczności jednego znaku — rozumie się wobec grubych naszych sposobów badania, które dają nam wiadomość o częściach

materyi, z których najmniejsza nawet mieści w sobie niezliczoną liczbę jonów.

Podobnie wyjaśnia się ustrój prądu w przypadkach *b*) i *c*) poprzedzającego ustępu.

Przewodzenie elektrolityczne wymaga tedy koniecznie jednoczesnej obecności zarówno dodatnich, jak ujemnych jonów. Elektrolitem może przeto być tylko taki związek chemiczny, którego cząsteczki mają zdolność rozpadania się na dwie części, połączone jedna z dodatnim, druga z równie wielkim ujemnym nabojem. Pierwiastek chemiczny, nawet taki, którego cząsteczki złożone są z kilku atomów, nie może przeto być nigdy elektrolitem.

Ciała mające taką, dwoistą pod względem elektrycznym budowę, zdolne w odpowiednich warunkach rozszczepiać się na jony i przewodzić prąd elektrolityczny, odznaczają się jednocześnie wybitnemi własnościami chemicznemi. Chemicy nazywają je w ogólności solami. W reakcyach chemicznych tych ciał biorą również przedewszystkiem udział te same ułamki cząsteczek, na jakie one rozpadają się w prądzie elektrolitycznym, t. j. jony. Pod wpływem elektrycznego przyciągania się jonów reakcye między solami odbywają się też żywo i dokładnie.

Ogólny wzór elektrolitycznego rozkładu cząsteczki soli będzie tedy:

$$MA = \overset{+}{M} + \overset{-}{A};$$

M oznacza tu jakikolwiek metal, wodór, albo też grupę atomów silniej z sobą związanych (rodnik), która w reakcyach chemicznych zachowuje się jak atom metalu — np. amon NH_4 w salmiaku $NH_4 . Cl$; A oznacza ujemną część cząsteczki, anijon, który może być bądź pierwiastkiem jakim (chlor w salmiaku, albo w soli kuchennej $Na\ Cl$) bądź również grupą atomów (SO_4 w siarczanach, NO_3 w azotanach i t. p.).

Sole, w których katijonem jest wodór, odznaczają się pewną spólną cechą, są mniej lub więcej kwaśne, nazywają się kwasami. Ogólny wzór ich budowy jest:

$$H . A = \overset{+}{H} + \overset{-}{A}.$$

Anijonem A może być cokolwiek, np. Cl w kwasie solnym, SO_4 w siarczanym, NO_3 w azotowym, $C_2H_3O_2$ w octowym i t. p.

Niezależnie od natury anijonu kwaśnym będzie każdy z takich związków $H.A$, o ile rzeczywiście nastąpiło rozszczepienie cząsteczki i obecne są swobodne jony wodorowe.

Zasadami znowuż nazywają się sole, w których anijonem jest grupa OH (wodorotlen), np. ług potasowy $K.OH\,aq$, sodowy $Na.OH\,aq$ i t. p. Ogólnie:

$$M.OH = \overset{+}{M} + \overset{-}{OH}.$$

Reakcya alkaliczna (zasadowa, ługowata) tych związków zależy znowuż tylko od obecności anijonów OH, niezależnie od rodzaju katijonów M.

Skoro zmieszamy pewną ilość roztworu kwaśnego np. $HCl\,aq$ z równoważną chemicznie ilością zasadowego np. $KOH\,aq$, własności kwaśne jednego i zasadowe drugiego znikają, przy jednoczesnem wytwarzaniu się wody:

$$HCl + KHO = KCl + H_2O.$$

Reakcya taka, zwana neutralizacyą, polega widocznie na łączeniu się dodatnich jonów H z ujemnymi OH; H i OH są tedy jonami wody. Jak świadczy fakt neutralizacyi, jony te łączą się z sobą chciwie, dając obojętną cząsteczkę wody. Dlatego też woda czysta nie łatwo rozszczepia się na jony; posiada też przewodnictwo tak małe, że można ją nieledwie za isolator uważać. Odrobinę prądu przewodzi jednak nawet najstaranniej oczyszczona, co dowodzi, że rozkład jej na jony, w myśl wzoru $H_2O = \overset{+}{H} + \overset{-}{HO}$ jednak zachodzi (ust. 147). W roztworach wodnych elektrolitów prąd nie idzie tedy przez wodę, albo idzie przez nią, co najwięcej, w niesłychanie małej części. Właściwymi przewodnikami, czyli konwektorami prądu są wyłącznie niemal jony wytwarzane przez sól rozpuszczoną w wodzie.

Żeby jednak związek jaki okazywał przewodnictwo elektrolityczne, nie wystarcza sama zdolność jego do rozpadania się na jony. Wszakże np. sól kuchenna $\overset{+}{Na}\,\overset{-}{Cl}$, w stanie suchego kryształu, jest doskonałym isolatorem. Trzeba, żeby rozkład taki rzeczywiście następował i żeby utworzone jony mogły się przesuwać we wnętrzu elektrolitu. Owóż w ciałach doskonale stałych cząsteczki uwiązane są niezmiennie do swych położeń równowadi. Elektrolitem może zatem być tylko ciało płynne, albo co najmniej wpółpłynne. Tę ruchliwość można cząsteczkom na-

dać bądź przez stopienie, bądź przez rozpuszczenie ciała. Sól stopiona, albo rozpuszczona w wodzie, przewodzi też istotnie. Szkło, isolujące dobrze na zimno, zaczyna przewodzić prąd już w temperaturach stosunkowo niewysokich, w stanie zaledwo poczynającej się plastyczności. Działaniem potężnych sił elektromotorycznych można nawet przepędzić sód przez grubą szybę szklaną.

Ważną jest rzeczą, że związki zdolne do rozkładu elektrolitycznego, o ile są zupełnie czyste, np. czysty stężony kwas siarczany H_2SO_4, nie przewodzą prądu wcale w temperaturze zwyczajnej. Stają się jednak odrazu przewodnikami, gdy je zmieszamy z wodą. Przewodnictwo takiego roztworu wzrasta z początku, w miarę dodawania do wody coraz większych ilości elektrolitu; gdy jednak jego zawartość procentowa zbliża się do 100%, spada ono znowu do zera. Z tego wynika, że każda z takich mieszanin posiadać będzie maximum przewodnictwa przy pewnej pośredniej zawartości rozpuszczonego ciała. Tak np. roztwór wodny kwasu siarczanego przewodzi najlepiej przy stężeniu około 30% (cięż. wł. 1,223 w temp. 18°), solnego przy 20%, siarczanu cynkowego przy 25% i t. p.

Roztwory przewodzące elektrolitów można sporządzać nietylko na wodzie, lecz także na innych rozpuszczalnikach. Wodne przewodzą jednak najlepiej. Być może, iż to wybitne zachowanie się wody zależy od wysokiej wartości jej stałej dielektrycznej ($\varkappa = 80$), co sprawia, jak wiadomo, że jony przeciwnie naelektryzowane, składające cząsteczkę elektrolitu, przyciągają się w takim ośrodku słabiej, łatwiej przeto odrywają się od siebie.

Należy jeszcze zaznaczyć, że jon, aczkolwiek złożony z atomu, albo z atomów materyalnych, jest jednak czemś zupełnie różnem od atomu nieelektrycznego. Chlor np. znamy pospolicie jako gaz, barwy zielonawo-żółtej, ostrej woni, o cząsteczkach złożonych z dwu atomów Cl_2. Jon chlorowy natomiast, t. j. $\overline{Cl}$, płynący ku anodzie przez wodny roztwór chlorowodoru, albo soli kuchennej, jest bezbarwny*). Woni niema i mieć nie może, bo jest nielotny; gdyby jony te ulatniały się z wody, potężny nabój elektryczny, przeciwnego znaku, któryby roztwór

*) Są także jony kolorowe. Jon miedzi jest niebieski; stąd barwa niebieska wszystkich roztworów zawierających jony $Cu++$; anijon chromianów $(CrO_4)--$ jest żółty, dwuchromianów $(Cr_2O_7)--$ pomarańczowy, nadmanganianow $(MnO_4)-$ ciemno-czerwony i t. p.

uzyskał, sprowadziłby je natychmiast z powrotem. Dopiero na anodzie, oddawszy swój nabój ujemny, łączy się on z drugim podobnym atomem i staje się cząsteczką Cl_2 zwyczajnego chloru. Podobnież jony metaliczne, jak $\overset{+}{Cu}$, $\overset{+}{Ag}$ i t. p. nie okazują w kąpieli elektrolitycznej żadnej z tych cech, które odznaczają stan metaliczny.

136. Elektroliza. Zasadniczą i istotną cechą prądu elektrolitycznego jest ruch jonów dodatnich i ujemnych, wzdłuż linii prądu. Ubocznym poniekąd i mniej istotnym jego objawem jest wydzielanie się na elektrodach produktów elektrolitycznego rozkładu, czyli właściwa elektroliza. Skoro w elektrodach i w dalszych, dołączonych do nich częściach obwodu, prąd postępuje już tylko drogą przewodnictwa metalicznego, przez ruch swobodnych elektronów, ogołoconych z masy materyalnej, przeto na elektrodach zrzucać on musi koniecznie atomy materyalne.

Nie zawsze jednak zrzuca on tam te same atomy, które w postaci jonów wiodły go przez elektrolit. Pierwszorzędnymi nazywają się produkty elektrolizy, jeśli ten właśnie przypadek zachodzi — jak np. przy rozkładzie wodnego roztworu chlorowodoru HCl, który wydziela na elektrodach właśnie wodór i chlor.

W przeważającej liczbie przypadków odbywają się na elektrodach t. zw. reakcye wtórne. Jony wydzielające się tam oddziaływają bądź na materyał elektrody, bądź na wodę, w której elektrolit rozpuszczony, bądź na sól neutralną, albo nakoniec same na siebie.

Pierwszy z tych przypadków reakcyi wtórnej zachodzi na elektrodach dodatnio- albo ujemnie odwracalnych. Siarczan miedziowy, elektrolizowany między elektrodami miedzianemi wydziela na katodzie miedź pierwszorzędnie; na anodzie natomiast anijon $\overset{-}{SO_4}$ łączy się z miedzią anody $\overset{+}{Cu}$, odtwarzając cząsteczkę $CuSO_4$. Podobnie elektrolizuje się azotan srebrowy $AgNO_3$ między elektrodami srebrnemi, octan ołowiowy $Pb\,(C_2H_3O_2)_2$ między ołowianemi i t. p. Na elektrodach ujemnie odwracalnych oba jony oddziaływają wtórnie. W ogniwie Clarca np. katijon $\overset{+}{Zn}$ siarczanu cynkowego dąży ku elektrodzie rtęciowej, pokrytej siarczanem rtęciawym Hg_2SO_4; nie wydziela się jednak na rtęci, lecz rozkłada siarczan, wydzielając rtęć: $Hg_2SO_4 + Zn = ZnSO_4 + 2\,Hg$. Jednocześnie anijon SO_4 łączy się z cynkiem anody.

Elektroliza soli metali alkalicznych, między elektrodami platynowemi, daje przykład oddziaływania jonów soli, na wodę roztworu. Siarczan sodowy Na_2SO_4 rozpada się na jony $2Na$ i SO_4, które, po oddaniu swych nabojów, nie mogłyby istnieć w zetknięciu z wodą. Oba rozkładają wodę: u anody odbywa się reakcya wtórna $SO_4 + H_2O = H_2SO_4 + O$, wolny tlen wydziela się banieczkami na blaszce platynowej, a w jej otoczeniu nagromadza się kwas siarczany. U katody jon $\overset{+}{Na}$ wydziela wtórnie wolny wodór, wskutek reakcyi $2Na + 2H_2O = 2NaOH + H_2$ i wytwarza ług sodowy. Podobnież elektrolizuje się wodny roztwór kwasu siarczanego H_2SO_4, z tą różnicą, że uchodzący u katody wodór jest produktem pierwszorzędnym.

W przykładach powyższych występują produkty elektrolizy (O i H_2) takie, jak gdyby woda sama wprost ulegała rozkładowi. I rzeczywiście zjawiska te można też w ten sposób tłumaczyć. Jony SO_4, albo Na, zamiast wydzielać się same, wyrzucają raczej jony wody H i OH, które, aczkolwiek w małej liczbie, zawsze są w roztworze wodnym obecne, i wciąż na nowo się tworzą; wodorotlen rozpada się następnie na tlen i wodę: $4OH = 2H_2O + O_2$. Współudział jonów wody, przy elektrolizie niektórych roztworów, nie ulega zresztą wątpliwości. Tak np. stężony roztwór chlorowodoru rozpada się, jak wiemy, na chlor i wodór; z rozcieńczonego jednak prąd wydziela u anody tlen i ślady chloru.

Przykład oddziaływania jonów na sól rozpuszczoną spotykamy w ważnym dla praktyki procesie galwanicznego srebrzenia. Katodą jest przedmiot metalowy, mający się posrebrzyć, zawieszony w roztworze wodnym cyanku podwójnego, potasowo-srebrowego $KAg(CN)_2$, naprzeciw anody z czystego srebra. Kąpiel taką otrzymuje się przez rozpuszczenie chlorku, albo cyanku srebrowego w roztworze cyanku potasowego $KCN\,aq.$ Wspomniana sól podwójna rozpada się na jony $\overset{+}{K}$ i $Ag(CN)_2$. Pierwszy z nich rozkłada cząsteczki soli według wzoru $K + KAg(CN_2) = 2KCN + Ag$, wytwarzając cyanek potasowy i wydzielając wtórnie srebro na katodzie, w postaci gładkiego i zwartego osadu; drugi rozpuszcza anodę i wytwarza koło niej cyanek srebrowy $2AgCN$. Dokładne przemieszanie kąpieli przywraca jej następnie pierwotny ustrój.

Przykładem, jednym z wielu, oddziaływania jonów między sobą, jest przebieg elektrolizy kwasu octowego $H.C_2H_3O_2$. Na anodzie wydzielają się anijony $C_2H_3O_2$; skutkiem jednakże wza-

jemnej reakcyi: $2\,C_2H_3O_2 = C_2H_6 + 2\,CO_2$ uchodzą na zewnątrz jako mieszanina etanu i bezwodnika węglowego.

Zastosowania elektrolizy w elektrometalurgii i technologii chemicznej są liczne i ważne. W pierwszych latach ubiegłego stulecia Davy otrzymał poraz pierwszy metaliczny sód i potas przez elektrolizę wodorotlenków tych metali. W zasadzie postępuje się i dziś podobnie: stopiony wodorotlenek $NaOH$ rozpada się pod działaniem prądu na sód, tlen i wodę, według wzoru: $2\,NaOH = 2\,\overset{+}{Na} + 2\,\overset{-}{OH} = 2\,Na + H_2O + O$. Metaliczny glin otrzymuje się przez elektrolizę stopionego kryolitu (fluorek glinowo-sodowy) między elektrodami węglowemi. Rafinowanie miedzi nieczystej polega na fakcie, że z anody miedzianej, zanurzonej w zakwaszonym roztworze siarczanu miedziowego, wychodzą (przy zastosowaniu odpowiedniego napięcia, ust. 153) tylko jony miedzi; zanieczyszczenia opadają na dno woltametru, a na katodzie gromadzi się miedź niemal chemicznie czysta. Jeden z najważniejszych produktów technologii chemicznej, soda, może być również otrzymana przez elektrolizę wodnego roztworu soli kuchennej.

137. Pierwsze prawo Faradaya. Równoważniki elektrochemiczne. Faraday pierwszy (w r. 1833) wygłosił prawo, którego treść istotną wyłożyliśmy już w ust. 134, mianowicie: masy (m) jonów, wydzielanych na elektrodach woltametru, są proporcyonalne do ilości elektryczności $e = it$ przepędzonej przez woltametr; nie zależą przytem ani od postaci woltametru i elektród, ani od temperatury, ani od natężenia prądu i stężenia roztworu (o ile zmiana stężenia i natężenia prądu niema wpływu na rodzaj wydzielanych produktów elektrolizy). Prawo to wyrazimy wzorem:

(1) . . . . . $m = kit,$

w którym spółczynnik proporcyonalności k zależy tylko od rodzaju jonu i nazywa się jego równoważnikiem elektrochemicznym. Jest to, jak widać, liczba gramów jonu, wydzielana podczas przepływu 1 kulomba elektryczności przez woltametr. Tak np. dla srebra znaleziono jego wartość $k = 0{,}0011175$ *gr/kul*; znaczy to, że tyleż gramów srebra wydzieli się z roztworu jakiejkolwiek soli srebrowej, jeśli prąd 1 *amp* przepływa przez jej roztwór przez przeciąg 1 sekundy, albo $\frac{1}{2}$ *amp.* przez

2 sekundy, albo 10 *amp* przez $^1/_{10}$ sekundy i t. d. Wartość tego spółczynnika dla różnych jonów, według najlepszych pomiarów, daje następująca

TABLICA

RÓWNOWAŻNIKÓW ELEKTROCHEMICZNYCH

w grammach na kulomba.

Nazwa jonu i równoważnik chemiczny *):	Równoważnik elektrochemiczny k:
KATIJONY:	
Amon, $NH_4 = 18{,}04$	$0{,}000187 = \frac{18{,}04}{96540}$
Cyna (-awa), $\frac{1}{2} Sn = 59{,}5$	$0{,}000616 = \frac{59{,}5}{96540}$
— (-owa), $\frac{1}{4} Sn = 29{,}75$	$0{,}000308 = \frac{29{,}75}{96540}$
Cynk, $\frac{1}{2} Zn = 32{,}68$	$0{,}000339 = \frac{32{,}68}{96540}$
Glin, $\frac{1}{6} Al_2 = 9{,}03$	$0{,}0000936 = \frac{9{,}03}{96540}$
Kadm, $\frac{1}{2} Cd = 56{,}20$	$0{,}000582 = \frac{56{,}20}{96540}$
Miedź (-awa), $\frac{1}{2} Cu_2 = 63{,}57$	$0{,}000658 = \frac{63{,}57}{96540}$
— (-owa), $\frac{1}{2} Cu = 31{,}78$	$0{,}000329 = \frac{31{,}78}{96540}$
Nikiel (-awy), $\frac{1}{2} Ni = 29{,}34$	$0{,}000304 = \frac{29{,}34}{96540}$
— (-owy), $\frac{1}{6} Ni_2 = 19{,}56$	$0{,}000203 = \frac{19{,}56}{96540}$
Potas, $K = 39{,}10$	$0{,}000405 = \frac{39{,}10}{96540}$
Rtęć (-awa), $\frac{1}{2} Hg_2 = 200{,}0$	$0{,}002072 = \frac{200{,}0}{96540}$

*) Ciężary atomowe przyjęto według ostatnich pomiarów z r. 1909, biorąc $O = 16$.

— (-owa), $\frac{1}{2}Hg = 100{,}0$	0,001036 =	$\frac{100{,}0}{96540}$
Sód, $Na = 23{,}00$	0,000238 =	$\frac{23{,}00}{96540}$
Srebro, $Ag = 107{,}88$	0,0011175 =	$\frac{107{,}88}{96540}$
Wodór, $H = 1{,}008$	0,00001036 =	$\frac{1{,}008}{96540}$
Żelazo (-awe), $\frac{1}{2}Fe = 27{,}93$	0,000289 =	$\frac{27{,}93}{96540}$
— (-owe), $\frac{1}{6}Fe_2 = 18{,}62$	0,000193 =	$\frac{18{,}62}{96540}$
Złoto, $\frac{1}{3}Au = 65{,}73$	0,000681 =	$\frac{65{,}73}{96540}$

ANIJONY:

Chlor, $Cl = 35{,}46$	0,000367 =	$\frac{35{,}46}{96540}$
Brom, $Br = 79{,}92$	0,000828 =	$\frac{79{,}92}{96540}$
Jod, $J = 126{,}92$	0,001315 =	$\frac{126{,}92}{96540}$
$OH = 17{,}008$	0,000176 =	$\frac{17{,}008}{96540}$
$NO_3 = 62{,}01$	0,000642 =	$\frac{62{,}01}{96540}$
$\frac{1}{2}SO_4 = 48{,}03$	0,000498 =	$\frac{48{,}03}{96540}$
$\frac{1}{2}CO_3 = 30{,}00$	0,000311 =	$\frac{30{,}00}{96540}$
$C_2H_3O_2 = 59{,}02$	0,000611 =	$\frac{59{,}02}{96540}$

Tablica ta wymaga paru objasnień. Zawiera ona równoważniki elektrochemiczne takich tylko grup atomowych, które występują jako jony przewodzące prąd. Jeżeli, wskutek reakcyi wtórnej, nie wydziela się na elektrodzie jon zobojętniony, lecz inny jaki produkt elektrolizy, wówczas masę jego obliczymy z łatwością, na podstawie odnośnego wzoru reakcyi. Tak w elek-

trolizie wodorotlenku potasowego 1 kulomb elektryczności spędza ku anodzie, według tablicy, 0,000176 *gr* anijonu *OH*. Wydziela się tam jednak tlen, wskutek reakcyi $4\,OH = 2\,H_2O + O_2$. Masie 17,008 *gr OH* odpowiada zatem masa $\frac{1}{2}\,O$, czyli 8 *gr* tlenu, który wydzieli się na elektrodzie w miejsce wodorotlenu.

Masa wydzielonego jonu nie zależy dalej od tego, od jakiego związku on się odszczepił. Ze wszystkich np. soli „miedziowych", z siarczanu, azotanu, chlorku i t. p. wydziela się, tym samym prądem, w tym samym czasie, ta sama masa miedzi, gdyż sole te mają wspólny katijon *Cu*.

Natomiast ten sam pierwiastek posiadać będzie różne równoważniki elektrochemiczne, jeżeli w związkach swoich występuje z różnemi „wartościowościami". W związkach „miedziowych", np. w siarczanie $CuSO_4$, miedź występuje jako pierwiastek dwuwartościowy, jeden jej atom zastępuje tam miejsce dwu atomów wodoru. Jeden kulomb wydziela z takiego „miedziowego" związku 0,000329 *gr* miedzi. W związkach „miedziawych" tenże sam atom jest jednowartościowy, zachowuje się wogóle, jak gdyby był atomem zgoła innego pierwiastka — posiada też inny równoważnik elektrochemiczny, 0,000658 *gr* na *kul*.

138. Woltametr srebrowy. Wyłożone wyżej zasadnicze prawo elektrolizy okazało się tak ścisłem i dokładnem, że można było wziąć je za podstawę jednego z najlepszych sposobów mierzenia natężenia prądów elektrycznych. Używany w tym celu woltametr srebrowy, najdokładniejszy ze wszystkich, składa się z platynowego kubka *P* (fig. 183), napełnionego roztworem wodnym azotanu srebrowego (około 10%); kubek służy zarazem za katodę. Anodę stanowi laseczka *Ag* chemicznie czystego srebra. Jeżeli prąd mierzony *i* osadził na kubku *m* gramów srebra, w przeciągu *t* sekund, wtedy natężenie jego (średnie, jeśli nie był dokładnie stały) wynosiło (według ust. 137, wzór 1):

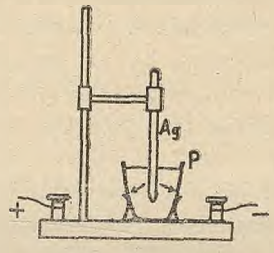


Fig. 183.

$$i = \frac{m}{ht} = 894{,}8\,\frac{m}{t}\ \text{amperów}\ *).$$

*) W prawodawstwie dotyczącem przemysłu elektrycznego określa się 1 amper jako taki prąd, który wydziela w sekundzie 0,001118 *gr* srebra. Według tego określenia konwencyonalnego byłoby $i = 894{,}46\ m,t$.

Mniej dokładny (z powodu rozpuszczania się gazów w wodzie) jest woltametr wodny. Między elektrodami platynowemi elektrolizuje się roztwór wodny kwasu siarczanego, lepiej fosforowego, albo ługu potasowego. W eudyometrze (podobnym do fig. 182) chwyta się mieszaninę wywiązanych gazów, tlenu i wodoru (gaz piorunujący). Najtańszy, do celów praktycznych zupełnie wystarczający, jest woltametr miedziowy, napełniony roztworem dość stężonym $CuSO_4$, z małym dodatkiem kwasu siarczanego i alkoholu (po 5%); na 100 cm^2 pola każdej elektrody nie należy brać prądu więcej jak 3 *amp.*, ani mniej niż 0,5 *amp.* Natężenie oblicza się według wzoru: $i = 3037\ m/t$ *amp.*

139. Drugie prawo Faradaya. Rzut oka na tablicę ustępu 137, w której wartości równoważników elektrochemicznych podane są także w postaci ułamków zwyczajnych, objawi nam natychmiast treść drugiego zasadniczego prawa elektrochemii: równoważniki elektrochemiczne różnych jonów są proporcyonalne do ich równoważników chemicznych, skąd wynika, że ten sam prąd wydziela jednocześnie, z różnych elektrolitów, masy jonów chemicznie równoważne.

Włączmy np. rzędem w ten sam obwód galwaniczny, woltametr napełniony roztworem $HCl\,aq$, drugi, zawierający $H_2SO_4\,aq$, trzeci $AgNO_3\,aq$, czwarty $CuSO_4\,aq$ i t. d. Przeprowadźmy przez ten szereg woltametrów taką ilość elektryczności (oznaczać ją będziemy literą F), żeby w pierwszym z nich wywiązały się na elektrodach masy 1,008 *gr* wodoru i 35,46 *gr* chloru; masy te oznaczać będziemy ich znakami chemicznymi H i Cl. Okaże się wtedy, że w drugim woltametrze wydzieli się jednocześnie również $H = 1{,}008$ *gr* wodoru na katodzie i $\frac{1}{2}O = 8$ *gr* tlenu na anodzie; w trzecim masa $Ag = 107{,}88$ *gr* srebra na katodzie, w czwartym $\frac{1}{2}Cu = 31{,}78$ *gr* miedzi i t. p. — słowem takie masy, jakie w związkach chemicznych mogą zastępować się wzajemnie i są równoważne masie 1,008 *gr*, czyli jednemu równoważnikowi gramowemu wodoru.

Różniąc się tak bardzo w wadze gramowej, wszystkie te masy: Cl, $\frac{1}{2}O$, Ag, $\frac{1}{2}Cu$ i t. p. są jednak równoważne w znaczeniu chemicznem i elektrycznem; każda z nich waży jeden równoważnik gramowy odnośnego jonu, każda wydziela się elektrolitycznie podczas przepływu tej samej określonej ilości F elektryczności. Widzimy przeto, że równoważniki elektrochemicz-

ne wszystkich jonów będą znane, skoro zmierzymy wartość jednego z nich. Za matkę bierze się zwyczajnie równoważnik elektrochemiczny srebra, ten daje się najdokładniej wyznaczyć. Skoro 1 kulomb elektryczności wydziela 0,0011175 *gr* srebra (ust. poprz.), przeto do wydzielenia 107,88 *gr*, t. j. jednego równoważnika gramowego srebra potrzebować będziemy 107,88 : 0,0011175, czyli:

$$F = 96540 \text{ kulombów} = 9654 \text{ iedn. elektromagn.}$$

Liczba ta nosi nazwę „stała Faradaya". Jest to ilość elektryczności, której przepływ wyzwala w jakimkolwiek woltametrze, jeden równoważnik gramowy jakiegokolwiek jonu.

Ponieważ równoważnik chemiczny wyraża się przez iloraz ciężaru cząsteczkowego μ przez wartościowość w, (tom II, ust. 93) przeto ilość elektryczności $F = 96540$ kulombów wyzwala masę $\frac{\mu}{w}$ gramów danego jonu. Jednostka elektryczności wyzwala zatem masę $\frac{\mu}{wF} = k$ gramów. Oba prawa elektrolizy wyrazimy więc ogólnie wzorami:

$$(2) \quad \ldots \ldots \ldots \quad k = \frac{\mu}{wF}$$

$$(3) \quad \ldots \quad m = kit = \frac{\mu it}{wF}, \quad \text{albo} \quad e = it = \frac{wm}{\mu} . F.$$

140. Nabój elementarny. Odkryty przez Faradaya stały i prosty związek między wielkościami elektrycznemi i chemicznemi jest nader znamienny. Nasunął on Helmholtzowi już w r. 1881 myśl, że elektryczność, podobnie jak materya, jest czynnikiem rozdrobnionym na atomy, z których każdy zawiera tę samą, niezmiennną i niepodzielną ilość elektryczności $= \varepsilon$. Myśl ta, jak świadczy teorya prądów w gazach i metalach, okazała się istotnie zdatną do objęcia rozległych i różnorodnych dziedzin zjawisk.

Ażeby wyjaśnić pierwsze prawo Faradaya dość było przyjąć (ust. 135), że każdy jon, tego samego gatunku, połączony jest z nabojem elektrycznym tej samej wielkości. Ażeby wyjaśnić jego prawo wtóre wystarczy dodać, że jony różnego gatunku związane są z tym samym, co do wielkości, dodatnim lub ujemnym nabojem elementarnym ε, albo z całkowitą jego wielokrotnością: jednowartościo-

we z jednem ε, dwuwartościowe z dwoma i t. d. Oznacza się to zwykle kropkami (zamiast +), albo kreskami (zamiast —) dopisanemi do chemicznych znaków jonów, np. $H^{\cdot}$, Cl', $Ag^{\cdot}$, $Cu^{\cdot\cdot}$, albo $Cu^{\cdot}$, SO_4'' i t. p.

Założenie to wyjaśnia wszystko. Przypuszczam, że przez różne woltametry złączone rzędem, przepędzono elektryczność w ilości równej pewnej całkowitej wielokrotności $n\varepsilon$ naboju elementarnego (ułamki nie wchodzą w rachubę z powodu małości ε, zresztą, wedle atomistyki elektrycznej nie są nawet możliwe). Na katodzie woltametru napełnionego roztworem chlorowodoru musiały się wtedy rozbroić n atomów wodoru, każdy z nabojem ε, a więc masa nH gramów — jeśli chwilowo oznaczać będziemy przez H bezwzględną masę atomu wodoru. Tyleż wydzieliło się atomów chloru, każdy z nabojem —ε, a więc masa nCl gramów chloru. Z siarczanu „miedziowego" wyszła jednak liczba atomów dwuwartościowej miedzi o połowę mniejsza, gdyż każdy jest związany z nabojem podwójnym; masa wydzielona będzie zatem $\frac{1}{2}nCu$ i t. d. — wszystko w zupełnej zgodzie z doświadczeniem, gdyż masy te są istotnie proporcyonalne do ilości elektryczności (do n) i do równoważników chemicznych: H, Cl, $\frac{1}{2}Cu$ i t. d.

Nasuwa się teraz przypuszczenie, że nabój elementarny (ε) jonów elektrolitycznych nie jest czem innem, jak niepodzielną, naturalną jednostką elektryczności, którą wykryła nam teorya prądów w gazach; a więc elektronem — jeśli ujemny, albo brakiem jednego elektronu — jeśli dodatni. Prosty rachunek, oparty na wynikach kinetycznej teoryi materyi, potwierdza to przypuszczenie jak najświetniej.

Prąd przenoszący 96540 kulombów elektryczności wydziela jeden równoważnik gramowy, t. j. 1,008 *gr* wodoru. Jeden atom wodoru waży zaś (tom II, ust. 107) około $1{,}21 \cdot 10^{-24}$ *gr* *). Liczba wydzielonych atomów wynosi zatem $1{,}008 : 1{,}21 \cdot 10^{-24} = 8{,}33 \cdot 10^{23}$. Wszystkie razem mają w sobie nabój łączny 96540 kul.; w każdym z osobna powinien tedy tkwić nabój $\varepsilon = 96540 : 8{,}33 \cdot 10^{23} = 1{,}16 \cdot 10^{-19}$ kulombów, albo $1{,}16 \cdot 10^{-20}$ jednostek elektromagn. Jak widać, zgadza się to z możliwą dokładnością z nabojem jednego elektronu, zmierzonym bezpośrednio (ust. 103).

*) Według nowszych doświadczeń prawdopodobniejszą jest może liczba $1{,}61 \cdot 10^{-24}$.

Jeszcze wniosek dodatkowy, że jony elektrolityczne wodoru składają się rzeczywiście z pojedynczych atomów, a nie są zlepkami wielu. Podobnież jony *Cu*, *Ag*, SO_4, jako wodorowym równoważne, mają istotnie budowę wyrażoną przez te wzory.

141. Przewodnictwo elektrolitów. Oporu woltametru nie można zmierzyć mostkiem Wheatstona, w zwyczajny, prosty sposób, jak się mierzy opory metaliczne. Teorya tego urządzenia (ust. 120) wymaga bowiem, żeby w oporze *r* (fig. 184), który porównywamy z oporem *R* opornicy, nie była czynną żadna siła elektromotoryczna. Owóż, jeżeli zanurzymy w elektrolicie dwie

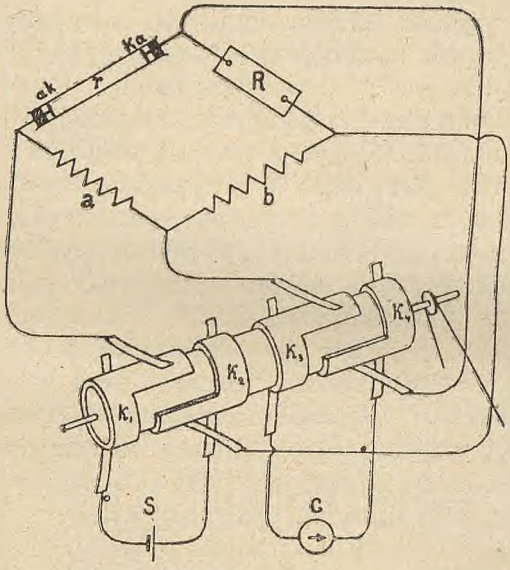


Fig. 184.

elektrody, z jednakowego metalu, nie otrzymamy wprawdzie żadnej wypadkowej siły elektromotorycznej; wszelako przez samo wydzielanie się na nich niejednakowych jonów, równość elektród zostaje zniesioną; woltametr staje się jakoby ogniwem galwanicznem (patrz polaryzacya, ust. 149 i nast.).

Ażeby mimo to módz mierzyć opory elektrolitów mostkiem, usuwamy, albo przynajmniej zmniejszamy, wpływ tej siły elektromotorycznej, stosując prądy słabe, żeby jonów wydzielało się mało, a w dodatku prądy przemienne, t. j. zmieniające kierunek wielką liczbę razy w sekundzie. Wpływ np. anijonów wy-

dzielonych przez jeden prąd zostaje natychmiast zobojętniony przez katijony wydzielone przez prąd przeciwny. Działanie elektromotoryczne jonów można nakoniec osłabić do reszty przez zastosowanie elektrod o tak dużej powierzchni, żeby jony obsiadały ją tylko bardzo z rzadka. W praktyce osiąga się ten zamiar blaszkami platynowemi o kilku zaledwie, albo kilkunastu cm^2 powierzchni, ale powleczonemi gęstym osadem czerni platynowej (uzyskanym przez elektrolizę chlorku platynowego, zadanego odrobiną octanu ołowiowego).

Prądy przemienne, potrzebne do takich pomiarów można uzyskać przez wprowadzenie prądu ogniwa S (fig. 184) naprzód do prostej wirującej przełączki k_1k_2, której działanie objaśnia dostatecznie rysunek. Galwanometr G, włączony w mostek, nie odczułby jednak takich prądów, trącających igłę w szybkiem następstwie, to w jedną, to w drugą stronę. Przed wprowadzeniem do galwanometru należy przeto zamienić te prądy znowu na jednokierunkowe, co spełnia druga przełączka k_3k_4, osadzona na spólnej osi z pierwszą. W przypadku uzyskanej równowagi oblicza się opór według zwyczajnej proporcyi $r : R = a : b$.

Zamiast opisanego urządzenia stosuje się częściej, zamiast ogniwa źródło elektryczności dające wprost słabe przemienne prądy, mianowicie cewkę indukcyjną (ust. 224). Galwanometr zastępuje się wtedy telefonem, który dźwięczy dopóty, dopóki opory nie spełnią proporcyi Wheatstona, milknie zaś, gdy prąd w mostku znika.

Ażeby określić wartość bezwzględną c przewodnictwa jakiego elektrolitu w „odwrotnych ohmach na centymetr" należy zastosować woltametr sporządzony z okrągłej, walcowatej rury szklanej, (jak r na fig. 184), opatrzony dwiema płaskiemi kolistemi elektrodami (pole a), wypełniającemi całe światło rury, ustawionemi prostopadle do osi w odstępie l. Opór oblicza się wtedy, jak opór drutu, według wzoru $r = \frac{l}{ca}$, skąd $c = \frac{l}{ar}$.

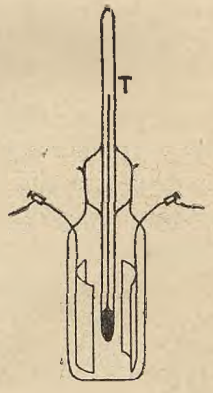


Fig. 185.

Pospolicie wykonywa się tylko pomiary porównawcze przewodnictw c i c' dwu elektrolitów. Wystarczy mieć do tego flaszeczkę szklaną (fig. 185) z dwiema wlutowanemi w nią nieruchomo elektrodami platynowemi, jakiejkolwiek formy (potrzebny także termometr T, gdyż przewodnictwo elektrolitów zmienia się

dość znacznie z temperaturą). Opory r i r', jakie przedstawia ta sama flaszeczka, napełniona raz jednym, drugi raz innym elektrolitem, mają się oczywiście odwrotnie jak przewodnictwa elektrolitów $r : r' = c' : c$, skąd $c = \frac{r'}{r} . c'$. Do porównania bierze się jakikolwiek stosowny elektrolit, którego przewodnictwo jest znane (np. stężony roztwór czystej soli kuchennej, $c' = 0{,}2161$ odwr. ohm. na cm. w temp. 18°).

Niektóre dane, odnoszące się do przewodnictwa elektrolitów pomieściliśmy już w ust. 124. Najważniejszym w tej chwili wynikiem pomiarów tego rodzaju jest to, że znaleziona wartość oporu, czy przewodnictwa elektrolitu, nie zależy wcale od natężenia prądu użytego do pomiaru, innemi słowy: elektrolity stosują się ściśle do prawa Ohma.

142. Dyssocyacya elektrolityczna. Wynik ten jest szczególnie ważny. On dowodzi, że siły elektryczne nie rozrywają bynajmniej cząsteczek elektrolitu na jony; one wprowadzają jony w ruch, ale jony te muszą znajdować się w elektrolicie, gotowe już, jeszcze przed przyłożeniem sił elektrycznych. Istotnie, prawo Ohma orzeka, że prąd i, płynący przez którykolwiek przekrój a przewodnika, jest proporcyonalny do działającego w tym przekroju natężenia elektrycznego E i do przewodnictwa c (ust. 124, wzór 12); jest mianowicie $i = caE$. Stosowanie się tego prawa do elektrolitów znaczy tedy, że najsłabsze nawet natężenie E wytwarza już odpowiedni swej sile prąd. Gdyby pole elektryczne miało samo rozrywać cząsteczki elektrolitu na jony, wywołałoby ono prąd elektryczny wtedy dopiero, gdyby natężenie jego wystarczyło do oderwania od siebie obu jonów, składających neutralną cząsteczkę elektrolitu; przy mniejszych jego natężeniach prąd byłby zero.

Kierując się tem rozważaniem Arrhenius (1887 r.) podał teoryę t. zw. dyssocyacyi elektrolitycznej, która okazała się nader płodną nietylko w teoryi przewodnictwa elektrolitycznego, lecz niemniej w teoryi roztworów wogóle. Suchy gazowy chlorowodór, albo czysty, stężony kwas siarczany, nie przewodzą prądu wcale. Rozpuszczone jednak w wodzie tworzą natychmiast mieszaninę dobrze przewodzącą. Arrhenius przypuszcza tedy, że cząsteczki tych i im podobnych ciał, rozpuszczając się w wodzie, ulegają, już w chwili roztwarzania, rozszczepieniu — podobnie, jak rozszczepiają się, w wysokiej temperaturze, cząsteczki pary

wodnej na tlen i wodór. Rozszczepienie elektrolitów różni się jednak od zwyczajnej dyssocyacyi związków chemicznych tem, że rozpad dzieje się na jony: utworzone nowe cząsteczki, pływające swobodnie w wodzie, mają w sobie naboje elektryczne, jedne dodatnie, drugie ujemne, w ilościach równoważnych.

Nasuwa się odrazu pytanie, dlaczego jony rozdzielone nie łączą się z sobą napowrót, skoro przyciąganie się ich elektryczne niezawodnie ku temu je skłania? Owóż łączą się one niewątpliwie, jednakże ta sama przyczyna, która sprawiła ich rozdzielenie, jest wciąż czynną, powodując ponowną dyssocyacyę. Przyczyną tą będą niewątpliwie molekularne uderzenia się cząsteczek, tem skuteczniejsze, ile że w wodzie, jako w ośrodku o wysokiej stałej dielektrycznej, przyciągania elektryczne nabojów przeciwnego znaku są znacznie zwątlone. Ciągłe rozpady i łączenia się prowadzą w ten sposób do trwałego stanu ruchomej równowagi, w którym, obok pewnej liczby cząsteczek elektrolitu nierozszczepionych i neutralnych elektrycznie, istnieć będzie trwale pewna liczba rozerwanych na jony. W kadry jednej i drugiej kategoryi nie będą zapewne wchodziły wciąż te same indywidua, jednakże liczba ich, średnio biorąc, utrzymywać się będzie ciągle na tej samej wysokości — zależnej od temperatury i stężenia roztworu. Stosunek liczby cząsteczek rozszczepionych, do ogólnej liczby cząsteczek wprowadzonych do roztworu będzie stały — nazywa się stopniem dyssocyacyi elektrolitu.

Fakta pouczą nas (ust. 145), że stopień dyssocyacyi elektrolitu wzmaga się w regule, gdy roztwór rozcieńczymy wodą.

143. Ruchliwość jonów. Stałe natężenie elektryczne E wywołuje, w myśl prawa Ohma, stały elektryczny prąd i. Znaczy to, że jony obu znaków płyną w kierunku działających na nie sił elektrycznych z prędkością stałą, bez przyśpieszenia; z prędkością w dodatku proporcyonalną do elektrycznego natężenia. Jest to zupełnie zrozumiałe. Jony poruszające się wśród gęstwy cząsteczek wody, spotykają opór tarcia tak potężny, że natychmiast po przyłożeniu siły elektrycznej, po krótkim okresie rozpędzania się, każdy jon nabywa i zachowuje nadal prędkość stałą, tem większą, im silniejsze jest pole, w którem się porusza. Podobnież krople deszczu, spadając w powietrzu, które przeciwstawia im opór tem większy, im większa jest prędkość ruchu, spadają jednostajnie, od chwili, gdy opór zrównoważy działanie ciężkości.

Jeśli tedy umieścimy elektrolit między dwiema elektrodami, naelektryzowanemi do różnych potencyałów, między któremi pole elektryczne posiada natężenie E, wówczas rozpocznie się natychmiast ruch jonów. Katijony uzyskają pewną prędkość, oznaczmy ją przez v^*, w kierunku pola; anijony inną v', w stronę przeciwną. Obie proporcyonalne do E. Napiszmy więc:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \quad v^* = u^* E, \quad v' = u' E.$$

Spółczynniki proporcyonalności u^* i u' są to liczby stałe, zależne od rodzaju, a więc od budowy i rozmiarów jonów, od temperatury, a może i od stężenia roztworu. Są to t. zw. ruchliwości bezwzględne uważanych gatunków jonów. Każda z nich wyraża, o ile centymetrów jon dany posuwa się naprzód, w ciągu jednej sekundy, w takiem miejscu woltametru, gdzie natężenie pola wynosi 1 wolt na centymetrze.

Niema powodu, żeby ruchliwość u^* katijonu danej soli była równa ruchliwości u' jej anijonu. One różnią się w ogóle, gdyż odnoszą się przecież do jonów różnego składu. Hittorf okazał pierwszy, jakby można je porównać z sobą. Wyobraźmy sobie np. woltametr (fig. 186) złożony z dwu komór, anodowej A i katodowej K, połączonych szklaną szyjką. Elektrolizujmy np. roztwór chlorowodoru HCl. Wskutek wywięzywania się gazów H i Cl na elektrodach, roztwór stawać się będzie coraz więcej rozcieńczonym. Owóż, gdyby katijony poruszały się równie szybko na prawo, jak anijony na lewo, ubytek stężenia byłby w obu komorach jednakowy. Objawiłby się on naprzód przy obu elektrodach, a następnie, przez dyfuzyę, dotarłby i do szyjki. Prąd pędzić będziemy jednak zawsze tylko tak długo, żeby do środkowej części woltametru zmiana stężenia nie przeniknęła jeszcze w dostrzegalnym stopniu.

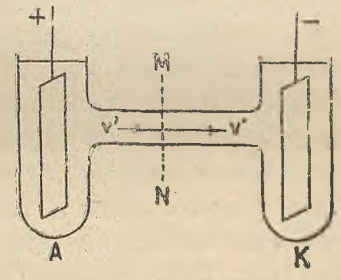


Fig 186.

Otóż doświadczenie uczy, że stężenie elektrolitu nie zmienia się jednakowo w obu komorach. Z pomierzonych jego zmian można obliczyć stosunek obu ruchliwości u^* i u' jak następuje. Elektolizujmy roztwór zawierający równomiernie N' cząsteczek gramowych katijonu w każdym cm^3 i tyleż oczywiście cząste-

czek gramowych anijonu. Przez którykolwiek przekrój MN szyjki, o wielkości a cm^2, gdzie natężenie elektryczne jest E, idą katijony na prawo, z prędkością $v^{\cdot} = u^{\cdot}E$. W czasie 1 *sek* przechodzą przez MN te katijony, które z początkiem tego czasu znajdowały się w obrębie walca prostego o podstawie a i wysokości $v^{\cdot} = u^{\cdot}E$; liczba ich będzie zatem $N'au^{\cdot}E$. Jednocześnie idzie przez ten przekrój liczba $N'au'E$ cząsteczek gramowych anijonu w przeciwnym kierunku.

Na anodzie wydziela się $N'au'E$ tych cząsteczek gramowych anijonu, które przybyły do komory anodowej, a oprócz nich wydzielają się jeszcze te anijony, w liczbie $N'au^{\cdot}E$, które zostały bez pary, po wyemigrowaniu tyluż katijonów. Ogółem wydziela się tedy na anodzie, w jednostce czasu, liczba $f = N'aE(u^{\cdot}+u')$ cząsteczek gramowych anijonu. Tyleż wydziela się widocznie w tymże czasie cząsteczek gramowych katijonu na katodzie. Przypuszczam, że te wydzielające się jony usunięto z woltametru i zważono.

W obu komorach zmieniła się zawartość elektrolitu nierozłożonego. Komora anodowa utraciła przez wydzielenie $f = N'aE(u^{\cdot}+u')$ cząst. gramow. anijonu; a że prąd wprowadził do niej $N'aEu'$ tychże cząsteczek, przeto poniosła ona na ogół stratę $f' = N'aEu^{\cdot}$ cząst. gram. anijonu, i tyleż cząst. gram. katijonu przez emigracyę. Utraciła więc tym sposobem f' cząst. gram. elektrolitu. Podobnie okaże się, że komora katodowa utraciła $f^{\cdot} = N'aEu'$ cząst. gram. katijonu i tyleż elektrolitu.

Obie te straty f' i $f^{\cdot}$ można odmierzyć przez analizę roztworu w obu komorach, przed i po przejściu prądu — do czego nadaje się szczególnie jaka stosowna forma woltametru trójdzielnego (fig. 180). Liczba cząsteczek gramowych każdego jonu, wydzielona na elektrodach, $f = f^{\cdot} + f' = N'aE(u^{\cdot}+u')$, jest również znana. Obliczywszy następnie stosunki strat, do ilości wydzielonych, otrzymamy dwie liczby niemianowane $U^{\cdot}$ i U', ułamki właściwe, niezależne od E i od natężenia prądu, proporcyonalne do ruchliwości obu jonów. Nazywają się one ruchliwościami względnemi, albo liczbami Hittorfa; mianowicie:

$$U^{\cdot} = \frac{f'}{f} = \frac{u^{\cdot}}{u^{\cdot}+u'}; \quad U' = \frac{f^{\cdot}}{f} = \frac{u'}{u^{\cdot}+u'} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Suma ich jest widocznie zawsze $U^{\cdot}+U' = 1$.

Przykład. Elektrolizowano roztwór $CuSO_4$. Na katodzie wydzieliło się 0,252 *gr* miedzi. Z roztworu około katody ubyła ilość siarczanu miedziowego, odpowiadająca 0,170 *gr* miedzi. Stąd dla jonu SO_4 wypada $U' = \frac{0,170}{0,252} = 0,67$, zatem dla jonu miedzi: $U^* = 1 - 0,67 = 0,33$. Znaczy to, że anijony SO_4 poruszają się blizko dwakroć szybcej, aniżeli katijony *Cu*.

144. Teorya przewodnictwa elektrolitycznego. Powyższe rozważania prowadzą wprost do obliczenia przewodnictwa elektrolitów. Widocznem jest bowiem, że elektrolit będzie przewodził prąd tem lepiej, im ruchliwsze i liczniejsze posiada jony.

Obliczyliśmy wyżej, że przez przekrój a cm^2, pod działaniem pola elektrycznego E, przechodzi w jednostce czasu liczba $N'aE.u^*$ cząsteczek gramowych katijonu. Jeśli katijon jest w-wartościowy, wówczas każda jego cząsteczka gramowa niesie łącznie nabój wF dodatniej elektryczności (ust. 139). F oznacza stałą Faradaya. Z katijonami idzie zatem przez a, w jednostce czasu, nabój dodatni $N'aEu^*wF$. Podobnież z anijonami idzie jednocześnie, w przeciwnym kierunku, nabój ujemny $N'aEu'wF$. Ogółem tedy przez przekrój ten idzie prąd (ust. 26):

$$(6) \quad \ldots \ldots \quad i = N'wF\,(u^* + u')\,aE.$$

Tenże sam prąd wyrazić można, w myśl prawa Ohma (ust. 124, wzór 12), przez przewodnictwo elektryczne c elektrolitu, mianowicie: $i = caE$. Z porównania obu wyrażeń wypada szukana wartość przewodnictwa:

$$(7) \quad \ldots \ldots \quad c = N'wF\,(u^* + u').$$

Przewodnictwo elektrolitów składa się, jak widać, z dwu części; jedna zależy od ruchu katijonów, druga od ruchu anijonów. Wartość jego możnaby (według 7) obliczyć naprzód, gdyby się znało ruchliwości bezwzględne u^* i u' obu jego jonów i liczbę N' cząsteczek gramowych każdego z nich w jednostce objętości.

145. Prawo Kohlrauscha. Liczba N', t. j. stężenie cząsteczkowe jonów, zależy od tego, w jakim stopniu elektrolit rozpuszczony w wodzie uległ dyssocyacyi na jony. Sporządziliśmy roztwór zawierający pewną odważoną, znaną liczbę N cząsteczek gramowych elektrolitu w każdym centymetrze sześciennym. Z tej

liczby jednak tylko pewien ułamek α uległ rozszczepieniu na jony. Jest więc $N' = \alpha N$, zatem także:

(8) . . . . . $c = \alpha N w F (u^* + u')$,

albo inaczej:

(9) . . . . . $\frac{c}{wN} = \lambda = \alpha F (u^* + u')$.

Iloczyn wN oznacza widocznie liczbę równoważników gramowych elektrolitu, rozpuszczonych w 1 cm^3 roztworu. Stosunek oznaczony w powyższym wzorze literą λ wyraża przeto, w jakim stopniu każda z rozpuszczonych pierwotnie cząsteczek elektrolitu przyczynia się do podniesienia przewodnictwa — ile tego przewodnictwa przypada na jedną cząsteczkę, albo ściślej, na jeden równoważnik gramowy elektrolitu. Stosunek ten, przewodnictwa elektrycznego, do stężenia równoważnikowego, (do liczby równoważników gramowych elektrolitu w 1 cm^3) nazywa się przewodnictwem równoważnikowem.

Badanie doświadczalne tego stosunku, w zależności od stężenia elektrolitu, dało zajmujące i ważne wyniki. Rozcieńczając coraz bardziej roztwór elektrolitu, niezbyt stężony, otrzymujemy roztwory przewodzące w ogólności coraz gorzej. Obliczywszy jednak ich przewodnictwa równoważnikowe znajdziemy zmienność wprost przeciwną; stosunek $\frac{c}{wN}$ wzrasta stopniowo, w miarę rozcieńczania, zbliżając się coraz więcej do pewnej stałej, największej wartości λ_0; wartość ta, graniczna, oznaczałaby przewodnictwo równoważnikowe roztworu nieskończenie rozcieńczonego. Jedno może być wyjaśnienie tego faktu. Zważywszy, że cząsteczki soli neutralne, nierozszczepione, nie biorą żadnego udziału w przewodzeniu prądu, wnosimy, że w miarę rozcieńczenia liczba ogólna cząsteczek maleje wprawdzie, jednakże wśród tej małej liczby coraz to większy przybywa procent cząsteczek czynnych, t. j. rozszczepionych; na jedną przypada tedy coraz to większy udział w przewodzeniu prądu. Stąd wniosek, że stopień dyssocyacyi elektrolitycznej soli rozpuszczonej wzrasta w miarę rozcieńczania roztworu.

Weźmy tedy pod uwagę roztwór tak dalece rozcieńczony, iżby można było przyjąć, że każda cząsteczka elektrolitu rozpadła się na jony. Wtedy będzie we wzorze (9) $\alpha = 1$, zatem:

10) . . . . . $\lambda_0 = F (u^* + u')$,

albo jeszcze, jeśli położymy:

(11) . . . . . $Fu^{\cdot} = \lambda^{\cdot}$; $Fu' = \lambda'$

i nazwiemy te liczby, proporcyonalne do ruchliwości, przewodnictwami równoważnikowemi jonów:

(12) . . . . . $\lambda_0 = \lambda^{\cdot} + \lambda'$.

Wzór ten wyraża prawo znalezione przez Kohlrauscha, że mianowicie przewodnictwo równoważnikowe elektrolitu nader rozcieńczonego jest sumą przewodnictw równoważnikowych jego jonów — składa się tedy z dwu części zupełnie od siebie niezależnych, niezależnych nawet od rodzaju soli, od której jeden lub lub drugi jon się odszczepił. Według teoryi dyssocyacyjnej bowiem, po rozpadnięciu się cząsteczki, każdy jon porusza się niezależnie od innych. Tak np. jon Cl' przewodzi zawsze jednakowo, czy powstał przez dyssocyacyę chlorowodoru, czy soli kuchennej.

Przewodnictw równoważnikowych obu jonów elektrolitu nie możemy jeszcze obliczyć wprost z określających je wzorów (11), gdyż nie znamy dotychczas ich ruchliwości bezwzględnych $u^{\cdot}$ i u'. Doświadczenie daje nam jednak ich sumę, t. j. $\lambda_0 = \lambda^{\cdot} + \lambda'$. Jeśli rozłożymy następnie λ_0 na dwie części, w stosunku $u^{\cdot} : u'$, t. j. w stosunku znanych liczb Hittorfa $U^{\cdot} : U'$, znajdziemy szukane $\lambda^{\cdot}$ i λ'. Jak dobrze prawo Kohlrauscha się sprawdza, okazuje następująca tabliczka, odnosząca się do kilku jonów i do kilku bardzo rozcieńczonych elektrolitów:

Przewodnictwa równoważnikowe jonów,

w odwrotnych ohmach na *cm* i na równoważnik gramowy.

KATIJONY:

	Na	*Zn*	*Cu*	*Ag*	NH_4	*K*	*H*
$\lambda^{\cdot} =$	43,6	46,7	47,2	54	64	64,7	318

ANIJONY:

	$C_2H_3O_2$	NO_3	*Cl*	*J*	*Br*	SO_4	*OH*
$\lambda' =$	35	61,8	65,4	66,4	67,6	70	174

PRZEWODNICTWA RÓWNOWAŻNIKOWE ELEKTROLITÓW rozcieńczonych (jednostka j. w.).

Elektrolit	Wartość jonów w	Przew. równ. $\lambda_0 = \frac{c}{wN}$ zmierzone	Przew. równ. $\lambda_0 = \lambda' + \lambda''$ obliczone
$K' Cl'$	1	130	130
$Na' Cl'$	1	109	109
$H' Cl'$	1	383	383
$H_2'' SO_4''$	2	388	388
$Cu'' SO_4''$	2	119	117
$K' OH'$	1	239	238
$Na' OH'$	1	217	218

146. RUCHLIWOŚĆ BEZWZGLĘDNA. Wzory (11) dają jeszcze odpowiedź na najbardziej zajmujące pytanie: jak szybko poruszają się różne jony, w polu elektrycznem danego natężenia, np. w polu $E = 1$? Znajdujemy odpowiedź:

$$u' = \frac{\lambda'}{F}, \quad u'' = \frac{\lambda''}{F} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11')$$

w czem zarówno λ' i λ'', jak F są już znane.

Tak np. dla wodoru, najruchliwszego z jonów, mamy $\lambda' = 318$ (jedn. prakt.), $F = 96540$ (jedn. prakt.), zatem $u' = \frac{318}{96540} = 0{,}00329$ *cm/sek* w polu 1 wolt na *cm*. Podobnież znajdziemy dla chloru $u' = 65{,}4 : 96540 = 0{,}00068$ *cm/sek*, dla sodu $u' = 0{,}00045$ *cm/sek* i t. d. W układzie elektromagnetycznym liczby te byłyby 10^8 razy mniejsze.

Ruch jonów, jak widać, bywa bardzo powolny, nawet w stosunkowo silnych polach; jest jednak jeszcze dobrze widzialny. Na przebycie drogi 1 *cm*, na której spadek potencyału wynosi 1 *wolt*, jon wodorowy potrzebuje około 5 minut czasu. Wyniki te udało się sprawdzić bezpośrednio (Lodge), w tych przypadkach, gdy chodziło o jony zabarwione, których ruch można było wprost śledzić.

Przykład. Rura szklana o przekroju 10 cm^2, napełniona rozcieńczonym ($\alpha = 1$) roztworem chlorowodoru (cięż. cząst. $HCl = 36{,}47$; $w = 1$), o stężeniu 0,3647 *gr* w litrze, przewodzi prąd 1 ampera. Zbadać ruch jonów i elektryczności w tej rurze. Obliczamy naprzód stężenie $= 0{,}3647\ gr/litr = 0{,}0003647\ gr/cm^3$, zatem $wN = 10^{-5}\ \frac{równ.gram.}{cm^3}$. Przez każdy cm^2 przekroju rury przechodzi w sekundzie 0,1 *kul*. Każdy cm^3 zawiera 10^{-5} równoważnika gram. jonów wodoru, z którymi związany jest nabój dodatni $= 10^{-5} . 96540$ *kul*. i równą liczbę jonów chloru z nabojem ujemnym $-0{,}96540$ *kul*. Pierwsze idą w kierunku prądu z prędkością v', drugie naprzeciw z prędkością v'. Według tabliczki przewodnictw jonowych jest $v' : v' = 318 : 65{,}4$. W sekundzie pierwsze przenoszą przez cm^2 nabój $0{,}9654 . v'$, drugie $0{,}9654 . v'$. Powinno być $0{,}9654\ (v' + v') = {}^1/_{10}$ *kul*. Stąd $v' = 0{,}0855$ *cm/sek*, $v' = 0{,}0176$ *cm/sek*. Według (7) przewodnictwo tego roztworu jest:

$c = 10^{-5} . 96540\ (0{,}00329 + 0{,}00068) = 383 . 10^{-5}$ odwr. ohm. na *cm*.

147. Tarcie i dyfuzya jonów. Pojedynczy, molekularny jon porusza się w roztworze, w którym istnieje pole elektryczne E, z prędkością $v = uE$, w kierunku pola, lub w przeciwnym, zależnie od znaku; u oznacza jego ruchliwość bezwzględną. Z tą samą prędkością porusza się w tem polu cały rój podobnych jonów. Stąd, że ruch ten odbywa się jednostajnie, pomimo ciągłego działania siły elektrycznej poruszającej, należy wnosić, że jony przedzierające się wśród cząsteczek wody, spotykają potężny opór tarcia — równy właśnie sile poruszającej. Na jon pojedynczy, jeśli jest w-wartościowy, pole działa siłą $we E$, w czem e oznacza nabój elementarny jonu. Na rój cały takich jonów, ważący ogółem jedną cząsteczkę gramową, pole wywiera łącznie siłę $P = wFE$, znowu równą całkowitemu oporowi tarcia, jaki rój ten spotyka. Skoro $E = \frac{v}{u}$, opór ten można wyrazić przez $P = wF\frac{v}{u}$; rośnie on, jak widać, proporcyonalnie do prędkości ruchu v. Jest olbrzymi, co łatwo zrozumieć, zważywszy niesłychane rozdrobnienie materyi w takim roju.

Tak np. na 1 cząst. gram. (1,008 *gr*) jonów wodoru, poruszającą się w polu 1 *wolt/cm* $= 10^8$ jedn. e. m., z nabojem swym 9654 jedn. e. m., działa siła poruszająca $P = 10^8 . 9654$ dyn. Ona utrzymuje go w ruchu z prędkością wynoszącą zaledwie 0,00329 *cm/sek* (ust. poprz.). Ażeby go poruszać z prędkością 1 *cm/sek* należało-

by przyłożyć doń siłę $\frac{9654 \cdot 10^8}{0{,}000329} = 2{,}93 \cdot 10^{14}$ dyn $= 299$ milionów kilogramów! Tyleż wynosi opór tarcia.

Jasną jest rzeczą, że jony poruszające się w wodzie pod działaniem innej, nieelektrycznej siły, pod działaniem np. ciśnienia osmotycznego, spotykać będą opór tarcia tej samej wielkości jak w prądzie elektrycznym. Pod wpływem łącznej siły P, jakąkolwiekby ona była, jedna cząsteczka gramowa takich jonów uzyska znowu prędkość $v = \frac{Pu}{wF}$, proporcyonalną do właściwej im ruchliwości i do tej siły poruszającej.

Nastręcza się tu nieoczekiwana zależność pomiędzy własnościami elektrycznemi roztworów elektrolitycznych a innemi ich własnościami, nie mającemi na pozór nic wspólnego z elektrycznością. Nernst okazał, że rozwinięcie tej myśli prowadzi do obliczenia spółczynnika dyfuzyi k (tom II, ust. 109) elektrolitu bardzo rozcieńczonego, na podstawie danych jego własności elektrycznych.

Ciało rozpuszczone posiada, jak wiadomo, dążność do rozprężania się w wodzie, podobną (jakościowo i ilościowo) do rozprężliwości gazów; miarą tej prężności jest ciśnienie, jakie cząsteczki rozpuszczone wywierają na ściany, których nie zdołają przenikać, a które są przepuszczalne dla wody — znane nam dobrze ciśnienie osmotyczne. Owóż czynnikiem pędzącym prąd dyfuzyjny takiego ciała w wodzie są różnice ciśnień osmotycznych w różnych miejscach, wynikające z niejednostajności stężenia. Ciśnienie osmotyczne nie zależy jednak od rodzaju, lecz tylko od liczby rozpuszczonych cząsteczek; należy tedy obaczyć, czy i jony elektrolityczne nie podlegają temu prawu.

W roztworze zawierającym N cząsteczek gramowych ciała rozpuszczonego w każdym cm^3, prężność osmotyczna tego ciała wynosi $p = 82{,}1\ p_0 NT$, w czem p_0 oznacza ciśnienie 1 atmosfery, T temperaturę bezwzględną (tom II, ust. 117, wzór 1). Przyjmiemy, że wzór ten stosuje się również do jonów.

Weźmy pod uwagę elektrolit, którego cząsteczki rozpadają się na dwa tylko jony, dodatni i ujemny. W każdem miejscu roztworu znajdować się będzie wtedy tyleż (N w 1 cm^3) dodatnich, ile ujemnych. Jednakowe będą też ich ciśnienia osmotyczne, jednakowe będą działać na nie siły, gdy stężenie będzie niejednostajne. Jeżeli jony te mają ruchliwości nierówne, wtedy ruchliwszy z nich (np. $H^{\cdot}$ w kwasie solnym, albo SO_4'' w siarczanie

miedziowym) wysforuje się, podczas dyfuzyi w wodzie, cokolwiek naprzód. Natychmiast jednak wytworzy się w roztworze (wskutek rozdzielenia ujemnych od dodatnich nabojów) silne pole elektryczne, którego skutek będzie ten, że przez wytworzony spad potencyału ruchliwsze jony zostaną pohamowane w biegu, mniej ruchliwe, które pozostały w tyle, doznają przyśpieszenia — w ten sposób oba rodzaje jonów będą wkrótce szły razem. Będzie to dyfuzya całego elektrolitu. Naboje jonów są tak wielkie, w stosunku do ich mas, że rozsunięcie jonów zgoła niedostrzegalne wystarczy już do wywołania tego wspólnego ruchu.

Przyjmuję, że w najbliższem otoczeniu dwu równoległych przekrojów roztworu, odległych od siebie o l, z których każdy mierzy a cm^2, stężenia cząsteczkowe obu jonów (koniecznie równe sobie, i równe zarazem stężeniu cząsteczkowemu całego elektrolitu, o ile się przyjmie, że dyssocyacya jego jest zupełną) wynoszą N cząst. gram. w cm^3 w jednym, i N' w drugim przekroju. Ciśnienia osmotyczne dodatnich i ujemnych rojów jonowych będą w tych przekrojach: $p = 82{,}1\ p_0 NT$ w pierwszym i $p' = 82{,}1\ p_0 N'T$ w drugim. Na cząsteczki jednego lub drugiego roju, zawarte między tymi przekrojami, których liczbę możemy wyrazić przez Nal (jeśli przyjmie się l tak małe, żeby N nie różniło się wiele od N') działa siła pędząca w kierunku spadu stężenia, wynikająca z różnicy obustronnych ciśnień osmotycznych, mianowicie $a\,(p—p')$. Na jedną cząsteczkę gramową przypada tedy $\frac{82{,}1\ p_0 T}{N}\ \frac{N - N'}{l}$. Oprócz tej siły działa na jony jeszcze pole elektryczne E, wytworzone przez leciutkie wysforowanie się naprzód jonów ruchliwszych. Na jedną znowu cząsteczkę gramową działanie to wynosi wFE; na ruchliwsze działa ono wstecz, na mniej ruchliwe naprzód. Ogółem działa na 1 cząsteczkę gram. ruchliwszego roju (przypuśćmy, że jest nim ujemny) siła $P' = \frac{82{,}1\ p_0 T}{N}\ \frac{N - N'}{l} - wFE$; na 1 cz. gram. mniej ruchliwego siła: $P' = \frac{82{,}1\ p_0 T}{N}\ \frac{N - N'}{l} + wFE$. Siły te nadają im prędkości: $v' = \frac{P'u'}{wF}$ i $v' = \frac{P'w'}{wF}$. Prędkości te, po utrwaleniu się ruchu, muszą być jednak równe sobie. Stąd równanie $v' = v' = v$, z którego możemy naprzód obliczyć E. Podstawiwszy wartości znajdziemy natychmiast:

$$(13) \quad \ldots \ldots E = -\frac{82{,}1\, p_0 T}{wNF} \cdot \frac{N - N'}{l} \cdot \frac{u^{\cdot} - u'}{u^{\cdot} + u'}.$$

Równanie to orzeka, że w elektrolicie niejednostajnie stężonym wytworzyć się musi, równolegle do spadu stężenia, pole elektryczne, proporcyonalne do wielkości tego spadu $\frac{N - N'}{l}$, a tem silniejsze, im bardziej ruchliwości $u^{\cdot}$ i u' obu jonów się różnią. Jeżeli ruchliwszym jest jon ujemny, wtedy pole to będzie skierowane w stronę mniejszego stężenia; w stronę większego, jeśli dodatni.

Następnie, rugując E z obu równań $\frac{P \cdot u^{\cdot}}{wF} = v$ i $\frac{P' u'}{wF} = v$, znajdziemy prędkość v dyfuzyjnego posuwania się cząsteczek elektrolitu, mianowicie:

$$v = \frac{2 u^{\cdot} u'}{u^{\cdot} + u'} \cdot \frac{82{,}1\, p_0 T}{wnF} \cdot \frac{N - N'}{l}.$$

Przez przekrój a przechodzi tedy w sekundzie masa $m = vNa \,.\, \mu$ gramów elektrolitu, jeśli przez μ oznaczymy jego ciężar cząsteczkowy. Zważywszy, że $\frac{\mu N - \mu N'}{l} = q$ oznacza spad stężenia mierzony na gramy, jak się zwykle liczy w teoryi dyfuzyi (tom II, ust. 109), możemy napisać $m = \frac{2 u^{\cdot} u'}{u^{\cdot} + u'} \cdot \frac{82{,}1\, p_0 T}{wF} \,.\, q$. Toż samo, wyrażone przez spółczynnik dyfuzyi k, będzie $m = kaq$. Z porównania tych dwu wyrażeń wypada:

$$(14) \quad \ldots \ldots k = \frac{2 u^{\cdot} u'}{u^{\cdot} + u'} \cdot \frac{82{,}1\, p_0 T}{wF}$$

wartość spółczynnika dyfuzyi elektrolitu rozcieńczonego, wyrażona przez ruchliwości elektrolityczne jego jonów.

Tak np. dla kwasu solnego znajdziemy w temp. 18°, kładąc $T = 273 + 18 = 291°$, $p_0 = 1013250$, $F = 9654$, $w = 1$, $u^{\cdot} = 0{,}00329 \,.\, 10^{-8}$ (dla wodoru), $u' = 0{,}00068 \,.\, 10^{-8}$ (dla chloru): $k = 0{,}000028$. Bezpośredni pomiar dyfuzyi tego ciała dał $k = 0{,}000027$. Dla soli kuchennej rachunek daje $k = 0{,}000014$, doświadczenie 0,000012. Wobec tego, że do doświadczeń nie używano roztworów tak rozcieńczonych, do jakich teorya się stosuje, zgodność tę można uważać jako świetne potwierdzenie teoryi Nernsta.

148. Sprawdzenie teoryi Arrheniusa. Stopień dyssocyacyi. W roztworze elektrolitycznym, bardzo rozcieńczonym, można przyjąć dyssocyacyę cząsteczek na jony jako zupełną, stopień dyssocyacyi α równy jedności. Wartość tego spółczynnika, w roztworach mniej rozcieńczonych, wypada wtedy natychmiast z porównania przewodnictw równoważnikowych roztworu badanego i roztworu bardzo rozcieńczonego. Podzieliwszy mianowicie wzór (9) przez (10) znajdziemy: $\alpha = \frac{\lambda}{\lambda_0}$. Znaczy to, że stopień dyssocyacyi roztworu o stężeniu jakiemkolwiek (byle nie tak dużem, iżby ono miało wpływ znaczniejszy na ruchliwości u' i u' jonów) równa się stosunkowi jego przewodnictwa równoważnikowego, do przewodnictwa równoważnikowego tegoż roztworu w stanie bardzo wysokiego rozcieńczenia.

Twierdzenie to daje sposób określenia stopnia dyssocyacyi drogą doświadczalną. Stąd nasuwa się wszakże wniosek dalszy. Sporządzamy roztwór, zawierający odważoną liczbę N cząsteczek gramowych w cm^3. Wskutek dyssocyacyi zawierać on jednak będzie większą ich liczbę. Z pierwotnej liczby N cząsteczek ułamek αN uległ dyssocyacyi; pozostało $N(1-\alpha)$ cząsteczek niezmienionych, neutralnych. Oznaczmy jeszcze przez β liczbę jonów, na które rozpadła się każda z tamtych (tak np. $HCl = H' + Cl'$ rozpada się na $\beta = 2$ jony; podobnież $CuSO_4$; $H_2SO_4 = H' + H' + SO_4''$, albo $Zn''Cl_2''$ rozpadają się na trzy i t. p.) Ogółem każdy cm^3 zawierać będzie nie N, lecz $N(1-\alpha) + \beta\alpha N = \gamma N$ różnych cząsteczek, częścią obojętnych, częścią elektrycznych, przyczem będzie $\gamma = 1 + \alpha(\beta-1)$.

Słuszność tego rozumowania Arrhenius sprawdził następującym sposobem. Zwracaliśmy kilkakrotnie uwagę (tom II, ust. 39, 55, 117), że roztwory elektrolitów okazują znacznie większe ciśnienia osmotyczne i, co zatem idzie, większe zniżenia cząsteczkowe temperatury krzepnięcia, większe podwyższenia temperatury wrzenia, aniżeli tego żąda prawo van't Hoffa. Przyczyna tego anormalnego (na pozór) ich zachowania się, jak teraz widzimy, leży w tem, że one zawierają na prawdę γ razy więcej cząsteczek w roztworze, aniżeli odważono sporządzając ten roztwór. Ciśnienie osmotyczne, zniżenie temperatury krzepnięcia i t. d. nie zależą jednak wcale od rodzaju, a tylko od liczby cząsteczek obecnych, powinny tedy być, w roztworach elektrolitów (rozcieńczonych) właśnie γ razy większe, aniżeli przypisuje prawo van't

Hoffa. Otóż tę samą liczbę γ powinno się otrzymać z pomiaru przewodnictw, mianowicie z wzoru $\gamma = 1 + (\beta - 1)\frac{\lambda}{\lambda_0}$.

Wniosek ten, jak Arrhenius okazał, sprawdza się bardzo dobrze. Tak np. roztwór soli kuchennej, o stężeniu 0,1 cząst. gram. w litrze okazuje zniżenie temperatury krzepnięcia 1,88 razy za duże. Z porównania przewodnictwa elektrycznego λ tego roztworu, z jego przewodnictwem λ_0, w stanie wysokiego rozcieńczenia, wypada, że 88% cząsteczek *NaCl* rozpadło się na jony. Mamy więc $\alpha = 0{,}88$, $\beta = 2$, zatem $\gamma = 1 + 0{,}88\ (2-1) = 1{,}88$, zgodnie z pomiarami cieplnymi.

Przewodnictwo i dyssocyacya wody. Doskonale oczyszczona, destylowana woda, jak okazali naprzód Olszewski i Skiba, posiada przewodnictwo niezmiernie małe. Kohlrausch określił jego wartość w temp. 18°, jako $c = 385 \cdot 10^{-10}$ odwr. ohmów na *cm*. Wnosimy stąd, że stopień dyssocyacyi czystej wody (na jony H' i OH') musi też być niesłychanie mały. Możemy go łatwo obliczyć na podstawie wiadomych przewodnictw równoważnikowych 318 i 174 tych jonów. Jeżeli 1 cm^3 czystej wody zawiera N' cząst gram. jonów H' i tyleż jonów ujemnych OH', wówczas (według 7 i 11, kładąc $w = 1$):

$$c = 385 \cdot 10^{-10} = N'F(u' + u') = N'(\lambda' + \lambda') = N'(318 + 174),$$

skąd $N' = 0{,}783 \cdot 10^{-10}$ cząst. gram. w cm^3. Okazuje się stąd, że objętość wody $= \frac{10^{10}}{0{,}783}\ cm^3 = 13$ milionów litrów, zawiera zaledwie po jednej cząsteczce gram. jonów, t. j. 1 gram jonów wodoru i 17 *gr* wodorotlenu.

149. Działania elektromotoryczne jonów. Polaryzacya. Jony elektrolityczne, poruszane siłą elektryczną, pochodzącą z jakiegokolwiek źródła zewnętrznego, np. z ogniwa przyłączonego do woltametru, stanowią prąd elektryczny. Nawzajem, jeżeli zostaną wprowadzone w ruch inną jaką siłą, nieelektryczną, np. ciśnieniem osmotycznem, wówczas one same działać będą elektromotorycznie — wytworzą prąd, jeśli będą poruszały się, albo tylko napięcie elektryczne, jeśli zostaną statycznie rozsunięte.

Najprostszy przykład takiego elektromotorycznego działania jonów daje t. zw. ogniwo koncentracyjne. Weźmy pod uwagę woltametr złożony z dwu połączonych z sobą komór A i K (fig. 187), napełniony z początku jednostajnie stężonym roztworem siarczanu miedziowego; w komorach zanurzone są elektrody z jed-

nakowych, czystych płyt miedzianych. Połączywszy je drutem nie otrzymalibyśmy wcale prądu, gdyż siły elektromotoryczne $Cu/CuSO_4\,aq$, jednakie u obu płyt, a przeciwnie skierowane, znoszą się.

Przepuśćmy jednak przez ten woltametr prąd elektryczny z zewnętrznego źródła, od anody A, przez elektrolit, do katody K. Otrzymamy, jak wiadomo, elektrolityczne przenoszenie się miedzi, z anody na katodę; ale obok tego, wskutek niejednakowej ruchliwości jonów Cu i SO_4, stężenie elektrolitu stanie się niejednostajnem. W komorze anodowej roztwór zagęści się, rozcieńczy się w katodowej.

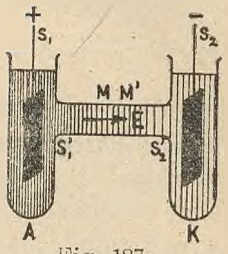


Fig. 187.

Odłączmy teraz zewnętrzne źródło elektryczności, złączmy natomiast elektrody drutem, w którym załączony jest galwanometr. Okaże się, że woltametr daje teraz prąd, i to w kierunku przeciwnym poprzedniemu: anoda stała się biegunem dodatnim, katoda ujemnym. Siły elektromotoryczne na elektrodach nie znoszą się już, widocznie dlatego, że obie płyty dotykają się roztworów o różnem stężeniu.

Prąd ten (własny) działa, rzecz jasna, na elektrolit tak samo, jak pierwej działał zewnętrzny: zmienia stężenia elektrolitu w obu komorach. Że jednak ma przeciwny kierunek, zmienia je przeciwnie: zagęszcza roztwór w komorze K, gdzie poprzedni wywołał rozcieńczenie, rozrzedza go w A. Skutek będzie oczywiście ten, że po pewnym czasie stężenia znowu się wyrównają, prąd ów „wtórny" i wszelkie działania elektromotoryczne znikną.

Opisane tu zjawisko jest najprostszym, a zarazem typowym przykładem t. zw. polaryzacyi galwanicznej. Spolaryzować jaki przyrząd elektryczny (woltametr) znaczy to wytworzyć w nim działanie elektromotoryczne — obdarzyć go „biegunami", skąd nazwa — tym sposobem, że się przezeń przepędza przez pewien czas prąd elektryczny ze źródła zewnętrznego.

Przyrząd spolaryzowany, zdolny wytwarzać przez pewien czas prąd elektryczny, zaopatrzony został widocznie w pewien określony zapas energii. Ponieważ prąd pierwotny mógł tę energię nagromadzić tylko w ten sposób, że przezwyciężał w nim wsteczną, bierną siłę elektromotoryczną, przeto siła elektromotoryczna polaryzacyi S' musi mieć koniecznie kierunek przeciwny tej sile elektromotorycznej S, która wytwarzała prąd pierwotny. Już w czasie przepływu prądu pierwotnego występowała tedy

i wzmagała się stopniowo wsteczna siła elektromotoryczna S' polaryzacyi. Natężenie pierwotnego prądu, w czasie polaryzowawania, czyli, jak się niekiedy mówi, „nabijania" woltametru, wyraża się zatem zawsze wzorem:

$$i = \frac{S - S'}{r},$$

w czem r oznacza całkowity opór obwodu. S' jest z początku zerem, następnie wzrasta stopniowo — w miarę powiększania się nierówności stężeń — lecz nie może oczywiście nigdy przewyższyć S; znaczyłoby to, że prąd polaryzujący przezwyciężył i odwrócił samego siebie. W miarę wzrastania S' prąd polaryzujący, z początku silny, zmniejsza się stopniowo.

150. Teorya ogniwa koncentracyjnego. Działanie elektromotoryczne takiego spolaryzowanego woltametru, jego zdolność do wydawania przez pewien czas prądu, zależna jest widocznie od sztucznego, niezrównoważonego stanu, który wytworzyła praca prądu pierwotnego — od nagromadzenia nadmiaru elektrolitu (zdyssocyowanego, a więc jonów), w jednej z komór. Ta praca nagromadzona rozprószyłaby się nieużytecznie, gdyby stężenia wyrównały się przez zwykłą dyfuzyę; odbierając zaś prąd, wyrównywamy je w sposób odwracalny, odzyskujemy też włożoną pracę.

Nie jest zresztą rzeczą konieczną, żeby ta nierówność stężeń była wytworzona elektrolitycznie, przez prąd polaryzujący. Skutek będzie zupełnie ten sam, gdy zalejemy obie komory, około elektród, roztworami danej soli sporządzonymi sztucznie, o niejednakowem stężeniu. Przyrząd urządzony w ten sposób działa również elektromotorycznie i nazywa się ogniwem koncentracyjnem.

Dajmy nato, że w komorze anodowej A (fig. 187) spolaryzowanego woltametru, albo ogniwa koncentracyjnego, stężenie elektrolitu, cząsteczkowe, wynosi N_1 cząst. gram. w cm^3; w komorze katodowej mniej, N_2 cząst. gram. w cm^3. W rzeczywistości liczby cząsteczek obecnych w tych roztworach będą większe, wskutek ich dyssocyacyi. Przyjmiemy, jak w ust. 147, że elektrolit rozpada się na dwa tylko jony (jak właśnie $CuSO_3$ na $Cu^{\cdot\cdot}$ i SO_4'') i że roztwory w obu komorach są dostatecznie rozcieńczone, żeby liczby rzeczywiste cząsteczek można było przyjąć jako $2N_1$ i $2N_2$.

Przepędźmy teraz, przez ten woltametr, z zewnętrznego źródła, od anody do katody, F jednostek elektryczności (F oznacza stałą Faradaya). Na katodzie wydzieli się wtedy $\frac{1}{2}$ cząst. gram. miedzi, gdyż miedź jest dwuwartościowa; ogólnie oznaczymy liczbę cząsteczek gramowych katijonu, wydzielonych na katodzie literą f. Będzie tedy $f = \frac{1}{w}$, jeśli jony są w-wartościowe. Tyleż miedzi rozpuści się jednocześnie z anody. Zarazem zmieni się stężenie elektrolitu w obu komorach. Katodowa utraci, jak wiemy (ust. 143, wzór 5), $f' = f\frac{u'}{u' + u'}$ cząst. gram. soli. Anodowa utraci podobnież $f' = f\frac{u'}{u' + u'}$ cz. gr. soli przez ruch jonów; jednocześnie atoli wydzieli się w niej f cząst. gram. anijonu (SO_4), który, łącząc się z miedzią anody, odtworzy z powrotem f cząst. gram. soli. W ostatecznym wyniku w komorze anodowej przybędzie soli w ilości $f - f' = f \cdot \frac{u'}{u' + u'} = f'$ cz. gram., t. j. tyle właśnie, ile jej utraciła komora katodowa. Jeżeli roztwory są całkowicie niemal zdyssocyowane, wtedy przybytek, względnie ubytek f' cząst. gram. soli należy rozumieć jako przybytek, albo ubytek tyluż cząsteczek gramowych każdego z jonów.

Zwiększona przez te zmiany ilość soli w roztworze bardziej stężonym, na koszt rozcieńczonego, jest jednak powodem zwiększenia zapasu energii swobodnej w woltametrze. Wyrównanie powrotne różnic stężenia jest to przecież proces fizyczny, mogący odbywać się samodzielnie. Pokierowany odpowiednio, w sposób odwracalny, może on zawsze wydać pracę mechaniczną: wyda jej zawsze tę samą ilość, jakąkolwiekbyśmy wybrali drogę, byle droga ta była odwracalna, a przemiana odbywała w tej samej stałej temperaturze (tom II, ust. 84).

Owóż praca ta może być odzyskana np. przez zużytkowanie różnicy ciśnień osmotycznych p_1 i p_2 w obu komorach *), za pomocą stosownych wpółprzepuszczalnych tłoków. Z teoryi ciś-

*) Można zawsze przyjąć, że komory są tak duże, iżby zmiana stężeń i ciśnień osmotycznych, spowodowana przepływem F jednostek elektryczności, była zgoła nieznaczną; skutek prądu polegać będzie wtedy po prostu na przeniesieniu f' cz. gram. soli, t. j. $2f'$ cz. gr. jonów, z ciśnienia osmotycznego p_2, na ciśn. p_1.

nienia osmotycznego wiadomo, że praca ta oblicza się tak samo, jak praca rozprężającego się isotermicznie gazu. Przyjmiemy, że stężenia N_1 i N_2 elektrolitu w obu komorach są tak niewielkie, iżby można było obliczać ciśnienia osmotyczne wedle wzoru van't Hoffa (tom II, ust. 117, wzór I), mianowicie $p_1 = 82{,}1\, p_0 T \,.\, 2N_1$ w komorze anodowej, $p_2 = 82{,}1\, p_0 T \,.\, 2N_2$ w katodowej (czynnik 2 pochodzi stąd, że wskutek dyssocyacyi liczba cząsteczek jest w rzeczywistości zdwojona).

Przyrost energii swobodnej w woltametrze, spowodowany przepływem F jednostek elektryczności i wynikającem stąd zwiększeniem ilości soli w komorze anodowej, wynosić będzie tyle, ile pracy odzyskalibyśmy z powrotem, sprowadzając tę sól odwracalnie, do komory katodowej. Ona równa się tedy pracy, jaką zyskalibyśmy rozprężając $2f$ cząst. gram. jakiegokolwiek gazu doskonałego, z ciśnienia większego p_1 na mniejsze p_2, w temperaturze stałej T. Wartość tej pracy, jak już kilkakrotnie obliczaliśmy (np. zad. 167, w tomie II) wynosi:

$$L = 2f \,.\, 82{,}1\, p_0 T \log \frac{p_1}{p_2} = 2f \cdot 82{,}1\, p_0 T \log \frac{N_1}{N_2}.$$

Ażeby nagromadzić tę energię w woltametrze, prąd polaryzujący wykonać musiał tyleż pracy elektrycznej. Istotnie, prąd ten przezwyciężał wsteczną, bierną siłę elektromotoryczną S' woltametru, której wartości właśnie szukamy; wykonał więc podczas przepływu F jednostek elektryczności pracę $L = FS'$. Z porównania obu wartości L, podstawiając jeszcze $f = \frac{1}{w} \frac{u'}{u + u'}$, otrzymamy:

$$(15) \quad \ldots \quad S' = \frac{82{,}1}{wF} \cdot \frac{2u'}{u + u'} \cdot p_0 T \log \frac{N_1}{N_2}.$$

Taką wartość mieć musi siła elektromotoryczna ogniwa koncentracyjnego, złożonego z dwu elektród dodatnio-odwracalnych, z tego samego metalu, jeżeli stężenia elektrolitu na elektrodach są N_1 i N_2.

Przyjąwszy temperaturę $18^0 = 291^0$ bezwzgl. obliczamy wartość spółczynnika $\frac{82{,}1\, p_0 T}{F}$ (w układzie elektromagnet. $F = 9654$) jak następuje: $\frac{82{,}1 \,.\, 1013250 \,.\, 291}{9654} = 0{,}0251 \,.\, 10^8 = 0{,}025$ woltów. Ażeby jeszcze zastąpić logarytm naturalny *log* dogodniejszym do

rachunku dziesiętnym *Log*, należy pomnożyć ten spółczynnik przez znaną liczbę 2,30258... Będzie wtedy:

$$S' = \frac{0{,}058}{w} \cdot \frac{2u'}{u + u'} \operatorname{Log} \frac{N_1}{N_2}.$$

Siły elektromotoryczne ogniw koncentracyjnych nie zależą, jak widać, od stężeń samych, lecz od ich stosunku. Są w ogóle bardzo drobne, ale ważność ich w teoryi ogniw jest wielka.

Przykład. W komorze anodowej roztwór siarczanu miedziowego: 10 *gr* w litrze; w katodowej 1 *gr* w litrze. Elektrody miedziane. Obliczyć S'. Naprzód mamy: $N_1 : N_2 = 10$, $\operatorname{Log} 10 = 1$, $w = 2$, $\frac{u'}{u + u'} = U' = 0{,}6$ (ust. 143); stąd: $S' = 0{,}035$ woltów.

151. Prężność roztworcza. Teorya sił elektromotorycznych. Zasady termodynamiki, zastosowane wyżej do teoryi ogniwa koncentracyjnego, dają odrazu wartość jego siły elektromotorycznej, nie są jednak zdolne wyjaśnić nam wewnętrznego mechanizmu takiego ogniwa — nie czynią one tego nigdy. Jakie działania składają się na siłę elektromotoryczną daną przez wzór 15, jak ona powstaje, o tem pouczy nas szczegółowsza od zasady energii teorya jonów.

Weźmy pod uwagę ogniwo koncentracyjne (fig. 187), otwarte, złożone np. z płyty miedzianej A (potencyał jej $= s_1$), zanurzonej w roztworze siarczanu miedziowego o stężeniu N_1 cząst. gram w cm^3 (potencyał tego roztworu $= s'_1$); z drugiej płyty miedzianej K (potencyał s_2) w roztworze bardziej rozcieńczonym tejże soli, N_2 cząst. gram. w cm^3 (potencyał s'_2); nakoniec z szyjki łączącej obie komory, wypełnionej tym samym roztworem, o stężeniu malejącem stopniowo od wartości N_1 na jednym końcu, do N_2 na drugim.

Siła elektromotoryczna S' tego ogniwa, wyrażona przez wzór (15), równa napięciu między elektrodami A i K, składa się widocznie z następujących części:

$$S' = s_1 - s_2 = (s_1 - s'_1) + (s'_1 - s'_2) - (s_2 - s'_2) \quad . \quad . \quad (16)$$

Pierwsza i trzecia są to siły elektromotoryczne czynne na powierzchniach zetknięcia się metalu z roztworami jego soli, więcej i mniej stężonym — obie nieznane. Druga zaś $s'_1 - s'_2$ jest to

różnica potencyałów pomiędzy stężonym a rozcieńczonym roztworem tej samej soli. Ona pochodzi stąd, że równolegle do spadu stężenia, wzdłuż szyjki, rozciąga się w roztworze pole elektryczne, którego natężenie E nauczyliśmy się obliczać w ust. 147. Między dwoma niezmiernie blizkimi siebie, równoległymi przekrojami M i M' tej szyjki, odległymi o l, w których stężenia cząsteczkowe roztworu mają jakieś dwie wartości N i N', również niezmiernie mało różne, istnieje różnica potencyałów (z wzoru 13):

$$El = -\frac{82{,}1\, p_0 T}{wNF} \cdot \frac{u \cdot - u'}{u \cdot + u'} (N - N').$$

W roztworze bardziej stężonym potencyał jest wyższy, jeżeli (jak w przypadku $CuSO_4$) ruchliwszym jest jon ujemny. Podzielmy całą długość szyjki na podobne króciutkie odcinki l, dodajmy do siebie wszystkie odpowiadające im różnice potencyałów; suma ta będzie szukanem $s'_1 - s'_2$.

Obliczenie sumy takich wyrazów wykonywaliśmy już kilkakrotnie. Wyobraźmy sobie np. masę gazu zajmującą objętość N, pod ciśnieniem $-\frac{82{,}1\, p_0 T}{wF} \cdot \frac{u \cdot - u'}{u \cdot + u'} \cdot \frac{1}{N}$, odwrotnie proporcyonalnem do objętości. Wyrażenie powyższe El przedstawiałoby w tem założeniu pracę, potrzebną do zmniejszenia objętości tego gazu z N, na cokolwiek mniejszą N'. Suma podobnych wyrażeń, zaczynająca się od objętości N_2, kończąca na N_1 (według znanego wzoru na pracę zgęszczenia gazu), będzie zatem:

$$s'_1 - s'_2 = -\frac{82{,}1\, p_0 T}{wF} \cdot \frac{u \cdot - u'}{u \cdot + u'} \cdot \log \frac{N_1}{N_2}.$$

Po strąceniu obliczonej w ten sposób różnicy $s'_1 - s'_2$ od całego S', danego przez wzór (15), zostanie:

$$(s_1 - s'_1) - (s_2 - s'_2) = \frac{82{,}1\, p_0 T}{wF} \log \frac{N_1}{N_2}.$$

Przyjmiemy, jak w ust. 150, temperaturę 18°, $T = 291$; wartość spółczynnika będzie wówczas, jak tam obliczono: 0,058 woltów, przy użyciu logarytmów dziesiętnych. Zastąpimy nadto stosunek stężeń $N_1 : N_2$ równym mu stosunkiem ciśnień osmotycznych $p_1 : p_2$, czy to soli, czy katijonów, czy anijonów (przyjęliśmy bowiem roztwór całkowicie niemal zdyssocyowany), znajdziemy wtedy:

$$(s_1 — s'_1) — (s_2 — s'_2) = \frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{p_1}{p_2}.$$

Nie otrzymaliśmy wprawdzie oddzielnie różnic potencyałów: $s_1 — s'_1$, albo $s_2 — s'_2$, między metalem, a roztworami jego soli, różnego stężenia; dowiedzieliśmy się tylko, o ile różnić się będą te siły elektromotoryczne, gdy zanurzymy metal raz w bardziej stężonym, drugi raz w rozcieńczonym roztworze jego soli.

Nie posiadamy dotychczas pewnego sposobu zmierzenia oddzielnej siły elektromotorycznej, czynnej na jednej powierzchni zetknięcia metalu z roztworem jego soli. Wszelako uwagi godne przypuszczenie uczynił Nernst odnośnie do tej wielkości. Zważywszy, że powyższą różnicę dwu sił elektromotorycznych można napisać pod następującą postacią:

$$(s_1 — s'_1) — (s_2 — s'_2) = — \frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p_1} — \left(— \frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p_2}\right),$$

w czem P oznacza nieznaną na razie liczbę stałą, zależną od rodzaju metalu, Nernst przyjmuje, że pierwszy z wyrazów po stronie prawej przedstawia właśnie $s_1 — s'_1$, drugi $s_2 — s'_2$. W ogóle tedy, jeżeli metal jaki M dotyka się roztworu R własnej jakiej soli, w którym jony tegoż metalu mają prężność osmotyczną p, różnica potencyału między metalem a roztworem wyrażałaby się wzorem $s — s' = — \frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p}$, zatem siła elektromotoryczna M/R, liczona w kierunku od metalu do roztworu, byłaby:

$$M/R = + \frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p} \text{ woltów} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Wielkość P nazwano „prężnością roztwórczą" metalu. Można jej nadać bardzo przejrzyste znaczenie fizyczne. Jeśli wrzucę kawałek cukru do roztworu zawierającego już cukier, wówczas cząsteczki cukru stałego będą przechodziły do roztworu aż do „nasycenia", t. j. aż do chwili, gdy ciśnienie osmotyczne p cukru w roztworze urośnie do tego stopnia, iż zatamuje dalsze rozpuszczanie się stałego. Tę wartość ciśnienia osmotycznego, oznaczmy ją przez P, nazwiemy prężnością roztwórczą cukru stałego; ona jest miarą dążności, jaką cukier stały okazuje do przechodzenia w stan roztworzony. Gdyby roztwór był z początku przesycony, t. j. gdyby miał ciśnienie osmotyczne p przewyż-

szające prężność roztwórczą P, wtedy przeciwnie, na zanurzonym kawałku cukru stałego wydzieliłby się, w formie stałej, nadmiar rozpuszczonego. W obu przypadkach, po ustaleniu się równowagi, będzie $p = P$, albo, jak też można napisać: Log p = Log P.

Metale okazują również dążność do przechodzenia w stan roztworzony. Wiemy jednak (ust. 134), że one przechodzą w roztwór w postaci jonów dodatnich. Jeżeli tedy zanurzę np. kawałek cynku Zn (fig. 188) w roztworze jakiej soli cynkowej, zawierającej już (wskutek dyssocyacyi), obok jakichkolwiek anijonów, także swobodne jony Zn', wówczas pewna liczba jonów cynku przejdzie z metalu w roztwór — albo naodwrót, pewna liczba wystąpi z roztworu i osadzi się na stałym cynku, zależnie od tego, czy ciśnienie osmotyczne p jonów Zn' w roztworze było mniejsze, czy większe od prężności roztwórczej P cynku.

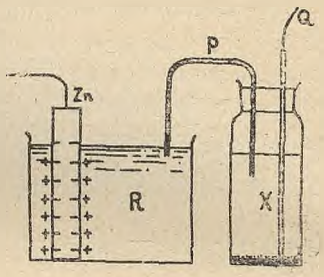


Fig. 188.

Warunkiem ustalonej równowagi nie będzie jednak teraz bynajmniej $p = P$, jak w przypadku elektrycznie neutralnych cząsteczek cukru. Obok sił molekularnych wystąpią bowiem elektryczne. Przejście jonów metalu w roztwór, albo wystąpienie ich z roztworu, wytworzy natychmiast różnicę potencyałów między metalem a roztworem. Naboje jonów są zaś tak wielkie, w stosunku do ich masy, że przejście niedostrzegalnie małej ich masy wystarczy już do wytworzenia znacznej różnicy potencyałów.

Jeżeli było początkowo $p < P$, wtedy jony przejdą z metalu w roztwór; roztwór zyska nabój dodatni, metal zaś zostanie z nabojem ujemnym. Przyciąganie ujemnego metalu zatamuje jednak natychmiast dalsze uchodzenie zeń katijonów, zanim jeszcze ciśnienie osmotyczne p katijonów w roztworze zdąży dostrzegalnie się powiększyć. Prężność roztwórcza P metalu będzie wtedy zrównoważona, na jego powierzchni, nietylko ciśnieniem osmotycznem p, lecz także działaniem elektrycznem, wynikającem z wytworzonej różnicy potencyałów M/R. W ten sposób można zatem wytłómaczyć znaczenie powyższego wzoru Nernsta, który napiszemy w tym przypadku w postaci:

$$\text{Log } P = \text{Log } p + \frac{w}{0{,}058} \cdot M/R.$$

Mogą jednakże być metale mające prężność roztwórczą tak małą (prawdopodobnie należą do nich miedź i rtęć, patrz niżej), że nawet słaby stosunkowo roztwór ich soli odpowiada już przypadkowi $p > P$. W chwili zetknięcia z roztworem jony wystąpią z roztworu i naelektryzują taki metal dodatnio. Prężność roztwórcza, wspomożona różnicą potencyałów, uczyni dopiero równowagę prężności osmotycznej p.

W obu przypadkach znaczenie rozstrzygające mają tylko jony danego metalu; inne jony obecne w roztworze, np. anijony użytej soli, nie mają wpływu na wartość siły elektromotorycznej M/R, co też doświadczenie potwierdza. Siły elektromotoryczne między metalem a roztworem nie zawierającym jonów tego metalu, np. $Zn/H_2SO_4\,aq$ byłyby zupełnie nieokreślone. W rzeczywistości jednak prężność roztwórcza wpędzi natychmiast do roztworu pewną liczbę jonów Zn, wskutek czego potencyał przyjmie wartość określoną i stałą.

Prężności roztwórczej metali nie będziemy mogli obliczyć dopóty, dopóki nie znajdzie się sposób mierzenia oddzielnych różnic potencyału, albo sił elektromotorycznych M/R. Łatwo zrozumieć, dlaczego różnic takich nie można mierzyć wprost elektrometrem. Chcąc to uczynić musielibyśmy połączyć jedną elektrodę elektrometru z metalem M, ale drugą wypadałoby zanurzyć w roztworze R. Otóż w tem miejscu wprowadzilibyśmy nową nieznaną siłę elektromotoryczną X (nie mówiąc już nic o zetknięciach różnych metali, na których siły elektromotoryczne są według wszelkiego prawdopodobieństwa znikomo małe — ust. 133). Elektrometr wskazałby nam nie M/R, lecz sumę $M/R + X$.

Zazwyczaj mierzy się też tylko takie sumy, dbając jedynie o to, żeby nieznane X było przynajmniej stałe. W tym celą łączy się roztwór R z elektrometrem przez pośrednictwo znanej nam już „elektrody normalnej" (ust. 134 *b*, fig. 181). Rurkę szklaną P (fig. 188) tej elektrody, napełnioną roztworem wodnym chlorku potasowego (1 cz. gr. w litrze) zanurzamy w roztworze R; metal badany M i drucik platynowy Q, wiodący od rtęci znajdującej się w elektrodzie, łączymy z elektrometrem, albo z woltmetrem. Wychodzi się przytem z założenia, że zetknięcie: „roztwór KCl — roztwór R" nie wprowadza już znaczniejszej siły elektromotorycznej, zaczem przemawia to, że siły elektromotoryczne między elektrolitami wynikają tylko z nierównej ruchliwości jonów, są przeto tak małe, jak siły między stężonymi a rozcieńczonymi roztworami tej samej soli (ust. 150).

Jako przykłady znalezionych tą drogą oddzielnych sił elektromotorycznych przytaczamy następujące: Cynk/roztwór jakiejkolwiek soli cynkowej o stężeniu normalnem (1 cz. gr. w litrze) $+ X = 1{,}05$ woltów; miedź/takiż roztwór soli miedziowej $+ X = -0{,}04$ wolt; wodór rozpuszczony w elektrodzie platynowej/roztwór jakiegokolwiek kwasu, normalny względem jonów wodoru $+ X = 0{,}28$ wolt.; chlor/roztw. norm. jonów chloru $+ X = - 1{,}12$ wolt. i t. d.

Elektrometr kapilarny. Nie brakło zresztą usiłowań zmierzających do wyznaczenia bezwzględnej wartości oddzielnych sił elektromotorycznych między metalami i elektrolitami. Poznalibyśmy je wszystkie, gdybyśmy zdołali zmierzyć bodaj jedną z nich, np. nieznane X, tkwiące w elektrodzie normalnej.

Jedna z takich prób opierała się na zjawisku, które także niezależnie od tego zastosowania jest godne poznania, gdyż stanowi zasadę użytecznego narzędzia mierniczego, t. zw. elektrometru kapilarnego. Zjawisko rzeczone polega na tem, że napięcie powierzchowne (kapilarne) powierzchni rtęci zmniejsza się, ilekroć na powierzchnię tę nalejemy roztworu jakiej soli rtęciowej. Niewątpliwie chodzi tu właśnie o wpływ swobodnych jonów rtęci w roztworze. W najprostszej postaci elektrometr taki jest to naczyńko szklane złożone z pionowej włoskowatej rurki cd (fig. 189), połączonej z jednej strony ze zbiornikiem szerszym M, napełnionym rtęcią, z drugiej również ze zbiornikiem szerszym W, zawierającym rozcieńczony kwas siarczany, a u spodu, w N, znowu rtęć. Obie masy rtęci, w M i N, przedzielone elektrolitem W, stanowią rodzaj woltametru, w którym jedna elektroda, mianowicie menisk K rtęci w rurce włoskowatej, jest bardzo mała, druga A stosunkowo duża. Przy spółudziale tlenu atmosferycznego, znajdującego się zawsze w kwasie, tenże rozpuszcza w sobie ślady rtęci, tworząc roztwór niemal nasycony siarczanu rtęciawego (soli niezmiernie trudno rozpuszczalnej). Odpowiednio do stężenia tego roztworu napięcie powierzchowne rtęci przyjmuje też pewną określoną wartość (nieco mniejszą od zwyczajnej); menisk K w rurce okazuje pewną depressyę względem zwierciadła rtęci w M.

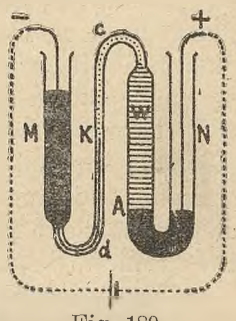


Fig. 189.

Przyłóżmy teraz do elektród M i N niewielkie napięcie zewnętrzne S, w takim kierunku, żeby menisk K był katodą. Elektroliza soli

rtęciawej mieć będzie ten skutek, że wytworzy się znana nam różnica stężeń roztworu tej soli u obu elektrod. Pewna malutka ilość tej soli przybędzie w komorze anodowej W — co wobec wielkich jej rozmiarów mieć będzie wpływ całkiem nieznaczny na stężenie roztworu. Taka sama ilość ubędzie jednak w wąziutkiej komorze katodowej i tutaj stężenie zmniejszy się bardzo wydatnie. Wskutek tego powiększy się też napięcie powierzchowne rtęci i jej depressya; menisk K skoczy na dół.

Ciśnienie osmotyczne jonów rtęci, pierwotnie wszędzie równe p_1, przyjmie około katody K wartość znacznie mniejszą p_2, której dyfuzya w wązkiej kapilarze nie zdąży rychło wyrównać. Utworzy się zatem ogniwo koncentracyjne; inaczej mówiąc przyrząd spolaryzuje się, i polaryzować się będzie coraz więcej, dopóki jego wsteczna siła elektromotoryczna S', wytworzona przez różnicę stężeń, nie dojdzie do wartości S siły przyłożonego źródła prądu; wtedy będzie $S' = S$, prąd polaryzujący zostanie zatamowany. W obec małości elektrody K nastąpi to niemal w jednej chwili.

Mamy tedy przyrząd, nieprzepuszczający na trwałe prądu, w którym wskazówka K (menisk) odchyla się więcej lub mniej, zależnie od wysokości przyłożonego napięcia S — a więc elektrometr.

Siła elektromotoryczna wsteczna S' spolaryzowanego w ten sposób przyrządu, składa się, jak wiemy, z trzech części: $s_2 - s'_2 = -\frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p_2}$ na katodzie, $s_1 - s'_1 = -\frac{0{,}058}{w} \operatorname{Log} \frac{P}{p_1}$ na anodzie, i z trzeciej części $s'_1 - s'_2$ w samym elektrolicie, którą można opuścić, gdyż, jak wiadomo, liczy się ona zaledwie na milliwolty.

Jeżeli weźmiemy zewnętrzne S dostatecznie wielkie (około 0,95 wolta) wtedy zdarzy się, że p_2 zmaleje do tego stopnia, iż stanie się równe P, t. j. prężności roztwórczej rtęci. Pierwsza z tych trzech części będzie wtedy zero ($\operatorname{Log} 1 = 0$); przyłożone znane S równać się będzie zatem części drugiej, sile elektromotorycznej na anodzie, t. j. różnicy potencyałów oddzielnego zetknięcia: rtęć/roztwór soli rtęciawej nasycony. Zmierzona w ten sposób, umożliwi nam z łatwością mierzenie wszelkich innych sił elektromotorycznych.

Chodziłoby tylko o to: poczem poznamy, że spełniła się właśnie równość $p_2 = P$? Tutaj teorya staje się poniekąd hipotetyczną. Skoro będzie $p_2 = P$, wtedy także $s_2 = s_2'$; między katodą a elektrolitem nie będzie żadnej różnicy potencyałów, nie będzie też podwójnej warstwy elektrycznej na ich granicy. Helmholtz przypuszcza, że ta warstwa elektryczna jest właśnie powodem zmniejszenia napięcia powierzchownego. Siły molekularne usiłują kurczyć powierzchnię rtęci,

podczas gdy usadowione na niej naboje elektryczne, odpychając się, dążą do jej rozciągnięcia, przeciwdziałają więc napięciu włoskowatemu. Jeśli niema warstwy podwójnej, t. j. gdy $s_2 = s'_2$, a zarazem $p_2 = P$, wtedy działanie sił molekularnych nie będzie wcale uszczuplone, napięcie powierzchowne i depressya w rurce włoskowatej powinny mieć największą możebną wartość. Widać bowiem, że zastosowanie jeszcze większego S zmniejszyłoby p_2 jeszcze bardziej, poniżej P; $\text{Log}\ \frac{P}{p_2}$ zmieniłby znak, co znaczy, że wytworzyłaby się znowu warstwa podwójna, przeciwnego jednak znaku; depressya menisku, przekroczywszy owo maximum, znowuby się zmniejszała.

Owóż doświadczenie potwierdza istotnie, że powyżej $S = 0{,}95$ woltów depressya na elektrometrze kapilarnym zaczyna znowu maleć. Gdyby zatem teorya powyższa była słuszną, wartość 0,95 woltów oznaczałaby naturalną różnicę potencyałów między rtęcią, a roztworem jej soli (na rtęci potencyał jest wyższy). W tem założeniu znaleziono, że siła elektromotoryczna elektrody normalnej wynosi $X = 0{,}62$ woltów — w kierunku od rtęci do roztworu KCl.

152. Teorya osmotyczna ogniw. Cynk, wprowadzony w zetknięcie z roztworem np. siarczanu cynkowego, wpędza w roztwór, mocą swej prężności roztwórczej, pewną małą liczbę jonów cynkowych (fig. 188), poczem następuje równowaga, gdyż nadmiar dodatnich jonów w roztworze nie dopuszcza ich więcej z metalu. Gdybyśmy jednak znaleźli sposób ciągłego usuwania z roztworu tych (albo innych) jonów dodatnich — albo też ciągłego wprowadzania do roztworu jakichkolwiek jonów ujemnych — prężność roztwórcza mogłaby działać nieprzerwanie, otrzymalibyśmy nieustanny prąd elektryczny.

Tak dzieje się właśnie w ogniwach tego typu, jak ogniwo Daniella, złożonych z dwu różnych dodatnio-odwracalnych elektród, złączonych naprzeciw siebie. Prężność roztwórcza miedzi, P', jest mniejsza aniżeli cynku, P. Skoro tedy połączymy drutem biegun miedziowy z cynkowym, dodatnia elektryczność odpływa z miedzi, jony $Cu^{\cdot}$ występują z roztworu, a na ich miejsce prężność roztwórcza cynku wpędza w elektrolit coraz to nowe jony $Zn^{\cdot}$.

Pomijając słabe działanie elektromotoryczne na zetknięciu siarczanów cynku i miedzi, wyrazimy siłę elektromotoryczną takiego ogniwa wzorem:

$$S = Zn/ZnSO_4 + CuSO_4/Cu = \frac{0{,}058}{2}\left(\text{Log}\,\frac{P}{p} - \text{Log}\,\frac{P'}{p'}\right)$$

Według danych poprzedzającego ustępu czyni to:

$$S = (1{,}05 - X) - (-0{,}04 - X) = 1{,}09 \text{ woltów},$$

zgodnie z doświadczeniem.

W ogniwach tego typu, jak Westona, Clarka i t. p. ciągły prąd jonów z elektrody dodatnio odwracalnej (kadmowej, albo cynkowej) umożliwiony jest znowu tem, że złączona z nią ujemnie-odwracalna posyła wciąż do roztworu jony ujemne.

153. Napięcie elektrolityczne. Jakkolwiek nie znamy z niewątpliwą pewnością bezwzględnej wartości siły elektromotorycznej M/R, pędzącej np. dodatnie jony $Zn^{\cdot}$ w roztwór soli cynkowej, to jednak zrozumiemy natychmiast, że chcąc jony te wpędzić z powrotem z roztworu w metal, wbrew jego prężności roztwórczej, t. j. wydzielić elektrolitycznie cynk z roztworu, musielibyśmy zastosować na danej elektrodzie siłę elektromotoryczną zewnętrzną, działającą w przeciwnym kierunku, a mającą co najmniej wartość $M/R = 1{,}05 - X$ woltów, w przypadku cynku $-0{,}04 - X$ wolt. w przypadku miedzi i t. d. Elektrolityczne wydzielanie jonów wymaga zatem zastosowania pewnego minimum napięcia zewnętrznego: napięcie powinno być co najmniej równe sile elektromotorycznej czynnej między tymi jonami, a substancyą, z której one powstały. Źródło zewnętrzne, któreby nie posiadało dostatecznej siły elektromotorycznej, nie będzie wogóle zdolne przepędzić prądu przez dany elektrolit.

Rozumie się zresztą, że należy wziąć w rachubę siły elektromotoryczne występujące na obu elektrodach woltametru. Przyłączmy np. do woltametru napełnionego roztworem siarczanu cynkowego $ZnSO_4aq$, między elektrodami platynowemi, bateryę o sile elektromotorycznej 1 albo nawet 2 woltów. Okaże się, że prąd, w pierwszej chwili silny, spadnie rychło niemal do zera. Woltametr spolaryzuje się — przez ślady wydzielonych na elektrodach produktów elektrolizy (Zn i O) — i nie przepuści prądu. Dopiero baterya o sile elektromotorycznej 2,45 woltów, lub więcej, będzie zdolna podtrzymać trwały prąd i ciągłą elektrolizę.

Jeżeli wtedy zmierzymy, za pomocą elektrometru (albo woltmetru) i elektrody normalnej (ust. poprz.) skoki potencyału między elektrodami A i K (fig. 190) i roztworem, znajdziemy, że na katodzie K, pokrywającej się cynkiem, skok wynosić będzie $K/R + X = 1{,}05$ woltów, t. j. tyle właśnie, ile wynosi czynna tu siła elektromotoryczna Zn/R; na anodzie, wydzielającej tlen, znajdziemy w tym przypadku skok $A/R + X = -1{,}40$, co istotnie czyni razem, na obu elektrodach $K/R + R/A = 2{,}45$ woltów. Je-

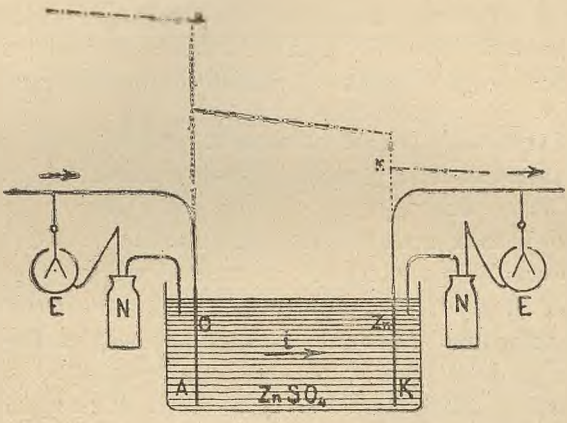


Fig. 190.

żeli prąd i ma znaczniejsze natężenie, a opór woltmetru wynosi r, wtedy do powyższej różnicy potencyałów należy doliczyć jeszcze napięcie ir, potrzebne do przezwyciężenia oporu elektrolitu. Zewnętrzne źródło prądu powinno wtedy dostarczyć ogółem napięcia $2{,}45 + ir$ na elektrodach woltametru.

Podobnież w roztworze siarczanu miedziowego, który, jak poprzedni, wydziela tlen na anodzie platynowej, znajdziemy, jako minimum elektrolitycznego napięcia, znowu $R/A = 1{,}40 + X$ na anodzie, i $K/R = -0{,}04 - X$ na katodzie, gdyż tyle wynosi skok potencyału na miedzi. Elektroliza siarczanu miedziowego może zatem już być uskutecznioną napięciem $1{,}40 - 0{,}04 = 1{,}36$ wolt.

Mieszanina siarczanów, cynkowego i miedziowego, wydzielać tedy będzie pod napięciem od 1,36 do 2,45 woltów tylko miedź, powyżej tej granicy oba metale razem (mosiądz).

Do rozkładu wody, zadanej jakimkolwiek kwasem tlenowym, albo ługiem potasowym, albo np. siarczanem sodowym, po-

trzebne będzie napięcie, jak wyżej, 1,40 wolt. na anodzie, gdyż wszystkie te elektrolity wydzielają tu tlen; na katodzie, gdzie występuje wodór, potrzeba (ust. 151) 0,28 wolt. — razem tedy 1,68 woltów.

Inaczej będzie, jeżeli na jednej elektrodzie wydzielają się te same jony, które na drugiej wchodzą w roztwór (np. siarczan miedziowy między elektrodami miedzianemi). Źródło zewnętrzne nie spotka wtedy żadnego elektromotorycznego przeciwdziałania, gdyż siły elektromotoryczne na elektrodach, równe, a przeciwnie skierowane, znoszą się. Woltametr taki nie polaryzuje się — albo, co najwyżej, polaryzuje się tylko o tyle, o ile przez elektrolizę wytwarza się nierówność stężeń roztworu około elektród. Napięcie elektrolityczne takiego woltametru będzie zero, albo bardzo przybliżenie zero — prąd nie wytwarza też w nim energii chemicznej, przenosi tylko miedź z jednego miejsca na drugie.

154. Ogniwa wtórne. Akumulatory. Do trwałego rozkładania wody, zakwaszonej np. kwasem siarczanym, między elektrodami platynowemi, potrzebujemy, jak wspomniano wyżej, napięcia co najmniej 1,68 woltów. Nagromadzone na elektrodach i w elektrodach gazy, tlen i wodór, dążąc do przejścia z powrotem w stan jonów ($H_2 = H' + H$; $O_2 + 2H_2O = 4OH'$) nadają tym elektrodom, pierwotnie obojętnym, własności elektromotoryczne. Woltametr przez nie spolaryzowany staje się t. zw. ogniwem wtórnem (w tym przypadku gazowem), nabywa zdolności wydawania prądu, w kierunku przeciwnym pierwotnemu, polaryzującemu prądowi, dopóty, dopóki starczy zapasu nagromadzonych gazów. Ogniwa wtórne nazywają także ogólnie akumulatorami, gdyż nagromadza się w nich praca elektryczna, pod postacią energii chemicznej.

Pod tym ostatnim względem wspomniany akumulator tlenowodorowy jest mało korzystny, wymaga bowiem do nabijania co najmniej 1,68 wolt., sam zaś daje tylko około 1,1 wolt. Różnica ta tłómaczy się tem, że do wydzielenia banieczek gazowego tlenu potrzebne jest silne przesycenie wody tlenem, a więc i napięcie znacznie wyższe od naturalnej elektromotorycznej siły, jaką na elektrodzie platynowej daje tlen, pozostający pod ciśnieniem atmosferycznem, wobec jonów OH'. Na drugiej elektrodzie różnica nie jest tak znaczna, dzięki temu, że platyna, zwłaszcza czerń platynowa, ma zdolność obfitego pochłaniania wodoru.

Skutkiem tej nieodwracalności jest znaczna strata pracy. Przepędzając bowiem e jednostek elektryczności, celem nagromadzenia pewnego zapasu gazów, musimy użyć pracy elektrycznej $1{,}68 \cdot e$ joulów; odzyskujemy jej zaś następnie tylko $1{,}1 \cdot e$ joulów.

Tej strony ujemnej nie okazują takie ogniwa wtórne, w których jony wydzielają się w postaci osadu stałego. Miedź np. wydziela się pod tem samem napięciem $-0{,}04 - X$, jakie daje sama, wracając do stanu jonów. Stałe osady nie rozpraszają się też z elektród przez dyfuzyę, co byłoby również stratą nagromadzonej energii.

W praktycznem zastosowaniu przyjął się jeden tylko akumulator, mianowicie ołowiowy. Elektrody jego, sporządzone z ołowiu możliwie rozdrobnionego i porowatego (siatki, kraty i t. p. wypełnione tlenowymi związkami ołowiu, które redukują się na ołów metaliczny, przez samą elektrolizę) zanurzone są w wodnym roztworze czystego kwasu siarczanego (około 20%). Podczas nabijania akumulatora, prądem zewnętrznym, jedna z elektród, anoda, okrywa się brunatnym osadem nierozpuszczalnego dwutlenku ołowiowego PbO_2, druga przyjmuje szarą barwę czystego ołowiu. Podczas rozbrajania prąd płynący przez sam akumulator wydziela na tej anodzie (która jest teraz płytą dodatnią ogniwa) jony wodoru, które, redukując dwutlenek, dają, przy spółudziale kwasu siarczanego, nierozpuszczalny siarczan ołowiowy i wodę: $PbO_2 + H_2 + H_2SO_4 = PbSO_4 + 2H_2O$. Na płycie ujemnej tworzy się jednocześnie również siarczan, pod wpływem jonów SO_4, według wzoru: $Pb + SO_4 = PbSO_4$. Z chwilą ujednostajnienia obu płyt akumulator jest całkowiaie rozbrojony.

Następne nabijanie utlenia z powrotem płytę dodatnią: $PbSO_4 + SO_4 + 2H_2O = PbO_2 + 2H_2SO_4$, redukuje ujemną: $PbSO_4 + H_2 = Pb + H_2SO_4$, poczem akumulator jest znowu uzbrojony w zapas energii chemicznej, zdolnej przeobrażać się w pracę elektryczną. Jak widać, każde nabijanie uwalnia, każde rozrozbrojenie wiąże kwas siarczany H_2SO_4; odpowiednio do tego zmienia się stężenie i ciężar właściwy roztworu w granicach dość obszernych; z pomocą areometru można też ocenić stopień rozbrojenia. Podczas rozbrajania zachodzi również pęcznienie płyt, gdyż tworzący się siarczan zajmuje większą objętość od PbO_2 i Pb, z których powstaje. Zbyt nagłe rozbrojenie (np. krótkie spięcie) bywa też powodem rozkruszania się płyt.

Akumulator ołowiowy nie pracuje również ściśle odwracalnie (głównie z powodu powstających różnic stężenia kwasu). Podczas rozbrajania napięcie jego spada zwolna od 1,9 do 1,85 woltów. Do nabijania natomiast potrzebne jest napięcie cokolwiek wyższe; ono rośnie stopniowo od 2 do 2,5 woltów, poczem proces ołowiowy jest ukończony, na elektrodach uchodzą niespożytkowane już gazy, tlen i wodór — akumulator kipi. Stosunek energii odzyskanej podczas rozbrojenia, do energii włożonej weń podczas nabijania, dochodzi jednak do 0,85.

Wysoka siła elektromotoryczna, mały bardzo opór wewnętrzny i niepoślednia sprawność ekonomiczna nadały akumulatorowi ołowiowemu pierwszorzędne znaczenie w elektrotechnice. W pracowniach wyrugował on również niemal doszczętnie inne typy ogniw.

155. Ogniwa stałe i odwracalne. Prąd dostarczany przez jakiekolwiek ogniwo płynie nietylko przez przewodnik zewnętrzny, lecz także przez samo ogniwo. Elektrolizując elektrolity wchodzące w skład jego, zmienia on z konieczności chemiczny ustrój ogniwa, a w następstwie tego jego siłę elektromotoryczną. Ogniwo Volty np. złożone z płyt cynkowej i miedzianej, w rozcieńczonym kwasie siarczanym ($H^{\cdot} + H^{\cdot} + SO''_4$) daje w pierwszej chwili około 1 wolta. Po złączeniu biegunów prąd idzie jednak przez roztwór od cynku do miedzi. Jony cynku wchodzą tedy w roztwór, a jony wodoru zostają zeń wyparte na płytę miedzianą. Rychło tedy działanie elektromotoryczne miedzi, wynoszące $-0{,}04 - X$, a więc ujemne, t. j. sprzyjające działaniu cynku, zostaje zastąpione działaniem wodoru: $+0{,}28 - X$, które mu przeszkadza. Siła elektromotoryczna ogniwa zniża się tedy o $0{,}28 + 0{,}04 = 0{,}32$ wolty, czyli, jak powiadamy, miedź polaryzuje się.

Sposoby zmierzające do urządzenia ogniw stałych, których siła elektromotoryczna byłaby niezależną od ilości wydanego prądu, polegają bądź to na zastosowaniu środków utleniających około płyty dodatniej (kwas azotowy w ogniwie Bunsena, dwutlenek manganu w ogniwie Leclanchégo, kwas chromowy i t. p.), bądź też na zastosowaniu dwu elektrolitów, tak dobranych, żeby mimo elektrolizy w ogniwie, skład chemiczny substancyi czynnych pozostał niezmieniony. Przykładem ogniwo Daniella:

$$Zn \mid ZnSO_4\,aq \mid CuSO_4\,aq \text{ stęż.} \mid Cu.$$
$$Zn \rightarrow \quad \leftarrow SO_4 \quad Cu \rightarrow$$

Jego stałość polega na tem, że jony cynku, wchodzące w roztwór, wypierają na płytę dodatnią, zamiast jonów wodoru, jednorodne z nią jony miedzi.

Ogniwa tego typu są nietylko stałe (niezupełnie zresztą, gdyż stężenie siarczanu cynkowego powiększa się podczas ich działania), one są zarazem odwracalne — podobnie jak akumulator; mogą być też zaliczone do akumulatorów. Jeżeli mianowicie przez ogniwo takie przepędzimy prąd ze źródła zewnętrznego, w kierunku przeciwnym własnej jego sile elektromotorycznej, wtedy jony miedzi wejdą napowrót w roztwór, jony cynku wystąpią zeń; wszystko wróci do pierwotnego stanu.

Ściśle odwracalnem, podobnie jak akumulator (ust. poprz.), może być tylko takie ogniwo, w którem ani gazy żadne nie uchodzą na zewnątrz, ani też nigdzie nie jest czynną dyfuzya.

156. Teorya termodynamiczna ogniw. Połączmy bieguny ogniwa mającego opór wewnętrzny R, drutem o oporze r, na czas tak długi, żeby przez obwód przeszło F jednostek elektryczności. W ogniwie zajdą wtedy przemiany chemiczne, w ilości 1-go równoważnika gramowego. W ogniwie Daniella np. rozpuści się $\frac{1}{2}\,Zn = 32{,}68\ gr$ cynku, na siarczan cynkowy, a jednocześnie z siarczanu miedziowego wydzieli się miedź, w ilości $\frac{1}{2}\,Cu = 31{,}78\ gr$. Wskutek tych reakcyi ogniwo postradało część swej energii chemicznej. Obie te reakcye jednoczesne są bowiem równoważne zastąpieniu 31,78 gr miedzi w siarczanie miedziowym, przez 32,78 gr cynku. Reakcya ta, przeprowadzona bez udziału prądu, przez proste strącenie miedzi przez cynk, w myśl wzoru: $\frac{1}{2}\,Zn + \frac{1}{2}\,CuSO_4 = \frac{1}{2}\,ZnSO_4 + \frac{1}{2}\,Cu$ wywiązałaby, jak okazały pomiary kalorymetryczne, $q = 25050$ grst. ciepła *). Ciała wypisane po prawej stronie wzoru są zatem o 25050 grst. uboższe w energię wewnętrzną od ciał stojących po lewej (w tej samej temperaturze, około 20°); jest przytem zupełnie obojętnem, czy przemiana jednych w drugie została uskuteczniona zwyczajnym chemicznym sposobem, czy też na drodze elektrycznej. Tyleż przeto energii tracą materyały składające ogniwo Daniella, podczas przejścia F jednostek elektryczności.

Jeżeli oznaczymy przez U_1 wartość, nieznaną zresztą, energii wewnętrznej ogniwa, przed przepuszczeniem prądu, przez U_2 jej

*) patrz tom II, zadanie 172.

wartość po niem, wtedy będzie $U_1 - U_2 = Jq$, jeżeli oprócz wymienionej, żadna inna zmiana nie zaszła w ogniwie. J jest dynamiczny równoważnik ciepła: $J = \frac{1}{0{,}2388}$ joulów na grst.

Jednocześnie atoli z tą zmianą chemiczną ogniwo wykonało pracę elektryczną FS, jeżeli S oznaczać będzie jego siłę elektromotoryczną. Gdyby praca ta była wykonaną wyłącznie kosztem zużytej energii wewnętrznej (chemicznej), wtedy mielibyśmy równanie: $U_1 - U_2 = Jq = FS$, z którego powinnaby wypaść na S wartość zgodna z rzeczywistą. Stosując to równanie do ogniwa Daniella obliczamy: $S = \frac{25050}{0{,}2388 \,.\, 96540} = 1{,}08$ woltów — w zupełnej zgodzie z doświadczeniem.

Zgodność ta, dostrzeżona w przypadku ogniwa Daniella, stała się powodem mniemania, jakoby praca elektryczna ogniw była zawsze dokładnym równoważnikiem zachodzącego jednocześnie w materyałach ogniwa ubytku wewnętrznej chemicznej energii, odpowiednio do równania $Jq = FS$. Mniemanie to okazało się się mylnem. Znaleziono bowiem ogniwa, które dając prąd, nietylko nie ubożeją, lecz przeciwnie, wzbogacają się w energię; inne znowu zużywają na pracę elektryczną część tylko swej energii chemicznej; jeszcze inne zużywają więcej. Widocznie tedy nietylko energia chemiczna q, lecz jakieś inne jeszcze źródło energii zasila ogniwo pracujące. W ogóle tedy będzie:

$$FS = J(q + Q),$$

w czem q i Q mogą być bądź dodatnie, bądź ujemne. Wyjątkowo tylko, jak w ogniwie Daniella, Q jest prawie zerem.

Doświadczenie uczy, że tem dodatkowem źródłem pracy elektrycznej jest ciepło zaczerpnięte przez ogniwo z otoczenia i z własnych swych materyałów. Wydając prąd, ogniwo czerpie ciepło Q z zewnątrz, jeżeli ciepło reakcyi chemicznych q nie wystarcza do pokrycia pracy elektrycznej. W przeciwnym razie oddaje na zewnątrz niezużytą nadwyżkę Q. Dając prąd oziębia się w pierwszym, ogrzewa w drugim przypadku.

Ciepło Q można zmierzyć kalorymetrem. Przypuszczam, że opór wewnętrzny R ogniwa jest tak mały, w porównaniu z zewnętrznym r, że ciepło Joula Q', zawsze równoważne pracy elektrycznej, $JQ' = FS$, wytwarza się wyłącznie niemal w oporze zewnętrznym. Jeżeli ogniwo takie zanurzę w kalorymetrze (np. lo-

dowym, żeby mieć stałą temperaturę) razem z drutem zewnętrznym r, wtedy kalorymetr wskaże mi $Q' - Q$, t. j. q — a więc ciepło reakcyi chemicznej, jakie otrzymałbym także bez pomocy prądu. Jeżeli natomiast zostawię r po za kalorymetrem, wtedy dostanę tylko $-Q$, a więc szukane dodatkowe ciepło.

W przypadku ogniw odwracalnych można to ciepło Q obliczyć na podstawie zasad termodynamiki, jak to okazali Gibbs i Helmholtz. Układ termodynamiczny, przechodzący ze stanu (1) do innego (2), w sposób odwracalny i isotermiczny, w temperaturze bezwzględnej T, wydaje przytem pracę L na koszt swej energii, nie wewnętrznej U, lecz swobodnej. Praca ta oblicza się (tom II, wyd. 2, ust. 84, wzór 3) według wzoru:

$$L = U_1 - U_2 + T\frac{\Delta L}{\Delta T}.$$

W przypadku ogniwa pracującego na motorze jakim, odwracalnie, a więc przy prądzie nieskończenie słabym, praca L mierzy się pracą elektryczną FS. Będzie zatem:

$$FS = Jq + FT\frac{\Delta S}{\Delta T}.$$

Wyrażeniem zewnętrznego ciepła jest tedy $Q = \frac{FT}{J}\frac{\Delta S}{\Delta T}$. Jego znak i wielkość zależą, jak widać, od wpływu, jaki temperatura wywiera na siłę elektromotoryczną S. Jeżeli przez ogrzewanie ogniwo staje się silniejszem, wtedy $\frac{\Delta S}{\Delta T} > 0$, a więc i $Q > 0$; dając tedy prąd w stałej temperaturze, ogniwo pobiera ciepło z otoczenia. Tylko takie ogniwa, których siła elektromotoryczna nie zależy wcale od temperatury $\left(\frac{\Delta S}{\Delta T} = 0\right)$, opędzają swą pracę całkowicie i wyłącznie ciepłem reakcyi chemicznej.

Zadania.

136) Obliczyć natężenie prądu stałego, który z roztworu wodnego azotanu srebrowego wydziela, w ciągu 35 minut, 0,9879 *gr* srebra.

Odp. 0,4207 *amp.*

137) Baterya butelek lejdejskich o łącznej pojemności 300 metrów, naelektryzowana napięciem 200 jedn. e. s. zostaje rozbrojoną

przez papierek napojony jodkiem potasu. Obliczyć ilość wydzielonego jodu.

Odp. $it = 0{,}002$ *kul.*; $m = 2{,}6 \cdot 10^{-6}$ *gr.*

138) Jak długo będzie trwało pokrycie miedzią powierzchni 20 cm^2, na grubość 0,5 *mm*, w kąpieli galwanoplastycznej, przedstawiającej opór 4 ohmów, jeżeli prądu dostarcza baterya n akumulatorów w rzędzie (każdy 2 wolty, opór znikomy)?

Odp. Przyjąwszy gęstość miedzi $= 8{,}9$, $t = \frac{15}{n}$ godzin.

139) Woltametr napełniony roztworem kwasu siarczanego, między elektrodami platynowemi, utracił w ciągu 20 minut 0,732 *gr* na wadze, wskutek przepędzenia przezeń prądu. Jakie było natężenie prądu?

Odp. Strata wodoru $= 0{,}00001036 \cdot i \cdot 1200$; strata tlenu 7,9365 razy większa; $i = 6{,}59$ *amp.*

140) Obliczyć objętość normalną gazu piorunującego, wywiązującego się z wody zakwaszonej, podczas przepływu 1 *kul.* elektryczności (gęstość norm. wodoru $= 0{,}000089873$, tlenu $= 0{,}0014294$).

Odp. 0,1741 cm^3.

141) W woltametrze wodnym chwytano wywiązujące się gazy w jednym spólnym eudyometrze. W ciągu 20 minut wywiązało się gazu piorunującego 90 cm^3, zmierzonych w temp. 15° (prężność pary kwasu $= 12{,}5$ *mm rt*) pod ciśnieniem barometrycznem 742 *mm rt*, zmniejszonem o słup kwasu wysokości 45 *mm* (cięż. wł. kwasu $= 1{,}12$). Obliczyć natężenie prądu.

Odp. 0,390 *amp.*

142) Woltametry miedziowy i srebrowy, włączone w jeden obwód wydzieliły: pierwszy 0,2225 *gr* miedzi, drugi 0,7552 *gr* srebra. Obliczyć ciężar atomowy miedzi, wiedząc, że srebro jest jedno-miedź dwuwartościowa, tudzież, że $Ag = 107{,}88$.

Odp. $\frac{2 \cdot 0{,}2225 \cdot 107{,}88}{0{,}7552} = 63{,}57.$

143) Obliczyć przewodnictwo elektryczne c 5% roztworu chlorku potasowego (cięż. cząst. 74,56, gęstość 1,031) na podstawie danych przewodnictw równoważnikowych (ust. 145, tab.) jego jonów, w założeniu, że roztwór tego stężenia jest całkowicie zdyssocyowany.

Odp. Stężenie cząsteczk. $N = \frac{5 \cdot 1{,}031}{100 \cdot 74{,}56}$; $c = N(64{,}7 + 65{,}4) = 0{,}090$ odwr. ohm. na *cm*.

144) Doświadczenie okazało, że przewodnictwo tego roztworu wynosi w rzeczywistości tylko 0,069. Obliczyć jego stopień dyssocyacyi.

Odp. $\frac{69}{90} = 77\%$.

145) Ciśnienie osmotyczne wodnego roztworu soli kuchennej, o stężeniu 0,1 cząst. gram. w litrze, wynosi 341,4 *cm rt* w temp. 18°. Obliczyć przewodnictwo elektryczne tego roztworu.

Odp. 0,0096 odwr. ohm. na *cm*.

146) Przewodnictwo równoważnikowe chlorku wapniowego w wodnym, niezmiernie rozcieńczonym roztworze wynosi 116,7. Obliczyć przewodnictwo równoważnikowe jonu $Ca^{\cdot\cdot}$.

Odp. 116,7 — 65,4 = 51,3.

147) Przyjąwszy, że prawdziwa wartość różnicy potencyałów między cynkiem, a roztworem soli cynkowej, zawierającym 1 cząst. gram. jonów $Zn^{\cdot\cdot}$ w litrze wynosi 0,43 wolty, obliczyć wartość prężności roztwórczej cynku.

Odp. $p =$ około 22 atm.; $Log\ P = \frac{2 \cdot 0{,}43}{0{,}058} + Log\,22$; $P =$ około 10^{16} atmosfer.

148) Obliczyć to samo dla miedzi.

Odp. 10^{-21} atmosfer.

149) Jak wielkiej potrzeba siły elektromotorycznej, do elektrolizowania stężonego kwasu solnego, między elektrodami platynowemi?

Odp. Około 0,28 + 1,12 = 1,4 woltów.

150) Ogniwo Daniella zaopatrzone jest w znaczny zapas siarczanu miedziowego i w laseczkę cynku, ważącą 50 *gr*. Ile elektryczności może ono na ogół wydać, w najlepszym razie?

Odp. Około 42 amperów godzinnych.

151) Siła elektromotoryczna między pewnym metalem M, a roztworem rozcieńczonym R jego soli (ciśn. osm. jonów $= p$) wynosi S. Ile wynosić ona będzie, jeżeli roztwór rozcieńczymy do dziesiątej części stężenia tamtego?

Odp. $\frac{0{,}058}{w}\left(Log\,P - Log\,\frac{p}{10}\right) = S + \frac{0{,}058}{w}$.

152) Jaki wpływ na siłę elektromotoryczną ogniwa Daniella mieć będzie rozcieńczenie siarczanu cynkowego, albo siarczanu miedziowego?

Odp. Pierwsze powiększy ją, drugie zmniejszy.

ROZDZIAŁ VI.

POLE MAGNETYCZNE.

157. Magnetyczne określenie pola. Natężenie magnetyczne. W całej przestrzeni otaczającej magnesy, albo prądy elektryczne, dają się wykazać działania dynamiczne na inne, zbliżone do tamtych magnesy, tudzież na przewodniki elektrycznych prądów. Całą tą przestrzeń nazywamy polem magnetycznem danego magnesu lub prądu. Ono niema kresu, rozciąga się w nieskończoność, aczkolwiek natężenie jego maleje pospolicie bardzo szybko, w miarę oddalania się od magnesu lub od prądu, który je wytwarza. Za pomocą czułej igły magnesowej (np. jak fig. 30, w ust. 18) można jednak wykazać działanie pola, np. pola miejskich przewodów elektrycznych, z odległości kilkudziesięciu i więcej metrów — tem większej, im silniejszy prąd lub magnes. W otoczeniu kuli ziemskiej igła magnesowa doznaje wszędzie działań dynamicznych, kierujących ją w określoną stronę; otoczenie to stanowi pole magnetyczne ziemskie.

Natężenie pola magnetycznego, w każdym jego punkcie, określimy dynamicznie, z pomocą magnetycznego bieguna jednostkowego, w sposób zupełnie podobny, jak w ust. 39, określiliśmy natężenie elektrycznego pola z pomocą bieguna jednostkowego elektrycznego. Umieśćmy w tym celu, w jakimkolwiek punkcie M (fig. 191), w pobliżu magnesu lub prądu elektrycznego, biegun magnetyczny dodatni (północny), np. koniec północny cienkiego magnesu linijnego (ust. 15, fig. 20, 21) — który powinien być tak długi, żeby drugi jego koniec, południowy, le-

żał daleko za obrębem pola, t. j. w miejscu, gdzie natężenie pola jest już zupełnie nieznaczne.

Niechaj m oznacza liczbę jednostek magnetyzmu, zawartego w tym biegunie, np. liczbę jednostek bezwzględnych (ust. 20). Sprawdzimy wtedy, że prąd, lub magnes, albo, jak będziemy zawsze się wyrażali, otaczające je pole magnetyczne, wywiera w każdym swym punkcie na ów biegun siłę P, określonego kie-

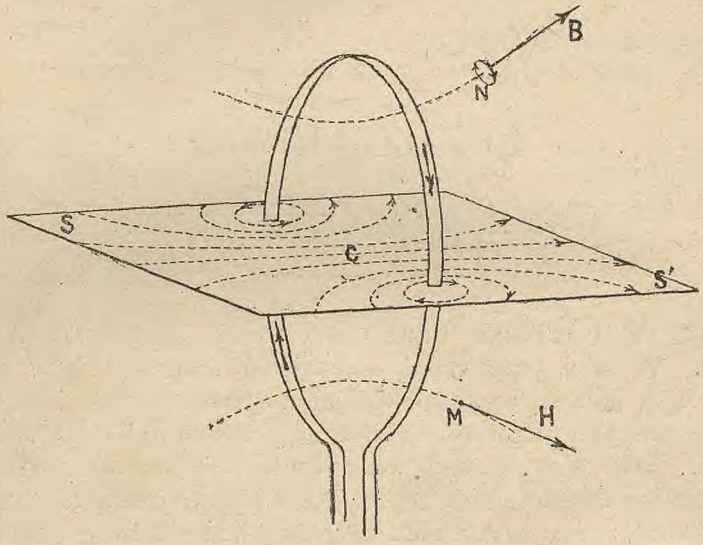


Fig. 191.

runku, o wielkości proporcyonalnej do ilości m magnetyzmu w tym biegunie próbnym, tak iż można napisać:

(1) . . . . . $P = Hm$,

w czem H oznacza spółczynnik niezależny od wyboru bieguna.

Siłę P wyrażać będziemy w dynach. Jej kierunek nazwiemy kierunkiem pola magnetycznego w badanym punkcie M; jej wielkość, odniesioną do jednostki magnetyzmu bieguna, t. j. stosunek $\frac{P}{m} = H$ natężeniem pola w tymże punkcie.

Na biegun magnetyczny ujemny (południowy) tej samej wartości bezwzględnej m, pole wywierałoby siłę $P = -mH$, tej samej wielkości, lecz w kierunku przeciwnym określonemu wyżej kierunkowi pola.

Natężenie pola magnetycznego zmienia się w ogólności, co do kierunku i wielkości, od punktu do punktu. Pole, na którego całym obszarze kierunek i wielkość natężenia są wszędzie jednakowe, nazywa się polem jednostajnem. Za jednostajne można np. uważać pole magnetyczne ziemi, na obszarze niewielkiego pokoju.

Pole magnetyczne istnieje także we wnętrzu ciał stałych, np. we wnętrzu kawałka żelaza, w magnesie stalowym, we wnętrzu ziemi. Ażeby określić, co się rozumie w tym przypadku przez kierunek jego i natężenie, należy wyobrazić sobie, że np. w ziemi wybrano długi, wązki chodnik lub kanalik, w takim kierunku, iżby siła P, wywierana na wprowadzony tam biegun próbny, była równoległa do osi chodnika. Długość chodnika powinna jednak być tak znaczna, w stosunku do jego średnicy, iżby można było zaniedbać wpływ biegunów wywołanych przez indukcyjne namagnesowanie materyału ścian, na obu zamykających go ściankach poprzecznych.

Jeżeli natężenie pola H było wymierzone w odniesieniu do bezwzględnej jednostki magnetyzmu, określonej w ust. 20, wówczas będzie ono wyrażone w mierze, którą, na cześć twórcy bezwzględnego układu miar magnetycznych, nazwano gaussem. Pole magnetyczne ma natężenie 1 gaussa, jeżeli na biegun jednostkowy bezwzględny wywiera siłę 1-ej dyny. Pole magnetyczne ziemskie w Polsce ma natężenie około 0,4 gaussów; jego składowa pozioma około 0,2. Najsilniejsze pola, otrzymywane sztucznie, za pomocą elektromagnesów, dochodzą do 40000 gaussów.

Prowadząc zwolna biegun próbny przez pole, zawsze w kierunku siły P, zakreślimy t. zw. linię magnetycznego natężenia. W każdym punkcie takiej linii, w ogóle zakrzywionej, pole magnetyczne mieć będzie kierunek do niej styczny. Każda linia taka ma określony kierunek przebiegu, ten mianowicie, w którym pole magnetyczne pędziłoby posadzony na niej biegun północny; zaznaczamy ten kierunek na liniach odpowiedniemi strzałkami. Snopy podobnych linii, nakreślone dość gęsto, dają nam wierny obraz geometryczny ustroju pola. Fig. 191 okazuje kilka takich linii w polu obwodu metalowego, przewodzącego prąd elektryczny.

Igła magnesowa, umieszczona w polu, ustawia się równolegle do przechodzącej przez dany punkt linii magnetycznej. Sztabka miękiego żelaza, położona wzdłuż linii takiej, magnesuje się in-

dukcyjnie, w kierunku podłużnym. Na tej zasadzie można też uwidocznić przebieg linii magnetycznych, za pomocą opiłek żelaznych, rozsianych na kartce papieru, albo na szybie szklanej. Po wstrząśnieniu szyby namagnesowane indukcyjnie kruszyny czepiają się siebie przeciwnymi biegunami i układają się w łańcuchy okazujące ustrój pola w jednym przekroju. *SS* na fig. 191 wyobraża taką kartkę z nakreślonemi liniami magnetycznemi.

158. Potencyał magnetyczny. Pędząc biegun próbny m (który wyobrażać sobie będziemy zawsze jako koniec długiego magnesu linijnego) siłą $P = mH$, pole magnetyczne wykonywa pewną pracę. Jeżeli tedy poprowadzimy biegun m z dowolnego punktu M pola, bardzo wolno, aż poza jego obręb, gdzie natężenie jest już znikomo małe, np. w nieskończoną dal, zyskamy zupełnie określoną ilość L (ergów) pracy. Będzie ona oczywiście proporcyonalna do ilości m magnetyzmu w biegunie, gdyż siła P jest do m proporcyonalna; można więc napisać:

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots L = um$$

W przypadku gdy pole jest stałe, t. j. gdy się nie zmienia z upływem czasu, praca ta będzie zgoła niezależna od wyboru drogi, po której prowadziliśmy biegun ten z M w nieskończoność (podobnie, jak odpowiednia praca w polu elektrycznem, ust. 47; albo w grawitacyjnem, tom I, ust. 125. W polu magnetycznem droga ta nie powinna jednak okrążać dookoła żadnego prądu elektrycznego, jak się to okaże w ust. 194). Nie może też praca L zależeć od rodzaju ośrodków, przez które droga bieguna m prowadzi. W przeciwnym razie byłoby możliwem „perpetuum mobile" magnetyczne, jak to objaśniliśmy w ust. 47, w zastosowaniu do pola elektrycznego. Stosunek $\frac{L}{m} = u$ wyraża zatem pewną określoną cechę wybranego punktu M pola; stosunek ten, równy ilości pracy, którą możnaby zyskać, spuszczając z danego punktu pola jednostkę dodatnią magnetyzmu w nieskończoną dal, nazywa się potencyałem magnetycznym w uważanym punkcie M pola.

Zysk pracy, odpowiadający spuszczeniu dodatniego (zawsze) bieguna w dal, może niekiedy być ujemnym. Jeżeli np. punkt M leży tuż obok południowego bieguna jakiego magnesu, biegun

próbny nie będzie odpychany, lecz przyciągany. Odprowadzenie bieguna m wymagać będzie wydatku pracy z naszej strony; L tudzież u mieć będą znak ujemny.

159. DRUGIE OKREŚLENIE I POMIAR BEZWZGLĘDNY NATĘŻENIA MAGNETYCZNEGO. Pojedynczego bieguna nie podobna oderwać od magnesu; ażeby określić pole magnetyczne podobnie, jak się określało elektryczne, byliśmy też zmuszeni posługiwać się niezgrabnym, długim magnesem linijnym. Ten sam cel, wyłącznie teoretyczny, można jednak osiągnąć z pomocą magnesu linijnego bardzo krótkiego, za pomocą t. zw. magnesu elementarnego, od którego zresztą używana w praktyce krótka igła magnesowa nie daleko odbiega.

Weźmy pod uwagę obszar jakiegokolwiek pola magnetycznego, tak mały, iżby w całej rozciągłości tego obszaru natężenie H można było uważać za jednostajne co do wielkości i kierunku. Umieśćmy tam bardzo krótki magnes linijny NS (fig. 192), obracalny swobodnie około swego środka C. Długość jego oznaczymy przez l, ilości magnetyzmu w biegunach przez $+m$ i $-m$.

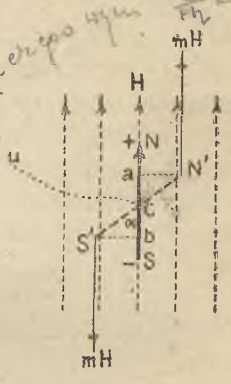


Fig. 192.

Osią takiego magnesu nazywać będziemy linię łączącą oba bieguny. Osi tej przypisywać będziemy określony kierunek (oznaczony na rysunku strzałką); liczyć go będziemy mianowicie od ujemnego ku dodatniemu biegunowi.

Momentem magnetycznym M magnesu elementarnego nazwiemy iloczyn ilości magnetyzmu w biegunie dodatnim, przez długość magnesu

$$M = ml.$$

Pod wpływem pola magnes przyjmie widocznie określone położenie równowagi trwałej, gdy oś jego ustawi się równolegle do linii magnetycznych; ona wskazuje wtenczas swą strzałką kierunek pola. Takie położenie magnesu względem pola nazwiemy położeniem osiowem.

Ażeby określić natężenie H w uważanym obszarze pola, obliczmy pracę, jakiej wymagałoby usunięcie takiego magnesu elementarnego, z położenia osiowego w polu H, w nieskończoną dal. Niechaj u oznacza wartość potencyału magnetycznego w C,

w środkowym punkcie magnesu. Jego wartość w miejscu S, zajmowanem przez biegun południowy, będzie widocznie: $u + \frac{l}{2} . H$; w miejscu północnego N zaś: $u - \frac{l}{2} . H$. Usunięcie bieguna południowego $-m$ w nieskończoną dal wymagałoby pracy $m\left(u + \frac{Hl}{2}\right)$; usunięcie północnego przysporzyłoby jej ilość $m\left(u - \frac{Hl}{2}\right)$. Usunięcie obu biegunów, t. j. całego magnesu, wymagać tedy będzie pracy: $K = m\left(u + \frac{Hl}{2}\right) - m\left(u - \frac{Hl}{2}\right) = mHl$, czyli:

(3) . . . . . $K = MH.$

Tyleż zarazem wynosi energia potencyalna, jakiej nabywa magnes, usunięty przemocą z pola, usiłując wrócić na dawne swe miejsce.

Obliczmy następnie pracę, jakiej należałoby użyć, ażeby obrócić ten magnes około środka C, z położenia osiowego SN, w położenie skośne $S'N'$, o pewien kąt α. Niechaj $Ca = Cb = \frac{l}{2} \cos \alpha$ będą rzutami obu połów odchylonego magnesu, na linię SN. Wartości potencyału w miejscach zajmowanych przez bieguny N' i S' są te same, co w punktach a i b (gdyż przesuwanie bieguna jednostkowego po liniach aN' i bS', jako prostopadłych do pola, nie daje żadnej pracy), mianowicie:

$$u + \frac{Hl}{2} \cos \alpha \quad \text{i} \quad u - \frac{Hl}{2} \cos \alpha.$$

Usunięcie magnesu z położenia odchylonego $S'N'$ poza obręb pola wymagałoby zatem pracy:

$$K' = m\left(u + \frac{Hl}{2} \cos \alpha\right) - m\left(u - \frac{Hl}{2} \cos \alpha\right) = mHl \cos \alpha$$

$= MH \cos \alpha$, czyli $K \cos \alpha$. Skoro jego usunięcie z położenia osiowego SN wymagało pracy MH, przeto obrót o kąt α z położenia SN w skośne $S'N'$ wymagać będzie pracy: $MH - MH \cos \alpha$.

Kładąc tu $\alpha = 90^0$, $\cos \alpha = 0$, dostrzeżemy, że obrócenie magnesu z położenia osiowego, w położenie prostopadłe do linii pola, zwane równikowem, wymaga wydatku pracy:

(4) . . . . . $MH = K,$

a więc tyleż, co usunięcie go z pola.

Na podstawie zależności (3) albo (4), kładąc tam $M = 1$, możemy powiedzieć: miarą natężenia pola magnetycznego jest ilość pracy potrzebna do obrócenia krótkiego magnesu linijnego, mającego moment magnetyczny równy jednostce, z położenia osiowego w równikowe, albo, co tyleż czyni, do usunięcia go z położenia osiowego w nieskończoną dal.

Trzecie określenie natężenia magnetycznego, teoretycznie mniej od tamtych ważne, najdogodniejsze jednak w zastosowaniu do praktycznego pomiaru, wynika z rozważania sił działających na magnes odchylony o jakikolwiek kąt α z położenia osiowego. Działanie pola jednostajnego sprowadza się wtedy do dwu sił równoległych, jednakowej wielkości $P = mH$, przyłożonych do obu biegunów N' i S' (fig. 192), a ciągnących je w przeciwne strony, t. j. do pary sił. Wypadkowej one nie mają, nie mogą też wprowadzić magnesu w ruch postępowy. Istotnie, magnes pływający np. na wodzie, w czółenku, nie pociągnie, w jednostajnem polu ziemi, ani w jedną, ani w drugą stronę, ustawi się tylko w położeniu osiowem. Jest to bardzo ścisła próba twierdzenia, że w każdym magnesie (linijnym, czy innym) tyleż znajduje się magnetyzmu południowego, ile północnego.

Moment dynamiczny Z wspomnianej pary sił wynosi:

$$mH \,.\, N'a + mH \,.\, S'b = mHl \sin\alpha = MH \sin\alpha, \text{ czyli}$$

$$(5) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad Z = K \sin\alpha.$$

O ile kąt odchylenia α będzie dostatecznie mały można też napisać $Z = MH \,.\, \alpha$.

Iloczyn $MH = K$, jak widać, oznacza tutaj tę wielkość, którą w teoryi wahadeł (tom I, ust. 100) nazwaliśmy „momentem kierującym". Można zatem określić: natężenie H pola magnetycznego mierzy się momentem kierującym K, jaki ono wywiera na magnes dostatecznie krótki, mający moment magnetyczny równy jednostce. W położeniu równikowem ($\sin\alpha = 1$) byłoby $Z = K$.

Na powyższem określeniu oparty jest praktyczny sposób mierzenia natężenia pól, polegający na liczeniu ilości wahnień, które w odmierzonym czasie wykonywa magnes znanego momentu M, obracalny swobodnie, z możliwie małem tarciem, około swego środka C. Wytrącony z położenia osiowego, waha się widocznie, jak wahadło, w okresie:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{b}{MH}}, \quad \text{skąd} \quad H = \frac{4\pi^2 b}{MT^2}$$

(b oznacza tu jego moment bezwładności, względem tej osi, około której się waha).

Rozumie się, że chcąc obliczyć wartość H, na podstawie zmierzonego okresu T, powinniśmy znać moment bezwładności b i magnetyczny M użytego magnesu. Obecnie wyobrażać sobie będziemy, że b obliczono, według podanych w tomie I wzorów, z wagi i rozmiarów magnesu. M możnaby, w zasadzie przynajmniej, wymierzyć z pomocą podziałki centymetrowej i ważki Coulomba. Wskazówki te wystarczą na razie, żeby zrozumieć możliwość określenia natężenia pól magnetycznych w jednostkach bezwzględnych. Jak się te pomiary wykonywa w rzeczywistości, metodą wskazaną naprzód przez Gaussa, opowiemy w ust. 186.

160. Moment magnetyczny obwodu elektrycznego. Krótka, linijna igła magnesowa, jaką zastosowaliśmy w poprzedzającym ustępie do określenia kierunku i natężenia pól magnetycznych, może być zawsze zastąpiona małym, zamkniętym obwodem, z cienkiego drutu metalowego, w którym ogniwo galwaniczne utrzymuje stały prąd elektryczny (fig. 48, 50, 51). Obwód taki, o ile będzie dość mały, żeby w jego obrębie jakieś pole magnetyczne można było uważać za jednostajne, nazwiemy obwodem elementarnym.

Umieszczony w polu magnetycznem, w taki sposób, żeby mógł obracać się swobodnie na wszystkie strony (np. jak na fig. 51) obwód taki ustawi się również w ściśle określonem położeniu równowagi trwałej (ust. 28), zupełnie na podobieństwo igły magnesowej; ustawi się mianowicie płaszczyzną swoją prostopadle do linii pola.

Jak igle magnesowej, tak i obwodowi elektrycznemu przypiszemy tedy oś i określony tejże kierunek. Osią obwodu elementarnego nazwiemy prostą prostopadłą do jego płaszczyzny; skoro rozmiary obwodu są bardzo małe, obojętną będzie rzeczą, w którym punkcie opasanej nim płaszczyzny prostą tę wyprowadzimy.

Kierunek osi obwodu elektrycznego określimy jako zależny od kierunku krążenia prądu w obwodzie, w myśl reguły „prawego zwrotu" (ust. 28), mianowicie: Kierunek osi obwo-

du przewodzącego prąd liczyć będziemy w tę stronę, w którą należy patrzeć, żeby kierunek krążenia prądu przedstawił się jako zgodny z kierunkiem obrotu skazówek zegara [1]) (fig. 193). Ten kierunek krążenia około pewnej linii opatrzonej strzałką będziemy też nazywali prawym: prąd elektryczny zamknięty okrąża tedy swoją oś „w prawo".

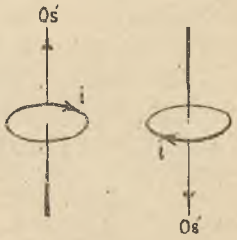


Fig. 193.

Zachowanie się obwodu elementarnego w polu magnetycznem naśladuje tak wiernie zachowanie się igły magnesowej, że gdybyśmy w stałem magnetycznem polu umieścili dwie szkatułki nieprzeźroczyste, z których jedna zawierałaby w sobie magnes, druga prąd zamknięty, nie możnaby odróżnić, w której z nich znajduje się magnes, a w której obwód [2]). Można tedy mówić o momencie magnetycznym M obwodu, jak się mówi o momencie magnesu.

Ażeby takie dwie szkatułki zgadzały się nietylko co do jakości, lecz i co do wielkości działań mechanicznych wywieranych na nie przez pole, a więc co do wielkości momentów mechanicznych i co do prac K potrzebnych do usunięcia ich z pola, należy dobrać odpowiednio: 1) natężenie prądu w obwodzie, 2) wielkość pola opasanego prądem. Od żadnych innych czynników własności magnetyczne obwodu, w danem polu (i w danym ośrodku, ust. 163, wzór 10), nie zależą; w szczególności obojętnym jest rodzaj metalu, z którego sporządzono obwód, byleby to nie był metal silnie magnetyczny (żelazo), na który pole działałoby oczywiście i bez prądu.

1) Działania magnetyczne prądów, czynne i bierne, są zawsze proporcyonalne do natężenia i prądu. Pouczyło nas o tem doświadczenie, przy sposobności rozbioru teoryi galwanometrów (ust. 31). Moment magnetyczny, jaki nasz obwód próbny okazuje, na podobieństwo igły, będzie też wzrastał proporcyonalnie do natężenia i płynącego w nim prądu.

---

[1]) inaczej: w którą posuwałaby się śruba, albo korkociąg, obracana w kierunku krążenia prądu.

[2]) dla ścisłości należałoby zastrzedz, jak się okaże w rozdziale o indukcyi magnetoelektrycznej, że ruchy nadawane szkatułkom podczas tych prób powinny być zawsze bardzo powolne.

2) Przyjąwszy pewne określone natężenie prądu, moment ten wzrastać jeszcze będzie proporcyonalnie do wielkości a (centymetrów kwadratowych) powierzchni opasanej drutem. Rzeczywiście, obwód taki np. jak na fig. 194, złożony z dwu jednakowych prostokątów drucianych, obejmujących każdy po a cm^2 i mających jeden bok wspólny, podlegać będzie oczywiście, w jednostajnem magnetycznem polu, dwakroć większym działaniom mechanicznym, aniżeli każda z jego połówek z osobna. Ponieważ zaś przeciwnie skierowane prądy w boku wspólnym, złożonym z dwu drutów leżących obok siebie, znoszą się, co do swych działań magnetycznych, przeto możnaby bok ten usunąć, t. j. zastąpić obwód złożony pojedynczym, któryby obejmował wtedy powierzchnię $2a$.

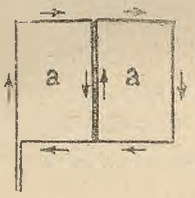


Fig. 194.

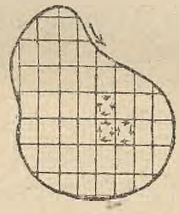


Fig. 195.

Z tegoż powodu kształt linii opasującej nie może mieć znaczenia; chodzić będzie zawsze (w jednostajnem magnetycznem polu) tylko o wielkość a powierzchni opasanej. Jakikolwiek bowiem byłby kształt tej linii, zawsze możnaby objętą nią powierzchnię rozłożyć na malutkie prostokąty (fig. 195), w liczbie n, każdy o powierzchni s, przytykające do siebie bokami, na podobieństwo fig. 194, i okrążane prądami tego samego natężenia, jak obwód dany, i w tym samym kierunku. Działanie pola na taki system prądów, równoważny prądowi pierwotnemu, byłoby n razy większe, aniżeli na każdy z tych małych prostokątów z osobna, a więc proporcyonalne do wielkości powierzchni opasanej $a = ns$. Nie zmieniłoby się też, gdybyśmy, złożywszy np. te prostokąciki inaczej, zmienili kształt całego obwodu, bez zmiany powierzchni a.

Zachowanie się obwodu elementarnego w polu magnetycznem jest zatem podobne do zachowania się igły magnesowej; jak gle, tak i obwodowi takiemu można przypisać pewien moment

magnetyczny, a moment ten będzie proporcyonalny do natężenia i krążącego w obwodzie prądu, tudzież do wielkości powierzchni a, opasanej prądem, a więc proporcyonalny do iloczynu ai.

Druty doprowadzające prąd z ogniwa do obwodu prowadzi się równolegle, jeden tuż obok drutego, albo też, jeżeli są isolowane, owija się jeden około drugiego. Powierzchnia opasana niemi jest wtedy prawie zerem, pole nie działa przeto wcale na te przewody.

Celem wzmocnienia działań, używa się w praktyce, zamiast pojedynczych obwodów, cewek złożonych z wielu obwodów nawiniętego drutu isolowanego. O ile poszczególne obwody nie różnią się wiele kształtem i wielkością, działanie pola na cewkę (przyjąwszy dany prąd) wzrastać będzie znowu proporcyonalnie do liczby nawiniętych obwodów. Na tej właśnie zasadzie polega urządzenie znanych nam już galwanometrów o ruchomoj cewce (ust. 30, *b*, fig. 57). Pod działaniem prądu cewka, obracalna w polu podkowy magnetycznej, zwraca się istotnie z położenia „równikowego" jakie pierwotnie zajmowała, w „osiowe" — o tyle przynajmniej, ile jej dozwala sprężystość drutu, na którym jest zawieszona.

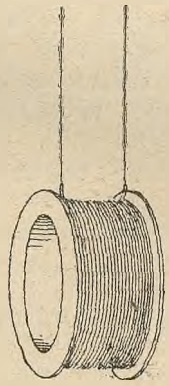


Fig. 196.

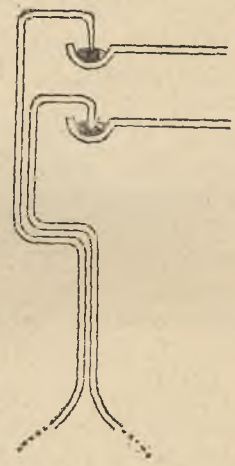


Fig. 197.

Inny sposób uruchomienia cewki próbnej, w polu magnetycznem, z zachowaniem wszakże możności dostarczania jej prądu, polega na użyciu t. zw. bifilarnego (dwunitkowego) zawieszenia (fig. 196), na dwu cienkich równoległych drutach, służących zarazem jako elektrody. W przyrządach lekcyjnych stosuje się też niekiedy zawieszenie na kolcu metalowym, w panewkach napełnionych rtęcią (fig. 197). W polu magnetycznem ziemi oś cewki zawieszonej w ten sposób, zwraca się ku północy, podobnie jak igła kompasu.

161. Elektryczne określenie pola. Indukcya magnetyczna. Jak igła magnesowa elementarna posłużyła nam do zbadania kierunku i wielkości natężenia magnetycznego H w polu, tak

elektryczny obwód elementarny wskaże nam kierunek i wielkość drugiego zasadniczego wektora, cechującego każde pole magnetyczne, t. zw. indukcyi magnetycznej, którą oznaczać będziemy literą B.

Kierunek indukcyi magnetycznej B, w jakimkolwiek punkcie N dowolnego pola (fig. 191) jest to kierunek wskazany przez oś obwodu elementarnego, obracalnego swobodnie około swego środka, umieszczonego w N, gdy obwód zajmie położenie równowagi trwałej. Położenie to nazywać będziemy znowu „osiowem". Przypuszcza się też, że obwód jest tak mały, iżby w jego obrębie pole można było uważać za jednostajne.

Wielkość indukcyi określimy jak następuje. Z podobieństwa własności obwodu i magnesu elementarnego wynika, że usunięcie obwodu, z położenia osiowego, poza obręb pola, albo też obrócenie go z położenia osiowego w równikowe, wymagać będzie również użycia pewnej określonej pracy — o ile obwód naśladuje rzeczywiście magnes trwały, t. j. o ile natężenie płynącego w nim prądu jest stałe. Praca ta, oznaczymy ją znowu, jak w ust. 159, literą K, będzie naprzód proporcyonalna do wartości iloczynu ai, w użytym do próby obwodzie (ust. 160), następnie zależeć będzie od własności samego pola w badanym punkcie N. Wyrazimy tedy tę pracę wzorem:

$$(6) \quad \ldots\ldots\ldots \quad K = B.ai,$$

a spółczynnik proporcyonalności B, zależny już tylko od własności pola w punkcie N, nazwiemy indukcyą w tymże punkcie.

Miarą indukcyi magnetycznej $B = \frac{K}{ai}$, w jakimkolwiek punkcie pola, jest zatem praca potrzebna do wyprowadzenia obwodu opasującego jednostkę powierzchni ($a = 1\ cm^2$), przewodzącego prąd stały, o jednostce natężenia ($i = 1$), z położenia osiowego, jakie w tym punkcie zajmuje, poza obręb pola, w nieskończoną dal. Praca K jest tedy znowu miarą energii potencyalnej, jakiej usunięty z pola obwód nabywa, usiłując powrócić na dawne swe miejsce. Ażeby natężenie i prądu w obwodzie było wciąż niezmienne należy ruchy obwodu, w tych próbach, wykonywać niezmiernie powolnie.

Z podobieństwa obwodu i magnesu wnosimy dalej, że tej samej pracy $K = Bai$ wypadnie także użyć, ażeby obrócić obwód

około punktu N, z położenia osiowego w równikowe. Stąd wynika drugie określenie indukcyi, odpowiadające dokładnie podobnemuż określeniu natężenia w ust. 159. Okazuje się też, że praca K, a więc i indukcya B będą zawsze wielkościami dodatniemi.

Odchyliwszy nakoniec oś obwodu z położenia osiowego o tyle tylko, żeby ona zawierała z kierunkiem indukcyi kąt α, wykonamy znowu, jak w ust. 159 — zakładając zawsze niezmienność prądu i — pracę $Bai\ (1 - \cos\alpha)$. Usunięcie obwodu z tego odchylonego położenia, poza obręb pola, wymagać będzie o tyle mniej pracy, aniżeli usunięcie go z położenia osiowego, ile pracy już wykonano, podczas obrotu o kąt α, a więc $Bai - Bai(1-\cos\alpha)$, czyli:

(7) . . . . . $K' = Bai\cos\alpha$;

tyleż wynosi znowu energia potencyalna usuniętego w dal obwodu, względem położenia odchylonego. Widać też, że w przypadku $\alpha = 180^0$, t. j. gdy oś obwodu wskazuje w kierunku wprost przeciwnym kierunkowi pola, praca K' będzie ujemną: $K' = -Bai$. Wtedy nie my, lecz pole wykona pracę podczas uważanego przesunięcia, t. j. pole będzie dążyło do wytrącenia obwodu.

Powyższe określenie kierunku i wielkości indukcyi da się również zastosować, gdy punkt badany N leży we wnętrzu jakiego stałego ośrodka, np. w żelazie, albo w ziemi. Na pomieszczenie obwodu próbnego należy wybrać w takiem ciele wązką, płaską szczelinę, czyli szufladkę, w takim kierunku, żeby pomieszczony w niej obwód ułożył się na środkowej jej płaszczyznie w położeniu osiowem.

Prowadząc nakoniec zwolna środek obwodu próbnego przez pole, zawsze w kierunku wskazywanym przez jego oś, wykreślimy w polu ciągłą linię krzywą, wskazującą swym przebiegiem, jak się zmienia kierunek indukcyi w polu, od punktu do punktu. Linii podobnych można nakreślić całe snopy. Są to t. zw. linie indukcyi magnetycznej. Że są ważniejsze od linii magnetycznego natężenia (ust. 157), będziemy nazywali je krótko l i n i a m i m a g n e t y c z n e m i.

162. Zdolność magnetyczna. Określiliśmy oba zasadnicze wektory magnetycznego pola, natężenie H i indukcyę B, na podstawie pomiarów, które, w zasadzie przynajmniej, dałyby się zawsze wykonać, choćby najdokładniej. Przyjąwszy dowolnie jakiś biegun magnetyczny jako biegun jednostkowy, otrzymali-

libyśmy, z pomiaru wywieranej nań przez pole siły (zawsze w układzie bezwzględnym, *c. g. s.*), zupełnie określoną liczbę, wyrażającą natężenie H pola. Przyjąwszy podobnież, jakiś dowolny prąd elektryczny za jednostkę, otrzymalibyśmy, znowu za pomocą dynamicznego pomiaru, inną określoną liczbę, wyrażającą wartość indukcyi B, w tem samem miejscu pola.

Będzie teraz rzeczą doświadczenia zbadać, w jaki sposób obie te liczby H i B zależą od siebie w różnych ośrodkach. W tym względzie możemy przyjąć, jako fakt stwierdzony przez niezliczone doświadczenia, że w próżni, t. j. w eterze czystym indukcya jest ściśle proporcyonalna do natężenia magnetycznego, w tem samem miejscu, i posiada ten sam kierunek. Stosunek indukcyi B do natężenia H posiada tedy wartość stałą, jakiekolwiek byłoby natężenie pola. Wartość μ_0 tej liczby, określonej równaniem:

$$(8) \quad \ldots\ldots\ldots \quad B = \mu_0 H$$

zależy wyłącznie od wyboru jednostkowego bieguna i jednostkowego prądu. Liczba ta nazywa się zdolnością magnetyczną próżni (albo eteru swobodnego).

Nawzajem, gdybyśmy przyjęli na μ_0 jakąś dowolnie wybraną liczbę, to wybór bieguna jednostkowego rozstrzygałby wtedy zarazem o wyborze jednostki prądu elektrycznego, i naodwrót.

O wiele zawilszą jest zależność indukcyi magnetycznej B od natężenia H w ośrodkach materyalnych. Doświadczenia, wykonane sposobami, które poznamy w dalszym wykładzie, a które sprowadzają się ostatecznie do drogi wskazanej wyżej, każą nam dzielić różne ośrodki materyalne na następujące gromady:

a) Ciała paramagnetyczne są te, w których indukcya jest proporcyonalna do natężenia:

$$(9) \quad \ldots\ldots\ldots \quad B = \mu H$$

a spółczynnik proporcyonalności μ, zwany znowu zdolnością magnetyczną ośrodka, jest liczbą stałą, większą od odpowiedniego spółczynnika μ_0 dla próżni (tu należą powietrze, tlen, krzem, glin, platyna i inne).

b) Ciała diamagnetyczne sprawdzają również powyższą proporcyonalność (9), lecz zdolność ich magnetyczna μ jest mniejsza od zdolności μ_0 próżni (bismut, woda, rtęć, cynk, miedź i inne).

c) Ciała ferromagnetyczne (żelazo, kobalt, nikiel i niektóre aliaże manganowe). W tych niema żadnej proporcyonalności między B i H. Wartości (zmienne, zależne od natężenia pola), jakie przyjmuje stosunek $\frac{B}{H}$, przewyższają niekiedy nawet tysiąckrotnie liczbę μ_0 dla próżni. Ciała te różnią się zatem bardzo wybitnie od ciał para- i diamagnetycznych, w których wartości liczb μ są zawsze tak blizkie μ_0, że zachowanie się ich magnetyczne jest bardzo przybliżenie takie jak próżni.

d) Magnesy trwałe. W nich niema wogóle żadnego związku między indukcyą a natężeniem. Częstokroć istnieje w nich silna indukcya B tam, gdzie niema żadnego natężenia H.

e) Ośrodki różnokierunkowe, np. kryształy, różnią się od równokierunkowych tem, że indukcya B, wogóle mówiąc, nie jest w nich równoległa do natężenia magnetycznego H. W każdym punkcie takiego ciała można jednak znaleść trzy kierunki, wzajemnie prostopadłe, związane z wewnętrznym ustrojem ośrodka, w których wspomniane dwa wektory są do siebie równoległe. Zdolności magnetyczne, t. j. stosunki $B : H$, odpowiadające tym trzem wybitnym kierunkom, t. zw. osiom magnetycznym kryształu, nie są jednak w ogólności jednakowe. Jednolity kryształ posiada tedy, w przypadku najogólniejszym, trzy różne od siebie zdolności magnetyczne.

163. Układ elektromagnetyczny miar elektrycznych. Przyjmijmy dowolnie, że zdolność magnetyczna próżni (albo powietrza, które różni się w tym względzie tylko nieznacznie od próżni) ma być wyrażona liczbą:

$$\mu_0 = 1.$$

Umówmy się nadto, że biegunem magnetycznym jednostkowym ma być taki biegun (ust. 20), który odpycha w próżni (albo w powietrzu) drugi, równy sobie, z odległości 1 *cm*, siłą jednej dyny. Założenia te, jak wspomniano wyżej, zawierają w sobie zarazem określenie jednostki prądu elektrycznego. One stanowią podstawę całego elektromagnetycznego układu miar elektrycznych bezwzględnych.

W myśl pierwszego z tych założeń (i wzoru 8) indukcya magnetyczna w próżni wyrażać się będzie, w ukła-

dzie elektromagnetycznym, tą samą liczbą, jak magnetyczne natężenie:

$$B = H.$$

W dalszym wykładzie nie będziemy jednak pomijali spółczynnika μ_0 nawet wtedy, gdy on równa się jedności, a to dla tego, żeby istotna i zasadnicza różnica wektorów B i H była zawsze wyraźnie zaznaczona, chociażby one były liczebnie sobie równe. Wzory nasze będą tym sposobem przydatne do rachunków w jakimkolwiek układzie miar.

Ażeby zrozumieć, w jaki sposób z założeń powyższych wynika określenie jednostki prądu, przypuśćmy, że jakiekolwiek pole magnetyczne w próżni odmierzono naprzód igłą magnesową elementarną o długości l *cm*, o biegunach $+m$ i $-m$ jednostek bezwzględnych, a więc o wiadomym momencie $M = ml$. Odmierzono mianowicie pracę $K = MH$ ergów, potrzebną czy to do usunięcia tego magnesu z pola, czy też do skręcenia go z położenia osiowego w równikowe. Obliczono stąd liczbę wyrażającą natężenie magnetyczne $H = \frac{K}{M}$. Następnie zastosowano w tem samem miejscu pola obwód elementarny, opasujący powierzchnię a *cm*^{2}, przewodzący prąd niewiadomego natężenia i. Odmierzono znowu pracę $K_1 = Bai$, potrzebną do usunięcia tego obwodu z pola z położenia osiowego. Wartość indukcyi w tem miejscu pola będzie tedy $B = \frac{K_1}{ai}$. Ponieważ jednak powinno być $B = \mu_0 H$, przeto $\frac{K_1}{ai} = \frac{\mu_0 K}{M}$, skąd $i = \frac{K_1 M}{K \mu_0 a}$. Przyjąwszy dla próżni dowolnie $\mu_0 = 1$, będziemy mogli obliczyć wartość i natężenia prądu, na podstawie wielkości zmierzonych K, M, K_1 i a i powiemy, że to i jest wyrażone w jednostkach elektromagnetycznych bezwzględnych.

Gdybyśmy dobrali wielkość a powierzchni opasanej przez prąd w taki sposób, żeby działania mechaniczne pola na magnes elementarny i na obwód były jednakowe, t. j. $K_1 = K$, wówczas otrzymalibyśmy:

(10) . . . . . $M = \mu_0 a i,$

skąd, wedle elektromagnetycznej rachuby, gdy $\mu_0 = 1$, natężenie prądu i wyraziłoby się liczbą $\frac{M}{a}$

Kładąc tedy $a = 1\ cm^2$, $M = 1$ widzimy, że jednostkę elektromagnetyczną natężenia mieć będzie ten prąd, który, okrążając powierzchnię jednego centymetra kwadratowego, zachowuje się w polach magnetycznych w próżni, jak magnes o momencie magnetycznym równym bezwzględnej jednostce. Jednostka używana w praktyce, zwana amper, jest to dziesiąta część tej właśnie elektromagnetycznej jednostki prądu. Najwłaściwsze metody praktyczne pomiaru prądów, oparte na tem określeniu teoretycznem, będą opisane w następnym rozdziale.

Z jednostki prądu wywodzą się miary elektromagnetyczne innych wielkości elektrycznych; i tak:

Ilość elektryczności, którą w przewodzi w sekundzie prąd o natężeniu równem bezwzględnej elektromagnetycznej jednostce (e. m.), będzie jednostką naboju elektrycznego. Kulomb jest dziesiątą jej częścią.

Siła elektromotoryczna, która wykonywa pracę elektryczną jednego erga, pędząc jednostkę e. m. elektryczności, stanowi jednostkę sił elektromotorycznych, potencyałów i napięć. Inne jeszcze jej określenie, zgodne zresztą z powyższem, poznamy w ust. 218. Woltem nazwano sto milionów (10^8) tych jednostek.

Pojemność, równą jednostce elektromagnetycznej, mieć będzie kondensator, który gromadzi jednostkę e. m. naboju, pod napięciem również jednostkowem e. m. $\text{Farad} = \frac{\text{kulomb}}{\text{wolt}} = 10^{-1} : 10^8$ stanowi miliardową jej część (10^{-9} jedn. e. m.).

Opór elektryczny, równy jednostce elektromagnetycznej jest ten, w którym napięcie = 1 e. m. daje prąd = 1 e. m. prądów. $\text{Ohm} = \frac{\text{wolt}}{\text{amper}}$ liczy się za tysiąc milionów (10^9) tych jednostek bezwzględnych.

164. Dwa określenia jednostki elektromagnetycznej naboju. W ust. 33 określiliśmy inaczej jednostkę elektryczności, a nazwaliśmy ją również elektromagnetyczną. Powiedzieliśmy tam: za jednostkę liczyć się będzie ten nabój elektryczny ($e = 1$), który, poruszając się w powietrzu lub próżni, na poprzek przez pole magnetyczne o natężenin równem jednostce bezwzględnej ($H = 1$), z prędkością $v = 1\ cm/sek$, podlega działaniu siły magnetoelektrycznej $F = 1$ dyny. W ogóle było w próżni: $F = evH$,

ilekroć e jest wyrażone w tych jednostkach. Stosowaliśmy już to określenie w teoryi promieni katodowych (ust. 84). Okażemy teraz, że ono jest zupełnie zgodne z określeniem jednostki elektromagnetycznej naboju, podanem w ustępie poprzedzającym.

Umieśćmy w polu magnetycznem jednostajnem, o jakiemkolwiek natężeniu H, w próżni, obwód elementarny przewodzący prąd i, w położeniu równikowem (fig. 198). Obwód, w kształcie prostokąta, sporządzony jest z cienkiego drutu; przekrój drutu $=A$. Boki AB i CD prostopadłe do linii magnetycznych, mierzą po l cm długości; boki równoległe do tych linii po l' cm. Powierzchnia opasana wynosi tedy $a = ll'$.

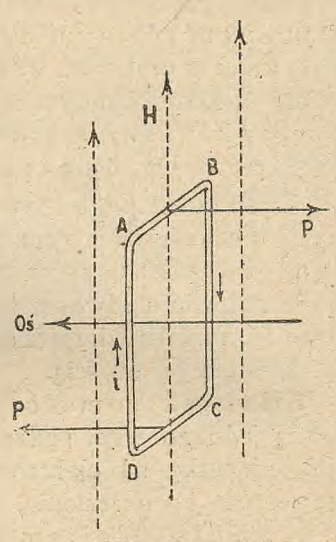


Fig. 198.

Według teoryi elektronowej prąd i polega na tem, że w kierunku temu prądowi przeciwnym płyną w drucie rzesze elektronów, każdy z nabojem elementarnym ε, z pewną średnią prędkością v. Niechaj ε będzie wyrażone w jednostkach ustępu 33. Wiadomo (ust. 125), że $i = nAv\varepsilon$, w czem n oznacza liczbę tych elektronów zawartą w każdym cm^3 danego drutu. Owóż na każdy z elektronów płynących od B ku A działa siła magnetoelektryczna $F = \varepsilon v H$, ku prawej stronie rysunku (według znanej reguły kierunkowej, ust. 33, albo 82, a); na każdy poruszający się od D ku C działa takaż siła ku stronie lewej. Na elektrony płynące równolegle do linii magnetycznych, od A ku D albo od C ku B, nie działa żadna siła magnetoelektryczna.

Ogółem tedy, na cały bok AB prostokąta, zawierający $lA \,.\, n$ elektronów, działa na prawo, siła wypadkowa $P = lAn \,.\, \varepsilon v H = lHi$. Takaż siła P działa w przeciwnym kierunku, na bok CD. Obie siły tworzą parę o momencie $K = Pl' = ll'Hi = aHi$, usiłującą obrócić prostokąt w położenie osiowe.

Jak widać, określenie jednostki naboju, oparte na prawie siły magnetoelektrycznej (ust. 33) prowadzi do tego samego wyniku, jaki otrzymalibyśmy, stosując określenie ust. 163. Według ust. 161, powinniśmy byli otrzymać moment kierujący $K = Bai =$

$= \mu_0 Hai$, co zgadza się z powyższem, jeśli, stosując elektromagnetyczną rachubę, założymy w próżni $\mu_0 = 1$. Elektrony zaś poruszają się zawsze w próżni, między atomami metalu.

Mimochodem zaznaczamy, że po obróceniu tego obwodu w położenie osiowe, siły magnetoelektryczne ciągnąć będą wszystkie jego boki na zewnątrz. Gdyby drut był dostatecznie wiotki, a pole jednostajne, one musiałyby wyprężyć go w postać koła (fig. 199). Nie jest rzeczą trudną sprawdzić ten wniosek teoryi pięknem doświadczeniem.

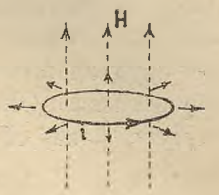


Fig. 199.

165. Zależność siły magnetoelektrycznej od rodzaju ośrodka [1]). Przyjmijmy jednak, że opisany wyżej obwód prostokątny znajduje się nie w próżni, lecz w innym jakim ośrodku, w jednostajnem polu, gdzie natężenie magnetyczne wynosi H, indukcya B. W położeniu równikowem pole takie wywierać nań będzie (według ust. 161) moment kierujący $K = Bai$. Ażeby działanie to wytłumaczyć, na podstawie założeń teoryi elektronowej, podobnie, jak to uczyniliśmy w poprzedzającym ustępie dla próżni, należałoby teraz przyjąć, że nabój elektryczny e, poruszający się na poprzek przez pole, z prędkością v, podlega sile magnetoelektrycznej, której wyrażeniem będzie, nie evH, lecz ogólnie:

(11) . . . . . $F = evB$.

W próżni czyni to istotnie tyle, co evH, gdy się stosuje miary elektromagnetyczne [2]). W ośrodkach mających stałą zdolność magnetyczną μ można też zamiast (11) napisać:

---

[1]) Dajemy pierwszeństwo nazwie „siła magnetoelektryczna" przed używanem niekiedy wyrażeniem „siła elektrodynamiczna". „Elektryczną" jest każda siła wywierana na ciało na mocy posiadanego przez nie naboju e, i do tego naboju proporcyonalna. Nazwę „siła elektrodynamiczna" należałoby zachować, w myśl tradycyi sięgającej czasów Ampère, na oznaczenie sił działających na ciała na mocy płynącego przez nie prądu elektrycznego i, bez względu na wyobrażenia teoretyczne, jakiebyśmy tworzyli co do jej przyczyny. Teorya wyłożona w poprzedzającym ustępie okazuje też, że siła elektrodynamiczna P wynika z działania licznych sił magnetoelektrycznych F.

[2]) Zaznaczyliśmy w poprzedzającym ustępie, że elektrony w drucie metalowym poruszają się w rzeczywistości w próżni (między atomami metalu). W próżni tej jednak, właśnie wskutek namagnesowania otaczającego ośrodka, indukcya ma przeciętnie tę samą wartość, jak w otaczającym ośrodku (ust. 174).

(12) . . . . . $F = \mu e v H.$

W tej postaci (12) przedstawiliśmy też istotnie prawo działania sił magnetoelektrycznych w ust. 33 (wzór 1), zaznaczając tam, że μ oznacza pewien spółczynnik proporcyonalności zależny od użytych miar, a może i od rodzaju ośrodka, w którym nabój e się porusza. Okazuje się teraz, że rodzaj ośrodka ma istotnie wpływ, μ zaś nie jest czem innem, jak jego zdolnością magnetyczną.

Siła magnetoelektryczna zależy zatem nie od natężenia H, lecz od indukcyi B panującej w polu. Różnicę między tymi dwoma zasadniczymi wektorami pola magnetycznego możnaby zatem wcale dobrze określić w ten sposób, że: natężenie mierzy się działaniem pola na biegun magnetyczny, indukcya zaś działaniem jego na biegun elektryczny.

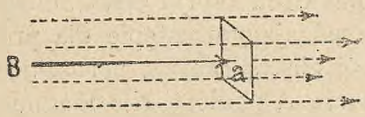


Fig. 200.

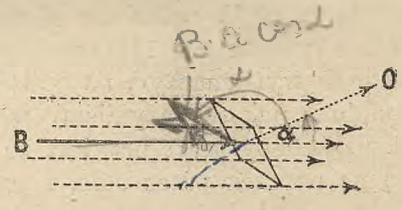


Fig. 201

166. Strumień indukcyi magnetycznej. *a*) Pojęcie „strumienia indukcyi", wprowadzone w teoryi pola elektrycznego (ust. 42) oddaje niemniej cenne usługi w zastosowaniu do magnetycznego. Określa się jak następuje. Postawmy w polu magnetycznem (w myśli) płaską ściankę — element powierzchni — jakiejkolwiek postaci, byle tak małą, iżby na jej obszarze pole można było uważać za jednostajne. Strumieniem indukcyi przechodzącym przez taki element płaski nazywa się iloczyn Ba z wartości indukcyi w uważanem miejscu pola, przez obszar a (centymetrów kwadratowych) tego elementu, jeżeli on jest do linii magnetycznych prostopadły (fig. 200); albo iloczyn $Ba\cos\alpha$, jeśli prostopadła do tego elementu, jego oś O, zawiera kąt α z kierunkiem indukcyi (fig. 201). Strumień indukcyi będzie więc dodatni, jeżeli oś postawiono po tej stronie elementu, z której indukcya wychodzi; w przeciwnym razie będzie ujemny, gdyż wtedy $\alpha > 90^0$, $\cos\alpha < 0$.

Czy indukcya będzie prostopadła, czy skośna względem elementu, strumień indukcyi przez element a równać się będzie zawsze iloczynowi z indukcyi B, przez prostopadły, poprzeczny przekrój $a \cos \alpha$ strugi indukcyjnej obejmującej ten element. Jak w ust. 43, strugą indukcyi przechodzącą przez element a nazywać będziemy rurkę utworzoną przez linie indukcyi, przeprowadzone przez wszystkie punkty obwodowe tego elementu.

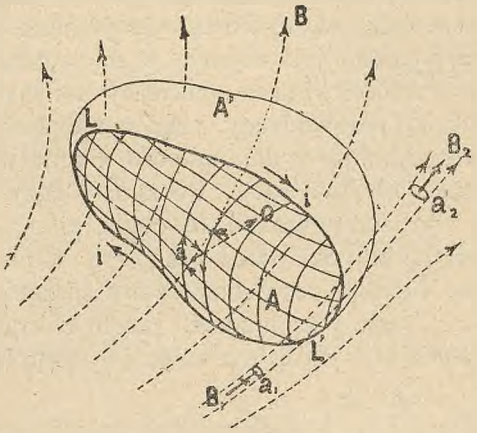


Fig. 202.

Obliczmy wartość całkowitego strumienia indukcyi przez jakąkolwiek, płaską lub krzywą, dowolnie wielką powierzchnię A (fig. 202), wykreśloną w myśli w polu magnetycznem; LL' niechaj będzie ograniczającą tę powierzchnię linią obwodową. Powierzchnię taką nazwiemy przeponą, położoną na obwodzie LL'.

Wykreślmy na tej przeponie A gęstą sieć linii krzyżujących się, któreby ją podzieliły na wielkie mnóstwo malutkich elementów, czy to prostokątnych, czy jakichkolwiek innych. Osi O tych elementów kreślić będziemy wszystkie na tej samej stronie przepony. Weźmy pod uwagę jeden z tych elementów, mający obszar a; wartość indukcyi w polu, w jego sąsiedztwie, niech będzie B, α niech oznacza, jak pierwej, kąt między osią O elementu, a kierunkiem indukcyi B. Iloczyn $Ba \cos \alpha$ wyrażać będzie wtedy strumień indukcyi przechodzący przez ten właśnie element a. Obliczmy podobne wyrażenia dla wszystkich elementów wykreślonych na przeponie A, t. j. dla wszystkich oczek sieci. Dodajmy je do siebie (uwzględniając znak, gdyby który z tych iloczy-

nów był ujemny—wskutek jakiego wykrzywienia przepony); otrzymana suma nazywa się strumieniem indukcyi przechodzącym przez całą przeponę *A*.

Wartość tej sumy obliczymy natychmiast, opierając się na określeniu wektora *B*. Pomyślmy, że we wszystkich bokach wszystkich oczek sieci, krążą prądy elektryczne, wszędzie o tem samem natężeniu *i*. Kierunek ich wybierzemy we wszystkich oczkach sieci jednaki, taki mianowicie, żeby oś każdego elementu *a*, była zarazem osią prądu, krążącego po jego obwodzie. Iloczyn $Ba \cos \alpha \cdot i$ wyraża, jak wiemy, pracę (dodatnią lub ujemną, zależnie od wartości kąta α), jakiejby należało użyć, żeby obwód opasujący *a*, przewodzący prąd o natężeniu *i*, przenieść z położenia, jakie zajmuje w danem polu magnetycznem, w nieskończoną dal (ust. 161, wzór 7). Iloczyn: *i* razy suma wszystkich podobnych wyrażeń wyrażeń $Ba \cos \alpha$, albo, iloczyn: *i* razy całkowity strumień indukcyi przez przeponę *A*, przedstawiać będzie zatem pracę ogółem potrzebną, żeby przenieść wszystkie obwody razem, t. j. całą przeponę *A*, razem z krążącymi w niej prądami, z położenia *A*, jakie ona zajmuje w polu magnetycznem, poza obręb tegoż *).

Zważmy jednak, że w każdym boku sieci, z wyjątkiem ograniczającego ją obwodu *LL'*, płyną dwa prądy, jednakowego natężenia, w kierunkach przeciwnych, które co do swych działań magnetycznych się znoszą; cały system prądów *i*, okrążających oczka siatki, sprowadza się tedy do jednego tylko prądu *i*, krążącego po obwodzie *LL'* przepony. Możemy zatem powiedzieć: strumień indukcyi przez jakąkolwiek przeponę *A*, nakreśloną w polu magnetycznem, równa się pracy potrzebnej do przeniesienia prądu stałego, krążącego po obwodzie *LL'* tej przepony, w nieskończoną dal, mianowicie pracy obliczonej na jednostkę tego prądu, $i = 1$.

Zasadnicze to twierdzenie poucza nas tedy, że strumień indukcyi magnetycznej, przez daną przeponę, nie zależy wcale od

*) Wprowadzenie prądów *i* zmieniłoby oczywiście ustrój pierwotnego, danego pola. Przez *B* należy jednak rozumieć zawsze pierwotną wartość indukcyi, jaka panowała w miejscu uważanego elementu przed wprowadzeniem prądu *i*, jak to wynika z określenia indukcyi. Można zresztą, do tego obrachunku całkowitego strumienia, przyjąć prądy *i* tak słabe, jak się podoba.

jej kształtu, ani od tego, przez jakie ośrodki ją przeprowadzono; on zależy wyłącznie od kształtu i położenia opasującego tę przeponę obwodu LL'.

b) Wykreślmy przez tenże sam obwód LL' jakąkolwiek inną przeponę, np. A' (fig. 202); strumień indukcyi, który ją przenika, w tym samym co pierwszą kierunku, mieć też będzie, według powyższego, tę samą wartość, jak strumień przez A. Otóż takie dwie przepony A i A', wystawione na tym samym obwodzie, tworzą, razem wzięte, powierzchnię całkowicie w sobie zamkniętą, która obejmuje w sobie jakąś część pola magnetycznego. We wnętrzu tej powierzchni mogą znajdować się różnorodne ośrodki, różne magnesy, lub prądy elektryczne. Jakikolwiek jednak byłby jej kształt, zawsze strumień indukcyi wchodzący jedną jej stroną A do wnętrza, będzie równy strumieniowi, który drugą stroną A' wychodzi na zewnątrz.

Zatem: całkowity strumień indukcyi, wychodzący z jakiegokolwiek zamkniętego w sobie obszaru pola magnetycznego, jest zawsze równy zeru. Strumienie, wchodzący i wychodzący, liczymy tu z przeciwnymi znakami.

Przypomnijmy, że w elektrycznem polu odpowiednia wielkość nie była w ogólności zerem, lecz równała się sumie nabojów elektrycznych, zamkniętych wewnątrz uważanego obszaru (ust. 42). W magnetycznem polu jest inaczej, co nie dziwne, skoro najmniejsza nawet okruszyna namagnesowanego ośrodka zawiera tyleż ujemnego, jak dodatniego magnetyzmu.

c) Prawo ciągłości indukcyi magnetycznej. Weźmy jako taką powierzchnię zamkniętą część jakiejkolwiek wąziutkiej strugi indukcyjnej, odciętą dwoma prostopadłymi przekrojami poprzecznymi, o wielkościach a_1 i a_2 (fig. 202). B_1 i B_2 niech będą wartości indukcyi na tych przekrojach. Skoro strumień wchodzi tylko przez jeden z nich, np. a_1, w tę powierzchnię zamkniętą, a wychodzi tylko przez drugi, musi tedy być $B_1a_1 - B_2a_2 = 0$, albo:

$$B_1a_1 = B_2a_2,$$

gdziekolwiek wzięlibyśmy przekroje na tej samej strudze. Znaczy to, że strumień indukcyi magnetycznej, przez każdy przekrój danej strugi jest na całej jej rozciągłości jednaki, albo krócej: strumień indukcyi wzdłuż każdej strugi jest stały,

bez względu na to, przez jakie ośrodki ona się ciągnie. Prawo to, orzekające jedną z najistotniejszych właściwości pola magnetycznego, nazywa się prawem ciągłości indukcyi.

Skoro $B_1 : B_2 = a_2 : a_1$ przeto: gdzie struga się rozszerza, tam pole jest słabsze, i naodwrót, co odpowiada zupełnie twierdzeniu *a*) w ust. 43.

d) Nie stosuje się tu jednak twierdzenie *b*) tego ustępu. Struga magnetyczna nie może nigdzie urywać się, jak to elektryczne czynią na powierzchniach przewodników; nie istnieją bowiem przewodniki magnetyczne, ani też pole magnetyczne nie urywa się nigdzie nagle. Z prawa ciągłości indukcyi wynika zatem koniecznie, że każda struga magnetyczna stanowić musi rurkę zamkniętą w sobie, bez początku i końca, o ile nie biegnie w nieskończoną dal (w tym ostatnim przypadku musi ona nieograniczenie się rozszerzać, gdyż w nieskończonej odległości od prądów lub magnesów pole jest zerem).

167. Liczba linii magnetycznych. Zamiast obliczać strumień indukcyi przez jakąś przeponę, A lub A', w polu magnetycznem, będziemy raczej mówili o strumieniu przechodzącym przez objęcie obwodu LL', który tę przeponę ogranicza, skoro od niego tylko, a nie od kształtu przepony, wartość tego strumienia zależy. Wykreślmy na dowolnej przeponie A, położonej przez dany obwód LL' (fig. 202), siatkę złożoną z oczek różnej wielkości, a, a_1, a_2, ... tak mianowicie dobranych, żeby przez wszystkie oczka przechodziły strumienie tej samej wielkości, każdy równy jednostce; a więc żeby było $Ba \cos \alpha = B_1 a_1 \cos \alpha_1 = \ldots = 1$. Poprowadźmy przez obwód każdego oczka strugę indukcyi — będą to t. zw. strugi jednostkowe, gdyż wzdłuż każdej z nich strumień indukcyi będzie wszędzie $= 1$. Wykreślmy nakoniec środkiem każdej z tych strug jednostkowych po jednej linii magnetycznej. Widocznie: strumień indukcyi przez dany obwód LL' będzie równy liczbie N tych linii magnetycznych, z których każda jest przedstawicielką jednej strugi jednostkowej, a które przechodzą przez ten obwód.

Jak widać, „liczba N linii magnetycznych", przechodzących przez pewien zamknięty obwód LL', oznacza zupełnie toż samo, co „strumień indukcyi" przechodzący przez dowolną przeponę A, ograniczoną tymże obwodem. Ten sposób liczenia linii magnetycznych, wprowadzony przez Faradaya, bywa do dziś używa-

ny, dzięki swej wyrazistości i jasności, jako równoważnik obliczania strumienia indukcyi. Liczba N nie jest oczywiście liczbą oderwaną; określa liczbę strumieni jednostkowych indukcyi.

168. Pole magnesu linijnego. Wyłożone wyżej twierdzenia dozwolą nam zrozumieć ustrój pola magnesu linijnego, otoczonego na okół jednym, jedynym, nieograniczenie rozciągłym ośrodkiem. Fig. 203 wyobraża jeden koniec takiego magnesu, z biegunem północnym N; drugi biegun, południowy, ma być tak odległy, żeby wpływ jego działania, w okolicy bieguna N, był zupełnie

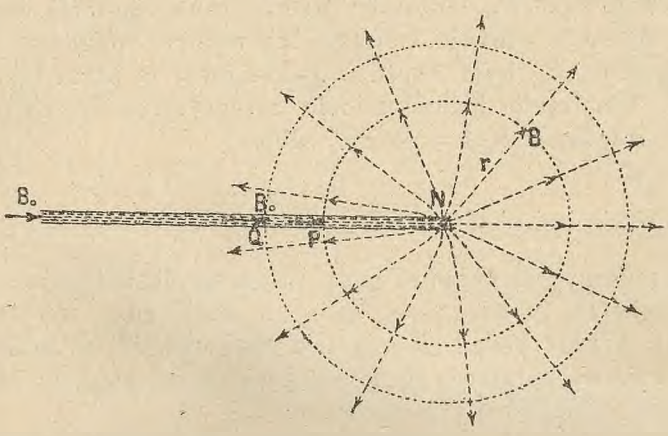


Fig. 203

nieznaczny. Przekrój poprzeczny A magnesu ma być tak mały, żeby tę krótką część magnesu, w sąsiedztwie najbliższem końca N, z której, jak wiemy z doświadczenia, wychodzą przyciągania i odpychania magnetyczne (por. fig. 21) można było uważać jako jeden punkt.

W tych warunkach pole w otoczeniu bieguna N złożone będzie z linii bardzo przybliżenie prostych, rozchodzących się promienisto; w znaczniejszej dopiero odległości linie te będą się zakrzywiały, zdążając do odległego bieguna S.

Wykreślmy z punktu N kulę, jakimkolwiek promieniem $NP = r$, albo $NQ = r_1$, dość dużym, w porównaniu z średnicą magnesu. Indukcya na powierzchni takiej kuli będzie wszędzie do niej prostopadła, i bardzo przybliżenie mieć będzie wszędzie tę samą wartość B — z wyjątkiem znikomo małej cząstki, o przekroju A, gdzie kula przecina sam magnes.

Strumień indukcyi, wychodzący z tej kuli na zewnątrz, będzie zatem $4\pi r^2 . B$. W myśl ust. 166, *b* tyleż indukcyi musi też wchodzić do wnętrza kuli, a to możliwe jest tylko na przekroju A, we wnętrzu magnesu. Strugi indukcyjne idą zatem wnętrzem magnesu linijnego, jednostajnie namagnesowanego, od południowego do północnego jego końca; tu występują w otaczający ośrodek i zamykają się znowu u końca południowego.

Skoro we wnętrzu magnesu (byle niezbyt blizko końców) przebieg tych strug jest z konieczności równoległy do osi magnesu, a zatem przekrój ich stały, przeto prawo ciągłości wymaga (ust. 166, *c*), żeby wartość indukcyi we wnętrzu magnesu, oznaczymy ją przez B_0, była wszędzie jednakowa, ta sama np. w P, jak w Q. Wnętrzem magnesu idzie zatem strumień całkowity $B_0 A$; stąd równanie $B_0 A = 4\pi r^2 B$, albo:

$$(13) \quad \ldots\ldots\ldots B = \frac{B_0 A}{4\pi r^2}.$$

Przypuśćmy, że magnes nasz otoczony jest dokoła ośrodkiem jednolitym (powietrze, próżnia) o stałej zdolności magnetycznej μ. Wtedy będzie $B = \mu H$, a równanie (13) pozwoli nam obliczyć wartość natężenia H, w odległości r od bieguna magnesu linijnego. Znajdziemy mianowicie:

$$H = \frac{B_0 A}{4\pi\mu r^2}.$$

Natężenie H mierzy się, jak wiemy, siłą, którą pole wywiera na biegun jednostkowy (ten sam, którego użyto do pomiaru zdolności μ ośrodka). Na inny biegun, zawierający m' takich jednostek magnetyzmu, pole, t. j. w naszym przypadku koniec N magnesu linijnego, wywierałoby siłę P, większą m' razy:

$$P = m' H = \frac{B_0 A m'}{4\pi\mu r^2}.$$

Tę samą siłę określa jednak także znane dobrze z doświadczenia prawo Coulomba (ust. 19). Żeby to prawo nam wypadło, musimy przyjąć, iż ta część powyższego wyrażenia na P, która nie zależy ani od odległości r, ani od rodzaju ośrodka (μ), przedstawia ilość magnetyzmu m w biegunie N magnesu linijnego, a więc:

(14) . . . . . $m = \frac{B_0 A}{4\pi}$, zaczem $P = \frac{mm'}{\mu r^2}$.

Odnajdujemy zatem prawo Coulomba, a zarazem ważne jego uzupełnienie, odnoszące się do wpływu ośrodka. Okazuje się, że siły przyciągające, albo odpychające, jakie dwa bieguny magnetyczne wywierają na siebie z danej odległości, mają w różnych, nieograniczenie rozciągłych ośrodkach różne natężenia: mają się do siebie odwrotnie, jak zdolności magnetyczne ośrodków. Przyjąwszy dla próżni, dajmy nato np. $\mu = 1$, możnaby zatem, w zasadzie przynajmniej, znaleść zdolność magnetyczną, np. wody, przez pomiar sił działających między dwoma danymi biegunami, raz w próżni, drugi raz w wodzie. W praktyce jednak podobne postępowanie nie byłoby zdatne, z powodu niezmiernie małej różnicy zdolności magnetycznych różnych ośrodków (np. próżnia = 1, woda = 0,9999902, por. ust. 175).

Ważniejszem jest stwierdzenie zasadniczego faktu, że prawa statycznych działań biegunów magnetycznych m i elektrycznych e (ust. 44, wzór 1) są jednakowe; zdolność magnetyczna μ odpowiada dokładnie elektrycznej k.

Drobna, zresztą tylko zewnętrzna różnica, w określeniu, zachodzi między indukcyą elektryczną, a indukcyą magnetyczną. Pierwszą określa się zwyczajowo wzorem $D = \frac{k}{4\pi} . E$, gdy drugą pisze się $B = \mu . H$. Tem odmiennem cokolwiek określeniem tłumaczy się, że z bieguna elektrycznego e wychodzi e linii elektrycznych (ust. 43), podczas gdy biegun magnetyczny m wysyła (według 14) $B_0 A$, t. j. $4\pi m$ linii magnetycznych*).

169. Stopień namagnesowania. Polaryzacya magnetyczna. Poprzednie rozważania pouczyły nas, że magnes trwały jest to ciało, w którego wnętrzu jest utrwalona, zakrzepła niejako, indukcya magnetyczna B_0. Ustrój takiego magnesu nauczyliśmy

---

*) Z wzorów (14) wyprowadzimy łatwo następujące wymiary wielkości magnetycznych: wymiar $m = \mu^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{3}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sek^{-1}$; wymiar $B = \mu^{\frac{1}{2}} cm^{-\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sek^{-1}$; wymiar $H = \mu^{-\frac{1}{2}} cm^{-\frac{1}{2}} g^{\frac{1}{2}} sek^{-1}$. Wymiar ilości elektryczności e, wyrażony przez wielkości magnetyczne, będzie, według (12): $\mu^{-\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}}$; prądu: $\mu^{-\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}} gr^{\frac{1}{2}} sek^{-1}$.

się jednak (ust. 15) pojmować inaczej jeszcze: jako prawidłową budowę, złożoną z niezliczonych, niezmiernie drobnych, magnesów elementarnych, jako polaryzacyę wewnętrzną. Zobaczmy, jaki zachodzi związek między indukcyą trwałą B_0 a tą polaryzacyą. Weźmy przypadek magnesu linijnego, namagnesowanego jednostajnie. Przyjmijmy, że on składa się z niezmierzonej liczby magnesów linijnych elementarnych, z których każdy ma długość l_0, przekrój A_0, bieguny $+m_0$ i $-m_0$, moment $M_0 = m_0 l_0$; one są wszystkie ułożone prawidłowo, w wiązkach równoległych do siebie (fig. 204).

Widocznem jest, że wszystkie bieguny leżące we wnętrzu magnesu znoszą się wzajemnie, w działaniu swem na zewnątrz; do każdego bowiem przylega drugi, równie silny, należący do sąsiedniego elementu, a mający znak przeciwny. Działania tych wewnętrznych biegunów objawiłyby się dopiero, gdybyśmy magnes przełamali, albo przecięli, jak oznaczono przy $ABA'B'$. Ograniczymy nasze rozważanie do takiego przekroju wewnętrznego, położonego tak daleko od końców całego magnesu, żeby można było zaniedbać wpływ występujących tam niezrównoważonych biegunów.

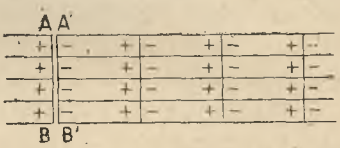


Fig. 204.

Otóż na przekroju AB mającym wielkość A, wystawia na zewnątrz swe bieguny północne liczba $\frac{A}{A_0}$ magnesów elementarnych; tyleż południowych biegunów występuje na przekroju $A'B'$. Ilość magnetyzmu na AB, albo południowego na $A'B'$ wynosi przeto $m = \frac{A}{A_0} \cdot m_0$.

Wyrazimy to inaczej, przez wypadkowy moment magnetyczny jednostki objętości namagnesowanej stali, czyli przez t. zw. stopień namagnesowania, który oznaczymy tu przez J_0. Zważywszy, że centymetr sześcienny naszego magnesu zawiera liczbę $\frac{1}{A_0 l_0}$ magnesów elementarnych, z których każdy ma moment $m_0 l_0$, znajdziemy $J_0 = \frac{1}{A_0 l_0} \cdot m_0 l_0 = \frac{m_0}{A_0}$. Ilość magnetyzmu na przekrojach AB lub $A'B'$ wynosi zatem $m = AJ_0$. Tyleż magnetyzmu swobodnego musi występować na ogół także na obydwu końcach całego magnesu, gdyż każdy mag-

nes zawiera tyleż północnego, ile południowego magnetyzmu. m oznacza tedy zarazem ilość magnetyzmu na biegunach magnesu linijnego, tę samą wielkość, którą we wzorze (14) wyraziliśmy przez B_0, mianowicie $m = \frac{B_0 A}{4\pi}$. Z porównania z tym wzorem wypada:

(15) . . . . . $B_0 = 4\pi J_0$.

Indukcya utrwalona B_0 w namagnesowanej stali jest zatem proporcyonalna do stopnia namagnesowania J_0. Ona utrzymuje się w stali bez pomocy i udziału magnetycznego natężenia. Widocznem jest bowiem, że we wnętrzu długiego magnesu linijnego, w dostatecznie wielkiej odległości od końców, natężenie magnetyczne H, wychodzące z biegunów swobodnych na końcach, będzie znikomo małe.

Gdybyśmy uważany magnes linijny przepiłowali, zdala od końców, wąziutkiem cięciem poprzecznem $ABA'B'$ (fig. 204), prostopadle do kierunku namagnesowania, wtedy obwód próbny, wprowadzony w taką szczelinę, wskazałby nam właśnie indukcyę $B_0 = 4\pi J_0$. Strugi indukcyi szłyby bowiem przez tę szczelinę nieprzerwane (według prawa ciągłości). Biegun próbny natomiast, umieszczony w środku szczeliny, nie wskazywałby jednak teraz natężenia $H = 0$, lecz, skoro jest próżna, albo napełniona powietrzem o zdolności μ_0, wskazałby $H = \frac{B_0}{\mu_0} = \frac{4\pi J_0}{\mu_0}$. Tej samej postaci wzór podaliśmy na natężenie elektryczne E między dwiema okładkami kondensatora płaskiego, na których gęstość elektryczności jest σ, mianowicie (ust. 55, *b*) $E = \frac{4\pi\sigma}{k_0}$. Stopień namagnesowania $J_0 = \frac{m}{A}$ wyraża bowiem istotnie gęstość magnetyzmu na obu ścianach szczeliny.

170. Namagnesowanie indukcyjne ośrodków. Namagnesowanie J, jakie w stali utrzymuje się trwale, samo przez się, występuje również we wszelkich innych ośrodkach materyalnych (np. w miękkiem żelazie). Tutaj jednakowoż ono jest przemijające, trwa dopóty tylko, dopóki ośrodek znajduje się w polu magnetycznem i zostaje pod wpływem magnetycznego natężenia H.

Weźmy pod uwagę małą część takiego ośrodka, w dowolnem polu, część tak małą, żeby w jej obrębie pole można było uwa-

żać za jednostajne (fig. 205). $PQRS$ oznacza strugę indukcyjną przechodzącą przez ten ośrodek. Przepiłujmy ją cięciem poprzecznem $ABA'B'$, tak wązkiem, żeby obecność tej szczeliny nie zmieniła dostrzegalnie ustroju pola.

Według ust. 166, b i c strumień indukcyi idący przez szczelinę będzie taki sam, jak w innych, nietkniętych przekrojach tejże strugi. Obwód próbny, wprowadzony w tę szczelinę, wskazałby nam tedy pewną wartość B_0 indukcyi, równą dokładnie prawdziwej wartości B, panującej w tej części pola, a więc $B_0 = B$*). Biegun próbny natomiast, umieszczony w środku szczeliny, nie wskazałby nam odpowiedniego tej indukcyi natężenia $H = \frac{B}{\mu}$, gdzie μ oznacza zdolność uważanego ośrodka. Szczelina jest bowiem pusta, albo napełniona powietrzem (zdolność $= \mu_0$). Biegun taki oddziaływałby naprzód na natężenie magnetyczne $H = \frac{B}{\mu}$, panujące w tej części pola, a pochodzące od zewnętrznych prądów, albo magnesów, czy to trwałych, czy indukcyjnych; obok tego oddziaływałby jednak na namagnesowanie indukcyjne materyału przepiłowanego — tak samo, jak w ust. poprz. oddziaływał na namagnesowanie trwałe J_0 stali. Jeżeli tedy oznaczymy przez J stopień indukcyjnego namagnesowania materyału wypełniającego część $PQRS$ strugi, wówczas drugie z tych działań wynosić będzie (jak w ust. poprz.) $\frac{4\pi J}{\mu_0}$. Ogółem tedy biegun próbny wskaże we wnętrzu szczeliny pewne natężenie $H_0 = H + \frac{4\pi J}{\mu_0}$.



Fig. 205.

Zawsze jednak musi być $B_0 = \mu_0 H_0$, czyli $B_0 = \mu_0 H + \mu_0 \cdot \frac{4\pi J}{\mu_0}$, a ponieważ jest $B_0 = B = \mu H$, przeto znajdziemy:

(16) . . . . . $B = \mu_0 H + 4\pi J$,

skąd:

(17) . . . . . $J = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi} \cdot H$.

*) Tem usprawiedliwia się przepis mierzenia indukcyi we wnętrzu ciał stałych, podany w ust. 161.

Jest to skutkiem indukcyjnego namagnesowania ośrodka, że indukcya B w jego wnętrzu jest różna od tej $(\mu_0 H)$, jakąby pole tego samego natężenia wywołało w próżni. Według (16) możemy uważać indukcyę, w dowolnym ośrodku, jako złożoną z dwu części: z indukcyi, jakaby panowała w próżni, w polu tego samego natężenia i z 4π-krotnej wartości stopnia namagnesowania ośrodka w uważanem miejscu.

Według (17) zaś stopień namagnesowania J ciał para- i diamagnetycznych jest wprost proporcyonalny do natężenia magnetycznego H i posiada ten sam kierunek. Zamiast spółczynnika proporcyonalności $\frac{\mu - \mu_0}{4\pi}$ wprowadza się często osobną wielkość, t. zw. spółczynnik magnetyczny γ, określony przez wzór $\gamma = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi\mu_0}$. Wtedy będzie krócej:

$$J = \mu_0 \gamma H,$$

tudzież:

$$\mu = \mu_0 (1 + 4\pi\gamma).$$

Jako stosunek wielkości tego samego rodzaju, spółczynnik γ jest liczbą niemianowaną, ma tę samą wartość we wszystkich układach miar. Wedle rachuby elektromagnetycznej będzie $\mu_0 = 1$, zatem $\mu = 1 + 4\pi\gamma$; $\gamma = \frac{\mu - 1}{4\pi}$.

Zwracamy uwagę, że wzory (16) i (17) odpowiadają dokładnie wzorom (1) i (2) ustępu 71, odnoszącym się do polaryzacyi dielektrycznej ośrodków isolujących w polu elektrycznem. Istotnie, wielkości $\frac{B}{4\pi}$ odpowiada indukcya elektryczna D (ust. 168); natężeniu H, natężenie E; zdolności μ_0 zdolność elektryczna k_0; stopniowi namagnesowania J, polaryzacya dielektryczna P. Stosunek $\frac{\mu}{\mu_0}$ odpowiadałby stałej dielektrycznej $\varkappa$.

171. Przykłady i wnioski. *a*) Pręt paramagnetyczny. W polu jednostajnem o natężeniu H, np. w polu magnetycznem ziemskiem, w próżni, albo w powietrzu, kładę podłużnie cienki a długi pręt żelazny, albo z innego materyału ferro- lub paramagnetycznego (zdolność μ, przekrój a, długość l, fig. 206). Pręt magnesuje się indukcyjnie, a zmiana, jaką obecność jego wywołuje w ustroju pola,

będzie taka sama, jak gdyby był równie silnie, ale trwale namagnesowanym. Obliczmy jego namagnesowanie. Na końcach, ale tylko na końcach, występują bieguny $+m$ i $-m$. Działanie ich nie sięga daleko. Na przeważnej części długości pręta natężenie H mieć będzie tę samą wartość, jaką miało przed włożeniem pręta. Indukcya w pręcie będzie jednak inna, mianowicie $B = \mu H$, albo $= \mu_0 H + 4\pi J$. Stopień namagnesowania daje wzór (17): $J = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi} H = \mu_0 \gamma H$.

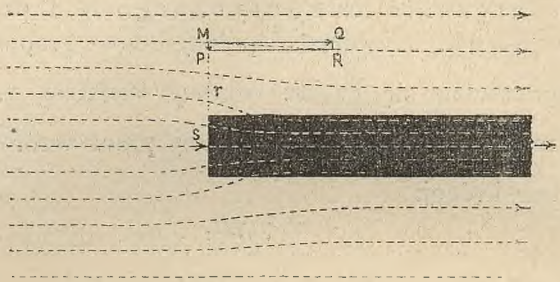


Fig 206.



Fig. 207.

Magnes trwały, namagnesowany w tym samym stopniu, miałby bieguny (ust. 169) $m = aJ = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi} aH$; takież mieć będzie pręt uważany. Na igłę magnetometru ustawionego obok bieguna s, w punkcie M (fig. 206), w odległości $Ms = r$, dość wielkiej w porównaniu z średnicą pręta, działają teraz dwie siły: $MP = H$, w kierunku pierwotnego pola i $MQ = \frac{m}{\mu_0 r^2}$ (ust. 168, 13) ku biegunowi s. Igła ustawi się tedy w kierunku wypadkowej MR, która będzie zarazem styczną do wypadkowej linii magnetycznej, przechodzącej przez M. Igła odchyli się przeto, wskutek włożenia pręta, o kąt $PMR = \alpha$ ta-

ki, że tg $\alpha = \frac{MQ}{MP} = \frac{m}{\mu_0 r^2 H}$. Tą drogą można zmierzyć przybliżenie ilość magnetyzmu indukcyjnego m, o ile H będzie znane, tudzież obliczyć zdolność magnetyczną według wzoru: $\mu = \mu_0 + \frac{4\pi m}{aH}$.

W ciałach ferromagnetycznych liczba μ jest wiele razy większa od μ_0, jakkolwiek nie jest niezależną od H. Pręt z takiego ciała np. żelazny, przewodzi tedy w polu magnetycznem H bardzo znaczny strumień indukcyi, mianowicie $= Ba = \mu aH$: tyleż strug jednostkowych. W pierwotnem polu przechodziło ich przez przekrój a tylko $\mu_0 aH$. Pręt zagarnął tedy strugi z szerokiego obszaru pola i zagęścił je $\frac{\mu}{\mu_0}$-krotnie. One wstępują wszystkie w materyał pręta w pobliżu końca południowego, wychodzą zaś w pobliżu północnego. Ciała ferro- i paramagnetyczne wciągają zatem w siebie i zagęszczają strugi pierwotnego pola, jak to istotnie widzimy na fig. 206.

b) Pręt diamagnetyczny. Wprost odwrotnie działają ciała diamagnetyczne, t. j. te, które mają zdolność magnetyczną μ mniejszą od zdolności μ_0 próżni (ust. 162). I tu stosują się wzory wyprowadzone w przypadku *a*), jednakże liczba strug przewodzonych przez pręt $= Ba = \mu aH$ będzie zmniejszona, w porównaniu z liczbą pierwotną $\mu_0 aH$. Strugi pierwotnego pola starają się zatem wyminąć ciało diamagnetyczne (por. fig. 207). Pierwotne pole, w które włożono pręt z materyału diamagnetycznego odkształca się tak, jak gdyby tam włożono słaby magnes, lecz odwrotnie, jak w przypadku *a*), a więc końcem północnym naprzeciw liniom magnetycznym. Koniec pręta diamagnetycznego, na który linie magnetyczne padają, działa więc jak biegun północny magnesu trwałego. Rzeczywiście też, stopień namagnesowania $J = -\frac{\mu_0 - \mu}{4\pi} H$ ma w tym przypadku znak ujemny, ujemnym jest też spółczynnik magnetyczny γ.

c) Przez μ_0 w równaniach powyższych nie trzeba rozumieć koniecznie zdolności magnetycznej próżni. Te same wzory otrzymalibyśmy byli, gdyby cała otaczająca nas przestrzeń była zalaną np. wodą, a μ_0 oznaczało jej zdolność. Liczba ta może tedy oznaczać zdolność jakiegokolwiek para- lub diamagnetycznego ośrodka, byle był bardzo rozległy. Jeżeli wtedy będzie $\mu < \mu_0$, to otrzymamy znowu ujemne namagnesowanie J, choćby pręt był (względem próżni) paramagnetycznym. Ciało paramagnetyczne, zanurzone w ośrodku paramagnetycznym o zdolności przewyższającej jego

własną, magnesuje się zatem tak, jak gdyby było diamagnetyczne. Możemy łatwo uzmysłowić sobie ten wynik, uważając namagnesowanie J jako nagromadzenie magnesów elementarnych, jak na fig. 205. Na granicy spotykają się np. bieguny południowe magnesów elementarnych ciała, z północnymi ośrodka. Te ostatnie będą jednak silniejsze i otrzymają przewagę.

Podobnież ciało diamagnetyczne, otoczone ośrodkiem bardziej od niego diamagnetycznym zachowywać się będzie jak paramagnetyczne.

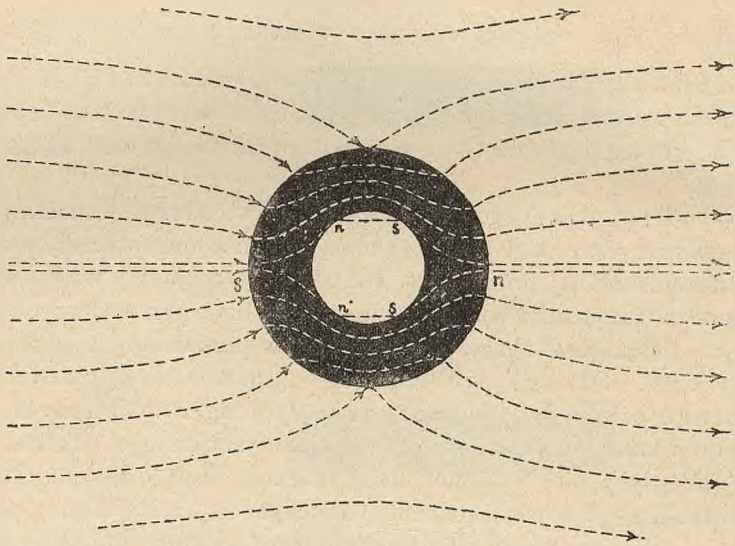


Fig 208.

d) Osłony magnetyczne. Zdolność ciał ferromagnetycznych (przedewszystkiem miękiego żelaza), wciągania i wydatnego zagęszczania w sobie strug zewnętrznego pola, może być zużytkowana celem umyślnego ogołacania pewnych części pola z linii magnetycznych, a więc do sztucznego osłabiania pola. Grubościenne naczynia żelazne wciągają przeważną część linii zewnętrznego pola w swoje ściany, stanowią przeto skuteczną osłonę magnetyczną dla przestrzeni wewnętrznej. Wspomnieliśmy już w ust. 30 o zastosowaniu takich osłon do zabezpieczenia czułych galwanometrów od przypadkowych zewnętrznych wpływów magnetycznych. Fig. 208 okazuje pole magnetyczne, pierwotnie jednostajne, zmienione przez wstawienie

weń grubościennego, walcowatego naczynia, z miękiego żelaza. Pole wewnętrzne nie jest wprawdzie całkiem zniesione; do jakiego stopnia zaś zostało osłabione, można ocenić po ogromnem rozszerzaniu się wąziutkiej strugi środkowej, gdy ona wstępuje do wnętrza walca.

e) Załamanie linii magnetycznych na granicy dwu różnych ośrodków, widoczne na rysunkach 206, 207 i 208, podlega pewnemu ogólnemu prawu, wynikającemu z prawa ciągłości indukcyi. Na granicę MN (fig. 209), dajmy nato między powietrzem (μ_0) i żelazem (μ) pada struga indukcyi, pod jakimkolwiek kątem padania α. Przypuśćmy, że przekrój jej jest prostokątem o długości AC i szerokości $= 1$. Wielkość tego przekroju można wyrazić przez $AC = AB \cdot \cos\alpha$. Wchodząc w żelazo struga ta załamuje się pod kątem β, a wskutek tego otrzymuje przekrój o szerokości innej $BD = AB \cdot \cos\beta$. W myśl prawa ciągłości musi być $B_0 . AB \cos\alpha = B . AB \cos\beta$, czyli $\mu_0 H_0 . AB . \cos\alpha = \mu H . AB . \cos\beta$, w czem B_0 i H_0 tudzież B i H oznaczają wartości indukcyi i natężenia po obu stronach granicy AB. Jest jeszcze drugi związek ogólny między temi wielkościami. W kierunku od A do B działa po stronie powietrza składowa natężenia równa $H_0 \sin\alpha$; po stronie żelaza zaś działa w tymże kierunku składowa $H \sin\beta$. Obie te składowe, równoległe do granicy, muszą być równe sobie, t. j. $H_0 \sin\alpha = H \sin\beta$. Gdyby nie były równemi, moglibyśmy otrzymywać bez kosztu dowolną ilość pracy, prowadząc biegun magnetyczny próbny od A do B w powietrzu i z powrotem od B do A w żelazie. Podzieliwszy ostatnie równanie przez poprzedzające, znajdziemy:

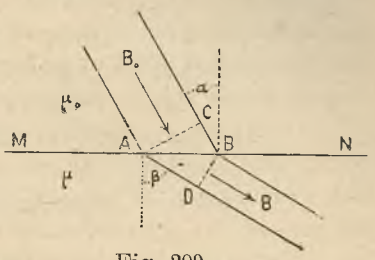


Fig. 209.

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\mu_0} = \frac{\operatorname{tg}\beta}{\mu}, \quad \text{albo} \quad \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{\mu_0}{\mu}.$$

Związek ten przypomina prawo załamywania się promieni świetlnych na granicy dwu różnych ośrodków. Widać, że $\beta > \alpha$, gdy $\mu > \mu_0$ i naodwrót. Wstępując zatem z próżni w ośrodek paramagnetyczny każda struga magnetyczna załamuje się od normalnej; ku normalnej natomiast, gdy wchodzi w ośrodek diamagnetyczny. W żelazie, mającem ogromną zdolność magnetyczną, linie magnetyczne załamują się niemal pod kątem prostym. Stąd pochodzi właśnie, że żelazo zagarnia je tak obficie.

172. Energia magnetyczna. Uważać będziemy obecnie układ ciał złożony z jakichkolwiek magnesów trwałych, z kawałków miękiego żelaza (zwór magnetycznych) i z różnych innych ciał para- lub diamagnetycznych — prądy elektryczne, t. j. elektromagnesy, wyłączymy na razie. Układ złożony w taki sposób nazywać będziemy „magnetycznym", odróżniając go tym sposobem od „elektromagnetycznego", w którym, obok magnesów trwałych, znajdować się będą także elektromagnesy, a choćby tylko przewodniki zamknięte, zdolne przewodzić prądy elektryczne. Stal namagnesowana, albo żelazo miękie, są wprawdzie także przewodnikami prądu elektrycznego; możnaby jednak sporządzić z nich układ ściśle „magnetyczny", nie zdolny przewodzić prądu, gdybyśmy np. wyobrazili sobie, że zwory żelazne, a nawet magnesy same, sporządzone są z drobnych ziaren, spojonych jakim kitem isolującym, np. żywicą. W praktyce wystarczy jednak, jak się okaże w rozdziale o indukcyi magnetoelektrycznej, unikać zbyt szybkich ruchów części składowych takiego układu; prądy „indukcyjne", o których wykluczenie tu chodzi, będą wtedy znikomo słabe.

W takim układzie magnetycznym czynne są potężne niekiedy działania dynamiczne. Magnesy przyciągają się wzajemnie, albo odpychają; zwory żelazne są przyciągane i t. p. Z sił tych można skorzystać, żeby od układu takiego otrzymać pracę mechaniczną. Otrzymamy ją istotnie, jeżeli np. zworom dozwolimy zbliżać się do przyciągających je magnesów, albo jeżeli dozwolimy oddalać się od siebie magnesom, które się odpychają. Otóż każdy układ, zdolny wydać z siebie ograniczoną choćby ilość pracy, posiadać musi pewien zapas energii.

Ażeby zdać sobie sprawę z rodzaju tej energii, należy zważyć, że podczas takich przesunięć części składowych układu „magnetycznego" nie zmienia się ani fizyczny, ani chemiczny ustrój poruszających się ciał (prądy elektryczne wykluczyliśmy umyślnie); nie zmienia się też ani ich temperatura, ani stan elektryczny — słowem nie zachodzi żadna zmiana z rodzaju tych, które mogą powodować wywięzywanie się której ze znanych nam już form energii. Musimy przeto uznać, że na mocy swego namagnesowania, układ uważany jest siedliskiem osobnego, nowego rodzaju energii, mianowicie t. zw. energii magnetycznej.

Praca mechaniczna, wydana na zewnątrz przez taki istotnie „magnetyczny" układ, praca wydana podczas przesunięć odbywających się w kierunku czynnych w nim sił, idzie tedy na karb

jego magnetycznej energii. Nawzajem energia ta będzie wzmagać się, jeżeli, użyciem zewnętrznej przemocy, przesuniemy części składowe układu wbrew działającym na nie siłom magnetycznym.

173. Obliczenie energii magnetycznej. Rozumowanie powyższe odpowiada dokładnie temu, które skłoniło nas (w ust. 56) do wprowadzenia pojęcia elektrycznej energii układu naelektryzowanego, i to w przypadku nabojów „isolowanych" (ust. 58). Energia magnetyczna odpowiada też w zupełności elektrycznej. Elektryczną, co prawda, można było rozbrajać nietylko w postaci pracy, lecz i ciepła, czego z magnetyczną uczynić nie można, dla braku „przewodników" magnetycznego prądu. W układzie istotnie „magnetycznym" energia magnetyczna może zamieniać się tylko na dynamiczną: układ może tylko pracować, albo wytwarzać energię kinetyczną w swych masach.

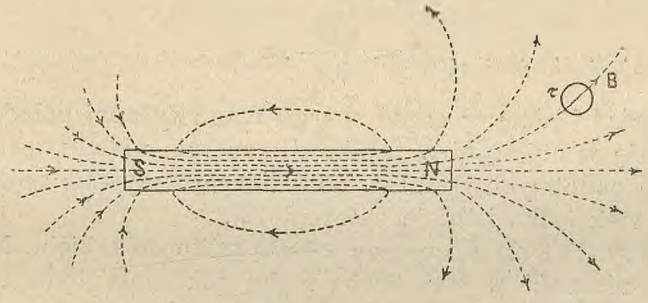


Fig. 210.

Otóż zważywszy, że zasadnicze prawa działań magnetycznych są też same, co elektrycznych (ust. 168, 170, wzory 13, 15, 16) możemy wyrażenia energii elektrycznej, znalezione w rozdz. I-ym, przenieść bezpośrednio na magnetyczną: zamiast naboju elektrycznego e należy podstawić magnetyczny m (magnesów trwałych), zamiast natężenia, potencyału, zdolności elektrycznej E, s, k, też same wielkości magnetyczne H, u, μ. Analogia ta byłaby we wszystkich szczegółach zupełną, gdyby można było stwarzać pola elektryczne bez pomocy przewodników naelektryzowanych, a z pomocą isolatorów, mających trwałą polaryzacyę dielektryczną — jakimi są, jak się zdaje, kryształy piroelektryczne (ust. 105). Fig. 210 wyobraża pole sztabki stalowej NS, trwale namagnesowanej. Gdybyśmy zamiast niej podstawili np. sztabkę

turmalinu, spolaryzowanego tak samo elektrycznie, jak stal jest spolaryzowana magnetycznie, wówczas ten sam rysunek fig. 210 przedstawiałby wiernie wywołane przez nią pole elektryczne.

Energię magnetycznego układu — oznaczymy ją literą T — można zatem wyrazić bądź wzorem:

(1) . . . . . $T = \frac{1}{2} mu + \frac{1}{2} m_1 u_1 + \ldots$

odpowiadającym wzorowi (1) ustępu 56 (uwaga 1), bądź też można stanąć na stanowisku Faradaya i przyjąć, że siedliskiem energii magnetycznej są wszystkie części ośrodków, w których pole magnetyczne się rozciąga. Przenosząc ściśle wyniki otrzymane w teoryi pola elektrycznego, weźmy pod uwagę małą objętość τ któregokolwiek z ośrodków zapełniających pole magnetyczne, objętość tak małą, żeby w jej obszarze natężenie H można było uważać za stałe, μ niechaj oznacza zdolność magnetyczną ośrodka, który się tam znajduje. Według ust. 57 (wzór 1) wyrażenie:

(2) . . . . . $T_n = \frac{\mu H^2}{8\pi} . \tau.$

przedstawiać będzie tę część energii magnetycznej pola*), która zawiera się w objętości τ. Całkowita energia układu będzie równa sumie podobnych wyrażeń, obejmującej wszystkie części pola, gdziekolwiek tylko istnieje natężenie H.

Wzory (1) i (2) stosują się zresztą tylko do takich ośrodków, których zdolność μ jest liczbą stałą, jak stałą była liczba k. W ciałach ferromagnetycznych tedy (żelazo, ust. 162) one nie mają zastosowania.

174. Siły magnetyczne. Poznawszy sposób obliczania energii układu magnetycznego możemy natychmiast zdać sprawę z najdawniej znanego w tej dziedzinie zjawiska, z przyciągań, jakie magnesy wywierają na zbliżone do nich ciała.

---

*) W układzie elektromagnetycznym miar energia ta będzie wyrażona w ergach. Wprowadzając indukcyę $B = \mu H$ można też ilość energii w jednostce objętości wyrazić przez $\frac{BH}{8\pi}$. Ażeby wzór (2) stosował się także do innych układów miar bezwzględnych c. g. s., np. do elektrostatycznego, należy określić indukcyę i natężenie w taki sposób, żeby iloczyn BH jakkolwiek mierzony, wyrażał się tą samą liczbą, jak w układzie elektromagnetycznym; liczba ergów bowiem musi być w każdym układzie c. g. s: ta sama.

Umieśćmy malutką objętość τ jakiego ciała paramagnetycznego w próżni (albo w powietrzu), w pobliżu magnesu (fig. 210). Obecność tego ciała zmieni natychmiast ustrój pola; zmieni go jednak w stopniu bardzo nieznacznym, gdyż zdolność μ takich ciał różni się zawsze niezmiernie mało od zdolności μ_0 próżni. Zważywszy jednak na prawo ciągłości indukcyi będziemy mogli przyjąć, że indukcya B wewnątrz tego ciała jest bardzo przybliżenie taka sama, jak w najbliższem jego otoczeniu, a więc taka, jaka panowała w objętości τ, przed umieszczeniem tam ciała. Natężenie H jednak zmieni się już dostrzegalnie. Wartość jego wewnątrz ciała jest $H = \frac{B}{\mu}$; tuż obok ciała zaś, w próżni $H_0 = \frac{B}{\mu_0}$. Część energii pola, tkwiąca w objętości τ, będzie zatem $\frac{\mu H^2}{8\pi} \cdot \tau = \frac{B^2}{8\pi\mu} \cdot \tau$. Przed wprowadzeniem ciała było jej w tej objętości więcej, bo $\frac{B^2}{8\pi\mu_0} \cdot \tau$ (w ciałach paramagnetycznych bowiem jest $\mu > \mu_0$). Znaczy to, że podczas wprowadzania ciała pole postradało nieco swej energii, w ilości $\frac{B^2}{8\pi}\left(\frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu}\right) \cdot \tau$, co czyni bardzo przybliżenie $\frac{B^2}{8\pi\mu^2_0}(\mu - \mu_0)$, albo też $\frac{H^2_0}{8\pi}(\mu - \mu_0) \cdot \tau$. Tyleż przeto wykonało ono dodatniej pracy. Ciała paramagnetyczne bywają zatem wciągane w pole magnetyczne. Pozostawione samym sobie poruszają się ku tym częściom pola, gdzie ono jest najsilniejsze (niekoniecznie wzdłuż linii magnetycznych), zazwyczaj tedy ku biegunom magnesów. Siła przyciągająca (por. zad. 168) będzie tem większa, im bardziej μ przewyższa μ_0. W polu jednostajnem nie działałaby na takie ciało oczywiście żadna siła, gdyż przesunięcie jego nie zmieniałoby wcale energii pola.

Tak samo zachowuje się w polu żelazo miękkie i inne substancye ferromagnetyczne, jakkolwiek rachunek powyższy nie stosowałby się do żelaza nawet w przybliżeniu, gdyż zdolność jego μ przewyższa ogromnie μ_0, a nadto nie jest stałą, lecz zależy od H.

175. Diamagnetyzm. Faraday pierwszy odkrył doświadczeniem, że niektóre ciała są odpychane przez bieguny magnesów; nazwał je diamagnetycznemi. Rachunek poprzedzającego ustępu okazuje, że są to te ciała, w których różnica $\mu - \mu_0$

jest ujemną. Wprowadzone w pole magnetyczne, ciało takie (np. bismut) sprawi lekkie zwiększenie jego energii, mianowicie w ilości $\frac{H^2_0}{8\pi}(\mu_0-\mu).\tau$. Wprowadzając je, wykonać musimy tyleż pracy, co znaczy innemi słowy, że ciało jest odpychane. Pozostawione samemu sobie, będzie poruszało się ku najsłabszym częściom pola, t. j. będzie z pola wyrzucane.

Najłatwiej jest rozpoznać, czy ciało jakie jest para- czy diamagnetyczne, gdy się zawiesi na cienkiej nici pręcik z badanej substancyi między biegunami N i S silnego elektromagnesu (fig. 211). Pole, jak widać, jest tam bardzo niejednostajne. Pręcik, jeśli jest diamagnetyczny, starając możliwie uchylić się z pola, zajmie sam przez się położenie równikowe ab (jak na fig.); paramagnetyczny ustawi się osiowo, wzdłuż $a'b'$.

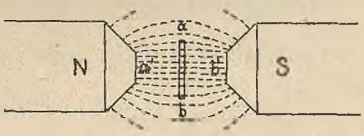


Fig. 211.

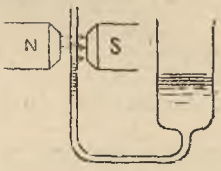


Fig. 212.

Do badania para- lub diamagnetyzmu konieczne są pola bardzo silne (elektromagnesy), gdyż różnira $\mu-\mu_0$, a więc i siła magnetyczna działająca w polu na takie ciała jest zawsze bardzo drobna. Gdy chodzi o badanie cieczy, dobre usługi oddaje następujący sposób hydrostatyczny (Quinckego). Między biegunami N i S elektromagnesu (fig. 212) ustawione jest jedno ramię (przekrój $= A$) dwuramiennego naczynia, napełnionego badaną cieczą. Drugie ramię, szersze, znajduje się poza polem. W chwili wzniecenia elektromagnesu ciecz, jeśli jest paramagnetyczna, zostaje wciągnięta w pole; poziom jej w rurce podnosi się o pewną długość z. Diamagnetyczna znowu obniży się. Można tu zastosować dosłownie znany nam, z ust. 72, wzór na siłę wciągającą płytę dielektryczną w pole elektryczne (fig. 106). Według tego wzoru *) działa na powierzchnię A cieczy siła ciągnąca ją w górę równa $\frac{AH^2}{8\pi}(\mu-\mu_0)$; równowagę czyni jej ciężar $Az\delta$ podniesionego

*) przez podstawienie μ_0 za k_0, H zamiast $\frac{s}{d}$, $\frac{\mu}{\mu_0}$ za $\varkappa$.

słupa cieczy (δ = ciężar wł.), skąd równanie $z = \frac{H^2}{8\pi\delta}(\mu - \mu_0)$, albo $z = \mu_0 \frac{\gamma H^2}{2\delta}$, jeśli przez γ oznaczy się spółczynnik magnetyczny cieczy (ust. 170).

Podobnymi sposobami zmierzono następujące:

WARTOŚCI SPÓŁCZYNNIKA MAGNETYCZNEGO

$$\gamma = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi\mu_0}.$$

Paramagnetyczne:		Diamagnetyczne:	
Pallad	$\gamma = 61 . 10^{-6}$	Bismut . .	$\gamma = -14{,}0 . 10^{-6}$
Platyna	29 „	Rtęć . . .	— 2,3 „
Glin	1.7 „	Srebro. . .	— 1,5 „
Tlen	0,16 „	Kwarc. . .	— 1,1 „
Powietrze . . .	0,03 „	Cynk . . .	— 0,9 „
Próżnia	0	Woda. . .	— 0,78 „
		Miedź . . .	— 0,7 „
		Alkohol . .	— 0,69 „
		Drzewo . .	— 0,3 „
		Próżnia . .	— 0

177. NAPRĘŻENIA I ROZPIERANIA SIĘ STRUG MAGNETYCZNYCH. PRZYCIĄGANIE MAGNESÓW. Siły działające na ciała umieszczone w statycznem polu magnetycznem można też, za przykładem Faradaya, uważać jako wynik napięć i ciśnień działających we wszystkich ośrodkach, w których przebiegają linie magnetyczne. Przenosząc znowu dosłownie wyniki znalezione w ust. 59, w zastosowaniu do pól elektrycznych, powiemy, że każda struga magnetyczna jest naprężona, a naprężenie jej, w tem miejscu, gdzie przekrój jest a, natężenie H, zdolność ośrodka μ, wynosi $\frac{\mu H^2}{8\pi} . a$. Licząc panujące na tym przekroju ciśnienie p (ujemne), na jednostkę przekroju, mamy:

$$p = \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Sąsiednie strugi rozpierają się znowuż na boki, a ciśnienie to, obliczone na jednostkę powierzchni, wynosi również $p = \frac{\mu H^2}{8\pi}$.

Zastosujmy te wzory do obliczenia przyciągania, jakie magnesy wywierają na zwory z miękiego żelaza. Na fig. 213 AB wyobraża koniec stalowego magnesu, którego namagnesowanie, w stopniu J_0, uważać będziemy za jednostajne. Zdala od tego końca przez magnes ten idzie strumień indukcyi $B_0 a$, w czem a oznacza przekrój sztaby, zaś $B_0 = 4\pi J_0$, jak w ust. 169. W próżni strumień ten rozchodziłby się z końca magnesu promieniście na wszystkie strony (fig. 203), wszelako, jeżeli zbliżymy tuż do końca ciało o tak ogromnej zdolności magnetycznej μ, jak miękie żelazo CD (zworę), można będzie przyjąć (ust. 171), że wszystkie niemal linie zostaną przez nie pochwycone i wciągnięte (co prawda nigdy nie da się uniknąć pewnej niewielkiej liczby linii „uronionych"). Przez zworę idzie tedy bardzo przybliżenie całkowity strumień indukcyi $B_0 a$, a jeśli jej przekrój wynosi również a, wtedy indukcya w żelazie będzie $B = B_0$, natężenie zaś $H = \frac{B}{\mu} = \frac{B_0}{\mu}$. W wąziutkiej szczelinie, między magnesem a zworą, będzie podobnież $B' = B_0$ i $H' = \frac{B'}{\mu_0} = \frac{B_0}{\mu_0}$. Owóż, na przekroju CD zwory leżą końce strug zewnętrznych i wewnętrznych. Pierwsze ciągną ją do magnesu siłą $\frac{\mu_0 H'^2}{8\pi} . a = \frac{B_0^2}{8\pi\mu_0}$, drugie, w przeciwną stronę, siłą $\frac{\mu H^2}{8\pi} . a = \frac{B_0^2}{8\pi\mu}$. To ostatnie działanie należy zaniedbać, gdyż μ jest kilkaset razy większe od μ_0. Otrzymujemy zatem, jako wartość przyciągania P wywieranego na zworę przyłożoną do magnesu:

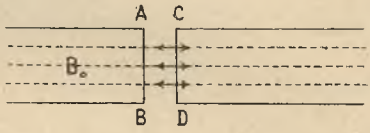


Fig. 213.

$$P = \frac{B_0^2}{8\pi\mu_0} . a = \frac{2\pi J_0^2}{\mu_0} . a.$$

Dobrą hartowną stal można namagnesowńć w stopniu wyrażającym się, wedle rachuby elektromagnetycznej, (μ_0=1), liczbą

$J_0 = 700$, w cienkich igłach nawet $J_0 = 900$. Przyciąganie zwory przez dobry magnes mogłoby tedy wynosić, w najlepszym razie, na każdy centymetr kwadratowy przekroju, około:

$$\frac{P}{a} = 2.3{,}14.(700)^2 = 3\,000\,000 \text{ dyn},$$

t. j. około 3 Kilogr.; pospolicie wynosi znacznie mniej.

177. Działanie magnetyczne elektronów. Wyobraźmy sobie obwód zamknięty, np. koło o promieniu r, obsadzony równomiernie biegunami elektrycznymi w liczbie ogólnej N, każdy z nabojem e (fig. 214, I). Sznur taki biegunów, jeśli będzie krążył po obwodzie z jednostajną prędkością v, zachowywać się będzie widocznie jak prąd elektryczny (konwekcyjny), o natężeniu $i = \frac{vNe}{2\pi r}$; przez każdy punkt obwodu przebiega bowiem w sekundzie liczba $\frac{vN}{2\pi r}$ biegunów. Wiadomo z doświadczeń Rowlanda (ust. 32), że prąd konwekcyjny tego rodzaju wywiera działania magnetyczne; nawzajem musi też działaniu magnesów podlegać. Wnosimy przeto, że umieszczony w polu magnetycznem, w próżni, obwód taki, opasujący powierzchnię $a = r^2\pi$, zachowywać się będzie jak magnes o momencie (ust. 163, wzór 10):

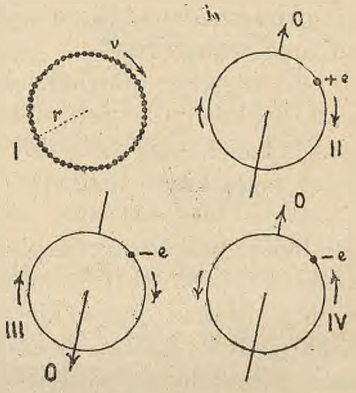


Fig. 214.

$$M = \mu_0 . r^2\pi . \frac{vNe}{2\pi r} = \frac{\mu_0 r v N e}{2}.$$

Zupełnie podobny, tylko słabszy będzie skutek, jeżeli zamiast N, jeden tylko krążyć będzie po obwodzie biegun elektryczny e (fig. 214, II, III albo IV), byle krążył bardzo szybko. Zajmując po kolei, w szybkiem następstwie, miejsca tamtych N biegunów, okazywać on będzie również własności magnesu, średnio biorąc stałego, mającego jednakowoż moment N razy mniejszy:

$$M = \frac{\mu_0 r v e}{2}.$$

Kierunek osi magnetycznej takiego obwodu zależy, w wiadomy sposób, od znaku krążącego naboju i od kierunku krążenia (patrz rys.). Zmienia się na przeciwny, gdy jedno albo drugie się odmieni; nie zmienia się wcale, gdy się odmienią oba.

178. Teorya paramagnetyzmu. Zjawiska dielektryczne, objawy jonizacyi gazów, promieniotwórczości i inne, skłoniły do postawienia hipotezy, iż neutralny elektrycznie atom materyi składa się z dużej i stosunkowo ciężkiej masy dodatniej i z drobnych, ujemnych, zawartych w niej elektronów. Elektrony te poruszają się niewątpliwie. Świadczy o tem gwałtowne ich strzelanie, w chwili promieniotwórczego rozpadu atomu; świadczy promieniowanie wydawane przez atom, zależne od peryodycznych ich ruchów. Liczba tych elektronów w jednym atomie jest zapewne znaczna, skoro widma pierwiastków okazują często liczne linie widmowe.

Z tego, co powiedzieliśmy w poprzedzającym ustępie wynika, że każdy z tych elektronów, o ile krąży po orbicie opasującej skończonej wielkości pole, nadawać będzie atomowi własności malutkiego magnesu. Mogłoby się wprawdzie zdarzyć, że działanie magnetyczne jednego elektronu jest zniesione przez działanie przeciwne drugiego, jeżeli np. jeden krąży w prawo, drugi w lewo. Gdyby jednak wśród licznych elektronów zawartych w atomie, jeden kierunek krążenia miał przewagę, niechby bodaj jeden elektron pozostał niezrównoważony, wtedy ciało złożone z takich atomów, umieszczone w polu magnetycznem, musiałoby polaryzować się sposobem ciał paramagnetycznych. Pole starałoby się mianowicie kierować atomy, lub cząsteczki (na podobieństwo malutkich, ruchomych igieł magnesowych) w taką stronę, żeby ich osi magnetyczne zwracały się w kierunku pola. Temu prawidłowemu uszykowaniu przeciwdziała, co prawda, burzący wpływ ruchu molekularnego. Wszelako im większe będzie natężenie pola, im niższą zarazem temperatura, od której przecież zależy energia wstrząśnień molekularnych, tem większy, średnio biorąc, procent cząsteczek ustawiać będzie swe osi, dokładnie lub przybliżenie, w kierunku pola. To zaś jest właśnie dobrze znana cecha ciał paramagnetycznych. W ferromagnetycznem żelazie pole miernego natężenia dokona już zwrotu wszystkich niemal cząsteczek, poczem dalsze jego wzmacnianie nie może już zwiększyć polaryzacyi magnetycznej (stan magnetycznego nasycenia). W ciałach zaś paramagnetycznych stan nasycenia nastąpiłby dopiero pod działaniem pól tak silnych, jak

ich niepodobna w praktyce uzyskać. W polach nawet bardzo silnych polaryzacya J wzrasta w tym razie proporcyonalnie do natężenia H.

179. Wpływ pola magnetycznego na krążenie elektronów. Ażeby elektron (nabój ujemny $-\varepsilon$) mógł krążyć trwale po zamkniętym obwodzie, np. po kole, z prędkością stałą v_0, musi być poddany, jak każda bezwładna masa, działaniu siły dośrodkowej, ciągnącej go nieustannie ku środkowi koła. Działanie takiej siły uzmysłowiono na fig. 215. I i II za pomocą sprężyn uwiązanych w środku. Dajmy nato, że natężenie tej siły wynosi f, gdy promień koła, po którym krąży elektron, ma długość r. Siła ta pochodzi, być może, od przyciągania dodatniej masy atomu, wśród której ruch elektronu się odbywa; przyczyna jej fizyczna nie obchodzi nas zresztą w tej chwili. Według znanego prawa sił dośrodkowych powinno być $\frac{mv_0^2}{r} = f$; m oznacza masę elektronu. Oblicza się stąd, że liczba n_0 obrotów, w sekundzie, wynosi $n_0 = \frac{v_0}{2\pi r}$. Obwód sam jest zaś równoważny magnesowi o momencie (ust. 177): $M_0 = \frac{\mu_0 r v_0 \varepsilon}{2} = \mu_0 \pi r^2 \varepsilon n_0$, skierowanym prostopadle do płaszczyzny koła. Ze względu na ujemny znak naboju moment ten skierowany jest odwrotnie, aniżeli oś krążenia, wstecz (fig. 215, I), albo naprzód (fig. 215, II), zależnie od jego kierunku.

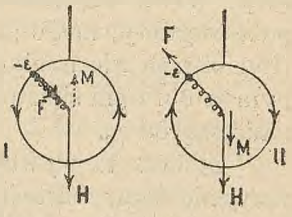


Fig. 215.

Przyjmijmy teraz, że wytworzono pole magnetyczne o natężeniu H, w kierunku prostopadłym do płaszczyzny tego obwodu, dajmy nato naprzód, jak na rysunku (fig. 215). Ruch elektronu ulegnie wtedy zmianie, gdyż obok pierwotnej dośrodkowej siły f, wystąpi druga, mianowicie siła magnetoelektryczna (ust. 165, 12) $F = \mu_0 \varepsilon v_0 H$, prostopadła do prędkości v_0 i do pola H, działająca zatem zawsze wzdłuż promienia. Według znanej reguły kierunkowej (ust. 33) ciągnąć ona będzie (ujemny) elektron ku środkowi koła, albo też od środka, na zewnątrz, zależnie od tego, czy on okrąża linie magnetyczne w prawo, w kierunku ruchu skazówek zegara (fig. 215, I), czy też w lewo (fig. 215, II).

Ażeby w tych zmienionych warunkach elektron mógł krążyć nadal po kole o promieniu r, prędkość jego musi przyjąć

inną wartość v: zwiększy się w przypadku I, odpowiednio do zwiększonej siły dośrodkowej, zmniejszy się w przypadku II*). Zamiast poprzednich równań mieć będziemy teraz: $\frac{mv^2}{r} = f \pm \pm \mu_0 \varepsilon v H$, przyczem górny znak odnosi się do przypadku I, dolny do II. Odjąwszy od tego równania poprzednie znajdziemy $\frac{mv^2}{r} - \frac{mv_0^2}{r} = \pm \mu_0 \varepsilon v H$, albo $m(v+v_0)(v-v_0) = \pm \mu_0 \varepsilon r v H$. Jeżeli, jak zwykle, zmiana prędkości jest niewielka, wystarczy napisać $2v$ zamiast $v+v_0$, co daje $v - v_0 = \pm \frac{\mu_0 r \varepsilon H}{2m}$. Istotnie tedy, nowa prędkość krążenia v, która ustali się po założeniu pola magnetycznego przewyższać będzie pierwotną v_0, jeżeli elektron okrąża kierunek dodatni linii magnetycznych w sensie zgodnym z obrotem skazówek zegara; w przeciwnym razie będzie ona mniejszą od v_0.

Zmiana ta wywoła zarówno zmianę częstości obrotów, która przyjmie teraz wartość n (większą od pierwotnej n_0 w przypadku I, mniejszą w przypadku II), jakoteż zmianę momentu magnetycznego, ktorego nową wartość oznaczymy przez M. Znajdziemy łatwo:

$$n = \frac{v}{2\pi r} = \frac{v_0}{2\pi r} \pm \frac{\mu_0 \varepsilon H}{4\pi m},$$

tudzież:

$$M = \frac{\mu_0 r v \varepsilon}{2} = \frac{\mu_0 r v_0 \varepsilon}{2} \pm \frac{\mu_0^2 r^2 \varepsilon^2 H}{4m},$$

co można też pisać:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad n - n_0 = \pm \frac{\mu_0 \varepsilon H}{4\pi m},$$

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots \quad M - M_0 = \pm \frac{\mu_0^2 r^2 \varepsilon^2 H}{4m}.$$

180. Teorya diamagnetyzmu. Wzór (2) okazuje, że pole magnetyczne powiększa moment magnetyczny M_0 krążącego elektronu w tym przypadku (fig. 215, I), gdy on jest skierowany w stronę przeciwną, aniżeli pole; pomniejsza go natomiast, gdy kierunek jego zgadza się z kierunkiem pola (fig. 215, II). W obu

*) Zmiana prędkości jest następstwem chwilowego impulsu elektrycznego, który wznieca pole magnetyczne w chwili swego powstawania, w kierunku stycznym do obwodu, według ust. 36, fig. 66, tudzież ust. 233.

przypadkach tedy pole wytwarza przyrost momentu przeciwny, co do kierunku, własnemu swemu kierunkowi.

Wynik ten zachęca widocznie do wytłumaczenia na tej drodze polaryzacyi ciał diamagnetycznych, która, jak wiadomo, skierowana jest wprost przeciwnie, aniżeli w ciałach paramagnetycznych, a więc właśnie w kierunku przeciwnym kierunkowi pola. I rzeczywiście, jeżeli przyjmiemy, że w atomach np. rtęci, srebra, albo miedzi znajdują się co najmniej dwa obwody, okrążane przez elektrony, jeden w prawo, drugi w lewo, wówczas atomy te będą na ogół astatyczne, jak astatyczna igła magnesowa (fig. 32); nie będą kierowały się ani w stronę pola, ani w przeciwną. Umieszczony jednak w polu magnetycznem H, każdy taki atom zyska słaby moment magnetyczny, skierowany w stronę przeciwną pola, a wynoszący co najmniej: $2 \cdot \frac{\mu_0^2 r^2 \varepsilon^2 H}{4m}$. Według tej teoryi i takie ciała również, których atomy nie są astatyczne, które zawierają np. jeden tylko obwód elektronowy, okrążany bądź w prawo, bądź w lewo, zyskiwałyby w pierwszej chwili, w polu magnetycznem, polaryzacyę ujemną (diamagnetyczną). Natychmiast jednak osi obwodów zaczęłyby się obracać w stronę pola, a wynikająca stąd, nierównie potężniejsza polaryzacya paramagnetyczna przysłoniłaby rychło tamtę początkową diamagnetyczną. Paramagnetyzm przedstawia się tedy jako własność zależna od ruchów molekularnych; zmienia się też istotnie z temperaturą, maleje po ogrzaniu ciała. Diamagnetyzm natomiast ma swe siedlisko w samych atomach, niezależnie od ich ruchu cieplnego; nie zależy też, jak okazał Curie, prawie wcale od temperatury, ani od chemicznej budowy, ani od stanu skupienia ciał.

Ażeby się przekonać, czy teorya powyższa zgadza się z rzeczywistością, bodaj co do rzędu wielkości wyników, weźmy np. srebro. Jego atomy ważą każdy po $107{,}88 \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-24}$ gramów (tom II, ust. 107). Centymetr sześcienny srebra litego waży 10,35 gramów, zawiera tedy $\frac{10{,}35 \cdot 10^{24}}{107{,}88 \cdot 1{,}2}$, albo, w zaokrąglonej liczbie, 10^{23} atomów. W polu magnetycznem 1 gaussa ($\mu_0 = 1$) każdy atom nabywa, według podanego wyżej wzoru, co najmniej momentu $\frac{r^2\varepsilon^2}{2m}$ (ze znakiem ujemnym); cały centymetr sześcienny zatem przybliżenie momentu $\gamma = -\frac{r^2\varepsilon^2}{2m} \cdot 10^{23}$. Owóż wiadomo (ust. 103), że nabój elektronowy wynosi $\varepsilon = 1{,}13 \cdot 10^{-20}$

jedn. e. m., tudzież (ust. 84), że jest $\frac{\varepsilon}{m} = 1{,}76 \cdot 10^7$, skąd obliczamy $m = 6{,}4 \cdot 10^{-28}$. Podstawiwszy te wartości i przyjąwszy jeszcze, że promień r orbit elektronowych jest długością tego rzędu, co promień atomów, t. j. około 10^{-8} *cm*, znajdziemy, że γ byłoby wielkością rzędu 10^{-5}. Doświadczenie daje (ust. 175) $\gamma = -1{,}5 \cdot 10^{-6}$. Wobec niepewności przyjętych założeń zgodność jest zadawalniająca, zwłaszcza, że przecież nie wszystkie obwody elektronowe będą zwrócone frontem do linii magnetycznych, jak założono w tym rachunku.

181. Zjawisko Zeemana. Rozważania dotyczące wpływu pola magnetycznego na krążenie elektronów w atomach materyi (ust. 179) doprowadziły do odkrycia zjawiska (Zeeman, w roku 1896), które stało się potężną podporą teoryi elektronów w ogóle, a w szczególności tego twierdzenia nowoczesnej optyki, które orzeka, iż źródłem światła są szybko zmienne, peryodyczne ruchy cząstek naelektryzowanych ujemnie.

Przypuśćmy istotnie, że w atomach jakiego gazu lub pary znajdują się elektrony krążące po obwodach kół. Względem patrzącego ruch ten odbywać się będzie w niektórych atomach na prawo, w innych na lewo, zależnie od tego, jak w swym ruchu bezładnym atom który ustawi się względem linii wzroku. Jeżeli częstość n_0 tych obiegów będzie zawarta w granicach widzialności, t. j. między 400 a 800 bilionami w sekundzie, dostrzeżemy, że gaz ten świeci się. Spektroskop okaże wtedy jedną linię widmową, odpowiadającą częstości n_0, a więc długości fali $\lambda_0 = \frac{3.10^{10}}{n_0}$ centymetrów.

Umieśćmy teraz gaz świecący w polu magnetycznem, o natężeniu H, mającem kierunek zwrócony np. ku patrzącemu, jak na fig. 215. Częstości okrążań zmienią się. Na obwodach okrążanych w lewo, względem patrzącego (fig. 215, I), częstość przyjmie wartość większą: $n' = n_0 + \frac{\mu_0 \varepsilon H}{4\pi m}$, na tamtych mniejszą: $n'' = n_0 - \frac{\mu_0 \varepsilon H}{4\pi m}$. Zamiast jednej, spektroskop powinien zatem okazać teraz dwie linie widmowe, po prawej i po lewej tego miejsca, które pierwej zajmowała pojedyncza. Jedna z tych linii, o częstości powiększonej n', o długości fali skróconej λ', wystąpi od strony fiołkowej widma i zawierać będzie światło pochodzące wyłącznie od elektronów krążących (względem pa-

trzącego) w lewo: a więc światło spolaryzowane kolisto, w lewo. Druga, po stronie czerwonej widma, o długości fali λ'', będzie spolaryzowana kolisto w prawo. Odstęp tych linii, zawsze bardzo drobny, wzrastać powinien proporcyonalnie do natężenia pola, gdyż istotnie, odmierzony na skali częstości drgań, wynosi on:

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots n' - n'' = \frac{\mu_0 \varepsilon H}{2\pi m},$$

albo, na skali długości fal (w centymetrach, co wynika bardzo przybliżenie z powyższego):

$$(2) \quad \ldots\ldots \lambda'' - \lambda' = \frac{\lambda_0^2}{3.10^{10}} \cdot \frac{\mu_0 \varepsilon H}{2\pi m}.$$

Otóż doświadczenie potwierdza te wnioski w zupełności, przynajmniej w przypadkach najprostszych. Między biegunami N i S bardzo silnego elektromagnesu (fig. 216) ustawione jest, w A, jakiekolwiek źródło światła, dające widmo liniowe (iskra elektryczna, między drutami z metalu, którego widmo ma być badane, albo płomyk dmuchawki, w który wprowadzono sól od-

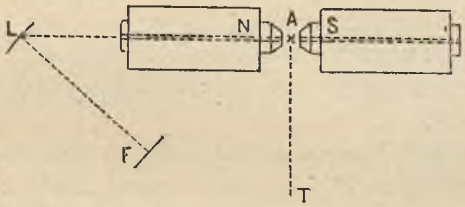


Fig 216.

powiednią, tom II, ust. 227). Ażeby zbadać zmiany, jakim ulegnie widmo, pod wpływem pola magnetycznego, przepuszcza się promienie światła przez kanalik przewiercony w żelaznym rdzeniu elektromagnesu, poczem analizuje się to światło spektroskopem możliwie silnie rozszczepiającym, np. siatką dyfrakcyjną Rowlanda L. Widmo otrzymane fotografuje się zazwyczaj na płytce fotograficznej F.

Urządzenie to służy do badania wpływu pola magnetycznego na drgania świetlne, wysyłające promienie w kierunku równoległym do linii magnetycznych (zjawisko podłużne); ono odpowiada zatem dokładnie przypadkowi rozebranemu powyżej teoretycznie.

Można jednak także, ustawiwszy spektroskop w T, badać wpływ pola na drgania wysyłające promienie w kierunku prostopadłym do linii magnetycznych (zjawisko poprzeczne).

W najprostszych, nielicznych co prawda przypadkach, zmiany wywołane w widmie działaniem pola na źródło światła zgadzają się dokładnie z wyłożoną wyżej teoryą. Pojedyncza linia widmowa λ_0, spostrzegana podłużnie, rozszczepia się istotnie na dwie linie λ' i λ'' (t. zw. dublet, fig. 217, I), a światło wydawane przez te linie jest spolaryzowane kolisto: linia występująca po stronie fiołkowej spolaryzowana jest w lewo, druga w prawo, jeżeli pole jest skierowane ku widzowi.

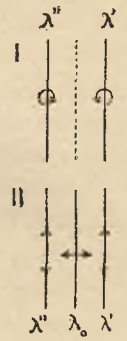


Fig. 217.

Również i w poprzecznem zjawisku występuje wpływ pola. W najprostszym znowu przypadku ta sama linia λ_0 daje początek trzem liniom (tryplet, fig. 217, II). Środkowa zajmuje miejsce pierwotnej λ_0, obie zaś boczne odpowiadają długościom fali λ' i λ'', tym samym, które w zjawisku podłużnem występowały w dublecie. Wszystkie trzy linie są w tym przypadku spolaryzowane prostolinijnie: środkowa w płaszczyznie prostopadłej do kierunku linii magnetycznych (co znaczy, że odpowiednie jej drgania elektryczne odbywają się równolegle do linii); obie zaś boczne spolaryzowane są prostopadle do środkowej.

Wyjaśnienie linii bocznych trypletu, w zjawisku poprzecznem, i rodzaju polaryzacyi ich, nie stanowi trudności. One pochodzą widocznie od omawianych wyżej obu drgań kolistych, prawego i lewego, o częstościach n' i n''; są spolaryzowane prostolinijnie, gdyż koło, widziane z boku, przedstawia się jako linia prosta. Środkowa linia trypletu ma znowu początek w drganiach prostolinijnych, odbywających się równolegle do linii magnetycznych, na które też pole nie wywiera żadnego wpływu (ust. 33, wzór 2).

Celem uproszczenia wykładu założyliśmy wyżej, że elektrony krążą po kołach, prostopadłych do linii magnetycznych. W rzeczywistości drgania ich są zawilsze, ale wynik będzie ten sam. Cząsteczki wydające światło jednorodne drgają, jak wiadomo, w ogólności po elipsach, jakkolwiek położonych. Każde zaś drganie eliptyczne można rozłożyć na dwa drgania prostolinijne. Weźmy jedno z nich pod uwagę. W jakimkolwiek onoby się

odbywało kierunku, rozłożymy je znowu na dwie składowe prostolinijne, jedną równoległą, drugą prostopadłą do linii pola. Pierwsza nie wysyła wcale światła w kierunku pola, gdyż światło rozchodzi się wyłącznie w postaci fal poprzecznych. W dublecie (podłużnie) nie będzie zatem odpowiedniej linii; w tryplecie zaś (poprzecznie) drganie to da wspomnianą wyżej linię środkową. Druga zaś składowa, prostopadła do linii magnetycznych, daje się zawsze rozłożyć na dwa drgania koliste, jednakowej częstości n, odbywające się w płaszczyznie prostopadłej do pola, jedno prawe, drugie lewe (tom I, ust. 28; tom II, ust. 213). Pod wpływem pola jedno z tych drgań składowych kolistych zostaje przyśpieszone do częstości n', drugie zwolnione do n'', jak to z początku okazaliśmy. W widmie objawią się one jako dwie oddzielne linie, i to zarówno w zjawisku podłużnem jak poprzecznem.

Zasadnicze w teoryi elektronów znaczenie ma ten fakt, sprawdzony przez wszystkie doświadczenia, że właśnie ten składnik (λ') dubletu, który odpowiada drganiom częstszym, okazuje polaryzacyę kolistą lewą (o ile pole skierowane jest ku patrzącemu). Wynika stąd bowiem, że cząstki, których drganie daje początek falom świetlnym, posiadają nabój elektryczny ujemny. Gdybyśmy bowiem w rachunkach ust. 179 założyli byli, iż nabój krążący po kole jest dodatni, kierunek siły magnetoelektrycznej wypadłby był przeciwny, i nie λ', lecz λ'' krążyłoby w lewo.

Wymierzenie zjawiska Zeemana prowadzi nakoniec do wniosku, że owe cząstki ujemne są to właśnie elektrony, te same, których własności zbadaliśmy poprzednio, na tle promieni katodowych, promieni β i t. d. Z wzorów bowiem (1) lub (2) można obliczyć wartość $\frac{\varepsilon}{m}$ stosunku naboju do masy tych cząstek. Tak np. znaleziono, że w polu magnetycznem o natężeniu 23850 gaussów niektóre linie widmowe świecącej pary rtęciowej (te mianowicie, które nie należą do żadnej seryi, tom II, ust. 227) rozkładały się na dublety, względnie tryplety, w których różnica $n'—n''$ częstości drgań wynosiła $7{,}29.10^{10}$ na sek., dla wszystkich tych linii jednako. Na podstawie tych danych obliczamy (w układzie e. m., $\mu_0 = 1$) według wzoru (1) na $\frac{\varepsilon}{m}$ wartość: $\frac{2.3{,}14.7{,}29.10^{10}}{23850} = 1{,}92.10^7$, nie wiele istotnie różną od tej, którą dały promienie katodowe (ust. 84).

Nie zawsze jednak stosunki bywają tak proste, jak w przytoczonym przykładzie. W zjawisku poprzecznem, najłatwiejszem do spostrzegania, linie widmowe rozkładają się, w większości przypadków, nie na trzy, lecz na cztery, pięć i więcej linii, zawsze jednak prostolinijnie spolaryzowanych. Wśród tej zawiłości, ta jednak sprawdza się prawidłowość, że odstępy tych składników, nie przewidywanych wcale przez wyłożoną tu uproszczoną teoryę, stoją w prostych wymiernych stosunkach do odstępu normalnego, wynikającego z wzoru (1); odstępy te należy liczyć na skali częstości (nie długości fali). Linie należące do tej samej seryi doznają z reguły jednakowych zmian, co ułatwia niezmiernie odszukiwanie seryi w zawiłych widmach, składających się z licznych linii.

Zjawisko Zeemana można spostrzegać także w widmie odwróconem (tom II, ust. 228). W myśl prawa Kirchhoffa para, albo gaz świecący, dający liniowe widmo emissyjne, chłonie promienie tej tylko częstości drgania, i tego stanu polaryzacyi, jakie sam wydaje.

Istotnie też, promienie światła białego, przepuszczone przez świecącą parę, umieszczoną w polu magnetycznem, dają widmo absorbcyjne, złożone z tylu linii ciemnych, na ile jasnych rozszczepiła się pojedyncza linia badana, pod wpływem elektromagnesu.—Zjawisko Zeemana stało się doniosłym środkiem badania ustroju słońca, gdy astronom amerykański Hale (czyt. Heel) odkrył, iż linie widma plam słonecznych bywają rozszczepione na dublety, odpowiadające ściśle, co do wejrzenia i stanu polaryzacyi, dubletom w zjawisku Zeemana podłużnem. Dowodzi to, że w plamach słonecznych istnieją silne stosunkowo pola magnetyczne (3000—5000 gaussów), skierowane ku środkowi słońca, lub przeciwnie. Pola te pochodzą niewątpliwie od potężnych wirów lub cyklonów, jakiemi zdają się być plamy słoneczne. Wiry te, wprowadzając w ruch krążący elektrony wydobyte przez gorąco z atomów materyalnych, stanowią istotne prądy elektryczne (konwekcyjne), stwarzające odpowiednie pola magnetyczne. Z kierunku polaryzacyi kolistej obu składników dubletu łatwo jest określić kierunek tego pola, według wyłożonych wyżej zasad; odstęp znowuż tych składników, daje wprost jego natężenie.

182. Zjawisko Faradaya. Skręcenie magneto-optyczne. Zrozumienie teoryi zjawiska Zeemana, w ogólnych przynajmniej jej zarysach, ułatwiło zarazem wyjaśnienie innego magneto-optycznego objawu, odkrytego przez Faradaya jeszcze w r. 1846. We wnętrzu cewki owiniętej drutem isolowanym, w którym krąży prąd elektryczny, wytwarzany przez źródło S — a więc w po-

lu magnetycznem, przybliżenie jednostajnem, o natężeniu H (gaussów), kładziemy podłużnie np. słupek szklany, albo rurę AB (fig. 218), zamkniętą na końcach szybkami szklanemi, a napełnioną jaką cieczą przeźroczystą. Długość jej, pomieszczoną w polu magnetycznem oznaczymy przez l (centymetrów). Przez to ciało przeźroczyste przepuszczamy, wzdłuż cewki, promienie światła — najlepiej jednorodnego — spolaryzowane prostolinijnie, za pomocą polaryzatora (nikola) N_1. Patrząc przez analizator N_2, skrzyżowany z N_1, dostrzeżemy pole widzenia ciemne zupełnie, dopóki nie będzie prądu w cewce. W chwili zamknięcia prądu

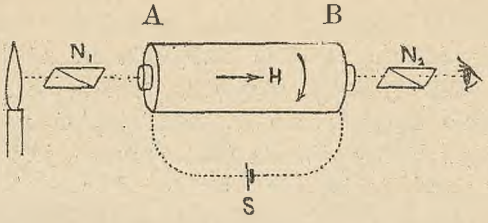


Fig. 218.

natomiast, a więc w chwili stworzenia pola magnetycznego, pole widzenia rozjaśnia się. Światło, przeszedłszy przez magnesowany ośrodek, nie przestało być spolaryzowanem prostolinijnie; jego płaszczyzna polaryzacyi skręciła się jednak o pewien kąt α. Wynika to stąd, że obrót nikola ocznego N_2, o tenże kąt α, wygasza znowu światło w zupełności. Kierunek tego obrotu nikola związany jest z kierunkiem pola H; dla przeważnej liczby ciał powinien być wykonany w prawo, względem kierunku pola (t. j. w tę stronę, w którą cewkę okrąża prąd magnesujący). Nie zależy zaś od kierunku promienia świetlnego. W tym względzie skręcenie magneto-optyczne różni się zasadniczo od naturalnego, jakie okazują kwarc, roztwory cukru i t. p., o czem była już wzmianka w ust. 213 tomu II.

Wielkość kąta skręcenia (w stopniach), proporcyonalna do natężenia pola i do długości warstwy magnesowanej, można wyrazić wzorem:

$$\alpha = CHl.$$

C oznacza tu spółczynnik stały (t. zw. stałą Verdeta), zależny od rodzaju ciała magnesowanego. Jego wartość (w stopniach na gaussa i centymetr) w świetle sodowem, w temperaturze 18°, podaje dla kilku ciał następująca tabliczka:

Szkło ciężkie	$C = 0{,}0013$
Dwusiarczyk węgla. . . .	0,00070
Woda	0,00022
Tlen (1 atm.)	0,000000102
Powietrze	0,000000111
Żelazo (nasyc.)	209000

Jak wskazuje przykład żelaza, w którem skręcenie przestaje wzrastać, przy ciągłym wzroście natężenia H, z chwilą, gdy żelazo osiągnie stan magnetycznego nasycenia, znaczenie rozstrzygające ma tu nie natężenie magnetyczne H, lecz stopień namagnesowania J ośrodka. Wpływ barwy światła jednorodnego jest ten, że stała C zmienia się, w przybliżeniu, jak odwrotny kwadrat długości fali.

Teorya opisanego tu zjawiska pozostaje w ścisłym związku z teoryami diamagnetyzmu i zjawiska Zeemana. Rzucając na ciało przeźroczyste, poddane działaniu pola magnetycznego, światło prostolinijnie spolaryzowane, rzucamy, można powiedzieć, dwa promienie spolaryzowane kolisto, jeden w prawo, drugi w lewo — wiadomo bowiem, że każde drganie prostolinijne, harmoniczne, może być w ten sposób rozłożone. Przenikając przez ciało, promienie te spotykają w niem elektrony, krążące również po kołach, jedne w prawo, względem kierunku pola magnetycznego, drugie w lewo: tamte krążą jednak cokolwiek szybcej (ust. 179). Gdyby tej drobnej różnicy szybkości krążenia nie było, oba wspomniane wyżej promienie, spolaryzowane kolisto, przenikałyby przez ciało z jednakową szybkością, a minąwszy je, byłyby wciąż równoważne jednemu, prostolinijnie spolaryzowanemu promieniowi, drgającemu równolegle do kierunku drgania promienia pierwotnego. Różnica częstości krążenia elektronów, wywołana działaniem pola, sprawia jednak, że promień kolisty prawy przenika przez ciało z prędkością cokolwiek większą, niż lewy. Skutek będzie ten sam, jak w przypadku ciał o skręceniu naturalnem (tom II, ust. 213) — mianowicie, po przejściu przez ciało oba promienie koliste złożą się znowu na jeden, drgający prostolinijnie, lecz płaszczyzna tego drgania wypadkowego będzie obrócona w tę stronę, która odpowiada kierunkowi kolistego drgania szybszego z tych dwu promieni składowych.

183. Pomiary magnetometryczne. *a*) Moment magnetyczny magnesu. Magnes elementarny, o długości niezmiernie małej l, o biegunach $+m$ i $-m$, umieszczony w polu magnetycznem jednostajnem, mającem natężenie H, ulega w ogólności działaniu pary sił; moment dynamiczny tej pary wynosi $Z = ml \cdot H \sin \alpha$ (ust. 159, wzór 5), jeżeli α jest kątem, który oś magnesu zawiera z kierunkiem linii magnetycznych. Iloczyn $ml = M$ nazwaliśmy momentem magnetycznym tego magnesu linijnego.

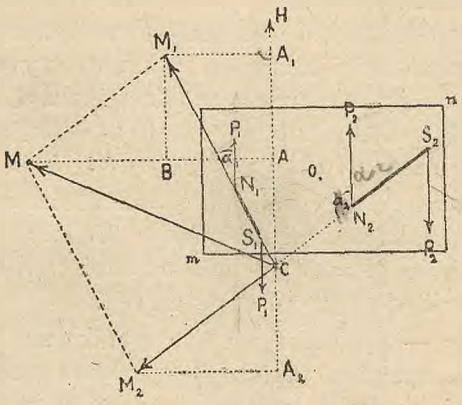


Fig. 219.

Magnes stalowy jakikolwiek, nie linijny, może być uważany jako zbiorowisko złączonych z sobą niezliczonych magnesów elementarnych (ust. 15). Działanie mechaniczne, jakiemu taki magnes ulega w polu jednostajnem, będzie zatem sumą (geometryczną), t. j. wypadkową działań wywieranych przez pole na poszczególne jego elementy. W każdym razie tedy będzie ono znowu tylko parą sił. Wyobraźmy sobie np. lekki poziomy stolik mn (kartkę kartonu, fig. 219), zawieszony na cienkiej nici O w poziomem, jednostajnem polu magnetycznem, dajmy nato w polu ziemskiem, o natężeniu H. Umocujmy na nim dwa magnesy linijne N_1S_1 i N_2S_2, o momentach $M_1 = m_1l_1$ i $M_2 = m_2l_2$. Stolik ustawiać się będzie wtedy w polu osiowo, jakby pojedynczy magnes. Jaki będzie jego moment magnetyczny wypadkowy i jaki będzie kierunek wypadkowej osi? Łatwo okazać, że moment ten będzie po prostu wypadkową momentów obu magnesów, uważanych jako wielkości kierunkowe.

Na stolik działają bowiem dwie pary sił (P_1P_1) i (P_2P_2), o momentach dynamicznych $Z_1 = M_1 H \sin \alpha_1$ i $Z_2 = M_2 H \sin \alpha_2$, w czem α_1 i α_2 oznaczają kąty między osiami magnesów a kierunkiem pola. Pary te składają się widocznie na jedną parę wypadkową, o momencie dynamicznym:

$$Z = Z_1 + Z_2 = H(M_1 \sin \alpha_1 + M_2 \sin \alpha_2).$$

Wykreślmy osi obu magnesów (zawsze od S ku N). Odetnijmy na nich, wychodząc z punktu przecięcia się C, odcinki CM_1 i CM_2, wyobrażające momenty magnetyczne M_1 i M_2 obu magnesów; dopełnijmy równoległoboku CM_1MM_2. Przekątna CM wyobrażać będzie, co do wielkości i kierunku moment wypadkowy całego stolika. Bo istotnie, jak okazuje rysunek: $M_1 \sin \alpha_1 = M_1A_1 = AB$; $M_2 \sin \alpha_2 = M_2A_2 = BM$; zatem: $M_1 \sin \alpha_1 + M_2 \sin \alpha_2 = AM = CM \cdot \sin \alpha$, w czem α oznacza kąt MCH.

Działanie dynamiczne pola na stolik nie zmieniłoby się zatem, gdybyśmy zamiast dwu magnesów M_1 i M_2 położyli jeden tylko, o momencie $M = M_1 + M_2$, na linii CM, albo na jakiejkolwiek innej linii, do CM r ó w n o l e g ł e j.

Widać tedy — rozszerzając ten wynik na większą liczbę magnesów — że magnes jakikolwiek, zbudowany z magnesów elementarnych, jakkolwiek ułożonych, mieć będzie zupełnie określony moment magnetyczny wypadkowy M. Może się jednak zdarzyć, że ten moment wypadkowy wypadnie równy zeru, wtedy magnes nazywa się a s t a t y c z n y m. Astatycznym byłby np. nasz stolik, gdyby momenty M_1 i M_2 obu magnesów były równe sobie, a osi ich leżały przeciwnie (fig. 32). Astatycznym będzie także zamknięty w sobie pierścień stalowy, namagnesowany jednostajnie, wszędzie w tę samą stronę (fig. 25).

b) K i e r u n e k m o m e n t u w y p a d k o w e g o, czyli k i e r u n e k o s i magnesu, jest to ten kierunek, z magnesem trwale związany, który ustawia się, w przypadku trwałej równowagi, równolegle do kierunku zewnętrznego jednostajnego pola — jeśli się przyjmie, że magnes w polu jest ruchomy swobodnie na wszystkie strony. W powyższym przykładzie byłby to kierunek CM na stoliku, albo którykolwiek inny do niego równoległy. Gdybyśmy bowiem oba magnesy M_1 i M_2) zastąpili jednym magnesem wypadkowym M, możnaby go położyć zarówno na linii CM, jak na każdej dowolnej linii na stoliku, do CM równoległej. Nie miałoby to wcale wpływu na położenie równowagi stolika (mówi

się tu wyłącznie o siłach pochodzenia magnetycznego; inne, np. ciężar magnesu, należałoby zrównoważyć niemagnetycznymi ciężarkami).

Oś magnesu, jakiegokolwiek, nielinijnego, nie jest to więc pewna określona linia w magnesie, lecz pewien, przywiązany doń kierunek. Nie będzie ona koniecznie równoległą do osi geometrycznej, jeśli magnes taką oś posiada (np. walec, albo igła rombowa, jak na fig. 220), gdyż położenie jej zależy od przypadkowych nierówności podczas magnesowania, od jednostajności materyału i t. p.

Ażeby znaleść doświadczalnie kierunek osi magnesu, zawiesza się go ruchomo w jednostajnem magnetycznem polu (zwykle w polu ziemskiem). Gdyby kierunek pola był znany, wtedy zaznaczywszy go na magnesie, gdy tenże znajduje się w równowadze, otrzymalibyśmy odrazu kierunek osi. Jeżeli zaś kierunek pola nie jest nam jeszcze znany, ale wiadomem jest np. że pole jest poziome, wtedy zaznaczymy położenie magnesu, zawieszonego na pionowej nici (fig. 220, I), poczem, odwróciwszy magnes o 180° w taki sposób, żeby dolna jego część była zwrócona teraz ku górze, zaznaczymy to położenie ponownie (fig. 220, II). Po tem odwróceniu oś magnetyczna OO' zachowa oczywiście kierunek niezmieniony; geometryczna AB zaś zmieni w ogólności swe położenie. Widać jednak, że linia połowiąca kąt między obu położeniami osi geometrycznej wskazywać będzie kierunek zewnętrznego pola, a ten, zaznaczony na magnesie wskaże kierunek OO' jego osi.

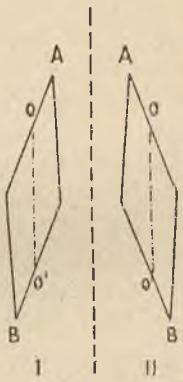


Fig. 220.

184. *c*) Pole pręta magnetycznego. W odległości od magnesu dostatecznie wielkiej, w porównaniu z własnymi jego rozmiarami, natężenie i kierunek pola zależą tylko od wielkości i kierunku wypadkowego momentu magnetycznego M — jakakolwiek zresztą byłaby postać samego magnesu. Stanie się to zrozumiałem, gdy obliczymy naprzód pole magnesu linijnego: $+m$, $-m$ (fig. 221), mającego długość l. Zakładamy na okół ośrodek jednolity, o zdolności μ_0. W punkcie P_1, na przedłużonej osi magnesu (Gauss nazwał to położenie „pozycyą pierwszą", albo podłużną), w odległości r od jego środka, działanie wypadkowe H_1

obu biegunów, na umieszczony w P_1 biegun jednostkowy, będzie, według praw Coulomba (ust, 168, wzór 14):

$$H_1 = \frac{m}{\mu_0 \left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{m}{\mu_0 \left(r + \frac{l}{2}\right)^2} =$$

$$= \frac{m}{\mu_0 r^2} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{l}{2r}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{l}{2r}\right)^2} \right].$$

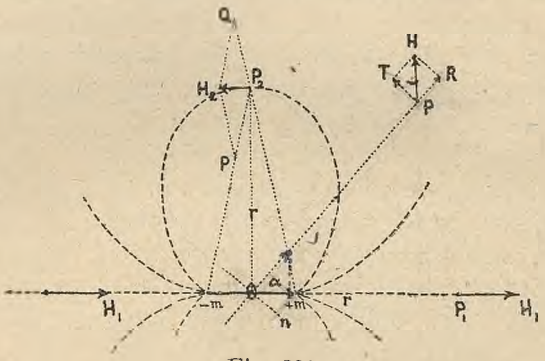


Fig. 221.

Owóż, jeżeli magnes jest względnie krótki, t. j. jeżeli stosunek jego długości do odległości punktu P_1, a więc stosunek $\frac{l}{2r} = \varepsilon$ jest liczbą tak małą, żeby w znanem rozwinięciu $(1 \pm \varepsilon)^{-2} = 1 \mp 2\varepsilon + 3\varepsilon^2 \mp \ldots$ można było zaniedbać drugą jego i wyższe potęgi, wtedy otrzymamy:

$$H_1 = \frac{m}{\mu_0 r^2} \left[\left(1 + \frac{l}{r}\right) - \left(1 - \frac{l}{r}\right) \right] = \frac{2ml}{\mu_0 r^3},$$

albo:

$$(1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad H_1 = \frac{2M}{\mu_0 r^3}.$$

Skutkiem przeciwieństwa działań obu biegunów natężenie H_1 pola maleje tedy bardzo szybko, w miarę oddalania się od magnesu; maleje jak odwrotny sześcian odległości.

W pozycyi znowu „drugiej", albo poprzecznej względem magnesu, P_2 (fig. 221), również w odległości bardzo znacznej r

od środka magnesu, znaleźlibyśmy, podobnym rachunkiem, i w podobnym stopniu przybliżenia, że natężenie pola H_2 jest tam równoległe do osi magnesu, a o połowę od poprzedniego mniejsze:

$$H_2 = \frac{M}{\mu_0 r^3}.$$

Rzeczywiście tedy, w obu pozycyach wyszczególnionych (podobnież w innych) natężenie H zależy tylko od momentu M. Możnaby wziąć np. magnes krótszy, ale silniej namagnesowany, a natężenie w odległości r nie zmieniłoby się, byle moment $M = ml$ pozostał niezmieniony. Możnaby obok pierwszego położyć magnes drugi, trzeci, . . . ; możnaby w końcu zbudować z nich magnes nielinijny jakiejkolwiek postaci, a jednak natężenia H_1, H_2 i inne, w punktach odległych, zależałyby zawsze tylko od wypadkowego momentu M.

Obliczmy jeszcze natężenie pola H w dowolnym punkcie P (fig. 221), leżącym na linii OP, zawierającej jakikolwiek kąt α z osią magnesu, w odległości $OP = r$ od jego środka O, dostatecznie wielkiej, w porównaniu z jego długością. Znajdziemy natychmiast składowe R i T tego natężenia, w kierunku OP i w kierunku do OP prostopadłym, skoro rozłożymy moment M danego magnesu na dwie składowe, w tych właśnie kierunkach. Istotnie, według ust. 183 można zastąpić magnes dany dwoma, z których jeden mieć będzie moment $M \cos \alpha$, skierowany wzdłuż OP i działać będzie na P z pozycyi pierwszej, drugi moment $M \sin \alpha$, skierowany wzdłuż On, działający z pozycyi drugiej. To daje:

$$R = \frac{2M \cos \alpha}{\mu_0 r^3}; \qquad T = \frac{M \sin \alpha}{\mu_0 r^3}.$$

185. *d*) Porównanie pola magnesu z polem ziemi. 1) Metoda stycznych. Na wschód, albo na zachód od (krótkiej) igiełki magnetometru A (fig. 222), opatrzonej skazówką i podziałką kątową, albo zwierciadłem do mierzenia kątów odchylenia (fig. 30), kładziemy w „pozycyi pierwszej" pręt magnetyczny o momencie M, w odległości dość znacznej r, liczonej od środka pręta do igły. Przedłużona oś pręta trafia igłę. Igła odchyli się wtedy o pewien kąt α z po-

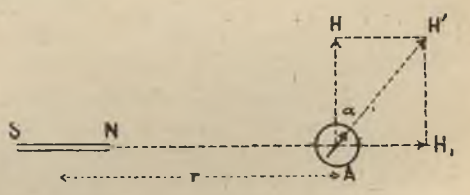


Fig. 222.

łożenia, jakie zajmowała przed zbliżeniem magnesu*). Obok pola magnetycznego ziemskiego, którego natężenie oznaczymy przez H (chodzi tu tylko o składową jego poziomą, która wyłącznie może wpływać na położenie igły obracalnej około pionowej osi) wystąpiło bowiem pole magnesu H_1 do tamtego prostopadłe. Igła ustawi się w kierunku pola wypadkowego AH'. Będzie wtedy $H_1 = H \,.\, \text{tg}\,\alpha$, czyli $\frac{2M}{\mu_0 r^3} = \text{H} \,.\, \text{tg}\,\alpha$, skąd możnaby obliczyć wartość momentu M magnesu odchylającego, o ileby natężenie H było znane. Otrzymujemy bowiem wprost stosunek tych dwu wielkości:

$$(3) \quad \ldots\ldots \quad \frac{\text{M}}{\text{H}} = \frac{\mu_0 r^3 \,\text{tg}\,\alpha}{2} = x.$$

2) Metoda wstaw jest odmianą poprzedniej, dogodną w tych przypadkach, gdy się nie rozporządza miejscem i środkami do mierzenia odchyleń α za pomocą lunety połączonej z podziałką (np. w przyrządach podróżnych). Sprowadza się wtedy po prostu odchylenie igły, względem szkatułki magnetometru, do zera. W tym celu magnes odchylający SN (fig. 223) daje się obracać, razem ze szkatułką magnetometru, około pionowej osi, przechodzącej przez igłę. Obracamy tedy oboje w tę stronę, w którą igła się odchyliła wskutek działania magnesu, dopóki igła nie zajmie pierwotnego względem szkatułki położenia. Będzie wtedy zarazem znowu prostopadła do osi magnesu. Kąt obrotu β magnesu i szkatułki mierzymy na osobnej podziałce kątowej. Jak okazuje rysunek, będzie wtedy $\text{H}_1 = \text{H} \,.\, \sin\beta$, tudzież, zamiast (3):

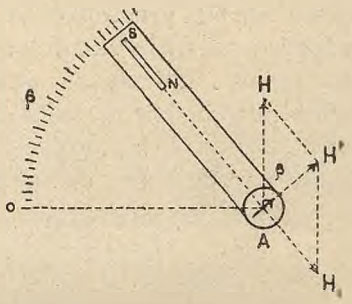


Fig. 123.

$$(4) \quad \ldots\ldots \quad \frac{\text{M}}{\text{H}} = \frac{\mu_0 r^3 \sin\beta}{2} = x.$$

*) Żeby uniknąć nieokreśloności powiedzenia „odległość od igły" dobrze jest położyć magnes raz od wschodniej, drugi raz (symetrycznie) od zachodniej strony igły i wziąć za r połowę odległości środków magnesu. Podobnież za α bierze się połowę kąta, o który obróci się igła, gdy, nie zmieniając r, przełożymy bieguny magnesu.

186. *e*) METODA GAUSSA. Opisane wyżej metody czynią pomiar momentu M magnesu zależnym od znajomości składowej poziomej H natężenia pola magnetycznego ziemskiego. Gauss nauczył nas jednak wyznaczać obie te wielkości nieznane jednocześnie, przez połączenie pomiarów odchylenia α lub β (ust. poprz.) z pomiarami wahadłowymi. Zawieśmy tenże sam magnes, o momencie M, który służył do odchylania igiełki jakiegokolwiek magnetometru, w położeniu osi poziomem, na cienkiej, niekręconej nici (np. w sposób okazany na fig. 29, ust. 18). Odchylony z położenia równowagi wahać się on będzie, w polu magnetycznem ziemi, w okresie (ust. 159):

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{b}{MH}},$$

b oznacza tu moment bezwładności magnesu, łącznie z czółenkiem mosiężnem, w którem jest pomieszczony, względem osi obrotu (nici). Zmierzywszy możliwie dokładnie trwanie okresu T zegarkiem sekundowym, moglibyśmy, z pomocą ostatniego wzoru, obliczyć wartość iloczynu MH, gdyby moment bezwładności b był znany. Ponieważ jednak wielkości tej ani nie znamy, ani też nie zdołalibyśmy znaleść jej rachunkiem, z powodu zbyt zawiłej postaci wahającej się bryły, radzimy sobie w sposób następujący. Zakładamy na magnes, poziomo, pierścień dokładnie wytoczony, prostokątnego przekroju, z materyału niemagnetycznego (mosiądzu), starannie wymierzony i wyważony — albo też zawieszamy na końcach magnesu, w jednakowych odległościach od nitki, dwa równe, walcowate ciężarki mosiężne. Dodatek ten nie zmieni momentu magnetycznego, powiększy natomiast moment bezwładności o pewien dodatek b_1, który zdołamy obliczyć dokładnie, z pomocą wzorów znanych z dynamiki (tom I, ust. 75). Powtórzywszy, z tak obciążonym magnesem, pomiar okresu wahań, znajdziemy wartość większą:

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{b+b_1}{MH}}.$$

Rugując niewiadomą b z tego i poprzedniego równania, znajdziemy wartość iloczynu:

$$(5) \quad \ldots\ldots\ldots \quad MH = \frac{4\pi^2 b_1}{T_1^2 - T^2} = y,$$

wyrażoną przez wielkości znane z doświadczenia.

Łącząc nakoniec liczby x (z wzorów 3, albo 4) tudzież y (z wzoru 5) otrzymamy szukane wielkości:

$$M = \sqrt{xy}; \qquad H = \sqrt{\frac{y}{x}}.$$

Momenty magnetyczne M magnesów stalowych, namagnesowanych możliwie silnie, zależą w wysokim stopniu od chemicznego składu i sposobu zahartowania stali (najkorzystniejsza temperatura hartowania leży około 800°), a przedewszystkiem od postaci magnesu. Pręty, albo rurki cienkie, a długie, dają się namagnesować silniej od krótkich. Przyczyną jest t. zw. namagnesowanie wsteczne, wywołane działaniem biegunów występujących na końcach, na sam materyał magnesu. Z tego powodu stopień namagnesowania sztab stalowych, możliwy do osiągnięcia w praktyce, zależy od stosunku średnicy do długości. W prętach bardzo długich można liczyć średnio $J = 700$ jedn. e. m., zaś tylko około 250, gdy stosunek ten wynosi 1 : 10. Stalowej płytki niepodobna prawie namagnesować w kierunku prostopadłym do jej powierzchni. Ogrzewanie sztaby świeżo namagnesowanej (np. dłuższe gotowanie w wodzie) osłabia znacznie stopień namagnesowania, ale też utrwala go. Ogrzany następnie lekko, magnes taki słabnie; odzyskuje jednak pierwotny moment po ostygnięciu. Wyżarzony traci go całkowicie. Wstrząśnienia mechaniczne działają zawsze szkodliwie.

W poprzedzającym wykładzie mówiliśmy tylko o wypadkowym momencie magnesów, unikaliśmy natomiast wzmianki o ich biegunach. Magnes linijny, niezmiernie cienki, posiada określone bieguny na obu końcach. W magnesie zaś grubym, choćby możliwie jednostajnie namagnesowanym (fig. 210), magnetyzm północny występuje nietylko na końcu, lecz na całej jego północnej połaci, słabnąc stopniowo ku środkowi; podobnież rozmieszczony jest południowy na drugiej połaci. Jest to, jak wiemy (ust. 15), skutkiem niejednostajnego namagnesowania, które w środku jest najsilniejsze, na końcach osłabione przez namagnesowanie wsteczne, w dodatku nie wszędzie równoległe do osi pręta. Pod pewnymi warunkami można jednak mówić o dwu określonych biegunach takiego magnesu. Za biegun północny, czy południowy uważa się mianowicie „środek masy" wszystkiego swobodnego magnetyzmu północnego, albo południowego. W polu magnetycznem jednostajnem magnes zachowuje się istotnie tak, jak gdyby wszystek magnetyzm północny $+m$ był skupiony w jednym biegunie, południowy $-m$ w drugim. Odległość tych biegunów wynosi

zazwyczaj około $\frac{5}{6}$ długości L pręta magnetycznego, tak iż jest przybliżenie $M = \frac{5}{6} mL$. Działanie takiego pręta na magnesy, albo bieguny bliżej położone nie daje się jednak zastąpić działaniem wspomnianych dwu biegunów.

187. Pole magnetyczne ziemskie. Cienki a długi pręcik stalowy, niemagnetyczny, zawieszony w swym środku ciężkości C na cienkiem, niekręconem włóknie, nie miałby żadnego określonego położenia równowagi trwałej. Namagnesowany zaś, ustawia się u nas w zupełnie określonej płaszczyznie pionowej SN (fig. 224), w t. zw. południku magnetycznym miejsca spostrzeżeń. Jednocześnie pochyla się ku poziomowi PP' pod pewnym kątem ι, zwanym inklinacyą. Południk magnetyczny nie zgadza się w ogóle z astronomicznym Pd, Pn — z wyjątkiem niektórych okolic ziemi; północna jego połać odchyla się od północnej południka astronomicznego bądź to na wschód, bądź też (jak obecnie w Polsce) na zachód; kąt δ między temi płaszczyznami zawarty, zwany deklinacyą, liczy się zazwyczaj na wschód dodatnio, na zachód ujemnie.

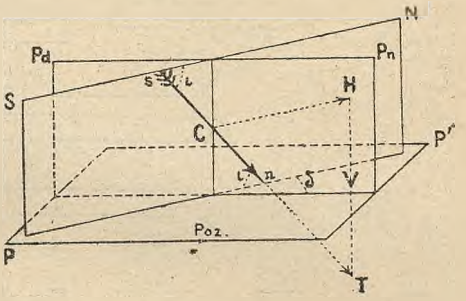


Fig. 224.

Oś magnetyczna takiego magnesu, zawieszonego w środku ciężkości C, wskazuje widocznie kierunek pola magnetycznego ziemskiego. Do określenia tego kierunku względem stron świata wystarcza tedy znajomość obu kątów: ι i δ. Celem określenia natężenia CT pola ziemskiego, które oznacza się zwykle literą T, wystarcza znajomość poziomej jego składowej $CH = H$, gdyż jest $H = T \cos \iota$; wartość pionowej składowej wynosi $V = H \operatorname{tg} \iota$.

Ażeby magnes wisiał poziomo należałoby uwiązać go, albo podeprzeć, nie w środku C, lecz w punkcie cokolwiek bliższym bieguna północnego. Oś jego ustawiać się będzie zawsze jeszcze w południku magnetycznym, lecz moment kierujący wobec odchyleń w płaszczyznie poziomej zależeć będzie tylko od poziomej składowej H pola ziemskiego. Takich poziomo wiszących magnesów używa się też do wyznaczania deklinacyi δ i składowej poziomej H.

Do dokładnych określeń tych wielkości służy t. zw. teodolit magnetyczny, wyobrażony schematycznie na fig. 225. Dokoła osi pionowej *A*, sporządzonej z metalu niemagnetycznego (mosiądz, brąz) daje się obracać luneta *L*, patrząca w nieskończoność, opatrzona w okularze krzyżem *c*, służącym do celowania. Kąt obrotu odmierza się na poziomem kole *K*, dzielonem na stopnie i ich ułamki. Na przedłużeniu pionowej osi przyrządu osadzona jest oszklona szkatułka *B*, w której wnętrzu, na cienkiem włóknie, zawieszony jest magnes,

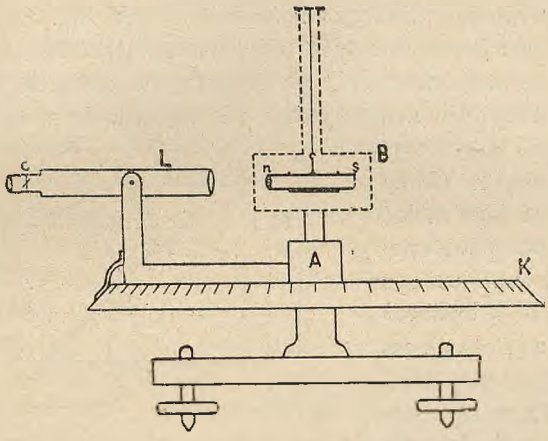


Fig. 225.

spoczywający poziomo, w mosiężnem czółenku (podobnie, jak na fig. 29). Magnes ten, w kształcie walcowatej rurki, urządzony jest jako kollimator optyczny; u jednego końca *n* ma on małą soczewkę zbierającą, u drugiego *s*, w odległości ogniska soczewki, zamknięty jest płytką szklaną, na której w środku naznaczona jest czarna kropka. Nastawiwszy pionową nitkę krzyża *c* lunety na tę kropkę, odczytujemy położenie lunety na poziomem kole *K*; poczem, obróciwszy magnes w strzemionku o 180°, około jego osi geometrycznej (ust. 183, *b*) celujemy krzyżem ponownie do kropki magnesu i odczytujemy znowu położenie lunety na kole poziomem. Działka na tem kole, połowiąca znalezione w ten sposób dwa położenia, wskazuje to położenie lunety, w którem jej linia celowa znajduje się dokładnie w południku magnetycznym. Wystarczy teraz zwrócić lunetę ku gwieździe biegunowej, albo ku jakiemu odległemu przedmiotowi na ziemi, mającemu znany azymut astronomiczny, ażeby znaleść na kole *K* prawdziwą wartość deklinacyi.

Tenże sam teodolit może służyć do pomiaru składowej poziomej H pola ziemskiego, metodą Gaussa. W tym celu przytwierdza się do szkałułki *B*, prostopadle do magnesu *ns*, dwa dłuższe, poziome pręty mosiężne, na których kładzie się drugi magnes, odchylający. Stosując metodę wstaw (ust. 185, *b*) możemy odczytywa odchylenia β wprost na kole *K*.

Do wykonania trudniejszych, pospolicie mniej też dokładnych, pomiarów inklinacyi służy t. zw. inklinatoryum, którego urządzenie objaśnia, znowu tylko schematycznie, fig. 226. Składa się ono z pionowego koła *K* (na rysunku zaznaczone jest tylko jego miejsce) dzielonego na stopnie, dającego się obracać w różne strony około pionowej osi przyrządu, o kąty mierzone na drugiem, poziomem kole *K'*. Do ustawienia tej osi w pionie służy libella *L*. Na kole pionowem odmierza się inklinacyę, wskazaną przez igłę magnesową *SN*. Igła ta, wycięta z blachy stalowej, w kształcie wydłużonego rombu, przebita jest, jak można najdokładniej przez środek ciężkości, cienką, stalową osią, wspierającą się końcami na twardych i gładkich szczytach widełkowatej podpory, złączonej stale z kołem poziomem. Oś igły powinna przechodzić przez środek pionowego koła, prostopadle do jego płaszczyzny.

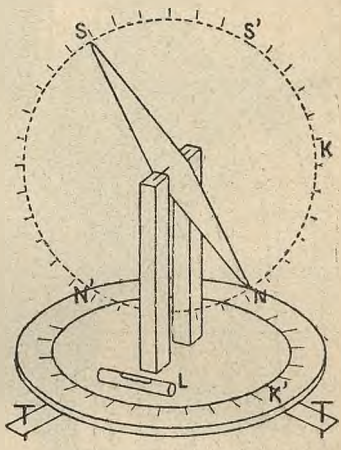


Fig. 226.

Ażeby ominąć błędy wynikające z niezupełnie środkowego zawieszenia igły, i z innych przyczyn, postępuje się w następujący sposób. Ustawiwszy koło pionowe możliwie dokładnie w południku magnetycznym (małe uchybienie niema tu wielkiego wpływu) czytamy na niem kąty wskazane przez ostre końce *S* i *N* igły, licząc je od dowolnego zera; następnie, obróciwszy koło *K*, razem z widełkami i igłą, około osi pionowej, o 180°, czytamy znowu położenie *S'* i *N'* końców igły po przeciwnej stronie pionu. Różnice kątów odczytanych po obu stronach pionu u obu końców igły, t. j. $S' - S$ i $N' - N$ byłyby równe sobie, gdyby oś igły przechodziła dokładnie przez środek pionowego koła; ich średnia arytmetyczna daje widocznie wartość $2(90^0 - \iota)$, wolną już od tego błędu. Ażeby jeszcze uwzględnić niezgodność geometrycznej osi igły z jej osią magnetyczną, przekłada się końce osi obrotu igły na przeciwne szczyty widełek i powtórzywszy cały poprzedni po-

miar bierze się średnią z tego i poprzedniego wyniku. Nakoniec, przemagnesowawszy igłę w ten sposób, żeby jej bieguny S i N zamieniły miejsca (celem przekonania się, czy jej oś obrotu przechodzi ściśle przez środek ciężkości), ponawiamy z nią wszystkie poprzednie pomiary. Średnia z tych wszystkich wyznaczeń daje prawdziwą wartość inklinacyi (por. także ust. 215, *c*).

Wyniki tych pomiarów, uzyskane w różnych miejscach kuli ziemskiej uwidocznia się na t. zw. kartach magnetycznych. Mapka na

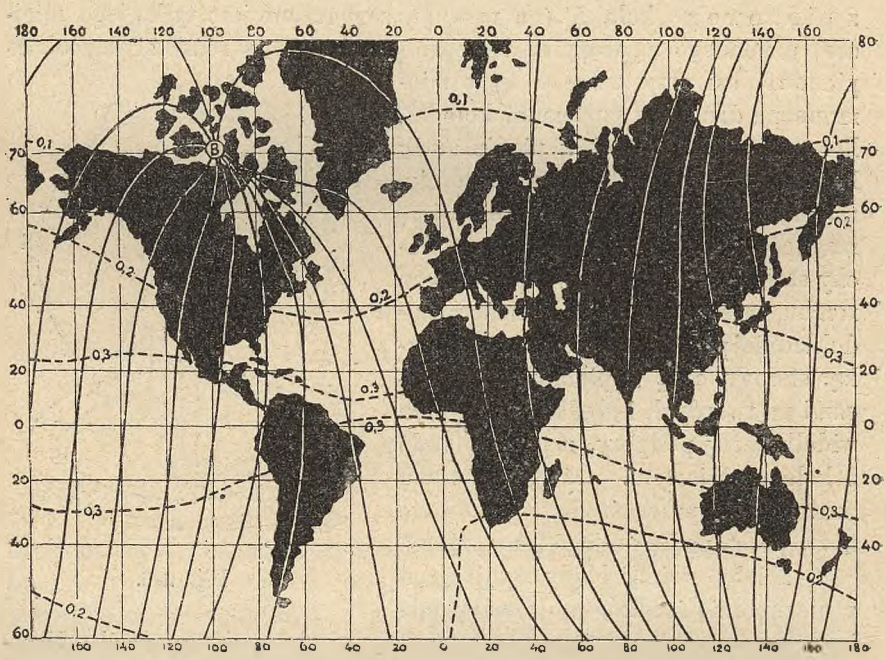


Fig. 227.

fig. 227 wyobraża przebieg t. zw. linii południkowych magnetyzmu ziemskiego, z początkiem XX-go stulecia. Są to linie styczne, w każdym swym punkcie, do południka magnetycznego, wykreślonego w tymże punkcie; każda z nich wskazuje drogę, po której poruszalibyśmy się na ziemi, idąc wciąż w kierunku wskazywanym przez igłę kompasu. Jak widać, w całej Europie środkowej linie te odchylają się od południków geograficznych na zachód, co oznacza, że deklinacya jest tam obecnie zachodnia, większa w zachodniej, mniejsza we wschodniej Europie.

Mapka na fig. 228 przedstawia znowu t. zw. linie isoklinicznе, albo isokliny, t. j. linie łączące punkty na ziemi, mające jednakową inklinacyę. Isoklina, na której jest $\iota = 0$, nazywa się równikiem magnetycznym; biegnie ona, na ogół, przez okolice zwrotnikowe, nie zgadza się jednak bynajmniej z równikiem geograficznym. Oddalając się od niej na północ, albo na południe, spotykamy coraz to wyższe wartości inklinacyi; nakoniec isokliny zamykają się około dwu punktów, zwanych biegunami magnetycznymi, gdzie jest

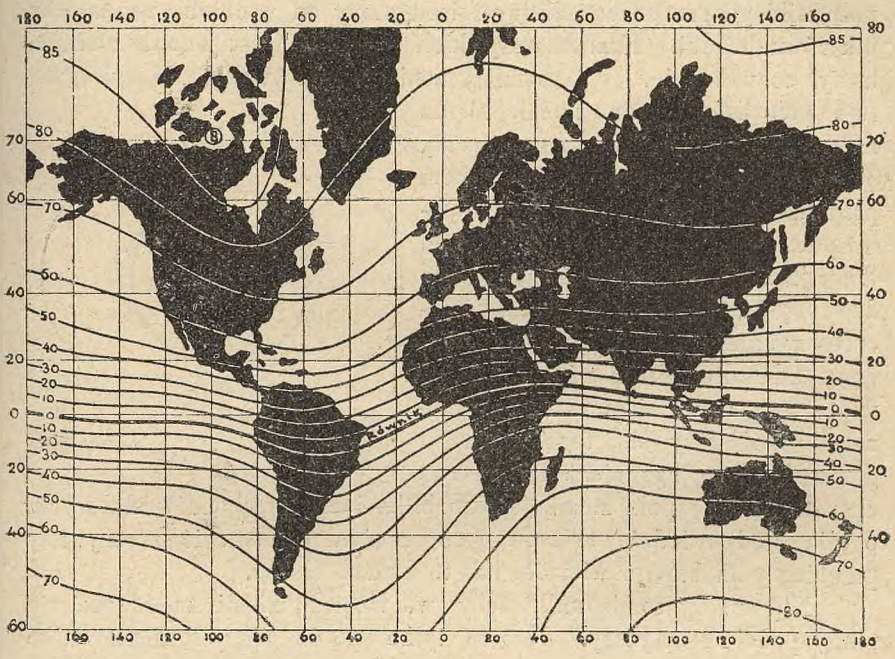


Fig. 228.

$\iota = 90^0$ (na mapkach znajdujemy jeden tylko z tych biegunów, na półkuli północnej, w pobliżu północnego wybrzeża Ameryki). Igła zawieszona swobodnie, w środku ciężkości, ustawiałaby się w obu biegunach magnetycznych ziemi pionowo. Wynika stąd, że igła kompasu tracić tam musi oryentacyę, a więc, że w tychże biegunach magnetycznych spotykać się muszą wszystkie linie południkowe (fig. 227). Bieguny magnetyczne nie zgadzają się z geograficznymi biegunami ziemi; nie leżą też na jednej średnicy (na północnej półkuli w szer. 70,5° *N*, dług. 97,7 *W*; na południowej w szer. 73,6° *S*, dług. 146,3° *E*).

Składowa pozioma natężenia H jest oczywiście największa w pobliżu równika magnetycznego. Jej wartość wynosi tam około 0,37 gaussów; w środkowej Europie około 0,2, na biegunach magnetycznych zero. Linie łączące punkty, w których składowa pozioma pola ma tę samą wartość (t. zw. isodynamy tej składowej) mają na ogół przebieg podobny do isoklin, nie są jednak bynajmniej z niemi identyczne; niektóre z nich, dla wartości $H = 0{,}3$, 0,2 i 0,1 zaznaczone są na fig. 227 liniami kreskowanemi.

Linie południkowe biegną na ogół od południa ku północy, jak południki geograficzne; isokliny i isodynamy od wschodu na zachód, jak równoleżniki. Kształt wszystkich tych linii jest jednak nieregularny, co wskazuje, że i rozmieszczenie tego czynnika, który wywołuje pole magnetyczne ziemi, niema nic spólnego z prostotą geometryczną. W pierwszem, bardzo zresztą grubem przybliżeniu, można powiedzieć, że pole otaczające ziemię jest podobne do tego, jakieby wywołał krótki, a bardzo silny magnes *sn* (fig. 229), umieszczony w środku ziemi, mający oś zwróconą ku południowej półkuli, mniej więcej w stronę bieguna magnetycznego. Dodawszy do tego magnesu głównego, dającego pierwszą, ogólną charakterystykę pola ziemi, jeszcze kilka innych magnesów słabszych, o osiach odpowiednio skierowanych, można przedstawić rzeczywisty przebieg pola bardzo wiernie, jak to okazał Gauss.

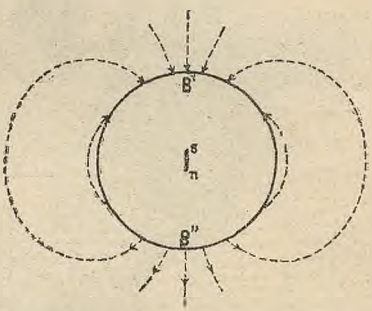


Fig. 229.

Nie znaczy to jednak, żeby we wnętrzu ziemi znajdować się miały podobne magnesy. Jest to tylko sposób uzmysłowienia, albo zwięzłego przedstawienia ustroju jej pola magnetycznego. Żaden bowiem magnes trwały nie mógłby istnieć we wnętrzu ziemi, z powodu panującej tam wysokiej temperatury. Rzeczywistej przyczyny magnetyzmu ziemskiego należy tedy szukać nie w magnesach trwałych (chociaż i takie znajdują się w ziemi), lecz w prądach elektrycznych, krążących ustawicznie we wnętrzu ziemi (w części także w atmosferze). Ażeby uzyskać właściwy kierunek tego pola — na półkuli północnej znajduje się biegun magnetyczny południowy! — należy przyjąć, w myśl reguły Ampèra, że prądy te płyną na ogół od wschodu ku zachodowi. Że prądy podobne istnieją w ziemi, wiemy to z doświadczenia, jakkolwiek nie umiemy dotąd wskazać siły elektromotorycznej, która je pędzi.

Elementy magnetyczne, jak nazywają wielkości δ, ι i H, ulegają z biegiem czasu, w danem miejscu na ziemi, powolnym, t. zw. wiekowym zmianom. W Europie środkowej deklinacya zmniejsza się obecnie, t. j. koniec północny igły kompasu chyli się zwolna ku wschodowi, mniej więcej o 0,1° na rok; inklinacya ubywa o 0,03°, składowa pozioma natężenia rośnie o 0,0002 gaussów w przybliżeniu. Obok tych zmian powolnych występują peryodyczne, krótkie wahania, np. w okresie dziennym *), w okresie 11-letnim rozwoju plam słonecznych i inne. Zdarzają się też nieregularne, krótkotrwałe, silne niekiedy zaburzenia wszystkich elementów, zwane burzami magnetycznemi. Zazwyczaj występują one współcześnie z silniejszym rozwojem zórz biegunowych.

Wartości średnie elementów magnetycznych w Krakowie były w r. 1909: $\delta = -5{,}58°$; $\iota = 64{,}30°$; $H = 0{,}2021$ gaussów.

Zadania.

153) W jednostajnem magnetycznem polu, mającem kierunek poziomy i natężenie H gaussów, zawieszono, za jeden z końców, cienki i długi pręt stalowy, namagnesowany jednostajnie, w taki sposób, żeby mógł obracać się swobodnie około rzeczonego końca. Obliczyć kąt α o jaki on odchyli się od pionu, wiedząc że moment jego magnetyczny wynosi M jednostek e. m., waga W gramów, długość l cm.

Odp. $\operatorname{tg}\alpha = \frac{2MH}{Wgl}$.

154) Ile wynosiłby ten kąt, gdyby pręt nie był namagnesowany jednostajnie, lecz miał jeden biegun pośredni w połowie długości i dwa jednakowo silne na końcach?

Odp. Zero.

155) Obliczyć wartość momentu dynamicznego, jaki pole ziemskie wywiera na igłę kompasu, ustawioną prostopadle do południka magnetycznego, jeśli się przyjmie 160 jedn. e. m. jako moment magnetyczny igły, zaś 0,2 gaussa jako wartość poziomej składowej pola ziemskiego.

Odp. 32 dyn-centymetrów.

---

*) Igła kompasu zbacza u nas od swego średniego położenia najbardziej na zachód około godz. 1-ej po południu, o jakie 0,1°; najbardziej na wschód o 8-ej rano; średnią wartość deklinacyi daje o 10-ej przed poł.

156) Obliczyć wartość momentu dynamicznego, jaki to samo pole wywiera na obwód, w kształcie kwadratu, o bokach długości 40 *cm*, przewodzący prąd 1 ampera, obracalny swobodnie, w powietrzu, około pionowej osi, jeżeli płaszczyzna tego obwodu jest równoległa do południka magnetycznego.

Odp. $40 \cdot 40 \cdot 0{,}1 \cdot 0{,}2 = 32$ dyn-cm.

157) W galwanometrze o ruchomej cewce (fig. 57) zawieszona jest na cienkich drucikach cewka obejmująca 16 cm^2, owinięta 100 obwodami drutu. Moment dynamiczny 240 dyn-cm. odchyla ją z położenia równowagi o 90°. Pod wpływem przepuszczonego przez nią prądu 10 milliamperów cewka ta odchyla się o 60°. Obliczyć przybliżenie średnie natężenie pola magnetycznego, w którem ona jest zawieszoną.

Odp. $16 \cdot 10 \cdot 10^{-4} \cdot 100 \cdot H \cos 60^0 = \frac{2}{3} \cdot 240$; $H = 200$ gaussów.

158) Cewka ważąca q gramów zawieszona jest na dwu cienkich i wiotkich, równoległych drutach (fig. 196). Jak wielkiego potrzeba momentu, żeby ją obrócić około pionu o mały kąt α, z położenia równowagi, jeżeli długość l drutów jest wiadoma, tudzież ich odstęp d.

Odp. $\frac{q\,g\,d^2}{4\,l} \cdot \alpha$.

159) Jaką liczbą wyraża się zdolność magnetyczna próżni w układzie elektrostatycznym miar?

Odp. Mierząc indukcyę B w jakiemkolwiek polu magnetycznem, w próżni, za pomocą elektrostatycznej jednostki prądu, która jest 3.10^{10} razy mniejsza od elektromagnetycznej, znaleźlibyśmy (według określenia, ust. 161) na wyrażenie tej indukcyi liczbę B_e, mniejszą 3.10^{10} razy od liczby B_m, która wyraża tę samą indukcyę w układzie elektromagnetycznym. Liczba H_e, wyrażająca natężenie tego pola w układzie e. s., powinna tedy (ust. 173, dopisek) być tyleż razy większa od liczby H_m układu e. m. Zatem:

$$\mu_0 = \frac{B_e}{H_e} = \frac{B_m}{3.10^{10} \cdot 3.10^{10} \cdot H_m} = \frac{1}{9.10^{20}}.$$

160) Obliczyć liczbę linii magnetycznych (ziemskich) przechodzących przez powierzchnię poziomego stołu, mającego 1,5 *m* długości i 0,8 *m* szerokości. Natężenie składowej poziomej pola ziemskiego przyjąć 0,2 gaussów, kąt inklinacyi 64°.

Odp. Składowa pionowa pola $= 0{,}2 \cdot \operatorname{tg} 64^0$, zatem:

$$150 \cdot 80 \cdot 0{,}2 \cdot \operatorname{tg} 64^0 = 4921 \text{ linii}$$

liczonych elektromagnetycznie.

161) Obliczyć wartość strumienia indukcyi, wychodzącego z bieguna magnesu linijnego, zawierającego 10 jednostek el. magn. magnetyzmu.

Odp. $40\pi = 125{,}66$.

162) Obliczyć siłę, jaką biegun ten wywierałby na drugi, równy sobie, z odległości 5 *cm*, w łonie nieograniczonego, diamagnetycznego ośrodka, którego spółczynnik magnetyczny γ wynosi -10^{-5}.

Odp. $10.10 : 25\,(1 - 4\pi \,.\, 10^{-5}) = 4{,}0005$ dyn.

163) Pręt magnetyczny o przekroju 1 *cm* w kwadrat, długi na 50 *cm*, posiada moment magnetyczny 15000 jednostek e. m. Obliczyć średni stopień jego namagnesowania.

Odp. 300.

164) Jak wielki moment powinienby posiadać krótki magnes, umieszczony w środku ziemi (fig. 229), żeby mógł wywołać na powierzchni ziemi takie, w przybliżeniu, pole, jakie w rzeczywistości istnieje (promień równika $= 6378$ *km*; natężenie magnetyczne w jego sąsiedztwie $= 0{,}37$ gaussów)?

Odp. $M = 0{,}37\,(6{,}378 \,.\, 18^8)^3 = 10^{26}$ jcdn. e. m.

165) Długi, cienki pręt żelazny, o przekroju 0,7 cm^2, leży poziomo, w południku magnetycznym ($H = 0{,}203$ gaussów). Igiełka magnetometru, znajdująca się w tym samym poziomie, w odległości 30 *cm* na wschód, albo na zachód, od jednego z biegunów pręta, odchyliła się, po jego wprowadzeniu o $3{,}2^0$. Obliczyć: a) ilość magnetyzmu m indukowanego przez pole ziemskie na biegunach pręta; b) jego stopień namagnesowania J; c) zdolność magnetyczną μ, jaką żelazo okazuje w tem polu; d) całkowity strumień indukcyi N jaki pręt przewodzi.

Odp. $m = 10{,}21$; $J = 14{,}59$; $\mu = 904$; $N = 183{,}6 \,.\, 0{,}7$.

166) Obliczyć te same wielkości dla pręta z bismutu, takich samych rozmiarów jak powyższy pręt żelazny, ułożonego w tem samem polu.

Odp. $m = -1{,}989 \,.\, 10^{-6}$; $J = -2{,}84 \,.\, 10^{-6}$; $\mu = 0{,}99982$; $N = 0{,}203 \,.\, 0{,}7$.

167) Obliczyć ilość energii magnetycznej w obrębie pokoju wolnego od żelaza, o długości 8 *m*, szerokości 6 *m*, wysokości 4 *m*, wskutek obecnego tam pola magnetycznego ziemskiego (składowa pozioma $= 0{,}2$ gauss.; inklinacya $= 64^0$).

Odp. 0,016 kilogrammetrów.

168) W odległości r od bieguna magnetycznego, zawierającego m jednostek magnetyzmu, umieszczono w powietrzu ($\mu_0 = 1$) małą bryłkę, o objętości τ, jakiegokolwiek para- lub diamagnetycznego ciała

(spółcz. magnetyczny = γ). Obliczyć siłę P, jaką biegun przyciąga tę bryłkę.

Odp. W odległości r pole bieguna jest $H_0 = \frac{m}{r^2}$. Wciągając tam bryłkę pole wykonało pracę (ust. 174) $\frac{\gamma\tau m^2}{2r^4}$. Wciągnąwszy jeszcze cokolwiek bliżej, o długość malutką ρ, wykonałoby większą pracę $\frac{\gamma\tau m^2}{2r^4}\left(1 - \frac{\rho}{r}\right)^{-4}$, t. j. przybliżenie o $\frac{2\gamma\tau m^2\rho}{r^5}$ więcej niż pierwej. Stąd $P = \frac{2\gamma\tau m^2}{r^5}$.

169) Jaką siłą biegun magnetyczny $m = 200$ jedn. el. magn. odpycha z odległości 1 *cm* bryłkę bismutu, ważącą 0,2 *gr* (ciężar wł. = 9,8)?

Odp. Około 0,02 dyn.

170) W pionowej rurce włoskowatej wznosi się woda na pewną wysokość. O ile zmieni się ta wysokość, jeżeli górną część słupka wody umieścimy w polu magnetycznem 12000 gaussów?

Odp. Zniży się o 0,57 *mm*.

171) Ciężary dwu podków magnetycznych mają się jak liczby $a : b$. Obliczyć stosunek największych ciężarów, jakie one zdołają udźwignąć, jeśli są namagnesowane w jednakowym stopniu.

Odp. Ciężary mają się jak przekroje dźwigające, więc jak $a^{\frac{2}{3}} : b^{\frac{2}{3}}$.

172) Między biegunami elektromagnesu umieszczono podłużnie rurkę długości 3 *cm*, zamkniętą cienkiemi płytkami szklanemi, zawierającą dwusiarczyk węgla. W polu magnetycznem płyn ten skręcał płaszczyznę polaryzacyi (światła sodowego) o 16,8°. Obliczyć średnie natężenie pola.

Odp. 8000 gaussów.

173) Znaleść natężenie pola magnetycznego w powietrzu, w punkcie leżącym na przedłużeniu osi magnesu linijnego, w odległości 30 *cm* od jego środka, wiedząc, że w biegunach tego magnesu, mającego długość 10 *cm*, znajduje się w jednym +15, w drugim —15 jednostek e. m. magnetyzmu.

Odp. 0,01176 gaussów.

174) Jakie jest natężenie pola w punkcie odległym również o 30 *cm* od środka tego magnesu, leżącym jednak w płaszczyznie prostopadłej do osi, idącej przez jego środek.

Odp. 0,00533 gaussów.

175) Do malutkiej igły magnesowej kompasu zbliżono od zachodu magnetycznego środek krótkiego magnesu, którego oś jest równoległa do południka magnetycznego, a biegun północny zwrócony ku północy. Igła straciła oryentacyę, gdy środek magnesu był od niej odległy o 25 *cm*. Obliczyć moment tego magnesu, wiedząc, że składowa pozioma natężenia pola ziemskiego wynosiła 0,2 gaussa.

Odp. $M = 0.2 \cdot 25^3 = 3125$ jedn. e. m.

176) Środek tego magnesu zbliżono do igły na odległość 25 *cm* od południa magnetycznego, trzymając oś magnesu prostopadle do południka magnetycznego. O ile stopni odchyliła się igła od południka magnetycznego ($H = 0{,}2$)?

Odp. 45°.

177) Taż sama igła potrącona, wykonywa w polu ziemi 50 wahań na minutę. Ile wahań będzie wykonywała, gdy pionowo pod nią, w odległości 25 *cm*, umieścimy środek powyższego magnesu, trzymając oś jego poziomo, w południku magnetycznym: a) biegunem północnym ku południowi, b) ku północy?

Odp. a) $\sqrt{2 \cdot 50^2} = 70{,}7$; b) zero.

178) Cienki i prosty, jednostajnie namagnesowany drut stalowy, przekroju kolistego, długości 5 *cm*, średnicy $2r = 2$ *mm*, waży 0,124 *gr*. Zawieszony poziomo, na cienkiem włóknie kokonowem, waha się w polu ziemi ($H = 0{,}203$ gauss.) w okresie 1,2653 *sek*. Obliczyć stopień namagnesowania tej stali (kwadrat ramienia bezwładności równy $\frac{r^2}{4} + \frac{l^2}{12}$, tom I, ust. 75).

Odp. $J = 200$.

279) Cięższy magnes, o momencie M, zawieszony jest przy poziomem położeniu swej osi, w polu ziemi (skł. poz. $= H$), na cienkim metalowym drucie. Gdy oś magnetyczna leży w południku magnetycznym, drut ten nie jest wcale skręcony. Gdy górny jego koniec skręcono około jego osi o kąt α, magnes odchylił się od południka o bardzo mały kąt β. Obliczyć wartość Z momentu dynamicznego, jaki sprężystość drutu wywiera na magnes, tudzież momentu kierującego k, zależnego od tej sprężystości.

Odp. $Z = MH \sin \beta$, albo $MH\beta$; $k = \frac{MH\beta}{\alpha - \beta}$.

180) Jaka byłaby częstość n wahań tego magnesu pod łącznym wpływem pola ziemi i sprężystości drutu (mom. bezw. $= b$)?

Odp. $4\pi^2 bn^2 = \frac{MH\alpha}{\alpha - \beta}$.

181) Dwa magnesy linijne, jednakowej długości, z których jeden ma bieguny dwa razy silniejsze od drugiego, spojone są z sobą w ten sposób, że środek jednego leży na środku drugiego, a osi pochylone są ku sobie pod kątem prostym. Znaleść kierunek i wielkość momentu tego magnesu złożonego.

Odp. Moment wypadkowy jest $\sqrt{5}$ razy większy od momentu magnesu słabszego i zawiera kąt 63,43° z jego osią.

182) Koło pionowe inklinatoryum ustawiono w południku magnetycznym i odmierzono wartość kąta inklinacyi $= \iota$. Jaki kąt zawierać będzie oś igły magnesowej z poziomem, jeżeli odchylimy płaszczyznę koła pionowego o kąt α od południka, obrotem około pionowej osi?

Odp. $\operatorname{arc\,tg} \dfrac{\operatorname{tg} \iota}{\cos \alpha}$.

ROZDZIAŁ VII.

POLE MAGNETYCZNE PRĄDÓW.

188. Siły elektrodynamiczne. Wracamy do rozważań ustępu 166. Przyjęliśmy tam za punkt wyjścia fakt stwierdzony przez doświadczenie, że mały, elementarny obwód, przewodzący prąd elektryczny stały, zachowuje się w polu magnetycznem jak magnes elementarny, przetknięty przez obwód, prostopadle do jego płaszczyzny, mający oś równoległą do osi prądu, a moment proporcyonalny do jego natężenia i do wielkości powierzchni opasanej obwodem. Z faktu tego wyprowadziliśmy zasadnicze prawo działania pól magnetycznych na prądy płynące w obwodach jakiejkolwiek wielkości i postaci. Dowiedliśmy mianowicie twierdzenia następującego: praca potrzebna do usunięcia z pola magnetycznego, w nieskończoną dal, obwodu *LL* (fig. 230), przewodzącego prąd elektryczny stałego natężenia *i*, równa się iloczynowi z natężenia tego prądu, przez liczbę *N* linii magnetycznych danego pola, przechodzących przez objęcie obwodu w kierunku osi prądu — innemi słowy: równa się iloczynowi *Ni* z natężenia *i* prądu, przez strumień *N* indukcyi magnetycznej, przechodzący przez obwód w kierunku dodatnim.

Rzecz jasna, że gdy naodwrót, obwód taki zostaje wciągnięty przez pole magnetyczne, z nieskończonej odległości, w to położenie *LL*, w którem zagarnia strumień indukcyi *N*, wtedy praca przez pole wykonana wynosi znowu *Ni*.

Praca ta może być bądź dodatnią, bądź ujemną. Ujemną będzie wtedy, gdy strumień indukcyi przechodzący przez obwód jest ujemny, t. j. gdy linie magnetyczne przebiegają przez obwód w kierunku przeciwnym osi prądu (fig. 230, II, III), albo gdy zawierają z nią kąt rozwarty (ust. 166, *a*).

Przesuńmy obwód w polu (niezmieniając natężenia prądu) z położenia LL, w jakiekolwiek inne L_1L_1. Liczba linii magnetycznych, które obwód teraz obejmuje, przyjmie inną wartość N_1;

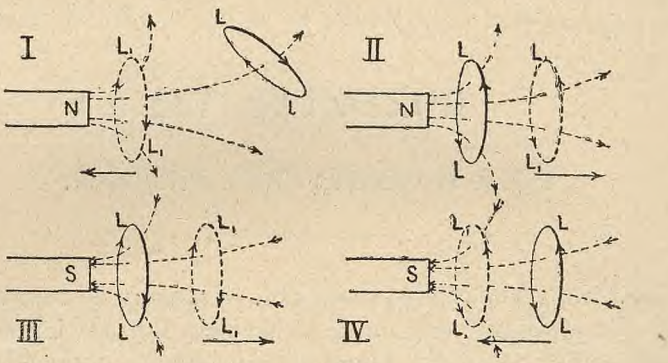


Fig. 230.

pierwej wynosiła N. Praca, którąby pole wykonało, wciągając obwód z nieskończoności aż do L_1L_1 będzie N_1i; pierwej wynosiła Ni. Widać tedy, że podczas przesunięcia w polu magnetycznem obwodu, przewodzącego prąd stałego natężenia i, z położenia LL, w jakiekolwiek inne L_1L_1, zyskamy pracę L:

(1) . . . . . $L = i\,(N_1 - N)$,

równą iloczynowi z natężenia prądu, przez przyrost liczby linii magnetycznych, przechodzących przez obwód w kierunku osi prądu.

Ponieważ liczba linii danego pola, obejmowanych przez poruszający się obwód, może zmienić się tylko w ten sposób, że obwód w ruchu swoim przez pole przez nie przechodzi, albo, jak się mówi, je przecina, przeto można też powiedzieć: praca zyskana podczas przesunięcia w polu magnetycznem obwodu przewodzącego stały prąd elektryczny,

równa się iloczynowi z natężenia i tego prądu przez liczbę $(N_1—N)$ linii magnetycznych przeciętych podczas ruchu przez obwód, a wskutek tego wkluczonych w jego objęcie; linie wykluczone należy liczyć ujemnie.

W twierdzeniu ostatniem uwydatnia się wyraźnie użyteczność pojęcia „liczby linii magnetycznych" (ust. 167). Dostrzegamy np. natychmiast, że obwód sztywny, przesuwając się w jednostajnem polu magnetycznem, ruchem postępowym, równolegle do linii magnetycznych, nie da nam, ani też nie zużyje żadnej pracy, gdyż żadnej linii nie przecina, tylko się ślizga po nich. Nie da jej również, gdy się przesuwa skośnie przez pole; wtedy bowiem jedną jego stroną tyleż linii weń wchodzi, ile drugą wychodzi.

Z powyższego wynika, że wykonywając pracę dodatnią, pole pomaga wszystkim tym przesunięciom obwodu, w których liczba linii obejmowanych wzrasta, o ile rzeczywiście linie te przechodzą przez obwód w kierunku osi prądu, t. j. w kierunku dodatnim (fig. 230, I, IV; LL do L_1L_1); ono pomaga również, gdy liczba linii objętych, bezwzględnie biorąc, maleje, ale gdy to są linie ujemne, t. j. przebijające obwód w kierunku przeciwnym osi prądu (fig. 230, II, III); opiera się natomiast tym przesunięciom, w których albo liczba linii dodatnich maleje, albo ujemnych rośnie.

Licząc tedy ubytek liczby linii przechodzących przez obwód w kierunku ujemnym, jako równoważny przyrostowi liczby linii dodatnich, powiemy ogólnie: pole magnetyczne usiłuje zawsze przesunąć obwód prądu w takie położenie, żeby liczba objętych nim, w kierunku osi prądu przechodzących linii, stała się możliwie wielką (prawo Maxwella). Prawo to objaśniają dostatecznie cztery przypadki działania biegunów magnesu na obwody przewodzące prąd w jednym lub drugim kierunku (fig. 230, I—IV); poziome strzałki wskazują kierunek siły wywieranej na obwód przez biegun, albo raczej przez pochodzące od niego pole magnetyczne.

Pole magnetyczne wywiera zatem pewne siły na przewodniki przewodzące prądy elektryczne. Siły te nazwiemy elektrodynamicznemi.

Obwód płaski, jakiejkolwiek postaci, obracalny w polu magnetycznem jednostajnem, o natężeniu H, około osi prostopadłej do linii pola, dąży do zajęcia położenia osiowego $A_1B_1C_1D_1$ (fig. 231); w tem położeniu bowiem ogarnia on największą liczbę linii, mianowicie $N_1 = Ba$, albo $N_1 = \mu Ha$, jeżeli a oznacza powierzchnię opasaną obwodem, B indukcyę, μ zdolność magnetyczną ośrodka. Odchylony stąd o kąt α, w położenie $ABCD$, obejmie tylko $N = Ba \cdot \cos\alpha$ linii. Odchylony cokolwiek mniej, o kąt $\alpha - \alpha'$, objąłby ich $N' = Ba \cdot \cos(\alpha - \alpha') = Ba\ (\cos\alpha \cos\alpha' + \sin\alpha \sin\alpha')$. Skoro α' jest kąt bardzo mały, można tu położyć $\cos\alpha' = 1$, $\sin\alpha' = \alpha'$, zaczem będzie $N' = N + Ba \sin\alpha \cdot \alpha'$. Widać tedy, że obracając obwód, zawierający z położeniem osiowem kąt α, o malutki kąt α', pole wykonywa pracę $i\,(N'-N) = Bai \sin\alpha \cdot \alpha'$. Wiadomo z dynamiki, że praca potrzebna do obrócenia ciała o malutki kąt α', równa się iloczynowi z kąta obrotu, przez moment sił działających na ciało. W naszym przypadku tedy siły elektrodynamiczne wywierają na obwód odchylony o kąt α z położenia osiowego, moment dynamiczny $Z = Bai \cdot \sin\alpha$, albo $\mu Hai \cdot \sin\alpha$, co jest tylko uogólnieniem znanego nam dobrze twierdzenia (ust. 164, 165).

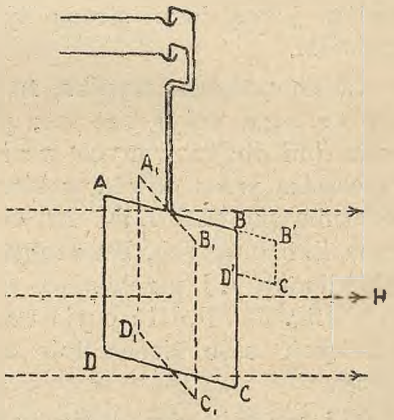


Fig 231.

Wyrażenie $i\,(N_1 - N)$ na pracę uzyskaną, albo straconą, podczas przesunięcia obwodu w jednym lub drugim kierunku, stosuje się ogólnie nawet wtedy, gdy podczas przesunięcia obwód zmienia swoją wielkość lub kształt, byle prąd i pozostał w nim niezmieniony. Przypuszczam np., że obwód $A_1B_1C_1D_1$ (fig. 231), obracając się, wyciąga się jednocześnie i wygina w kształt $ABB'C'D'CDA$. Zmianę tę można rozłożyć na przesunięcie w położenie $ABCD$, bez zmiany kształtu, co, jak wyżej, wymaga zużycia pracy $i\,(N_1 - N)$, tudzież na przystawienie doń dodatkowego obwodu $BB'C'D'B$ przyniesionego z dali z prądem i, obejmującego w danem położeniu, dajmy nato, N' linii pola; to przystawienie przysporzy nam pracę iN'. Całkowity wydatek pracy wyniesie zatem $i\,[N_1 - (N + N')$, zgodnie z ogólnem twierdzeniem. Należy jednak zauważyć, że w przypadku obwodów odkształcających się, praca obliczona w ten sposób będzie tylko częścią całkowitej; nie

uwzględniło się bowiem wpływu tego pola magnetycznego, które wytwarza sam prąd i w obwodzie; nie uwzględniło się zatem pracy sił elektrodynamicznych, które własne pole tego prądu wywiera na własny jego obwód (która to praca objawia się tylko przy odkształceniach).

189. PRAWO ELEMENTARNE SIŁ ELEKTRODYNAMICZNYCH. Działanie elektrodynamiczne, wywierane przez pole magnetyczne na cały obwód przewodzący prąd, można uważać jako wypadkową działań na poszczególne jego części, czyli e l e m e n t y. Działania te można badać oddzielnie, jeżeli się uczyni jedną tylko część obwodu ruchomą. Tak na fig. 232 widzimy cienką metalową strunę AB, napiętą między biegunami silnego elektromagnesu NS; ona stanowi ruchomą część obwodu $ABSA$, przewodzącego prąd

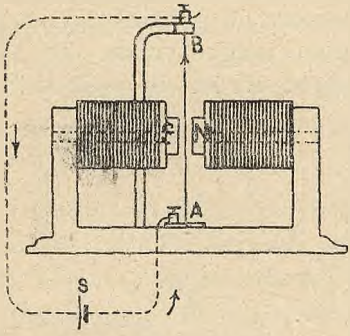


Fig. 232.

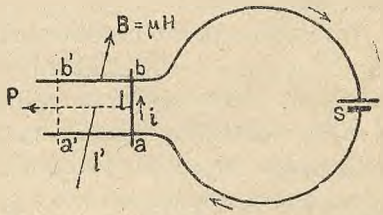


Fig. 233.

elektryczny. Sprawdza się łatwo, że w chwili zamknięcia prądu siły elektrodynamiczne wyginają strunę cokolwiek ku przodowi (przy obranym na rysunku kierunku prądu), a więc prostopadle do kierunku prądu i do kierunku pola; wyginają ją tem więcej, im silniejszy prąd i silniejsze pole (zasada galwanometru strunowego Einthovena).

Prawo pracy doprowadzi nas łatwo do prawa sił. Przypuszczam np., że krótki odcinek ab obwodu mający długość l (fig. 233) może ślizgać się końcami na dwu prętach metalowych bb' i aa', które doprowadzają mu prąd o stałem natężeniu i. Jeżeli przesunie się, jak na rysunku, na lewo, o długość $aa' = l'$, w położenie $a'b'$, równoległe do pierwotnego ab, wtedy zakreśli malutką powierzchnię prostokątną $abb'a'$ o wielkości ll'. Niechaj pole magnetyczne w tej okolicy będzie prostopadłe do tej powierzchni;

wartość indukcyi tamże niechaj będzie $B = \mu H$. Przesuwając się, element *ab* przecina liczbę $B \cdot ll'$ linii magnetycznych, które przez to zostają wkluczone w obwód *absa*. Pole magnetyczne (zewnętrzne) wykona zatem pracę $i \cdot Bll'$ (ust. poprz.), i to na drodze l'. Praca ta równa się iloczynowi z drogi l' przez działającą na ten element siłę, przeto siła ta, siła elektrodynamiczna, musi mieć wartość:

(1) . . . . . $P = Bli$, albo $P = \mu Hli$

i kierunek zwrócony od *a* w stronę *a'*.

Na element obwodu przewodzący prąd elektryczny, pole magnetyczne wywiera siłę elektrodynamiczną w kierunku prostopadłym zarówno do elementu, jak do linii magnetycznych. Siła ta stara się zatem pędzić element na poprzek przez pole, w taki sposób, żeby przecinał linie magnetyczne. Jej kierunek zamienia się na przeciwny, ilekroć obróci się bądź kierunek prądu, bądź pola.

Wzajemne położenie kierunków pola *B*, prądu *i* i siły elektrodynamicznej *P*, odczytamy na rysunku (fig. 233) i określimy raz na zawsze następującą regułą: człowiek płynący wzdłuż elementu, w kierunku prądu elektrycznego, patrzący w kierunku pola magnetycznego wskazuje „lewą" ręką kierunek siły elektrodynamicznej (por. fig. 234).

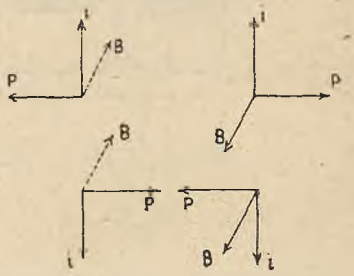


Fig. 234.

Uważaliśmy na początek przypadek najprostszy, gdy element *ab* jest prostopadły do linii magnetycznych. Siła elektrodynamiczna będzie słabsza, jeżeli, jak na fig. 235, prąd i pole zawierają kąt α, różny od prostego. Liczba linii magnetycznych, przeciętych przez element $ab = l$, będzie widocznie największa wtedy, gdy przesuniemy ten element (o l') w kierunku prostopadłym zarówno do prądu, jak do pola (a więc na fig. 235 w kierunku *aa'*, prostopadle do płaszczyzny rysunku, po za nią). W tym też kierunku działa znowu siła *P*. Ponieważ jednak strumień indukcyi przechodzący przez zakreśloną elementem powierzch-

nię $aba'b'$, t. j. liczba linii wkluczonych w obwód abs, wynosi teraz tylko $ll'.B\cos(90-\alpha)$, czyli $ll'B\sin\alpha$ (ust. 166), będzie przeto:

(2) . . . . $P = Bli\sin\alpha$, albo $P = \mu H li\sin\alpha$.

Wartość siły elektrodynamicznej, którą pole magnetyczne wywiera na element prądu, równa się tedy iloczynowi z indukcyi magnetycznej, długości elementu i wstawy kąta zawartego między kierunkami prądu i pola, pomnożonemu przez natężenie prądu.

Widać zarazem, że na element prądu równoległy do linii magnetycznych ($\alpha = 0$) nie działa żadna siła elektrodynamiczna; wartość jej jest największa ($= Bli$) wtedy, gdy prąd jest prostopadły do kierunku pola.

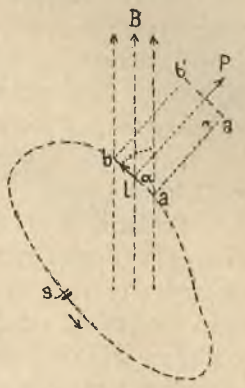


Fig. 235.

Uwaga. Według (1) iloczyn Bli powinien mieć wymiar siły, przeto Bl^2i, albo Bai wymiar pracy — w każdym układzie miar; tak też jest istotnie, według samego określenia indukcyi (ust. 161, wzór 6).

Przykład. W drucie pionowym, o długości 1 metra, w polu magnetycznem ziemi (skł. poz. H = 0,2 gauss.) płynie, z dołu do góry, prąd 1 ampera. Obliczyć siłę elektrodynamiczną, działającą na cały ten drut. Wedle rachuby elektromagnetycznej mamy tu $i = 0{,}1$; $\alpha = 90 + \iota$, gdzie ι oznacza inklinacyę; $B\sin\alpha = B\cos\iota = 0{,}2$, zatem $P = 0{,}2 \,.\, 100 \,.\, 0{,}1 = 20$ dyn, na zachód.

Teorya elektronowa. Już w ust. 164 (fig. 198) okazaliśmy, że siły elektrodynamiczne można wytłumaczyć działaniem pola na poruszające się w przewodniku elektrony (albo jony). Każdy z nich, płynąc z nabojem e, na poprzek przez pole o natężeniu H, z prędkością v, podlega działaniu siły magnetoelektrycznej $F = \mu Hev$, prostopadłej do v i do H (ust. 33, 165). Liczy się zawsze tylko składowa prędkości prostopadła do kierunku pola. Jeśli v i H zawierają jakiś kąt α, różny od prostego, składowa ta wynosi $v\sin\alpha$, co prowadzi do wzoru (2).

Pęd nabyty przez elektrony, wskutek działania siły F, przenosi się, wśród ich spotkań z atomami materyalnymi, na sam

przewodnik. Dlatego też i płynne przewodniki (rtęć, elektrolity) zostają wprowadzone w ruch przez siły elektrodynamiczne. Fig. 236 wyobraża płaską szkatułkę, zawierającą rtęć, przez którą przepędza się prąd elektryczny i, z dołu ku górze, lub odwrotnie. Silny magnes (nienaznaczony na rysunku) wytwarza pole magnetyczne poziome, prostopadłe do zawartej w szkatułce rtęciowej warstwy. Siła elektrodynamiczna pędzi wtedy rtęć w bok, w pionową rurkę manometryczną, dopóki ciśnienie hidrostatyczne nie uczyni jej równowagę (ampermetr rtęciowy Lippmanna).

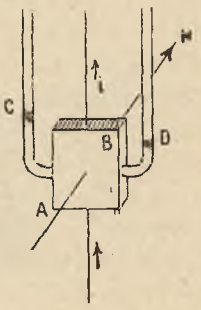


Fig. 236.

Podobnież i gazy przewodzące prądy elektryczne podlegają podobnym siłom. Łuk elektryczny np. umieszczony między biegunami magnesu, odchyla się w bok, wydłuża, w końcu gaśnie (zdmuchiwanie magnetyczne łuków tworzących się na wyłączkach, używanych do przerywania silnych prądów, przez zbliżenie magnesu).

190. Zastosowania i przykłady. *a*) Cewka złożona z n jednakowych obwodów drutu isolowanego, zwiniętych gęsto przy sobie, podlega widocznie n-kroć większemu działaniu elektrodynamicznemu, aniżeli obwód pojedynczy.

b) Solenoid jest to cewka złożona z szeregu obwodów płaskich, jednakowego kształtu i wielkości, ustawionych rzędem, w jednakowych od siebie odstępach, w taki sposób, że środki ich leżą na jednej linii, zwykle prostej, a płaszczyzny są do tej linii prostopadłe; wszystkie obwody przewodzą nadto ten sam prąd, w tym samym kierunku. Solenoid taki otrzymuje się w praktyce, z wielkiem przynajmniej przybliżeniem, gdy się nawinie gęsto, raz koło razu, drut osnuty jedwabiem, albo innym isolatorem, na drewnianej, szklanej, albo mosiężnej rurce; kształt przekroju może być jakikolwiek, jego wielkość oznaczymy przez a. O ile będzie obracalny około osi prostopadłej do kierunku jednostajnego magnetycznego pola (natężenie H, fig. 237), solenoid taki ustawi się osią swoją sn równolegle do linii pola. Odchylony z tego położenia o kąt α doznawać będzie momentu $Ż$ sił elektrodynamicznych, kierującego go z powrotem ku położeniu osiowemu.

Na każdy obwód opasujący pole a działa wtedy oddzielnie moment $\mu Hai \cdot \sin\alpha$ (ust. 188, fig. 231), jeżeli μ oznaczać będzie zdolność magnetyczną otaczającego drut ośrodka; na cały solenoid przeto działa moment dynamiczny wypadkowy:

$$Z = n \cdot \mu Hai \cdot \sin\alpha,$$

w czem n oznacza ogólną liczbę obwodów nawiniętych na rurze. Widać tedy, że solenoid zachowuje się w polu magnetycznem zupełnie podobnie, jak pręt magnetyczny jednostajnie namagnesowany o momencie magnetycznym $M = n \cdot \mu ai$, proporcyonalnym do natężenia prądu

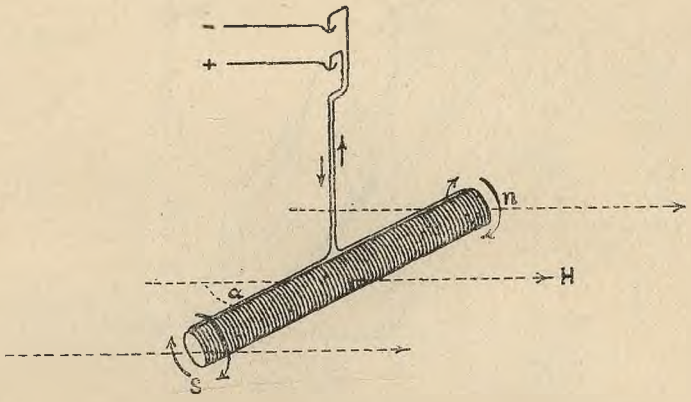


Fig. 237.

do zdolności magnetycznej ośrodka i do przekroju solenoidu. Istotnie bowiem, na pręt taki, odchylony o kąt α z położenia osiowego w polu, działałby właśnie takiż sam moment dynamiczny $Z = MH \cdot \sin\alpha$ (ust. 159, wzór 5).

Końce solenoidu, którego długość oznaczymy przez l, zachowują się jak bieguny magnetyczne, obdarzone ilością

$$\pm m = \frac{M}{l} = \frac{\mu ain}{l}$$

magnetyzmu, co można napisać krócej $\pm m = \mu ain_1$, gdzie przez n_1 oznaczono zwartość nawoju, t. j. liczbę obwodów na każdym centymetrze długości rury. Dla pamięci dodamy, że ten koniec solenoidu, który prąd okrąża w kierunku obrotu

skazówek zegara (*s* na fig. 237) zachowuje się jak biegun południowy magnesu; koniec północny *n* okrążany jest w kierunku przeciwnym.

c) Koło Barlowa (fig. 238) jest to przyrząd służący do okazania, w jaki sposób siły elektrodynamiczne mogą wywołać ciągły obrót metalowego krążka *K*, około osi *C*, gdy od obwodu (przez kroplę rtęci *R*) ku osi płynie przezeń stały prąd elektryczny, a podkowa *NS* daje pole magnetyczne prostopadłe do płasz-

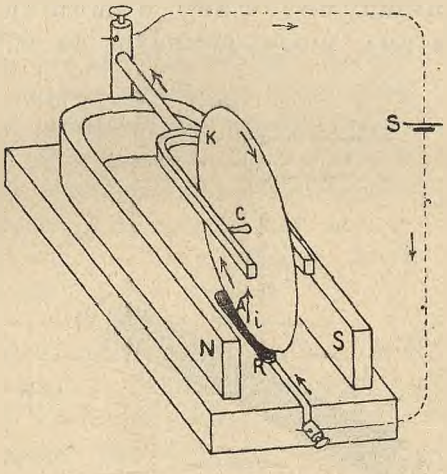


Fig. 238.

czyzny krążka. Kierunek wirowania, wskazany na rysunku, zgodnie ze znaną regułą (ust. 189), zmienia się na przeciwny, ilekroć zmienimy kierunek prądu, albo przełożymy bieguny podkowy.

Podczas wirowania krążka przewodnik prądu porusza się, lecz prąd sam pozostaje na miejscu. Siły elektrodynamiczne jednakowoż, jakie pole *B* wywiera na krążek, są każdej chwili takie, jak gdyby prąd był stale związany z krążkiem. Podczas jednego obrotu krążka (promień *R*, powierzchnia $R^2\pi$) prąd *i* przeciąłby $B \cdot R^2\pi$ linii magnetycznych. Praca wykonana w czasie jednego obrotu (kąt 2π) wynosi przeto $iBR^2\pi$; moment zatem sił elektrodynamicznych $= \frac{iBR^2}{2}$.

d) Wirujący prąd. W zupełnie podobny sposób wirować będzie sztywny drut *AB* (fig. 239), przewodzący prąd elek-

tryczny, dokoła bieguna N magnesu. Ażeby umożliwić ruch, bez przerwy prądu, zawiesza się drut jakkolwiek ruchomo na końcu górnym, podczas gdy dolny B zanurza się w rynience napełnionej rtęcią, okalającej magnes.

Przypadek ten, zajmujący tem, że podczas wirowania nie zmienia się wcale stosunek ruchomego przewodnika AB, względem linii magnetycznych pola, zasługuje na dokładniejszy rozbiór. Niechaj ACB (fig. 240) będzie ruchomą częścią obwodu S_0ACBS_0,

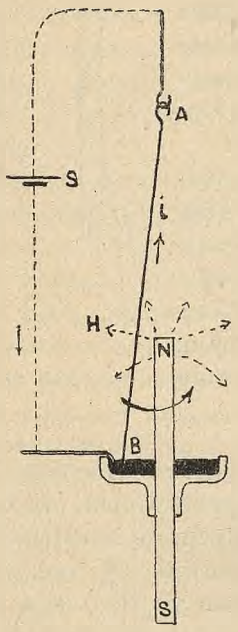


Fig. 239.

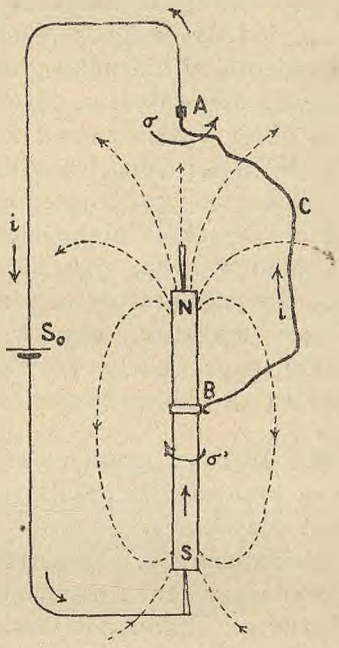


Fig. 240.

mogącą wirować około osi obrotu ANS, będącej zarazem osią magnesu NS. Podczas jednego obrotu drut ACB, jakikolwiek byłby jego kształt, przecina wszystkie linie magnetyczne, wychodzące z bieguna N, t. j. $4\pi m$ linii (ust. 168), jeśli m oznacza ilość magnetyzmu w biegunie. Praca sił elektrodynamicznych wynosi wtedy (ust. 188, 189) $4\pi m \,.\, i$, a że kąt obrotu jest 2π, przeto moment dynamiczny działający na ACB ma wartość $Z = 2mi$, wartość stałą i niezależną od położenia drutu; musi on tedy podtrzymywać trwałe wirowanie. Liczba linii magnetycznych przecinanych podczas obrotu, uwzględniając kierunek przecięcia, byłaby

zero, gdyby końcowe punkty A i B ruchomego drutu — zamiast obejmować między sobą jeden tylko biegun, jak na rysunku — obejmowały obydwa, albo nie obejmowały żadnego. Wtedy byłoby też $Z = 0$, drut nie obracałby się wcale.

e) Wirujący mages. Oddziaływanie pomiędzy magnesem NS, a ruchomym przewodnikiem ACB (fig. 240), jest wzajemne. Przytrzymajmy ACB nieruchomo, osadźmy magnes na dwu kolcach, tak, żeby mógł obracać się około swej osi, dotykając wciąż końca B drutu. Wtedy magnes pocznie wirować około swej osi, w kierunku przeciwnym, aniżeli pierwej wirował drut. Moment sprawiający ten obrót będzie znowu $Z = 2mi$.

f) Wiotki drut, albo łańcuszek, zwisający obok pionowo stojącego magnesu (fig. 241) owinie się około niego wprawo (jak winorośl), albo w lewo, (jak chmiel), zależnie od tego, czy prąd przepływa przez drut w kierunku osi magnesu, czy w przeciwnym. Wszystkie te przykłady potwierdzają regułę kierunkową sił elektrodynamicznych.

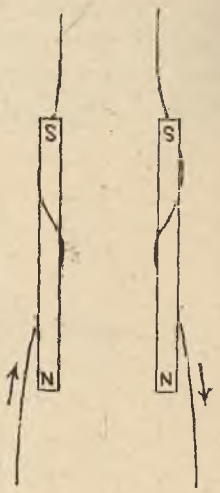


Fig. 241.

191. Motory elektryczne. Siły elektrodynamiczne, działające na przewodniki prądu w polu magnetycznem, starano się wcześnie zużytkować do celów praktycznych, do konstrukcyi motorów elektrycznych. Elektrycznym nazywać się będzie każdy motor wydający pracę mechaniczną, ilekroć go się zasila prądem elektrycznym. Prądu dostarcza jakiekolwiek zewnętrzne źródło siły elektromotorycznej: ogniwo, baterya galwaniczna, albo akumulatory, stos termoelektryczny; w praktyce przemysłowej zwykle machina dynamoelektryczna. Motory tego rodzaju mają ważne zalety: umożliwiają przesyłanie energii po drutach isolowanych, przewodzących prąd, na znaczne nawet odległości; rozdzielanie energii, wytwarzanej na wielką skalę, w stacyi centralnej, między drobnych odbiorców, z nieznaczną tylko po drodze stratą.

Takimi właśnie motorami byłyby np. przyrządy opisane w ustępie poprzedzającym (fig. 238, 239, 240). Wszakże na osi, dajmy nato koła Barlowa, możnaby osadzić koło pasowe i przenosić wytwarzaną przez ten przyrząd energię mechaniczną na jakiekolwiek machiny robocze. Praktycznej wartości przyrząd taki

nie miałby zapewne, z powodu zbyt małej dzielności. Wszelako nastręcza on pytanie zasadniczego znaczenia: skąd pochodziłaby wytwarzana przezeń energia mechaniczna? Widocznem jest, że przyrząd sam się nie zmienia; nie wyczerpuje się też energia znajdującego się w nim pola magnetycznego — jak się to dzieje w układach czysto magnetycznych, gdzie magnesy wprowadzają w ruch zwory żelazne, albo inne magnesy — położenie ruchomego przewodnika względem linii pola pozostaje wciąż do siebie podobnem. Nie zostaje zatem, jak szukać źródła zyskanej pracy w tym przyrządzie, który dostarcza prądu, czy nim będzie baterya galwaniczna, czy machina dynamoelektryczna. One zasilają się istotnie energią zewnętrzną (chemiczną, mechaniczną). Jak się odbywa ta przemiana, wyłożymy szczegółowo w rozdziale następnym.

Motory urządzone na podobieństwo koła Barlowa, albo prądu wirującego (fig. 238, 239) mają to do siebie, że prąd przepływa przez ruchomą część obwodu zawsze w tym samym kierunku, a doprowadzany jest przez ruchomy styk, np. przez kroplę rtęci. Motory takie nazwano (bez racyi zresztą) jednobiegunowymi. Zastosowania praktycznego one nie znalazły. Konstrukcya motorów przemysłowych rozwinęła się na innej zasadzie: przewodnik ruchomy połączony jest z t. zw. przemiennikiem (kommutatorem), który zmienia w nim, co pół obrotu, kierunek prądu na przeciwny. Weźmy np. obwód, albo cewkę (fig. 231) obracalną w polu magnetycznem. Zasilony prądem zacznie się obracać, dopóki nie dojdzie do położenia osiowego $A_1B_1C_1D_1$ równowagi trwałej. Gdybyśmy jednak zmienili w nim w tej chwili kierunek prądu na przeciwny, ruch mógłby się odbywać w dalszym ciągu, znowu o pół obrotu, aż do ponownej zmiany kierunku i t. d.

Praktyczne urzeczywistnienie tej myśli stało się możliwem przez wynalezienie t. zw. twornika pierścieniowego (Pacinotti 1865 r.; zastosowany przez Gramma, pierwotnie do machin dynamoelektrycznych, zwany też często pierścieniem Gramma). Jest to żelazny pierścień *abcd* (fig. 242), o jakimkolwiek, zwykle prostokątnym przekroju, owinięty na całej swej długości — wciąż w tym samym kierunku — obwodami isolowanego drutu. Początek i koniec tego drutu są z sobą złączone, tak iż pierścień ten możnaby nazwać solenoidem kolistym, zamkniętym w sobie, bez początku i końca, mającym rdzeń żelazny. Pierścień osadzony jest na stalowej osi obrotu *O*, zgodnej z jego osią geometryczną

między okowami biegunowemi N i S silnego magnesu, albo elektromagnesu. Pole jest tedy prostopadłe do osi obrotu. Dzięki wysokiej zdolności magnetycznej żelaza pierścień zagarnia w siebie wszystkie niemal linie magnetyczne wychodzące z bieguna N i przewodzi je do bieguna S dwoma równymi strumieniami: górną swą połową *abc* i dolną *adc*; wewnątrz otworu pierścienia indukcya jest prawie zero.

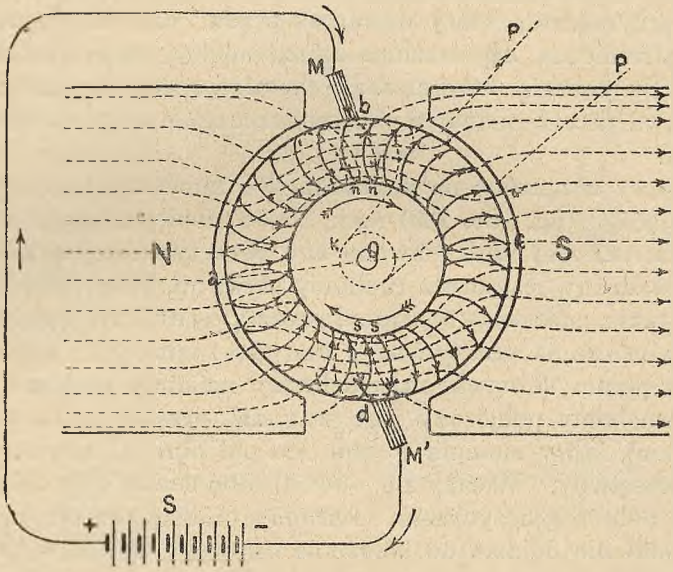


Fig. 242

Do nawoju pierścienia wprowadza się z zewnątrz prąd elektryczny. Na fig. 242 (schematycznej tylko) przyjęto, że isolacya drutu zdjęta jest na zewnętrznym obwodzie i że tam — na dwu końcach *b* i *d* średnicy pierścienia, prostopadłej przybliżenie do linii pola — dotykają się drutu dwie miękie druciane miotełki M i M', służące jako elektrody, po których obwody drutu podczas obrotu się ślizgają. One są połączone z biegunami + i — źródła S dostarczającego prądu.

Dostrzeżemy natychmiast, że prąd i, wstępując w nawój pierścienia w punkcie *b*, dzieli się tu na dwie połowy, każda o natężeniu $\frac{i}{2}$; jedna okrąża połowę *dab* w pierścienia w prawo,

druga płynie dokoła drugiej połowy *bcd*, okrążając ją w lewo. W punkcie *d* obie połowy prądu zlewają się znowu w jedno koryto i odpływają przez *M'* do *S*.

Pierścień możemy teraz uważać jako złożony z dwu półkolistych solenoidów *dab* i *bcd*, dotykających się siebie północnymi końcami *n* i *n* w punkcie *b*, południowymi *s* i *s* w punkcie *d*. Pierścień zacznie tedy natychmiast obracać się w prawo, usiłując ustawić oś swoją magnetyczną *sn* równolegle do linii pola. Nigdy jednak do tego nie dojdzie. Na miejsce wymykających się z pod miotełek obwodów drutu wstępują natychmiast dalsze. Bieguny *n* i *s* będą ustawicznie trwały na końcach średnicy poprzecznej *bd*; pierścień będzie pędzony nieustannie w tym samym kierunku. Z koła pasowego *k* osadzonego na osi obrotu pierścienia można przenieść dostarczaną przez motor pracę, pasem rzemiennym *PP* na jakiekolwiek machiny robocze.

Średnica *bd*, na końcach której dotykają pierścienia miotełki *M* i *M'*, nazywa się średnicą kommutacyjną; widać, że w chwili, gdy obwód który otrze się o jedną z miotełek, kierunek prądu zamienia się w nim na przeciwny. Srednica ta nie jest dokładnie prostopadła do linii pierwotnego pola, t. j. tego pola, jakie wytwarzały bieguny *N* i *S* zanim wprowadzono prąd *i* w twornik. Miotełki powinny być osadzone na końcach średnicy odchylonej o niewielki kąt, w kierunku przeciwnym obrotowi twornika — jeżeli działanie motoru ma być najwydatniejsze. Pochodzi to stąd, że pod wpływem namagnesowania pierścienia przez sam prąd *i* oś symetryi całego pola skręca się wstecz o taki kąt (zob. fig. 242).

Nietrudno obliczyć ilość pracy mechanicznej, dostarczanej przez motor w czasie każdego obrotu twornika. Weźmy pod uwagę jeden z obwodów, w chwili gdy on znajduje się w *a*, na średnicy prostopadłej do średnicy kommutacyjnej. On jest wtedy równoległy do linii magnetycznych, żadnej nie obejmuje. Podczas ćwierci obrotu, od *a* do *b*, liczba linii objętych i przechodzących w kierunku dodatnim wzrasta, w *b* staje się największą. Równa się wtedy połowie całego strumienia indukcyi, albo połowie całkowitej liczby *N* linii magnetycznych, jakie wydaje z siebie północny biegun *N* magnesu stwarzającego pole. Ponieważ prąd w obwodzie jest $\frac{i}{2}$, przeto wykonał on (ust. 188), na drodze z *a* do *b*, pracę $\frac{i}{2} \cdot \frac{N}{2}$ i taką samą pracę wykona, jak łatwo spraw-

dzimy, na każdej z pozostałych trzech ćwiartek obrotu; razem tedy, w jednym obrocie pracę iN. Jeżeli ogólna liczba takich obwodów na pierścieniu wynosi p, pierścień zaś wykonywa w sekundzie n obrotów, wówczas dzielność tego motoru oblicza się jako:

$$K = p \,.\, n \,.\, iN.$$

Motory elektryczne pędzone prądem stałym, w rzeczywistem wykonaniu, nie różnią się w zasadzie, różnią się jednak w szczegółach urządzenia od schematu fig. 242. Pola magnetycznego, w obrębie którego wiruje twornik, dostarcza zawsze elektromagnes NS (fig. 243) osadzony na żelaznem jarzmie J, stanowiącem zarazem osłonę całego

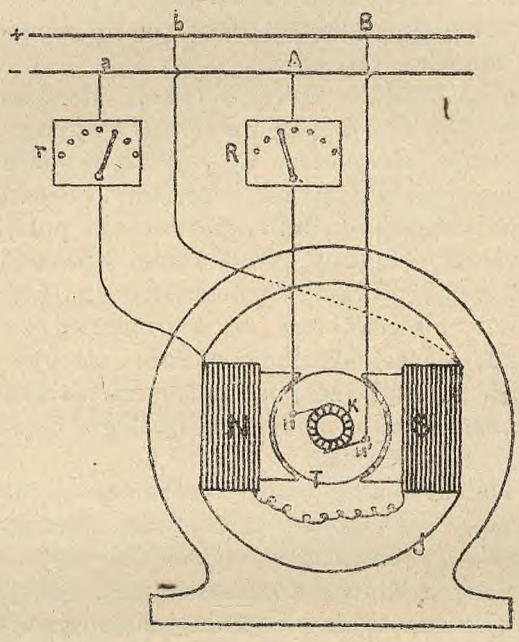


Fig. 243.

motoru. Elektromagnes ten zasila się prądem z tych samych przewodów bB, aA wiodących od stacyi centralnej, które dostarczają też prądu tworniкowi T, przez miotełki M i M' (motory upustowe; niekiedy zaś, jak w motorach tramwajów, elektromagnes i twornik leżą w tym samym obwodzie — motory rzędowe). Urządzenie twornika różni się najwięcej od powyższego schematu. Każdy obwód, narysowany pojedynczo na fig. 242, jest w rzeczywistości cewką owi-

niętą drutem wiele razy; wszystkie cewki połączone są zresztą tak, iż tworzą, jak na fig. 242, jeden nieprzerwany, zamknięty w sobie, obwód. Miotełki M i M' nie ocierają się wprost o druty. Pośredniczy w tem t. zw. kollektor K, osadzony na osi obrotu i od niej isolowany (widać go wyraźniej na fig. 244). Jest to wiązka isolowanych od siebie metalowych prętów, w liczbie równej liczbie cewek na tworniku; każdy jest połączony osobnymi drutami z końcem jednej cewki i z początkiem następnej. O te pręty ocierają się miotełki M i M'.

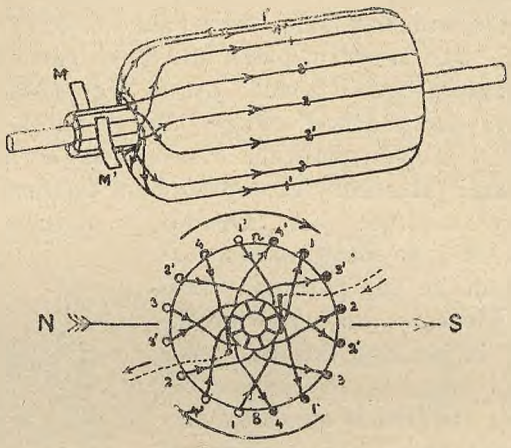


Fig. 244.

Zamiast pierścieniowych bywają częściej stosowane tworniki walcowe (fig. 244). Są to żelazne walce, owinięte podłużnie szeregiem obwodów 1, 1; 2, 2; . . . 1′ 1′; 2′, 2′ . . . stanowiących znowu jeden zamknięty w sobie nieprzerwany przewodnik (por. rys.). Druty prowadzone są w taki sposób, że prąd wchodzący przez miotełkę płynie wzdłuż boków walca, po obu jego stronach, w przeciwnych kierunkach. W polu magnetycznem tedy siły elektrodynamiczne muszą znowu wprowadzić walec w ruch obrotowy.

Należy jeszcze wspomnieć o opornicy rozruchowej R, w obwodzie twornika (fig. 243), z której wyłącza się opory wtedy dopiero, gdy po złączeniu z przewodami zasilającemi aA, bB, motor jest już w pełnym pędzie — i o opornicy regulacyjnej r w obwodzie elektromagnesu, w którą włącza się opory, gdy się chce bieg motoru przyśpieszyć. Działanie tych opornic wyjaśni się nam dopiero w następnym rozdziale (ust. 221).

192. Pole magnetyczne prądów. Magnesy, czy to trwałe, czy inne, stwarzając w swem otoczeniu pole magnetyczne, działają na sąsiednie przewodniki prądów elektrycznych siłami elektrodynamicznemi, których prawa wyłożyliśmy w poprzedzających ustępach. W myśl zasady akcyi i reakcyi, przewodniki prądu powinny oddziaływać nawzajem na magnesy, znajdujące się w ich sąsiedztwie. Wiemy istotnie, że takie działania dynamiczne, zwane siłami elektromagnetycznemi, istnieją rzeczywiście (ust. 28). Ponieważ jednak działanie dynamiczne na magnes, czy na biegun magnetyczny świadczy zawsze o istnieniu pola magnetycznego, przeto wnosimy dalej, że prąd elektryczny stwarza w swem otoczeniu pole magnetyczne. Zadaniem naszem najbliższem będzie zbadać ustrój tego pola.

Weźmiemy naprzód pod uwagę prąd (o natężeniu i) krążący w niezmiernie małym, płaskim, elementarnym obwodzie (fig. 245). Postaci jakiejkolwiek, opasuje on powierzchnię płaską a centymetrów kwadratowych. Opodal, w punkcie P, w odległości r, tak znacznej, w porównaniu z rozmiarami obwodu, że nie potrzeba określać ściślej, od którego punktu powierzchni a odległość ta ma być liczoną, znajduje się biegun magnetyczny jednostkowy. Biegun ten stwarza w swem otoczeniu pole magnetyczne, które działa na obwód, pewnemi siłami elektrodynamicznemi. Wiemy jednak, że siły te (przyciągania czy odpychania, albo momenty dynamiczne) są zupełnie zgodne z temi, jakichby doznawał pewien magnes elementarny, przetknięty prostopadle przez obwód (ust. 160 i nast.). Magnes taki musiałby mieć oś skierowaną w tę stronę, co prąd, i moment magnetyczny $M = \mu a i$ (ust. 163, wzór 10), w czem μ oznacza zdolność magnetyczną ośrodka, w którym znajdują się obwód i biegun.

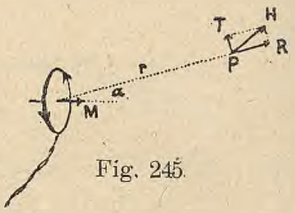


Fig. 245.

Zgodność działań domaga się zgodności oddziaływań, skąd wniosek: obwód elementarny, przewodzący prąd elektryczny, stwarza w swem otoczeniu pole magnetyczne, które w punktach dostatecznie odległych nie różni się wcale od pola magnesu elementarnego, przetkniętego przez obwód, w kierunku osi prądu, a mającego moment magnetyczny $M = \mu a i$.

Według ust. 184 natężenie H takiego pola ma za składowe (w kierunku promienia r i w kierunku doń prostopadłym):

$$R = \frac{2M\cos\alpha}{\mu r^3}, \quad \text{i} \quad T = \frac{M\sin\alpha}{\mu r^3}.$$

Podstawiwszy tu wartość $M = \mu a i$ znajdziemy:

$$R = \frac{2ai\cos\alpha}{r^3}, \quad T = \frac{ai\sin\alpha}{r^3}.$$

Zważywszy, że μ znikło z tych wzorów, wypowiemy następujący ważny wniosek: natężenie magnetycznego pola prądów elektrycznych jest wszędzie proporcyonalne do natężenia prądu, a niezależy wcale od rodzaju ośrodka otaczającego prądu. Kształt pola, t. j. przebieg linii magnetycznych nie zależy też od natężenia prądu. W miarę jego wzmacniania rośnie tylko natężenie linii, albo mówiąc językiem Faradaya, między istniejące już linie wciskają się nowe.

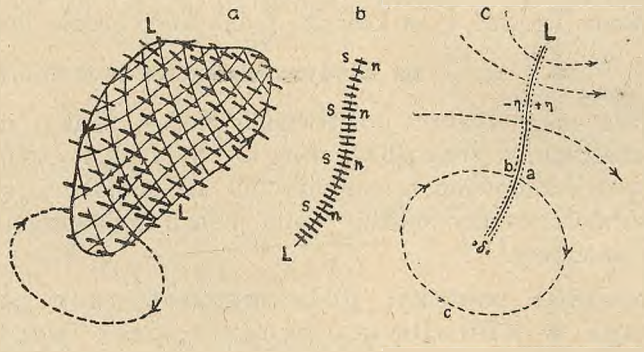


Fig. 246.

193. Przepona magnetyczna. Na podstawie poprzedzającego twierdzenia określimy z łatwością ustrój magnetycznego pola prądu i, płynącego w obwodzie jakkolwiek wielkim, dowolnej postaci, LL' (fig. 246, a). Położmy, jak to czyniliśmy już poprzednio (ust. 160, fig. 195), przeponę dowolnej postaci, ograniczoną danym obwodem. Nakreślmy na niej niezmiernie gęstą siatkę, złożoną z przylegających do siebie oczek. Wyobraźmy sobie, że po obwodzie każdego oczka płynie prąd tego samego natężenia i, jak prąd dany pierwotnie w obwodzie LL', i że okrąża każde oczko w tym samym kierunku, jak pierwotny prąd całą przeponę. Pod względem działania magnetycznego na wszystkie zewnętrz-

ne punkty, cały ten układ prądów elementarnych będzie równoważny jednemu prądowi w obwodzie LL', gdyż prądy na wewnętrznych bokach oczek będą się wszędzie znosiły.

Niechaj a oznacza powierzchnię jednego z tych oczek. Zamiast okrążającego je prądu możemy podstawić króciótki, do a prostopadły magnes elementarny, o momencie $M = \mu a i$ (ust. poprz.). Jeżeli np. δ będzie malutką długością tego magnesu, to na końcach jego, po obu stronach przepony (fig. 246, *b*, widok przepony z boku) należy wyobrazić sobie pomieszczone bieguny: $+m = \frac{M}{\delta} = \frac{\mu a i}{\delta}$, po tej stronie, którą prąd okrąża w kierunku odwrotnym ruchowi skazówek zegara, $-m$ po przeciwnej. Jeżeli w podobny sposób postąpimy z wszystkiemi oczkami, wtedy na każde przypadnie ilość magnetyzmu m, proporcyonalna do obszaru a jego powierzchni. Bieguny wszystkich tych gęsto natkanych magnesów elementarnych złożą się na dwie niezmiernie blizkie (odstęp δ), równoległe do siebie, i do przepony, warstwy magnetyzmu (fig. 246, *c*), z których jedna mieć będzie ilość magnetyzmu $\frac{m}{a} = \eta = \frac{\mu i}{\delta}$ na każdym centymetrze kwadratowym, druga tyleż magnetyzmu przeciwnego znaku. Taką podwójną warstwę nazywamy przeponą magnetyczną; iloczyn $\eta\delta = \mu i$, gęstości powierzchownej η magnetyzmu na północnej jej połaci, przez niezmiernie mały odstęp δ obu połaci: momentem magnetycznym przepony.

Streszczając powiemy: pole magnetyczne prądu i, krążącego w dowolnym obwodzie, jest identyczne z polem przepony magnetycznej, dowolnego kształtu, ograniczonej atoli tym obwodem, a mającej moment równy ilczynowi z natężenia prądu i, przez zdolność magnetyczną μ otaczającego ośrodka.

Identyczność ta odnosi się wszelako tylko do punktów pola leżących zewnątrz przepony. Pomiędzy obu jej połaciami, w wązkiej szczelinie o grubości δ, natężenie H_0 pola magnetycznego byłoby inne, co do kierunku nawet wprost przeciwne, aniżeli natężenie H pochodzące od prądu. To H_0 oblicza się tak samo, jak natężenie elektryczne między okładkami kondensatora, odległemi od siebie o δ, naelektryzowanemi do gęstości η, mianowicie (por. ust. 169):

$$H_0 = \frac{4\pi\eta}{\mu} = \frac{4\pi i}{\delta}.$$

Niezgodność ta nie stanowi jednak przeszkody w stosowaniu „konstrukcyi przepony" do wynajdowania pól prądów. Korzystając bowiem z dowolności jej kształtu, możemy zawsze usunąć przeponę na bok, gdyby przechodziła przez ten właśnie punkt, w którym zamierzyliśmy znaleść kierunek i natężenie H pola prądu.

194. Praca okrężna prądów. Ustrój pola magnetycznego prądów różni się jednak bardzo istotnie od ustroju pól magnesów stalowych. Linie indukcyi magnetycznej tworzą wprawdzie, tu i tam, obwody zamknięte w sobie (ust. 166). Linie natężenia jednak, które w polach magnesów miały początki i końce, gdyż wychodziły z biegunów dodatnich, kończyły się na ujemnych, w polu prądów tworzą również obwody zamknięte w sobie. Linie magnetycznego natężenia (zarazem indukcyi) obejmują dokoła przewodniki prądów; biegunów żadnych pola te wogóle nie mają. Zamknięte te linie można uwidocznić, zwyczajnym sposobem, za pomocą opiłek żelaznych, jak to okazuje fig. 247, wyobrażająca pole magnetyczne otaczające prosty, bardzo długi drut przewodzący silny prąd (por. także fig. 191). Kierunek tych okrężnych linii magnetycznych określa reguła Ampère'a (ust. 28); jest on dodatni względem kierunku prądu.

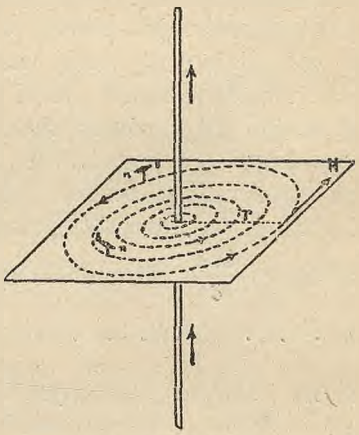


Fig. 247.

Z takiego ustroju magnetycznych pól prądów elektrycznych wypływa ważny wniosek. Poprowadźmy biegun magnetyczny jednostkowy, raz dokoła, po zamkniętym w sobie obwodzie, obejmującym raz jeden przewodnik prądu, np. po obwodzie acb i z powrotem do a (fig. 246, c), czy to po linii magnetycznej, czy po jakiej innej — w kierunku wskazanym przez lewą rękę pływaka Ampèrowego*). Na drodze

*) Opisane tu postępowanie ma znaczenie czysto teoretyczne. Wykonać się nic da, gdyż jednego bieguna nie można oderwać od magnesu. Gdybyśmy zastosowali jeden z biegunów długiego magnesu linijnego, to oprowadzenie go (jednego tylko) dokoła przewodnika prądu nie byłoby możliwem bez rozerwania tego przewodnika.

takiej biegun będzie pędzony wciąż w tym samym kierunku — jeżeli obieg odbywa się po linii magnetycznej — albo przeważnie, jeśli po innej. W obiegu takim zyskalibyśmy zatem pewną określoną dodatnią pracę. Jest to t. zw. praca okrężna $= L$ danego prądu i. Okażemy, że ona nie zależy wcale od wielkości ani od kształtu obwodu, po którym oprowadzaliśmy biegun magnetyczny; obliczmy jej wartość, dajmy nato, na obwodzie $acba$ (fig. 246, c).

Pracę okrężną L, zyskaną na tym obwodzie, w polu prądu, możemy rozłożyć na dwie części: na część odpowiadającą drodze acb (fig. 246, c) leżącej zewnątrz przepony, tudzież na resztę zyskaną na kawałeczku ba. Tę resztę wolno zaniedbać, gdyż będzie znikomo mała. Szukana praca okrężna L będzie zatem równa pracy zyskanej podczas przeprowadzania bieguna jednostkowego od a przez c do b. Gdybyśmy teraz zastąpili prąd przeponą magnetyczną, a więc rodzajem magnesu trwałego, który wytwarza zewnątrz siebie toż samo pole co prąd, praca na drodze acb miałaby tę samą wartość jak w polu prądu. W polu magnesu trwałego jednak praca ta nie zależy wcale od kształtu obranej drogi, gdyż równa się różnicy potencyałów magnetycznych w punktach a i b (ust. 158). Tę samą pracę L zyskalibyśmy zatem spuszczając biegun jednostkowy w polu przepony wprost od a do b, po króciutkiej drodze $ab = \delta$, gdzie w polu przepony jest $H_0 = \frac{4\pi i}{\delta}$. Praca ta wynosi więc $L = H_0\delta$, a zatem:

(1) . . . . . $L = 4\pi i$

i to na każdym dowolnym obwodzie, obejmującym raz jeden prąd i. Pomnąc na znaczenie natężenia prądu, wypowiemy podstawowe twierdzenie elektromagnetyzmu w następujący sposób: praca zyskana podczas przeprowadzenia dodatniej jednostki magnetyzmu, po jakimkolwiek, zamkniętym w sobie obwodzie, obejmującym raz jeden dowolną część pola, równa się 4π-krotnej ilości elektryczności dodatniej, która przepływa w sekundzie przez ten obwód, w kierunku dodatnim względem kierunku obiegu (albo elektryczności ujemnej, przepływającej w kierunku przeciwnym).

Prądy elektryczne mogą mogą więc pędzić bieguny magnetyczne dokoła siebie, ustawicznie, jeśli są trwałe. Trzeba jednak, albo chwilowo przerywać obwód prądu, celem przepuszczenia

sztaby magnesu, albo zastosować ruchomy styk. Prosty przyrząd (fig. 248) objaśnia tego rodzaju działanie. Bieguny N i N dwu magnesów (albo jednego tylko) wirują nieustannie około przewodnika AB. Ruchomy styk, służący do wprowadzania prądu, stanowi znowu rynienka RR napełniona rtęcią, jak w motorkach opisanych w ust. 190.

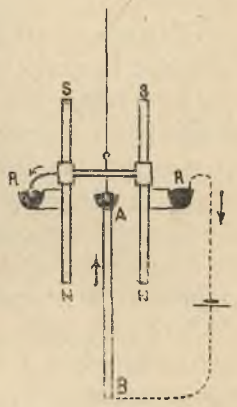


Fig. 248.

Pole prostego drutu, tak długiego, żeby wpływ reszty obwodu był nieznaczny (fig. 247), ma linie magnetyczne z konieczności koliste, leżące w płaszczyznach prostopadłych do osi drutu. W odległości r od osi natężenie pola magnetycznego mieć będzie wszędzie tę samą wartość H, wszędzie styczną do koła, prostopadłą do drutu. Praca okrężna $L = 4\pi i$ oblicza się zatem w tym przypadku jako $2\pi r \,.\, H = 4\pi i$, skąd:

$$(2) \quad \ldots \ldots \quad H = \frac{2i}{r}.$$

195. Prawo Biota i Savarta. Działanie magnetyczne obwodów przewodzących prąd, na biegun magnetyczny, można też uważać jako sumę działań wywieranych przez poszczególne cząstki, czyli elementy obwodu. W doświadczeniu nie można wprawdzie wyodrębnić jednego elementu i zmierzyć jego działania, bez przerwania prądu. Umiemy natomiast obliczać wielkość siły elektrodynamicznej, którą pole bieguna wywiera na element (ust. 189). Działanie wzajemne elementu na biegun można będzie uważać jako reakcyę przeciw tamtej sile elektrodynamicznej. W jednolitym ośrodku, o zdolności μ, biegun magnetyczny m (fig. 249) stwarza pole promieniste, którego natężenie, w okolicy elementu prądu ab (dług. l), w odległości r od bieguna, wynosi $H = \frac{m}{\mu r^2}$.

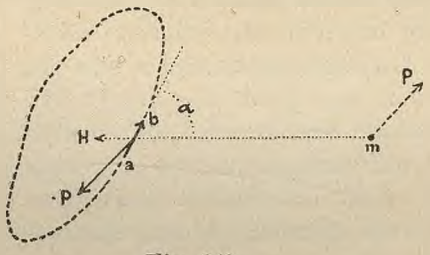


Fig. 249.

Pole to wywiera na element ab prądu siłę elektrodynamiczną $P = \mu H l i \,.\, \sin\alpha$ (ust. 189), poprzeczną, t. j. prostopadłą do ab i do r. Przez reakcyę, element prądu powinien wywierać taką

samą siłę $= P$ na biegun m, w kierunku przeciwnym tamtej. Podstawiwszy poprzednią wartość za H, znajdziemy:

$$(1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad P = \frac{l i \sin \alpha}{r^2} \cdot m.$$

Element prądu wywiera na biegun magnetyczny siłę w kierunku prostopadłym do płaszczyzny położonej przez element i przez biegun, w stronę wskazaną przez regułę Ampère'a; wielkość tej siły jest proporcyonalna do długości elementu, do natężenia prądu i do ilości magnetyzmu w biegunie; odwrotnie proporcyonalna do kwadratu odległości bieguna od elementu. Działanie jest najsilniejsze, gdy biegun leży na prostej prostopadłej do elementu ($\alpha = 90^0$); zresztą zmienia się jak wstawa kąta α, między kierunkiem prądu, a linią łączącą element z biegunem. Prawo to wyprowadził Laplace z doświadczeń Biota i Savarta, których celem było sprawdzenie wzoru (2) w ust. poprz.; nazywa się ono też niekiedy prawem Laplace'a.

Nie potrzeba dowodzić, że siła P będzie wyrażona w dynach, ilekroć i, tudzież m, dane są w jednostkach bezwzględn. *c. g. s.*

196. Busola stycznych jest to galwanometr służący do mierzenia bezwzględnej wartości prądów elektrycznych w jednostkach elektromagnetycznych. Składa się on z niewielu (N) obwodów drutu isolowanego, nawiniętych na pionowej (mosiężnej, drewnianej, marmurowej) obręczy AB (fig. 250), o promieniu R, kolisto, bardzo starannie utoczonej. Zależy bowiem na tem, żeby średnica każdego oddzielnego obwodu drutu i jego położenie mogły być dokładnie odmierzone. W środku tej cewki zawieszona jest na pionowem ostrzu (czasem na cienkiej nici) krótka igła magnesowa, opatrzona długą skazówką (tej niema na rysunku). Pozioma podziałka kątowa C służy do mierzenia kątów odchylenia igły. Do pomiaru ustawia się płaszczyznę obręczy dokładnie

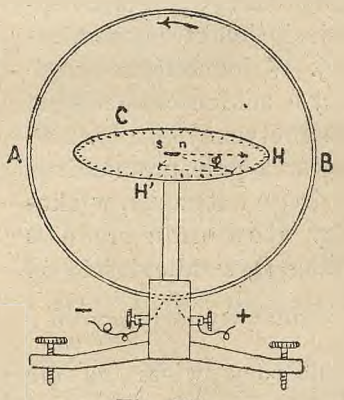


Fig. 250.

w południku magnetycznym; skazówka igły wskazaje wtedy na „zero" podziałki kątowej.

Skoro przepuścimy przez cewkę prąd elektryczny, wówczas obok magnetycznego pola ziemi (w rachubę wchodzi tylko pozioma jego składowa H) pojawi się pole magnetyczne H' prądu, w środku cewki prostopadłe do jej płaszczyzny i do H (por. fig. 191). Jego natężenie obliczymy natychmiast z pomocą wzoru (1) ust. poprz., założywszy tam, że wszystkie elementy $l, l_1, l_2, \ldots$ drutu, których suma równa się całkowitej jego długości $2\pi R.N$, znajdują się w jednakowej od środka odległości R (promień obręczy, powiększony, ściśle biorąc, o połowę grubości drutu, razem z isolacyą). Otrzymamy wtedy, zważywszy jeszcze, że w każdym elemencie jest $\sin \alpha = 1$, tudzież $m = 1$:

$$H' = \frac{i}{R^2}(l + l_1 + l_2 + \ldots) = \frac{i}{R^2} \cdot 2\pi R \cdot N = \frac{2\pi N i}{R}.$$

Pole wypadkowe w środku cewki, złożone z H i H' (fig. 250) zawierać wtedy będzie z południkiem magnetycznym kąt φ taki: iż $\frac{H'}{H} = \operatorname{tg} \varphi$, skąd wynika natychmiast wzór:

$$i = \frac{RH}{2\pi N} \cdot \operatorname{tg} \varphi \; jedn.\ e.\ m., \quad \text{albo} \quad i = \frac{10\,RH}{2\pi N} \cdot \operatorname{tg} \varphi \; amp.,$$

dający wartość natężenia prądu, wyrażoną przez wielkości znane z pomiaru geometrycznego (R, N, φ) i magnetycznego (H).

Busola stycznych nie jest galwanometrem zbyt czułym. Przyjąwszy np. $\varphi = 1^0$, $R = 10\ cm$, $H = 0{,}2$, $N = 40$, znaleźlibyśmy i około 0,001 ampera, podczas gdy galwanometrami zwierciadłowymi można mierzyć jeszcze prądy milion razy słabsze; a przecież kąta 1^0 nie możnaby nawet na zwyczajnej podziałce bardzo dokładnie odmierzyć. Zbyt silnych prądów nie można również mierzyć, gdyż, jeżeli pewien silny prąd daje odchylenie igły przypuśćmy 89^0, to dopiero nieskończenie silny dałby 90^0. Najkorzystniejsze tedy, pod względem dokładności, są pomiary takich prądów, które dają odchylenia pośrednie, około 45^0. Wszelako, zmierzywszy taki prąd dokładnie, można małą, odmierzoną jego cząstkę wprowadzić do galwanometru zwierciadłowego, sposobem upustu, i cechować tym sposobem te galwanometry czulsze wedle miar bezwzględnych.

197. Stosunek jednostek elektromagnetycznych do elektrostatycznych. Pozyskawszy w busoli stycznych przyrząd do mierzenia prądów w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych, możemy dać odpowiedź na pytanie: ile jednostek prądu, albo naboju, elektrostatycznych, składa się na jedną jednostkę miary elektromagnetycznej? Zasadniczy ten stosunek oznaczymy literą V.

Na pytanie to może dać odpowiedź tylko doświadczenie, które możnaby wykonać np. w sposób następujący. Przypuszczam, że posiadamy czuły, zwierciadłowy galwanometr, wycechowany w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych (ust. poprz.). Przepuśćmy przezeń prąd, którego natężenie odmierzymy jednocześnie w jednostkach elektrostatycznych, jak następuje. Zastosujmy np. kondensator o dużej pojemności C, którą umielibyśmy obliczyć w mierze elektrostatycznej, z jego rozmiarów. Nabijajmy go bateryą galwaniczną, której napięcie, S jednostek elektrostat. odmierzyliśmy poprzednio elektrometrem bezwzględnym. Rozbrajajmy znany nabój CS tego kondensatora, przez wspomniany wyżej galwanometr, raz po razu, bardzo często, N razy w sekundzie (za pomocą urządzenia podobnego do fig. 58). Szybko po sobie następujące rozbrojenia będą wtedy równoważne stałemu prądowi, NCS jednostek elektrostatycznych. Galwanometr wskaże jednocześnie wartość tego prądu w jednostkach elektromagnetycznych.

Pomiary wykonywane tą i podobnemi metodami — po raz pierwszy przez Webera i Kohlrauscha, w r. 1856 — okazały, że prąd, którego natężenie, odmierzone w jednostkach elektrostatycznych, wynosiłoby 3.10^{10} (trzydzieści miliardów), wyraża się w jednostkach elektromagnetycznych liczbą 1. Jednostka bezwzględna *c. g. s.* elektromagnetyczna prądów, a więc i nabojów elektrycznych, jest zatem:

$$V = 3.10^{10}$$

razy większa od elektrostatycznej.

Stąd wynikają natychmiast stosunki jednostek innych wielkości. Jednostka elektromagnetyczna potencyałów będzie V razy mniejsza od elektrostatycznej (ust. 49) i t. p., jak okazuje następująca tablica porównawcza:

JEDNOSTKA ELEKTROMAGNETYCZNA

nabojów i prądów . . . . . $= V$ jedn. e. s.

potencyałów i sił elektromotor. . . . $= \frac{1}{V}$ „

pojemności . . . . . $= V^2$ „

oporów . . . . . $= \frac{1}{V^2}$ „

Jaki jest wymiar stosunku V? Zależy on widocznie nietylko od miar zasadniczych *cm*, *gr*, *sek*, lecz nadto od zdolności elektrycznej k_0 próżni i od jej zdolności magnętycznej μ_0. Wymiar jednostki elektrostatycznej naboju jest (ust, 55, dopisek):

$$\text{jedn. el. st.} = k_0^{\frac{1}{2}}\, cm^{\frac{3}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}}\, sek^{-1},$$

elektromagnetycznej zaś (ust. 168, dopisek):

$$\text{jedn. el. mag.} = \mu_0^{-\frac{1}{2}}\, cm^{\frac{1}{2}}\, gr^{\frac{1}{2}},$$

zatem wymiar ich stosunku będzie:

(1) . . . . . $V = \frac{1}{\sqrt{k_0\,\mu_0}}\, sek/cm = 3.10^{10},$

albo inaczej:

(2) . . . . . $\frac{1}{\sqrt{k_0\,\mu_0}} = 3.10^{10}\ cm/sek.$

Zważywszy, że 3.10^{10} *cm / sek*, czyli 300 000 *km / sek*, jest to dokładnie prędkość rozchodzenia się światła (zarazem fal elektromagnetycznych) w próżni (ust. 243), powiemy: odwrotność pierwiastka z iloczynu zdolności elektrycznej i magnetycznej równa się prędkości rozchodzenia się fal elektromagnetycznych, w danym ośrodku — za ośrodek normalny, do którego odnoszą się k_0 i μ_0, moglibyśmy przecież byli wziąć nie próżnię, lecz cokolwiek innego np. powietrze, albo naftę.

198. POŁE MAGNETYCZNE SOLENOIDU. Celem skupienia linii magnetycznych prądu i uzyskania silnego, a jednostajnego pola magnetycznego, używa się znanego nam już solenoidu (ust. 190, b, fig. 237). Oznaczmy, jak tam, przez l długość solenoidu, przez n ogólną liczbę nawiniętych na nim obwodów, przez i natężenie

prądu. Drut nawinięty jest równomiernie, przeto odstęp malutki dwu sąsiednich obwodów wynosi $\delta = \frac{l}{n}$.

Ażeby znaleść ustrój pola magnetycznego, jakie solenoid wytwarza w zewnętrznej otaczającej go przestrzeni, zastąpmy każdy obwód przeponą magnetyczną (ust. 193), o okładkach mających właśnie odstęp $\delta = \frac{l}{n}$, a zatem gęstość, jedna $\eta = \frac{\mu i}{\delta}$, druga $-\eta$. Okładki spotykające się między dwoma sąsiednimi obwodami będą wtedy obłożone równemi a przeciwnego znaku ilościami magnetyzmu; działania ich znoszą się. Zostają tylko działania obu okładek skrajnych, na których będą nagromadzone równomiernie ilości magnetyzmu $m = \eta a = \frac{\mu i a}{\delta} = \frac{\mu i a n}{l}$ na północnym, $-m$ na południowym końcu solenoidu (a oznacza jego przekrój). Solenoid wytwarza zatem w zewnętrznem swem otoczeniu pole takie, jak magnes, namagnesowany jednostajnie, mający moment $ml = \mu i a n$. Wiemy już, że w obcem polu magnetycznem solenoid doznaje też takich samych działań jak magnes tego momentu.

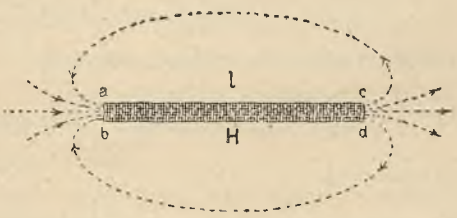


Fig. 251.

Linie magnetyczne solenoidu są to jednak linie pola prądu, a więc zamknięte w sobie. Istotnie też, wszystkie te linie, wychodząc z północnego końca solenoidu, zdążają przez zewnętrzną przestrzeń do końca południowego; następnie przechodzą przez wnętrze rury i wracają do swych początków (fig. 251). Wewnątrz rury pole będzie zatem silne, gdyż tam skupiają się wszystkie linie; będzie też bardzo przybliżenie jednostajne, gdyż są niemal równoległe. W końcowych tylko odcinkach rury zaznacza się już lekka ich rozbieżność. W następujących wzorach nie będziemy uwzględniali tego drobnego zboczenia od jednostajności, co będzie tem więcej usprawiedliwione, im dłuższy będzie solenoid, w porównaniu z jego przekrojem poprzecznym.

Ażeby znaleść natężenie H tego pola wewnętrznego (którego konstrukcya przepony nam nie da), obliczmy wartość pracy okrężnej przy oprowadzeniu bieguna jednostkowego, wnętrzem sole-

noidu od końca do końca i z powrotem zewnątrz niego. Na drodze powrotnej można pracę zaniedbać, gdyż na silnie rozbieżnych liniach pole jest stosunkowo słabe. Wewnątrz wynosi ona $H.l$, co powinno równać się $4\pi i.n$, gdyż przeszliśmy przez n obwodów drutu. Z porównania wypada:

$$(1) \quad \ldots\ldots H = \frac{4\pi n i}{l}, \text{ albo } H = 4\pi n_1 i,$$

jeżeli przez $n_1 = \frac{n}{l}$ rozumieć się będzie zwartość nawoju.

W tym wzorze natężenie prądu powinno być wyrażone w jednostkach bezwzględnych. Gdybyśmy je liczyli na ampery, byłoby:

$$(2) \quad H = \frac{4\pi n i}{10\, l} = 1{,}2566\, \frac{ni}{l}, \text{ albo przybliżenie } H = \frac{10}{8}\, \frac{ni}{l}.$$

199. Liczba amperów nawiniętych. Taką nazwą oznaczać będziemy iloczyn ni liczby obwodów na solenoidzie, przez liczbę amperów prądu w drucie. Wzór (2) okazuje, że natężenie magnetyczne wewnątrz cewki solenoidu zależy od liczby amperów nawiniętych i jest do niej proporcyonalne, jakąkolwiek byłaby wartość każdego z czynników n i i z osobna. Pole pewnego natężenia można zatem uzyskać np. prądem słabym $^1/_{100}$ ampera, okrążającym cewkę 10000 razy, albo też prądem 100 razy mocniejszym 1 amp., owiniętym tylko 100 razy.

200. Obwód magnetyczny. Szczególnie ważne, w nowoczesnych zastosowaniach technicznych i naukowych, są solenoidy zamknięte, owinięte na rurze formy pierścieniowatej (fig. (252), mającej jednostajny przekrój poprzeczny $= a$ centymetrów kwadratowych. Pierścień może być kolisty, albo inny. Oznaczmy przez l długość jego linii osiowej, w tym przypadku zamkniętej w sobie. Natężenie magnetyczne H wzdłuż linii osiowej w takim solenoidzie wyraża się znowu wzorami (1), albo (2), gdyż praca okrężna będzie, jak pierwej, $Hl = 4\pi i.n$. Ściśle biorąc natężenie H wewnątrz rury nie będzie wszędzie jednakie, z powodu różnej długości różnie obranych linii osiowych —

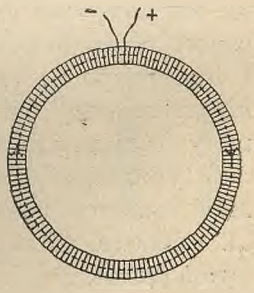


Fig. 252.

chyba że rura jest tak wązka, iżby różnice te można było zaniedbać. Zewnętrznego pola niema w tym przypadku wcale, jak go niema zewnątrz zamkniętego magnesu (fig. 25).

Najważniejszą jest rzeczą strumień indukcyi $N = Ba = \mu Ha$, wytworzony w zamkniętem wnętrzu pierścienia przez prąd krążący w nawiniętym na nim drucie. Skoro H nie zależy wcale od zdolności magnetycznej μ ośrodka, strumień ten będzie wprost proporcyonalny do zdolności magnetycznej μ ośrodka wypełniającego rurę. Wypełniwszy zatem wnętrze pierścienia miękiem żelazem, którego μ przewyższa wiele setek razy μ_0 powietrza, możemy tym sposobem wytwarzać danym, prądem i, potężne strumienie indukcyi. Znajdujemy (licząc i na ampery):

$$N = \frac{4\pi ni\mu a}{10\,l}, \text{ albo przybl. } N = \frac{10}{8}\,\frac{ni}{\frac{l}{\mu a}}.$$

Ostatni wzór przedstawia szczególne podobieństwo do wzoru wyrażającego, w myśl prawa Ohma, natężenie prądu elektrycznego w zamkniętym obwodzie, o długości l, przekroju a. Podobieństwo byłoby zupełne, gdybyśmy iloczyn $\frac{10}{8}\,ni$ nazwali siłą magnetomotoryczną, zdolność μ przewodnictwem magnetycznem ośrodka, wyrażenie $\frac{l}{\mu a}$ oporem magnetycznym (używana jest także nazwa reluktancya) zamkniętego magnetycznego obwodu.

Różnica jest ta, że opór elektryczny danego przewodnika jest wielkością stałą, niezależną od prądu, podczas gdy opór magnetyczny obwodu żelaznego zależy, jak obaczymy, od wartości strumienia indukcyi.

Z dokładnością wystarczającą do obliczeń technicznych można też powyższe prawo stosować do obwodów złożonych z kilku części o rozmaitych przekrojach $a_1, a_2, \ldots$ i długościach $l_1, l_2, \ldots$ Nie jest zresztą koniecznem, żeby cały obwód żelazny był owinięty drutem, jak na fig. 252; wystarczy owinąć tylko część jego (fig. 253). Mimo to strumień indukcyi będzie wszędzie niemal jednaki. Pochodzi to stąd, że w porównaniu z żelazem powietrze jest tak złym przewodnikiem linii magnetycznych, że nieznaczna tylko ich

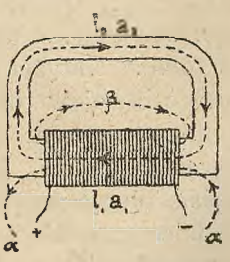


Fig. 253.

liczba (linie uronione, jak α, β) wymknie się z żelaza w powietrze. Można tedy przyjąć, że strumień indukcyi N ma tę samą wartość w przekroju a_1, jak w a_2 i t. d. Wartości samej indukcyi będą wskutek tego różne, mianowicie: $B_1 = \frac{N}{a_1}$ w części o przekroju a_1, $B_2 = \frac{N}{a_2}$ i t. d.; zaczem idą wartości natężenia $H_1 = \frac{N}{a_1\mu}$, $H_2 = \frac{N}{a_2\mu}$ i t. d., μ oznacza teraz zdolność magnetyczną żelaza.

Obliczywszy, jak wyżej, wartość pracy okrężnej przez cały obwód, wzdłuż pewnej linii pośredniej w żelazie, znajdziemy:

$$\frac{N}{a_1\mu} \cdot l_1 + \frac{N}{a_2\mu} \cdot l_2 = \frac{4\pi n i}{10},$$

skąd wynika znowu wzór podobny do wzoru Ohma:

$$N = \frac{10}{8} \frac{ni}{\rho},$$

gdzie $\rho = \frac{l_1}{a_1\mu} + \frac{l_2}{a_2\mu}$ oznacza całkowity opór magnetyczny obwodu. Obwody drutu w liczbie ogólnej n, mogą zresztą być rozmieszczone jakkolwiek, na różnych częściach obwodu, byle były wszędzie nawijane w tę samą stronę.

201. Elektromagnesy. Obwód magnetyczny żelazny, owinięty częściowo drutem isolowanym, przecięty wązką szczeliną jest to elektromagnes, jedno z najważniejszych narzędzi spółczesnej nauki i praktyki. Zadaniem jego jest wytworzenie w owe szczelinie, w powietrzu, możliwie silnego pola magnetycznego. Osiągnięcie tego celu umożliwia wysoka zdolność magnetyczna żelaza; ono przewodzi strumień indukcyi, wytworzony przez cewki elektromagnesu C, C' (fig. 254) w całości niemal do owej szczeliny.

Tę część obwodu magnetycznego, która jest owinięta drutem przewodzącym prąd, nazywamy rdzeniem elektromagnesu (R, R). Część nieowinięta, pełna, stanowi jego jarzmo (J); części leżące po obu stronach szczeliny (AN i BS) są to okowy biegunowe.

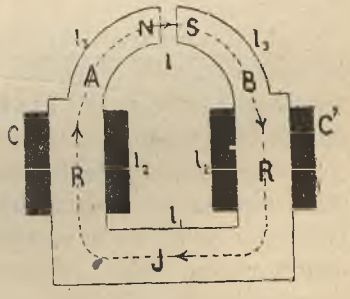


Fig. 254.

Wprowadzenie zapełnionej powietrzem szczeliny w żelazny obwód, zwiększa, rzecz prosta, magnetyczny opór i upośledza wartość całkowitego strumienia N indukcyi, gdyż zdolność magnetyczna μ_0 powietrza jest bardzo mała, w porównaniu ze zdolnością μ żelaza. Cienkie nawet warstewki powietrza działają już szkodliwie. Wynika to z zastosowania znanego nam prawa obwodów magnetycznych. Oznaczywszy bowiem przez l_1, a_1; l_2, a_2; l_3, a_3 średnie długości i przekroje: jarzma, obu rdzeni i oków, przez n ogólną liczbę obwodów nawiniętych na cewkach, nakoniec przez l, a szerokość i przekrój szczeliny, otrzymamy, jak w poprzedzającym ustępie, pomijając znowu linie uronione:

$$\frac{Nl_1}{a_1\mu} + \frac{2Nl_2}{a_2\mu} + \frac{2Nl_3}{a_3\mu} + \frac{Nl}{a\mu_0} = \frac{4\pi ni}{10}.$$

Stąd oblicza się natężenie pola między biegunami elektromagnesu, mianowicie:

$$H_0 = \frac{N}{a\mu_0} = \frac{4\pi ni}{10a\mu_0\rho},$$

gdzie:

$$\rho = \frac{l_1}{a_1\mu} + \frac{2l_2}{a_2\mu} + \frac{2l_3}{a_3\mu} + \frac{l}{a\mu_0}.$$

Jakkolwiek grubo tylko przybliżony, wzór ten daje jednak cenne wskazówki dotyczące prawidłowej budowy elektromagnesów. Rdzenie i jarzma powinny być krótkie, a grube — o ile na to pozwalają inne względy konstrukcyjne — szczelina możliwie wązka i małego przekroju. Celem wydatnego zagęszczenia linii magnetycznych w obrębie szczeliny zakłada się często na okowy jeszcze osobne nasady biegunowe, w postaci ściętych żelaznych stożków (jak na fig. 211, 216).

Zastosowania elektromagnesów są liczne i różnorodne. Na czele, pod względem ważności i wpływu na stosunki społeczne, należy wymienić telegraf elektromagnetyczny. Fig. 255 objaśnia najprostsze połączenie dwu stacyi telegraficznych systemu Morsego (pierwszy telegraf elektromagnetyczny, w którym sygnały były odbierane za pomocą przyrządu podobnego do galwanometru, zbudowali Gauss i Weber w r. 1833). Za pociśnięciem metalowej dźwigni opatrzonego trojakiem połączeniem klucza Morsego K_1, na stacyi mówiącej w danej chwili, zamyka się obwód bateryi galwanicznej S_1

Prąd elektryczny przebiega przez isolowaną linię telegraficzną L do klucza K_2, wówczas milczącego, stacyi słuchającej; dostaje się przez przedni jego styk do elektromagnesu P_2, zwanego przenośnikiem (z francuska „relais" czyt. rele), poczem wraca do bateryi S_1 ziemią, przez elektrody ziemne Z_2, Z_1 (ust. 116, fig. 160). Przenośnik daje wówczas sygnał, przyciągając żelazną zworę, która odskoczy z powrotem, za działaniem odpowiedniej sprężyny, skoro prąd zostanie przerwany. Krócej lub dłużej trwające prądy (kropki, kreski), w różnych kombinacyach, umożliwiają ułożenie umówionego alfabetu liter, liczb i znaków pisarskich. Prąd przebiegający długą linię, przed-

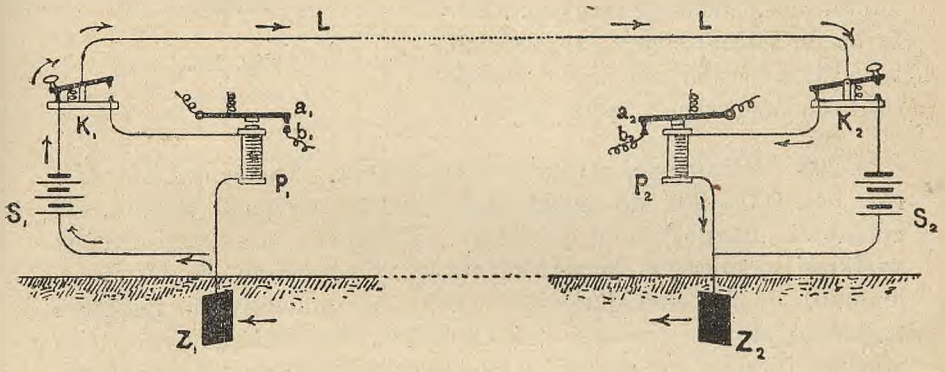


Fig. 255.

stawiającą zatem znaczny opór, ma natężenie słabe. Dlatego też na cewkach przenośnika nawinięty jest drut cienki, a długi (ust. 118), w licznych atoli obwodach. Mimo to siła przyciągająca zworę jest niewielka. Do oddawania właściwych sygnałów służy też nie przenośnik, lecz osobny elektromagnes (przyrząd piszący Morsego, opuszczony na rysunku) połączoną z inną (miejscową, lokalną) bateryą. W chwili przyciągnięcia przez elektromagnes przenośnika zwora jego, łącząc z sobą dwa osobne styki a i b, zamyka obwód tej bateryi miejscowej, która daje już prąd tak silny, że zwora przyrządu piszącego może zostawiać trwałe znaki (kropki, kreski) na pasku papieru, przesuwanym za pomocą mechanizmu zegarowego.

Większe trudności sprawiała telegrafia podmorska, przez kable, długie niekiedy na setki i tysiące kilometrów, isolowane gutaperką i zatopione w morzu. Wskutek olbrzymiego ich oporu prąd jest tak słaby, że do odbierania sygnałów nadaje się tylko czuły galwanometr·

Sygnały dochodzą nadto nie ostre i wyraźnie opóźnione. Kabel taki stanowi bowiem kondensator o znacznej pojemności elektrycznej. Zanim prąd się w nim ustali muszą nagromadzić się naprzód i ustalić naboje elektryczne na jego okładkach (drut — woda morska, por. fig. 156), co wymaga tem więcej czasu, im dłuższy jest kabel i im większa jego pojemność, tudzież opór.

Z innych zastosowań elektromagnesów wspomnimy tylko o dobrze znanym, stosowanym w domowych dzwonkach elektrycznych przerywaczu elektromagnetycznym (fig. 256; m elektromagnes, S baterya; z zwora, s, s', metalowe sprężyny). Służy on do samodzielnego, naprzemian, zamykania i otwierania prądu; stosuje się także w cewkach indukcyjnych.

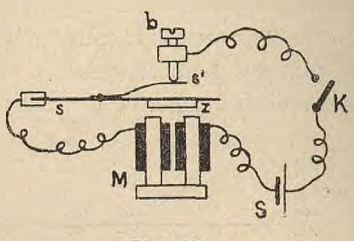


Fig. 256.

202 Własności magnetyczne żelaza. Zastosowanie wzorów ust. 200 i 201 do zadań praktycznych wymaga znajomości zdolności magnetycznej μ żelaza. Różnymi sposobami można wielkość tę mierzyć. Wprowadźmy np. do wnętrza cienkiego solenoidu, o znacznej długości l (żeby był podobny do magnesu linijnego) pręt z badanej próbki żelaza, wypełniający całe jego wnętrze (przekrój a; fig. 251). Pod wpływem prądu solenoid z żelazem działać będzie jak magnes o biegunach $m = \frac{\mu i a n}{l}$ (ust. 198). Zmierzmy to m za pomocą magnetometru (ust. 171, a). Wyjmijmy następnie pręt żelazny i zmierzmy znowu ilość magnetyzmu $m_0 = \frac{\mu_0 i a n}{l}$, równoważną działaniu namagnesowanej próżni, albo jak się mówi, działaniu samego prądu i w solenoidzie. Znajdziemy natychmiast stosunek $\mu : \mu_0 = m : m_0$, albo lepiej — ile że m_0 jest zbyt małe, żeby się dało dokładnie wymierzyć: $m - m_0 = \frac{i a n}{l}(\mu - \mu_0)$, skąd łatwo znaleść wartość μ.

Można rzecz tak uważać, że nadwyżka $m - m_0$ wyraża wpływ namagnesowania indukcyjnego żelaznego rdzenia; ona zależy od stopnia J tego namagnesowania. Pomnąc bowiem, że $J = \frac{\mu - \mu_0}{4\pi} . H$ (ust. 169, wzór 17), a wewnątrz solenoidu jest $H = \frac{4\pi n i}{l}$, można z takich pomiarów obliczyć stopień namagne-

sowania J żelaza, tudzież wartość indukcyi B w żelazie, dla różnych natężeń H; będzie mianowicie:

$$J = \frac{m - m_0}{a}, \text{ tudzież } B = 4\pi J + \mu_0 H.$$

Pierwszy i najważniejszy wynik, do jakiego doprowadziły pomiary tego rodzaju, jest ten, że w miarę zwiększania prądu w solenoidzie, a więc i natężenia magnetycznego H, indukcya B powiększa się wprawdzie nieustannie (gdyż zawiera wyraz $\mu_0 H$);

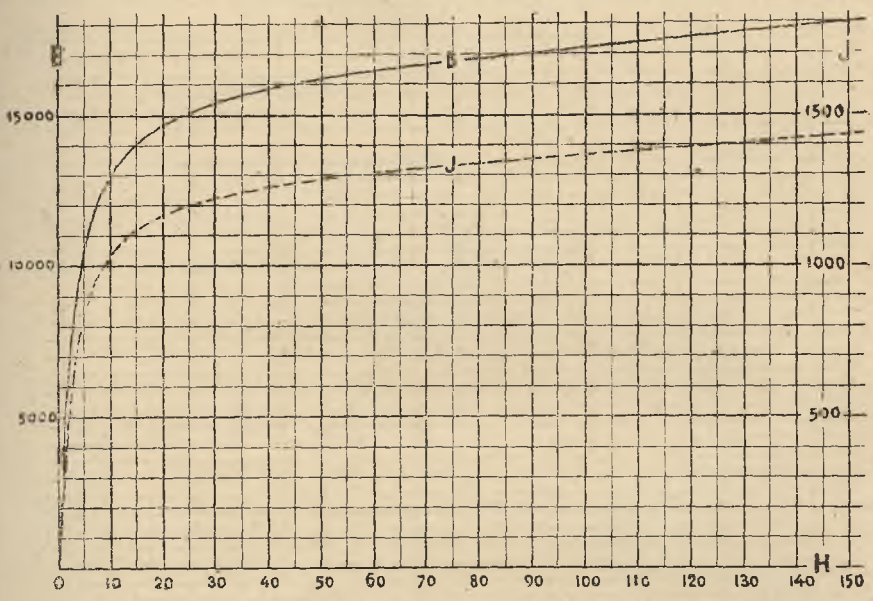


Fig. 257.

stopień namagnesowania J jednakowoż wzrasta naprzód żywo, potem coraz wolniej i wolniej, w końcu dochodzi do pewnej wartości największej (w miękiem żelazie około 1800 jednostek e. m.), której nie przekroczy już nawet pod działaniem najsilniejszych pól magnetycznych. Jest to ważny fakt istnienia magnetycznego nasycenia w żelazie; fakt przewidziany zresztą przez teoryę molekularną magnetyzmu (ust. 16).

Ogólnej zależności indukcyi B i namagnesowania J od natężenia H nie podobna wyrazić jednym powszechnym wzorem. Czystość chemiczna i fizyczny stan żelaza mają tu wpływ ogromny. Pewne wyobrażenie o tej zależności dają krzywe na fig. 257

(rzędne linii pełnej — lewa podziałka — wyrażają wartości indukcyi B; rzędne kreskowanej, wartości stopnia namagnesowania J miękiego żelaza — na prawej podziałce; odcięte oznaczają natężenie pola, wszystko w jednostkach elektromagnetycznych bezwzględnych).

Widać tu, że w miarę zwiększania się natężenia H, indukcya B wzrasta naprzód wolniej, potem, od $H = 2$ do 3, bardzo szybko, nakoniec od $H = 20$ albo 30 znowu wolno i prawie jednostaj-

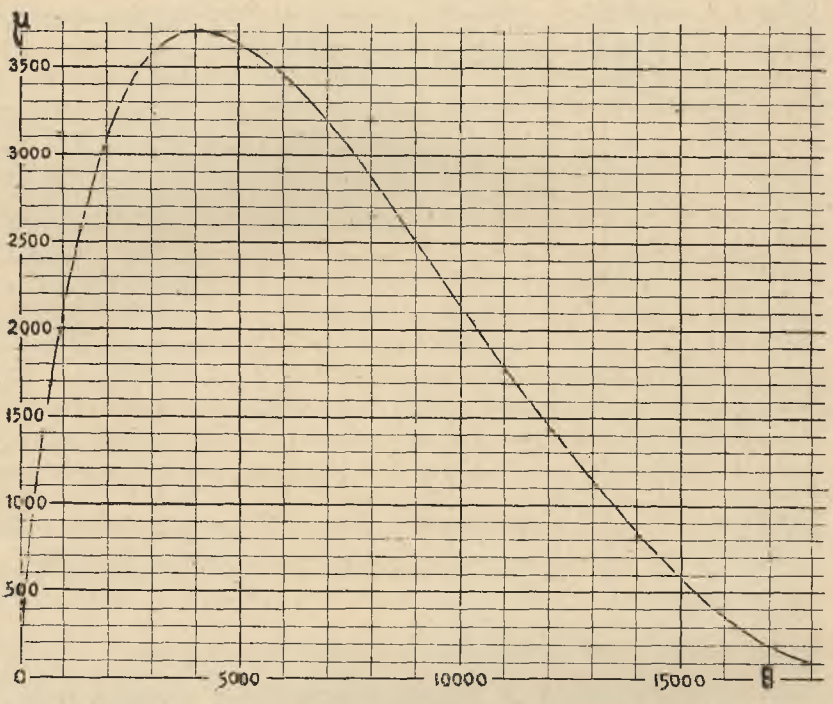


Fig. 258.

nie; wtedy i stopień namagnesowania J osiągnął już wartość około 1300, która następnie nie wiele już urośnie.

Z takiego przebiegu krzywej B wynika, że zdolność magnetyczna żelaza, t. j. stosunek rzędnych B, do odciętych H krzywej nie jest bynajmniej liczbą stałą. Poczynając się od wartości około $\mu = 220$, w polach bardzo słabych, μ dochodzi szybko do wysokiej wartości około $\mu = 3700$, gdy indukcya wzrośnie do 5000 mniej wiecej (wtedy $H = 1$ do 2), następnie spada

bardzo szybko, a w polach bardzo silnych nie różni się prawie od zdolności $\mu_0 = 1$ próżni. Zależność μ od B, najbardziej użyteczną do obliczeń praktyki, okazuje krzywa na fig. 258.

Wpływ temperatury na zdolność magnetyczną żelaza jest na ogół dość zawiły. W polach niezbyt silnych ogrzanie sprzyja naprzód namagnesowaniu. Około 780° jednak, namagnesowanie, doszedłszy wprzód do wysokiej bardzo wartości, spada prawie nagle do zera niemal. W temperaturze tej żelazo traci zupełnie ferromagnetyczne swoje cechy, staje się ciałem słabo paramagnetycznem, jak inne ciała tej gromady.

Do celów praktycznych dogodniejsze są metody mierzenia indukcyi B (a stąd zdolności μ), polegające na wyznaczeniu wzajemnego przyciągania się namagnesowanych indukcyjnie kawałków żelaza. Przetnijmy obwód magnetyczny na poprzek, wązkiem, gładkiem cięciem, w miejscu, gdzie przekrój jest a, indukcya B (jedn. e. m., $\mu_0=1$). Obie części przedzielone cięciem będą się przyciągały siłą:

$$P = \frac{B^2 a}{8\pi} \, dyn.$$

(ust. 176), którą można zmierzyć wagą zwyczajną, lub sprężynową, a stąd obliczyć wartość indukcyi.

203. Histereza magnetyczna. To co powiedzieliśmy w ust. poprz. o zależności indukcyi B, albo namagnesowania J w żelazie, od natężenia magnetycznego H, stosuje się, ściśle biorąc, do próbek żelaza, które nie były poprzednio wcale magnesowane, a zostały poraz pierwszy poddane natężeniom H wciąż rosnącym, bez cofania się. Wogóle jednak nie można wcale mówić o jakiejś określonej zależności indukcyi od natężenia, gdyż wartość pierwszej zależy w rzeczywistości nietylko od każdoczesnej wartości H, lecz nadto od całej poprzedniej historyi danego kawałka żelaza.

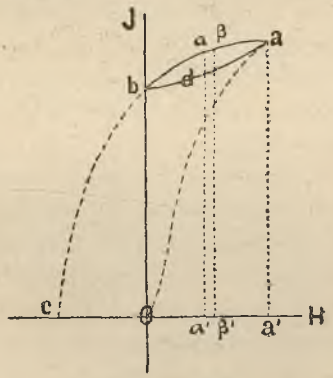


Fig. 259.

Przypuszczam, że poddaliśmy żelazo działaniom magnesującym, wzrastającym stopniowo od zera do pewnego H (Oa', na fig. 259). Namagnesowanie urośnie jednocześnie

od zera do pewnego stopnia J $(=a'a)$ — zwiększając się, jak rzędne linii namagnesowania (kreskowanej) Oa. Cofnijmy teraz natężenie H (np. prąd w cewce solenoidu) z powrotem do zera. Okaże się, że podczas zmniejszania się H, maleć będzie również J, jednakże to namagnesowanie J mieć będzie teraz zawsze wartości większe, aniżeli miało poprzednio (przy tych samych wartościach H), podczas wzrastania. Zależność J od H na tej drodze wstecznej wyrażać się będzie krzywą $a\beta\alpha b$, leżącą całkowicie powyżej pierwszej linii Oa. Część początkowego, wysokiego namagnesowania aa' zostawać się będzie zawsze w żelazie, pomimo zmniejszania pola. Nawet po zupełnem jego zniesieniu $(H=0)$ pozostanie pewna reszta namagnesowania, różna od zera. Ważne to zjawisko nazwano histerezą (przyzostawaniem się w tyle).

Podobnież przyzostawanie objawi się również, gdy ponownie zwiększać będziemy natężenie, od zera, do dawnej wartości H. Teraz przyzostawać się będą znowu wartości mniejsze namagnesowania; J wzrastać będzie po linii bda leżącej niżej od linii ubywania $a\beta\alpha b$.

Po kilku takich przemianach, powtarzanych z jednakowymi wartościami pola (np. między 0 i H), stosunki utrwalą się. Koniec rzędnej linii namagnesowania kreślić będzie krzywą zamkniętą taką, jak $a\beta\alpha bda$: spadek zawsze po linii wyższej, wzrost po niższej.

Namagnesowanie $Ob = J_0$, jakie okazuje żelazo poddane uprzednio silnemu polu H, po jego zniesieniu, nazywa się pozostałością magnetyczną. Ażeby żelazo w ten sposób trwale namagnesowane doprowadzić do stanu niemagnetycznego, należy poddać je działaniu pola skierowanego przeciwnie, aniżeli to, które tę pozostałość wywołało. Natężenie $Oc = H_0$ tego pola, wystarczające właśnie do całkowitego zniesienia pozostałości, nazwano koercyą danego gatunku żelaza. W miękiem, wyżarzonem żelazie koercya jest nieznaczna, w stali hartownej bardzo wielka.

Zjawisko histerezy, podobne poniekąd do tarcia, jest powodem rozpraszania się energii, ilekroć żelazo podlega zmiennym co do wielkości, albo kierunku, namagnesowaniom. Łatwo to zrozumieć. Zbliżam np. kawałek żelaza, początkowo niemagnetyczny, do magnesu. Zyskuję przytem, dzięki przyciąganiu wywieranemu przez magnes, pewną ilość pracy. Oddalam go następnie na dawne miejsce. Wskutek histerezy namagnesowanie jego będzie teraz w każdym punkcie drogi większe, aniżeli było po-

przednio, podczas zbliżania. Gdy po kilkakrotnem powtórzeniu tych ruchów, tam i napowrót, stosunki namagnesowania utrwalą się, koniec rzędnej linii namagnesowania J (fig. 259) kreślić będzie linię zamkniętą $b\alpha\beta a$ w jedną stronę, adb w drugą. Wtedy i zjawisko same będzie „zamkniętem", w tem znaczeniu, w jakiem używa się tego wyrazu w termodynamice. Skoro zatem w każdym obiegu tracimy pewną ilość pracy mechanicznej, a całe pole magnetyczne wraca zawsze do stanu pierwotnego, przeto, w myśl prawa zachowania energii, skutki tej pracy muszą pojawiać się w jakiejś innej postaci. Doświadczenie okazało istotnie, że równoważna zużytej pracy ilość ciepła wytwarza się w żelazie w każdym takim obiegu; wskutek histerezy żelazo magnesowane r o z g r z e w a s i ę.

Nietrudno okazać, że ilość pracy rozprószona w postaci ciepła, w jednym centymetrze sześciennym żelaza, w takim zamkniętym cyklu, równa się wielkości pola objętego przez krzywą zamkniętą $a\beta\alpha bda$ wyobrażającą zmienność stopnia namagnesowania J, w zależności od natężenia magnetycznego H, przez t. zw. p ę t l ę h i s t e r e t y c z n ą. Wyobraźmy sobie np., że w pewnej odległości od magnesu stalowego, gdzie natężenie jest H_2 ($= O\beta'$, fig. 259) znajduje się cienki i krótki pręcik żelazny (długość l, przekrój a) namagnesowany wtedy w stopniu J_2 ($= \beta'\beta$, fig. 259); jego moment wynosi zatem $M_2 = J_2 . la$. Gdyby on był magnesem trwałym, musielibyśmy użyć pracy $K_2 = M_2 H_2 = J_2 H_2 . la$, ażeby odciągnąć go stamtąd w nieskończoną dal (ust. 159, 4). W nieco większej odległości, gdzie pole jest słabsze $= H_1$ ($= O\alpha'$, fig. 259), odpowiednia praca wynosiłaby $K_1 = M_1 H_1 = J_1 H_1 . la$, gdzie $J_1 = \alpha'\alpha$ na krzywej. Jeżeli oba położenia są tak blizkie siebie, żeby podczas przesunięcia żelaza, z bliższego w dalsze, zmienność J można było zaniedbać, wówczas praca potrzebna do tego malutkiego przesunięcia będzie $K_2 - K_1 = (J_2 H_2 - J_1 H_1) . la$, albo — jeżeli zamiast obu mało różniących się wartości J_2, J_1 napiszemy ich wartość średnią $\frac{\alpha'\alpha + \beta'\beta}{2}$, $K_2 - K_1 = \frac{\alpha'\alpha - \beta'\beta}{2} . \alpha'\beta' . la$. Praca obliczona na jednostkę objętości la równa się tedy istotnie powierzchni trapezu $\alpha\beta\alpha'\beta'$. Praca stracona w całym obiegu będzie widocznie równa powierzchni $a\beta\alpha bOa'$, pomniejszonej o $adbOa'$, t. j. powierzchni pętli histeretycznej.

204. W z a j e m n e d z i a ł a n i a d y n a m i c z n e p r ą d ó w. Przewodnik L_1, przewodzący prąd elektryczny, podlega działaniu sił elektrodynamicznych, ilekroć znajduje się w polu magnetycznem. Skąd to pole pochodzi, jest rzeczą obojętną. Jeśli pochodzi od

magnesu stalowego M, wtedy powiadamy, że M działa na L_1, oczywiście L_1 nawzajem na M. Są to znane nam już działania elektromagnetyczne. Jeśli pochodzi od drugiego przewodnika L_2 prądu (elektromagnesu, z rdzeniem lub bez), wtedy również należy spodziewać się, że L_2 działać będzie na L_1, i znowu, nawzajem, L_1 na L_2; wszakże prąd elektryczny można zawsze zastąpić magnesem, lub przeponą magnetyczną. Istotnie, takie wzajemne, dynamiczne działania przewodników prądu odkrył był już Ampère (ust. 29). One podlegają ogólnym prawom sił elektrodynamicznych, które wyłożyliśmy w ust. 188.

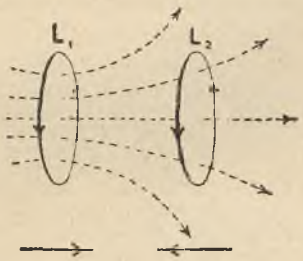


Fig. 260.

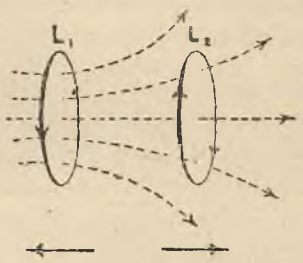


Fig. 261.

Każdy przewodnik prądu, o ile jest ruchomy, usiłuje zatem zająć takie położenie, żeby objął sobą jak największą liczbę linii magnetycznych, wytworzonych przez inne przewodniki, a przenikających przezeń w kierunku dodatnim (albo jak najmniejszą przenikających w ujemnym).

W myśl tej zasady dwa obwody równoległe, przewodzące prądy w tym samym kierunku (fig. 260), powinny przyciągać się wzajemnie, jak dwa magnesy, mające osi jednako skierowane. Będą się natomiast odpychały, jeżeli przewodzą prądy w przeciwnych kierunkach (fig. 261). Podobnież obwód obracalny około osi, umieszczony wewnątrz drugiego (fig. 262) będzie się obracał, dopóki nie ustawi się do niego równolegle, i tak, żeby prądy płynęły w obu obwodach w tym samym kierunku; wtedy obejmie widocznie największą liczbę wytworzonych przez ten nieruchomy linii. Wystarczy podstawić w myśli magnes równoważny, zamiast obwodu ruchomego, żeby dostrzedz, że urządzenie to

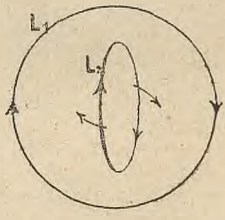


Fig. 262.

stosowane w t. zw. elektrodynamometrach (ust. 208, fig. 266), jest zupełnie podobne do busoli stycznych.

Magnes równoważny, albo przepona, którą należałoby podstawić zamiast obwodu ruchomego L_2, musiałby mieć moment magnetyczny M proporcyonalny do natężenia i_2 płynącego w tym obwodzie prądu. Podobnież pole magnetyczne H, wytworzone przez obwód stały L_1, jest proporcyonalne do natężenia prądu i_1 w tym obwodzie (wykluczając przypadek żelaznych rdzeni). Zważywszy, że działanie pola na magnes jest proporcyonalne do iloczynu MH, zrozumiemy natychmiast, że działanie elektrodynamiczne, jakie dwa obwody wywierają na siebie, w danem względem siebie położeniu, zmieniają się proporcyonalnie do iloczynu $i_1 i_2$ natężeń płynących w nich prądów.

Działania te, siły czy momenty dynamiczne, zmienią kierunek na wprost przeciwny, nie zmieniając wielkości, jeżeli kierunek prądu odwróci się w jednym tylko z obwodów; nie zmienią się zaś, ani co do kierunku, ani wielkości, jeżeli odwróci się w obu. Łatwo to spamiętać z pomocą wzorów algebraicznych: $i_1 \cdot -i_2 = -i_1 i_2$; $-i_1 \cdot -i_2 = +i_1 i_2$.

205. Spółczynnik indukcyi wzajemnej. Działania wzajemne dwu obwodów można, rozmaitymi sposobami, rozłożyć na działania ich elementów. Jeden z takich rozkładów, znaleziony przez Ampère, podaliśmy w ust. 29. Prostsza atoli droga do ilościowego ocenienia działań dwu obwodów L_1 i L_2 (fig. 260, 261, albo 262) polega na obliczeniu pracy, potrzebnej do jakiegokolwiek przesunięcia jednego obwodu wobec drugiego, przy niezmienionem natężeniu płynących w nich prądów i_1 i i_2. Jeżeli K oznaczać będzie pracę (dodatnią lub ujemną) potrzebną do usunięcia obwodu ruchomego L_2, w polu magnetycznem wytworzonem przez nieruchomy obwód L_1, z pewnego położenia L_2 w nieskończoną dal; jeżeli podobnież K' oznaczać będzie takąż pracę odnoszącą się do innego położenia L'_2 tego samego obwodu; wtedy praca zużyta na jego przesunięcie z L_2 do L'_2 będzie $K—K'$. Owóż wiemy (ust. 188), że $K = Ni_2$, podobnież $K' = N'i_2$, w czem N oznacza liczbę tych linii pola wytworzonego przez prąd i_1, płynący w obwodzie L_1, które przenikają przez obwód L_2; podobne znaczenie ma N'.

Natężenie magnetyczne H pola prądu i jest jednak wszędzie proporcyonalne do i_1; indukcya B jest nadto proporcyonalna do zdol-

ności magnetycznej μ otaczającego ośrodka. Przeto uważany strumień N tej indukcyi będzie również proporcyonalny do i_1 (znowu wyklucza się rdzenie żelazne). Napiszmy tedy:

(1) . . . . . $N = Q \cdot i_1$.

Wyrażeniem pracy K będzie wtedy:

(2) . . . . . $K = Q \cdot i_1 i_2$

Liczba Q, zależna już tylko od postaci, wielkości, wzajemnego położenia, słowem od stosunków geometrycznych obu obwodów, proporcyonalna nadto do zdolności magnetycznej μ ośrodka, nazywa się spółczynnikiem indukcyi wzajemnej obwodów L_1 i L_2, w danem ich względem siebie położeniu. Miarą tego spółczynnika, jak widać z wzoru (1), jest liczba linii magnetycznych przechodzących przez jeden z obwodów, gdy ten jest pozbawiony prądu, a w drugim płynie prąd o jednostce natężenia *).

Jeżeli tedy znane nam będą wartości spółczynnika Q w różnych położeniach wzajemnych dwu danych, sztywnych obwodów, to tem samem będzie wiadomem wszystko, co się odnosi do wzajemnego ich dynamicznego oddziaływania na siebie. Obliczanie wartości tego spółczynnika, dla obwodów różnych kształtów, wymaga pospolicie stosowania metod matematyki wyższej (o mierzeniu Q por. ust. 222).

206. Spółczynnik indukcyi własnej. Skoro wszelki przewodnik prądu podlega działaniu sił elektrodynamicznych, ilekroć znajduje się w jakiemkolwiek magnetycznem polu, toć będzie on doznawał podobnych działań także w polu wytworzonem przez własny swój

---

*) W bezwzględnym elektromagnetycznym układzie miar spółczynniki indukcyi mierzą się miarami długości, a więc na centymetry. Uwzględniwszy bowiem znany wymiar pracy K, tudzież prądu elektrycznego i, (ust. 168, w przypisie), wyrazimy wymiary wielkości w równaniu (2) w następujący sposób: $gr \cdot cm^2 \cdot sek^{-2} = Q \cdot (\mu^{-\frac{1}{2}} \cdot cm^{\frac{1}{2}} \cdot gr^{\frac{1}{2}} \cdot sek^{-1})^2$, skąd wypada istotnie, jako wymiar spółczynnika Q, wyrażenie $cm \cdot \mu$, albo wprost cm, jeżeli, jak się to czyni w elektromagnetycznym układzie miar, uważać będziemy μ za liczbę niemianowaną. W praktycznym układzie miar praca K mierzy się jednostką (joule) 10^7 razy większą; iloczyn ii jednostką 10^2 razy mniejszą. Jednostka praktyczna spółczynników indukcyi będzie zatem 10^9 razy większa, t. j. 10^9 cm (ćwiartka południka ziemi). Nazywa się Henry, albo kwadrant.

prąd. W całości nie może on pod wpływem tych działań poruszać się, ani obracać, gdyż sprzeciwiałoby się to zasadzie akcyi i reakcyi. O ile jednak będzie giętki, podatny, zacznie zmieniać swoją postać, znowu w taki sposób, żeby liczba objętych nim linii stała się możliwie wielką. Ta jest przyczyna np. wyprężania się wiotkich obwodów w kształt kolisty, o czem mówiliśmy już w ust. 164 (fig. 199). Giętka spiralna śrubowa (fig. 263), zwinięta z cienkiego drutu, mająca jeden koniec ruchomy, np. zanurzony w naczyńku R z rtęcią, ściąga się, gdy przez nią przepuścimy prąd elektryczny. Z chwilą, gdy wskutek wynurzenia się końca z rtęci prąd przerwie się, wróci ona do początkowej długości, zamknie prąd ponownie i t. d.

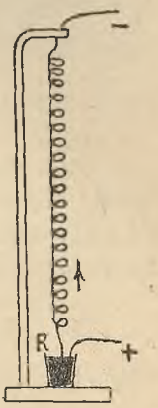


Fig. 263.

Liczba N linii magnetycznych, wytworzonych przez prąd i, a przechodzących przez własny jego obwód, może być znowu wyrażona wzorem podobnym do (1):

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots N = Q_0 i.$$

Wielkość Q_0 nazywa się spółczynnikiem indukcyi własnej danego obwodu. Mierzy się, podobnie jak spółczynnik wzajemny, liczbą linii przechodzących przez dany obwód, gdy prąd w nim płynący jest jednostką; podobnie jak Q, tak i Q_0 jest proporcyonalne do zdolności magnetycznej μ ośrodka.

Tak np. wewnątrz solenoidu o długości l, przekroju a, owiniętym n obwodami drutu, strumień indukcyi wynosi μHa, a więc, według ust. 198: $\frac{4\pi\mu nia}{l}$. Ponieważ strumień ten przebija obwód n razy, przeto $N = \frac{4\pi\mu n^2 ia}{l}$. Z porównania z (3) wypada:

$$Q_0 = \frac{4\pi\mu n^2 a}{l}.$$

Znaczenie spółczynnika Q_0 w dynamice obwodów przewodzących prądy można w następujący sposób objaśnić: Obwód pewien przewodzi prąd i, i przesyła przez samego siebie N linii magnetycznych. Wyobraźmy sobie w nieskończonej dali drugi obwód, dokładnie tej samej postaci i wielkości, przewodzący malutki prąd i_0. Sprowadźmy go z nieskończoności i przyłóżmy szczelnie do obwodu pierwszego; zyskaliśmy przytem (według ust. poprz.) pracę Ni_0. W ten sposób możnaby wyobrazić sobie, że cały prąd i, w danym obwodzie, został zbudowany, przez stopniowe składanie takich obwodów częściowych.

które pierwotnie były rozprószone, w nieskończonem od siebie oddaleniu. Ponieważ N rosłoby proporcyonalnie do narastającego przez to składanie i, od początkowej wartości zero, do końcowej $N = Q_0 i$, przeto w obliczeniu całkowitej, zyskanej przytem pracy K, należałoby liczyć z wartością średnią $\frac{N}{2} = \frac{Q_0 i}{2}$. Praca ta przedstawiałaby zatem wartość:

(4) . . . . . $K = \frac{Q_0 i}{2} \cdot i = \frac{1}{2} Q_0 i^2$.

Przy innej, zmienionej cokolwiek postaci tego samego obwodu byłoby podobnie: $K' = \frac{1}{2} Q'_0 i^2$. Różnica $K' - K$ daje teraz pracę sił elektrodynamicznych, podczas odkształcania się obwodu z pierwszej formy w drugą.

207. Energia magnetyczna pola prądów. Wszelkie pole magnetyczne przedstawia nagromadzenie energii w ilości $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ w każdej jednostce objętości (ust. 172, wzór 2). Przytem musi to być rzeczą obojętną, czy to pole wytworzyły magnesy, czy prądy elektryczne. Wytwarzając tedy prąd, w jakimkolwiek zamkniętym obwodzie, musimy z konieczności część użytej w tym celu energii poświęcić na zaopatrzenie powstającego w jego otoczeniu pola w odpowiedni zapas energii. W następnym rozdziale okażemy jak się to dzieje. Obecnie obliczymy tylko całkowitą wartość tej energii.

Przypuśćmy naprzód, że uważanym obwodem jest solenoid zamknięty w sobie (fig. 252), o przekroju bardzo małym a, o długości l, owinięty n obwodami drutu. Zewnętrznego pola nie będzie tu wcale; wewnątrz cewki solenoidu nagromadzoną jest energia w ilości $T = \frac{\mu H^2}{8\pi} \cdot al$, a że $H = \frac{4\pi n i_0}{l}$, gdzie i_0 oznacza prąd w drucie, przeto $T = \frac{2\pi\mu a}{l} \cdot n^2 i^2$.

Dajmy nato, że liczba ni_0 nawiniętych jednostek prądu dobrana została w ten sposób, że przez solenoid przechodzi właśnie jednostkowa struga indukcyi, t. j. że $Ba = 1$, albo $\mu Ha = 1$, skąd: $H = \frac{4\pi n i_0}{l} = \frac{1}{\mu a}$; wtedy $\frac{2\pi\mu a}{l} = \frac{1}{2 n i_0}$, zatem $T = \frac{n i_0}{2}$. Energia zamkniętej w sobie jednostkowej strugi zależy tedy tylko od liczby nawiniętych na niej amperów; nie zależy od długości, ani od przekroju, który mógłby nawet być zmienny.

Rozłóżmy teraz całe pole magnetyczne jakiegokolwiek obwodu (czarne kropki na fig. 264 oznaczają przekrój drutu, który przyjmujemy bardzo cienkim) przewodzącego prąd i, na same takie strugi jednostkowe, zawsze, jak wiemy, zamknięte w sobie. Liczba ich będzie właśnie $Q_0 i$, w czem Q_0 oznacza spółczynnik indukcyi własnej obwodu. Przypuśćmy na chwilę, że prądu i w obwodzie niema wcale, a natomiast wyobraźmy sobie, że każdą strugę owinięto, nakształt solenoidu, n obwodami drutu przewodzącego prąd i_0. Można te obwody rozmieścić na strugach tak, żeby pole wytworzone przez te prądy i_0 było wszędzie identyczne z polem pierwotnego prądu i. Będzie teraz dość zrozumiałem, że prądy i_0, na przylegających do siebie pobocznicach strug będą się wszędzie znosiły (dlatego liczba owinięć n powinna być na wszystkich strugach ta sama) — z wyjątkiem tych części strug, które przylegają ściśle lub przybliżenie do powierzchni drutu. Na tej powierzchni prądy te składają się razem na prąd $ni_0 = i$, płynący wzdłuż tej powierzchni (wobec cienkości drutu możemy uważać ten prąd za równoważny danemu). Skoro tedy każda struga mieści w sobie energię $\frac{ni_0}{2}$, czyli $\frac{i}{2}$, a liczba ich wynosi $Q_0 i$, przeto energia magnetyczna całego pola będzie:

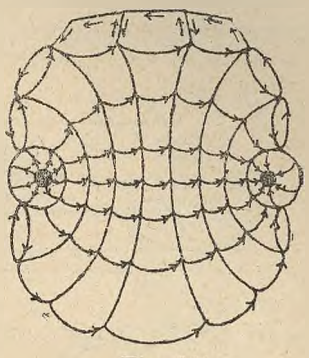


Fig. 264.

$$(5) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots T = \tfrac{1}{2} Q_0 i^2,$$

równa się zatem pracy, jakąbyśmy zyskali, składając prąd i z obwodów elementarnych.

208. Elektrodynamometr, *a*) bezwzględny. Dwa obwody, albo dwie cewki, rozmiarów dokładnie odmierzonych, wywierają wzajem na siebie pewne siły, których wielkość można ściśle obliczyć, według wyłożonych wyżej zasad, jeżeli natężenie płynącego w nich prądu (przypuszczamy ten sam prąd w obu cewkach) będzie wiadome. Nawzajem, odmierzywszy, albo odważywszy wielkość tego działania, będziemy mogli obliczyć bezwzględną wartość natężenia prądu. Ta jest zasada t. zw. elektrodynamometrów, narzędzi do mierzenia prądów, tem różnych od

busoli stycznych i innych galwanometrów, że pomiary magnetyczne (np. magnetyzmu ziemskiego w busoli) odpadają zupełnie.

Do najprostszych, pod względem teoryi działania, należy elektrodynamometr bezwzględny Pellata (fig. 265). W środku długiego, poziomego solenoidu L_1, a więc w poziomem polu magnetycznem, o natężeniu (ust. 198, 1): $H = 4\pi n_1 i$ — w czem n_1 oznacza zwartość nawoju — umieszczona jest, umocowana na końcu belki wagowej, cewka L_2, owinięta n obwodami drutu, mająca oś pionową

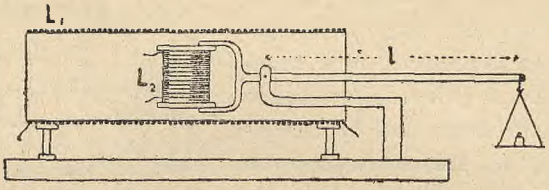


Fig. 265.

i prostopadłą do kierunku pola H. Każdy obwód tej cewki opasuje powierzchnię dokładnie odmierzoną a. Wiotkie taśmy metalowe wprowadzają prąd do niej, nie uwłaczając ruchomości wagi. Pole H wywiera w tych warunkach na cewkę L_2 moment dynamiczny (ust. 190, *b*) $Z = n\mu_0 Hai$, czyli $Z = 4\pi\mu_0 nn_1 ai^2$, usiłujący wykręcić jej oś w położenie równoległe do pola. Dla zrównoważenia tego momentu zawieszamy na szalce wagi, w odległości l od osi obrotu, odpowiednio dobrany ciężarek m. Wtedy będzie, w przypadku równowagi, $Z = mgl$, skąd wypada $i^2 = \frac{mgl}{4\pi\mu_0 n n_1 a}$ w miarach bezwzględnych.

Nierównie od tego czulszym, wymagającym atoli cechowania prądami znanego skądinąd natężenia, jest

b) Elektrodynamometr zwierciadłowy. Składa się z dwu cewek, nieobliczonych na wymierzanie, owiniętych zato licznemi obwodami isolowanego drutu. Cewka ruchoma L_2 (fig. 266) mająca oś poziomą, zawieszona jest na dwu cienkich, równoległych drutach *dd*, służących zarazem jako elektrody; zawieszona jest w otworze cewki stałej L_1, mającej również poziomą oś, ale prostopadłą do osi cewki L_2. Pod wpływem płynącego przez obie prądu i ruchoma usiłuje ustawić się równolegle do stałej (por. fig. 262), odchyla się tedy o pewien kąt θ, zależny zresztą od momentu kierującego, a więc od odstępu między obu

drutami *dd* (por. zad. 158); kąt ten mierzy się lunetą i zwierciadłem *z*. O ile niewielkie, odchylenie to, w danym przyrządzie, będzie proporcyonalne do kwadratu natężenia prądu *i* (ust. 204):

$$\theta = Ci^2, \text{ skąd } i = \sqrt{\frac{\theta}{C}},$$

w czem wartość stałej C należy raz na zawsze wymierzyć przez zastosowanie prądu znanego skądinąd natężenia.

Ani wielkość, ani kierunek odchylenia θ nie zmienią się, jeżeli prąd *i* zmieni swój kierunek w obu cewkach. Dlatego też elektrodynamometry przydatne są do mierzenia prądów przemiennych, t. j. zmieniających kierunek peryodycznie — byle okres tych zmian był dostatecznie krótki, w porównaniu z okresem własnym obrotowego wahania się ruchomej cewki elektrodynamometru.

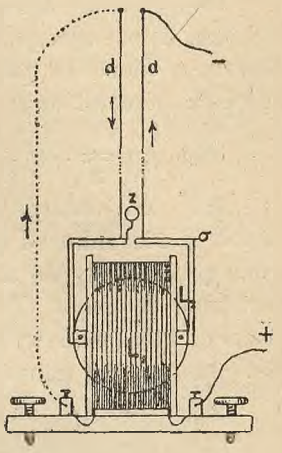


Fig. 266.

Zadania

183) Obwód opasujący pole 100 cm^2, przewodzący prąd 5 *amp.*, umieszczono w powietrzu, w jednostajnem polu magnetycznem o natężeniu 20 *gaussów*. Obliczyć moment dynamiczny, działający na ten obwód, w położeniu równoległem do linii pola.

Odp. $20 \cdot 100 \cdot 0{,}5 = 1000$ *dyn. cm.*

184) Ile wynosiłby moment magnesu równoważnego temu obwodowi?

Odp. 50 jedn. el. magn.

185) Ile pracy wykona pole, obracając tenże obwód, przy stałym prądzie, z równikowego w osiowe położenie?

Odp. $20 \cdot 100 \cdot 0{,}5 = 1000$ ergów.

186) Cewka owinięta *n* jednakowymi obwodami drutu isolowanego, równoległymi do siebie, zawieszona jest w polu magnetycznem ziemi (skł. poz. $= H$), na dwu cienkich, równoległych do siebie drutach (fig. 196), w taki sposób, że płaszczyzny obwodów są równoległe do południka magnetycznego; każdy obwód opasuje pole *a*. O jaki (mały) kąt α odchyli się ta cewka, gdy przez nią przepuścimy prąd *i*

jedn. bezwzgl. (q masa cewki; l i d długość i odstęp drutów zawieszenia, por. zad. 158)?

Odp. $\alpha = \frac{4\mu_0 n l H a i}{q g d^2}$.

187) Prosty drut, długości 50 *cm*, pochylony pod kątem 45° do linii pola jednostajnego, o natężeniu 10000 gaussów, przesunięto w powietrzu, w kierunku prostopadłym do niego i do pola, o 100 *cm*. Ile linii pola przeciął on?

Odp. $\frac{5}{\sqrt{2}} . 10^7$.

188) Na dwu poziomych, równoległych do siebie szynach, ułożonych w kierunku od południa ku północy, w odstępie 1,5 *m*, spoczywa prostopadły do nich pręt, przewodzący od zachodu ku wschodowi prąd 20 *amp*. Obliczyć wielkość i kierunek siły elektrodynamicznej, którą nań wywiera, wzdłuż szyn, pole magnetyczne ziemi (skł. pion. = 0,4 gauss.).

Odp. 120 dyn ku północy.

189) Ile wynosiłaby ta siła, gdyby pręt z szynami zawierał kąt α?

Odp. 120 dyn.

190) Twornik motoru elektrycznego (fig. 242) owinięty 320 obwodami drutu, zagarnia w siebie 10^7 linii pola wytworzonego przez elektromagnesy. Obliczyć dzielność tego motoru przy 1500 obrotach w minucie, gdy zasilający go prąd wynosi 14 amperów.

Odp. $K = 320 . 1{,}4 . 10^7 . 1500/60 = 112 . 10^9$ *erg/sek* = 15 koni.

191) Malutki płaski obwód, opasujący powierzchnię 1 cm^2, przewodzi prąd 1 *amp*. Obliczyć natężenie wytworzonego przez ten prąd pola magnetycznego w punkcie leżącym na osi prądu, w odległości 5 *m* od środka.

Odp. $1{,}6 . 10^{-9}$ gauss.

192) Pionowo ponad długim drutem, ułożonym poziomo, w południku magnetycznym (skł. poz. = H), w odległości d od osi drutu, zawieszono malutką igłę magnesową. O ile stopni (α) odchyli się ona od południka, jeżeli przez drut przepuścimy prąd o natężeniu i?

Odp. $\operatorname{tg} \alpha = \frac{2i}{dH}$.

193) Ile amperów wynosi natężenie tego prądu, jeżeli w odległości $d = x$ *cm*, igiełka odchyla się o 45°?

Odp. $5 x . H$.

194) Długi prosty pręt, o przekroju kolistym, o promieniu R, przewodzi stały prąd i jedn. e. m. Znaleść natężenie magnetyczne H, wewnątrz pręta, w odległości r od jego osi,

Odp. Przez jednostkę przekroju przepływa w sekundzie ilość $i : R^2\pi$ elektryczności; zatem $2\pi rH = 4\pi \cdot r^2\pi \cdot i : R^2\pi$, skąd:

$$H = \frac{2ri}{R^2}.$$

195) Długa prosta rurka, o przekroju kolistym i jednostajnej grubości ściany, przewodzi stały prąd elektryczny. Znaleść pole magnetyczne tego prądu zewnątrz i wewnątrz rurki.

Odp. Zewnątrz takie, jak gdyby cały prąd płynął wzdłuż osi rurki; wewnątrz zero.

196) Obliczyć natężenie magnetyczne w środku obwodu kolistego, mającego promień 10 *cm*, przewodzącego prąd 5 *amp.*

Odp. 0,314 gauss.

197) Obliczyć, na podstawie prawa Biota i Savarta, natężenie magnetyczne H, w punkcie leżącym na osi obwodu kolistego, w odległości x od środka, jezeli R oznacza promień obwodu, i jedn. e. m. natężenie krążącego w nim prądu.

Odp. $H = \frac{4\pi R^2 i}{\sqrt{(R^2+x^2)^3}}$.

198) Trzy obwody koliste, jednakowe i spółosiowe, każdy o promieniu 10 *cm*, ustawione w ten sposób, iż płaszczyzny skrajnych znajdują się w odległości 1 *cm* od płaszczyzny środkowego, przewodzą w tym samym kierunku, prąd 0,1 *amp.* Obliczyć natężenie magnetyczne w środku środkowego.

Odp. 0,1866 gauss.

199) Obręcz busoli stycznych, o promieniu 7 *cm*, owinięta jest zwartą cewką 100 obwodów drutu. Jakie jest natężenie prądu a) w jednostkach elektromagnetycznych, b) w elektrostatycznych, który w busoli tej daje odchylenie igły 42°,7, w polu ziemskiem (poziomem) = 0,20237 gauss.?

Odp. a) 0,00208; b) $6{,}24.10^7$.

200) Jakie jest natężenie magnetyczne w środku prostego solenoidu, o średnicy 0,5 *cm*, długości 100 *cm*, owiniętego 2000 obwodów drutu przewodzącego prąd 1 *amp.*?

Odp. 25 gaussów.

201) Wewnątrz prostego, bardzo długiego solenoidu (długość l, przekrój a, liczba obwodów n) umieszczono prosty rdzeń żelazny (μ zdolność żelaza, μ_0 powietrza) równej długości l, przekroju mniej-

szego a'. Obliczyć ilość magnetyzmu m na biegunach magnesu, tej samej długości, któryby działał na zewnątrz tak, jak ten solenoid, zasilany prądem i.

Odp. $m = \frac{ni}{l}\{a\mu_0 + a'(\mu - \mu_0)\}$.

202) W zamkniętym w sobie, kolistym solenoidzie, mającym rdzeń żelazny, wypełniający go całkowicie, przekrój 2 cm^2, długość mierzoną wzdłuż osi 200 cm, zamierzamy wytworzyć strumień indukcyi magnetycznej wynoszący 10000 linii na kwadratowy centymetr. Obliczyć potrzebną liczbę amperów nawiniętych.

Odp. Dla $B = 10000$ fig. 258 daje $\mu = 2140$, zatem opór magnetyczny rdzenia żelaznego $\frac{200}{2140.2} = 0{,}0467$; szukana liczba zatem $= {}^8/_{10} \cdot 20\,000 \cdot 0{,}0467 = 747$.

203) Tenże solenoid owinięto 1000 obwodami drutu, przewodzącego prąd 1,5 *amp.* Obliczyć strumień indukcyi N w żelazie.

Odp. Mając dane ni, znaleźlibyśmy odpowiedź natychmiast z pomocą wykresu na fig. 258, gdyby B było naprzód wiadome. Po paru próbach znajdziemy $N = 24800$.

204) Elektromagnes kształtu fig. 254, posiada jarzmo i rdzenie żelazne, łącznej średniej długości 60 cm, przekroju 50 cm^2. Okowy biegunowe mają średnią długość każda po 10 cm, przekrój 30 cm^2. Ile obwodów drutu należy nawinąć na każdym rdzeniu, żeby uzyskać, prądem 1 *amp.*, pole 15000 gaussów, w szczelinie elektromagnesu, której szerokość wynosi 1 cm (linie uronione zaniedbuje się)?

Odp. Mniej więcej po 6000.

205) Do wnętrza prostego, długiego solenoidu, mającego zwartość nawoju 15 obwodów na cm, przekrój 3 cm^2, wsunięto dwie, cały przekrój wypełniające, i płaskimi swymi końcami dotykające się sztaby żelazne. Jakiej siły potrzeba, żeby jedną sztabę oderwać od drugiej, a) gdy prąd w solenoidzie wynosi 0,1 *amp.*, b) gdy 0,5 *amp.*?

Odp. a) około 5 kilogr.; b) 19 kilogr.

206) Dwa proste, równoległe do siebie i niezmiernie długie druty, znajdujące się w odstępie d, przewodzą, jeden prąd o natężeniu i, drugi o natężeniu i'. Znaleść działanie dynamiczne jednego drutu na drugi (μ zdolność magnetyczna otaczającego ośrodka i samychże drutów).

Odp. Każdą jednostkę długości jednego drutu drugi przyciąga siłą $\frac{2\mu ii'}{d}$ — jeżeli prądy jednako skierowane — albo odpycha, jeśli przeciwnie.

207) Dwa obwody koliste, oba o promieniu R, ustawione są równolegle do siebie i spółosiowo, w odstępie d, niezmiernie małym, w porównaniu z promieniem R. Przewodzą, w tym samym kierunku, jeden prąd i, drugi i'. Znaleść wzajemne ich elektrodynamiczne działanie.

Odp. Przyciągają się (wedł. zad. 204) siłą:

$$\frac{2\mu ii'}{d} \cdot 2\pi R = \frac{4\pi R\mu ii'}{d}.$$

208) W środku dużego kolistego obwodu, mającego promień R, umieszczony jest środek bardzo małego kolistego obwodu o promieniu r. Płaszczyzny ich są wzajem prostopadłe, oba przewodzą prąd i. Obliczyć moment sił wywieranych przez obwód duży na mały.

Odp. $\frac{2\pi^2\mu r^2 i^2}{R}$.

209) Obliczyć wartość spółczynnika Q_0 indukcyi własnej prostego solenoidu, próżnego wewnątrz, mającego długość 20 *cm*, liczbę obwodów 400, przekrój kolisty o średnicy 1,5 *cm*.

Odp. $Q_0 = 177652$ *cm*, albo 0,0001776 kwadrantów (henry).

210) Jaką liczbą wyraziłby się ten spółczynnik w elektrostatycznym układzie miar?

Odp. W układzie tym zdolność magnetyczna próżni jest $\frac{1}{9} \cdot 10^{-20}$, zatem $Q_0 = 177652 \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} = 1{,}97 \cdot 10^{-16}$.

211) Ile wynosiłaby jego wartość, gdyby solenoid otrzymał rdzeń ze sztaby bismutu (ust. 175)?

Odp $Q_0 = 177621$ *cm*.

212) Obliczyć energię magnetyczną pola tego solenoidu (zad. 209), gdy przezeń płynie stały prąd $i = 1$ jedn. e. m., a) w układzie miar e. m., b) w układzie e. s.

Odp. a) $0{,}5 \cdot 177652 \cdot 1 = 88826$ ergów;
b) $0{,}5 \cdot 1{,}97 \cdot 10^{-16} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 88826$ ergów.

213) Na solenoidzie mającym długość l, przekrój a, liczbę obwodów n, nawinięto w pobliżu środka drugą cewkę, złożoną z n' obwodów drutu isolowanego. Obliczyć spółczynnik indukcyi wzajemnej obwodów solenoidu i cewki.

Odp. Prąd 1 w solenoidzie daje strumień indukcyi $\frac{4\pi\mu na}{l}$, który przebija n' razy drugi obwód; zatem $Q = \frac{4\pi\mu nn'a}{l}$.

214) Obliczyć rzędne krzywej, której równanie: $y = sin^2 \frac{2\pi x}{T}$, dla wartości odciętych: $x = 0$; $x = 0{,}1\ T$; $x = 0{,}2\ T$; ... $x = 0{,}9\ T$. Obliczyć następnie średnią arytmetyczną tych rzędnych.

Odp. 0,500004. Byłaby ściśle $\frac{1}{2}$, gdyby zamiast $0.1\ T$ odstępy rzędnych wzięto nieskończenie małe.

215) Prąd jakiegokolwiek stałego natężenia J, przepuszczony przez obie cewki elektrodynamometru, sprawia odchylenie ruchomej o $\theta = kJ^2$, w czem k oznacza stałą zależną od budowy przyrządu. Jak wielkie odchylenie (θ') wywoła w tym samym przyrządzie prąd przemienny, wahający się w granicach od $+i_0$ do $-i_0$, którego natężenie i, w dowolnej chwili t, wyraża się wzorem $i = i_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$ (okres wahań T prądu jest bardzo krótki w porównaniu z okresem wahania się cewki)?

Odp. W chwili t na cewkę działa moment proporcyonalny do $i^2_0 \sin^2 \frac{2\pi t}{T}$, niezależny od kierunku prądu. Średnia wartość tego wyrażenia wynosi (zad. poprz.) $\frac{i^2_0}{2}$. Zatem $\theta' = \frac{ki^2_0}{2}$.

216) Przez stałą cewkę elektrodynamometru przepuszczono prąd $i_1 = i_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$, przez ruchomą jednocześnie prąd $i_2 = i_0 \cos \frac{2\pi t}{T}$, oba o bardzo krótkim okresie. Jakie będzie odchylenie cewki?

Odp. Zero.

ROZDZIAŁ VIII.

INDUKCYA MAGNETO-ELEKTRYCZNA.

209. Przemiana pracy elektrycznej w mechaniczną. Ilekroć jakie źródło prądu wytwarza prąd elektryczny i, w tym samym kierunku, w którym jest czynną tkwiąca w nim siła elektromotoryczna S, wykonywa ono w ciągu czasu t t. zw. pracę elektryczną (ust. 128) w ilości Sit ergów (albo joulów — zależnie od użytych miar). Jednocześnie, na pokrycie tej pracy, źródło to zasila się taką samą ilością Sit energii, zaczerpniętą z zewnątrz, w innej jakiej, nieelektrycznej postaci (ogniwa zużywają energię chemiczną, stosy termoelektryczne ciepło i t. p.).

Nawzajem, jeżeli przez takie źródło siły elektromotorycznej przepędzimy prąd w kierunku przeciwnym własnemu jego działaniu, wtedy, o ile jest odwracalne, ono odda na zewnątrz energię, w tejże ilości Sit — w postaci energii chemicznej, w postaci ciepła, lub jakiej innej.

Z pomocą prądu elektrycznego, pędzonego wbrew siłom elektromotorycznym, możemy tedy wytwarzać energię nawet w miejscach odległych od pierwotnego, danego nam do rozporządzenia źródła energii. Tak np. prąd o natężeniu i_0, wytworzony przez bateryę galwaniczną B (fig. 267), mającą siłę elektromotoryczną S_0, doprowadzony drutami do odległego woltametru W, przezwyciężając wsteczną siłę elektromotoryczną S polaryzacyi, która natychmiast w nim się wzbudzi, wytwarza tam energię chemiczną (np. gaz piorunujący, niekiedy też ciepło odwracalne) wszystko razem w ilości Si_0t. Ponieważ kosztem pracy elektrycznej S_0i_0t

bateryi B wytwarza się także ciepło Joula, nieodwracalne, w całym obwodzie, którego opór całkowity oznaczymy przez r, przeto zasada zachowania energii doprowadzi nas do wzoru (wyrażającego równość zużytej i wytworzonej energii, ust. 128, wzory 3 i 4):

(1) . . . . . $S_0 i_0 t = S i_0 t + i^2_0 rt$



Fig. 267.

Jak w tym przykładzie energię chemiczną, tak można też, za pomocą prądu elektrycznego, wytwarzać energię dynamiczną (pracę). Wystarczy zamiast woltametru włączyć w obwód bateryi B jakikolwiek motor elektryczny M (fig. 268). Niechaj L_0

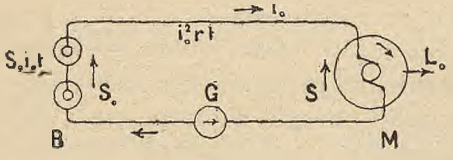


Fig. 268.

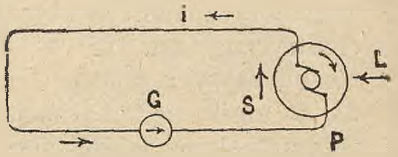


Fig. 269.

oznacza ilość energii wytworzonej przez ten motor w ciągu czasu t, a więc ilość wykonanej przezeń użytecznej pracy, łącznie z małą pracą zużytą w samymże motorze na pokonanie tarcia i innych podobnych oporów. Praca elektryczna $S_0 i_0 t$ źródła prądu musi teraz pokryć wydatek L_0, znowu łącznie z ciepłem Joula $i^2_0 rt$ (opór r obejmuje oczywiście także opór cewek samego motoru) skąd, jak pierwej:

(2) . . . . . $S_0 i_0 t = L_0 + i^2_0 rt$.

W równaniu tem nie znajdujemy nic nowego. Jest to proste stwierdzenie zasady zachowania energii. Nowym wszelako i ważnym jest fakt, że jednocześnie z wydawaniem pracy L_0, w samym motorze pojawia się nowa siła elektromotoryczna, skierowana przeciwko prądowi i_0. Świadczy o tem

następująca próba. Jeżeli mianowicie powstrzymamy przemocą ruch twornika motoru, ampermetr G, włączony w obwód, wskazywać będzie, jak tego wymaga prawo Ohma, prąd o pewnem natężeniu $\frac{S_0}{r}$. Z chwilą jednakże, gdy puścimy tornik i pozwolimy mu obracać się, prąd spadnie natychmiast do wartości i_0, znacznie mniejszej od $\frac{S_0}{r}$. Zważywszy, że przecież wskutek obrotu twornika nie zmienił się wcale opór obwodu, musimy przyjąć, że w pracującym obwodzie zbudziła się nowa siła elektromotoryczna S, wsteczna, która osłabiła prąd. Oczywistą jest rzeczą, że ta siła elektromotoryczna S nie przemoże nigdy, ani nawet nie dosięgnie siły S_0 źródła prądu; wtedy bowiem prąd obróciłby się, albo ustałby zupełnie.

Badaniu tych sił elektromotorycznych powstających podczas ruchu przewodników w polu magnetycznem, poświęcimy niniejszy rozdział. Są to t. zw. siły elektromotoryczne indukowane, najważniejsze i najpłodniejsze w skutki odkrycie Faraday a (ust. 35).

I tu więc, zgodnie z ogólną zasadą, produkcya energii, za pośrednictwem prądu, w sposób odwracalny, odbywa się tam, gdzie prąd i_0 przezwycięża wsteczną siłę elektromotoryczną S. Według prawa Ohma mamy teraz, w obwodzie obejmującym źródło prądu i motor wirujący:

$$i_0 = \frac{S_0 - S}{r},$$

co pomnożone przez $i_0 rt$ daje równanie energii (1). Z porównania z (2) wypada:

(3) . . . . . $L_0 = Si_0 t.$

210. Przemiana pracy mechanicznej w elektryczną. Występowanie siły elektromotorycznej S w motorze pracującym, nie jest bynajmniej zawisłe od obecności siły elektromotorycznej S_0 pierwotnego źródła prądu; ono zależy od samego tylko faktu wirowania twornika w polu magnetycznem — czy to wirowanie sprawiają siły elektrodynamiczne, — wywołane przepływem prądu i_0, czy jakiekolwiek inne, zewnętrzne siły. Istotnie, wyłączmy zupełnie z obwodu bateryę B (fig. 269), wprowadźmy tornik w ruch wirowy, ręką, czy jakim zwyczajnym motorem, w tym kierunku i z taką szybkością, z jaką obracał go pierwej prąd.

Sprawdzimy, że ampermetr G, włączony w obwód, wskazywać będzie pewien prąd i, i to prąd płynący w kierunku przeciwnym temu prądowi i_0, którego pierwej dostarczała baterya B. Obracany zewnętrzną pracą L motor stał się teraz źródłem siły elektromotorycznej indukowanej S; zamienił się na t. zw. prądnicę, która stwarza pracę elektryczną Sit, kosztem mechanicznej $L = Sit$ *).

211. Sprawdzenie równoważności pracy i ciepła. Prąd i, wytworzony przez siłę elektromotoryczną S, „indukowaną" w wirującym tworniku prądnicy, nie różni się we własnościach swych niczem od innych prądów elektrycznych. W zamkniętym obwodzie, którego opór całkowity (łącznie z oporem samej prądnicy) oznaczymy przez r, on wytwarza tedy w ciągu t sekund, ilość ciepła Q gramstopni, wskazaną przez prawo Joula (ust. 128, wzór 4). Jeżeli zważymy, że materyał samej prądnicy, podczas wytwarzania prądu, nie zmienia się wcale, ani nie wyczerpuje— a co najwyżej wytwarza małą ilość ciepła q, przez zwykłe tarcie osi w łożyskach, i t. p. — przyjdziemy do wniosku, że jedynem źródłem wytworzonego w obwodzie ciepła może być tylko praca zewnętrzna L, użyta na obracanie twornika. Powinno tedy być w myśl prawa równoważności pracy i ciepła:

$$\frac{L}{Q+q} = J,$$

w czem J oznacza równoważnik dynamiczny użytej w rachunku jednostki ciepła — liczbę znaną z tarciowych doświadczeń Joula.

Otóż doświadczenie (wykonane w zasadzie po raz pierwszy przez Joula samego) potwierdza ten wniosek w zupełności. Wyobraźmy sobie jakąkolwiek prądnicę, wytwarzającą stały prąd elektryczny — o budowę jej szczegółową nie chodzi, jak zawsze w zastosowaniach zasady energii — zanurzoną całkowicie, w odpowiedni sposób, w kalorymetrze K (fig. 270), razem z drutem r, łączącym jej bieguny. Na zewnątrz wystaje tylko jaka korba, albo koło pasowe P, za pośrednictwem którego dostarczamy prąd-

*) Przy tej samej prędkości wirowania wartość S siły elektromotorycznej będzie teraz taka sama jak pierwej, gdy motor był pędzony zewnętrznym prądem i_0 — pod warunkiem jednak, żeby pole magnetyczne w motorze nie było zależne od natężenia płynącego prądu. Warunkowi temu czyni zadość np. koło Barlowa (fig. 238), które istotnie może działać odwracalnie, bądź jako motor, bądź jako prądnica.

nicy z zewnątrz, przez pewien czas, odmierzonej ilości pracy L. Kalorymetr wykaże całkowite ciepło $Q+q$ wywiązane w drucie r i w prądnicy samej, częścią elektrycznie, częścią mechanicznie. Z porównania tych dwu zmierzonych wielkości: L tudzież $Q+q$, wypadnie nam z wszelką dokładnością znana liczba $J = 426{,}8$ — jeżeli praca była mierzona na kilogrammetry, ciepło na kalorye — albo $J = 41{,}87 . 10^6$ w odniesieniu do ergów i gramstopni — albo wreszcie $J = 1$, jeżeli pracę, zarówno jak ciepło, mierzono np. na na joule.

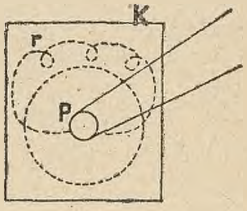


Fig. 270.

Wykonanie znaczniejszej pracy wskazuje na istnienie znaczniejszego oporu mechanicznego. W uważanym przypadku opór ten stanowią, w głównej rzeczy, oddziaływania elektrodynamiczne magnesów na prąd krążący w obracanym tworniku, a przez to obracanie właśnie wywołany. Rzeczywiście też, gdybyśmy ten prąd przerwali, przez odłączenie drutu r od biegunów, przyrząd biedz będzie dużo lżej, gdyż wtedy zostaną tylko zwykłe opory mechaniczne, te których skutkiem jest ciepło q.

212. Siły elektromotoryczne indukcyjne. *a*) Ażeby dociec warunków powstawania prądów indukcyjnych, weźmy pod uwagę motor elektryczny najprostszej, jak można pomyśleć budowy. W polu magnetycznem jakiemkolwiek, ale niezmiennem, np. obok bieguna N trwałego magnesu (fig. 271), umieśćmy zamknięty, druciany obwód l, zasilany prądem z bateryi galwanicznej, której siłę elektromotoryczną oznaczymy przez S_0. Pole magnesu wywierać będzie wtedy na obwód pewne siły elektrodynamiczne, a pod ich działaniem zacznie on natychmiast poruszać się. Wiemy, że ruch nastąpi w takim kierunku, żeby liczba linii pola, objętych obwodem, a przechodzących przezeń w kierun-

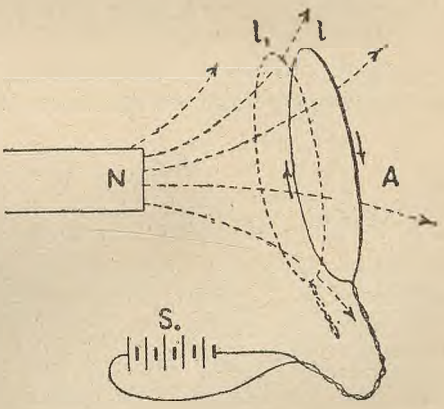


Fig. 271.

ku osi prądu, możliwie się powiększała (ust. 188); w przypadku okazanym na rysunku obwód będzie zatem przez biegun przyciągany. Podczas przesunięcia się obwodu siły elektrodynamiczne wykonają pewną pracę L_0, którą będzie można jakkolwiek zużytkować. Mamy istotnie przed sobą rodzaj bardzo prostego motoru elektrycznego.

W czasie trwania tego przesunięcia obwód będzie przechodził, dajmy nato, kolejno przez pewne dwa położenia l i l_1. Przypuszczam, że te położenia są tak blizkie siebie, a czas trwania, τ, przejścia z l do l_1 tak krótki, iżby natężenie i_0 prądu, który w owym czasie przez obwód przepływa, można było uważać za stałe. Pracę L_0 zyskaną podczes tego małego przesunięcia możemy łatwo obliczyć. Niechaj N oznacza strumień indukcyi magnetycznej (liczbę linii magnetycznych danego trwałego pola) przechodzący przez obwód w jego położoniu l; N_1 cokolwiek większą jego wartość w położeniu l_1. Wtedy według ust. 188 (wzór 1) będzie:

$$L_0 = i_0 (N_1 - N),$$

w czem $N_1 - N$ oznacza widocznie liczbę linii wkluczonych, wskutek tego przecięcia, w objęcie obwodu, albo, inaczej mówiąc, liczbę linii magnetycznych przeciętych przezeń w ciągu czasu τ.

Pracę tę mechaniczną L_0, łącznie z wytworzonem w ciągu czasu τ ciepłem Joula, pokryć musi praca elektryczna bateryi, jako jedyne w tym przypadku źródło energii. Otrzymamy zatem, podobnie jak w ust. 209 (wzór 2):

$$(1) \quad \ldots\ldots S_0 i_0 \tau = i_0^2 r\tau + i_0 (N_1 - N).$$

Stąd oblicza się natężenie i_0 prądu, który przepływał przez obwód w przeciągu owego czasu τ:

$$(2) \quad \ldots\ldots i_0 = \frac{1}{r}\left(S_0 - \frac{N_1 - N}{\tau}\right).$$

Okazuje się tedy, że to natężenie jest rzeczywiście inne, mniejsze, aniżeliby wypadło z prawa Ohma, w założeniu, że w obwodzie l (opór całkowity $= r$), czynną jest jedynie siła elektromotoryczna S_0 bateryi. Widać bowiem, że sile tej przeciwdziała i od niej się odejmuje, inna siła elektromotoryczna, wsteczna, wynikła z ruchu obwodu w polu magnetycznem. Jest to właśnie siła elektromotoryczna „indukowana" a jej wartość wynosi:

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots S = \frac{N_1 - N}{\tau}.$$

Zależy ona, jak widać, jedynie od zmienności położenia obwodu względem linii magnetycznych; w szczególności nie zależy ona wcale ani od materyału, z którego obwód sporządzony, ani od jego oporu elektrycznego, ani od siły elektromotorycznej S_0 bateryi, która w obwodzie była pomieszczona.

b) Stąd, że S nie zależy zgoła od wielkości S_0 wnosimy, że gdyby nawet bateryi S_0 wcale nie było, przesunięcie obwodu, wykonane np. ręką, wznieciłoby w nim jeszcze siłę elektromotoryczną indukcyjną, a jej wartość, w ciągu krótkiej chwili przejścia z l do l_1 wyraziłaby się również przez wzór (3). Kierunek tej siły indukowanej będzie zawsze przeciwny kierunkowi tego prądu i_0, który byłby zdolny sprawić to samo przesunięcie swem działaniem elektrodynamicznem.

O prawdziwości tego wniosku przekonamy się łatwo, włączywszy w obwód, zamiast bateryi S_0, odpowiedni galwanometr G (fig. 272). Podczas przesuwania obwodu, względem magnesu, (chodzi przecież tylko o ruch względny), galwanometr wykaże istotnie prąd elektryczny, wywołany siłą elektromotoryczną indukowaną S, w takim właśnie kierunku, jaki przewiduje teorya. Nie będzie to oczywiście prąd stały; trwać on będzie tak długo, z natężeniem zmiennem, jak długo trwa ruch obwodu. Ustanie, gdy obwód wróci do spoczynku, choćby w zmienionem położeniu.

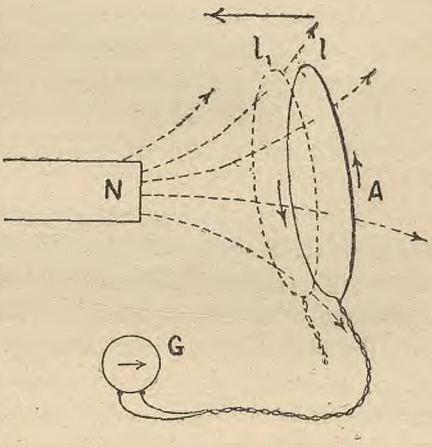


Fig. 272.

W przeciwieństwie do sił elektromotorycznych, jakie spotykaliśmy w ogniwach galwanicznych, siły indukcyjne nie są umiejscowione w jakiemś jednem miejscu, lub w jednym przekroju przewodnika. One działają w całym obwodzie. Zrozumiemy to natychmiast, przyjąwszy np., że obwód (fig. 271 lub 272) jest dokładnie kolisty, a jego oś leży wciąż, podczas przesuwania, na

osi magnesu. Z powodu symetryi wszystkie części obwodu będą brały udział, w równej mierze, w wytwarzaniu tego działania pędzącego w drucie elektryczność w określonym kierunku.

c) Przypuszczam teraz, że obwód l, zaopatrzony znowu w bateryę S_0 (fig. 271), przesuwamy z powrotem w pierwotne położenie. Przechodząc z położenia l_1, wstecz, w położenie l, będzie on tym razem poruszał się wbrew siłom elektrodynamicznym, jakie wynikają z obecności prądu i_0. Na przezwyciężenie tych sił musimy zatem użyć zewnętrznej pracy, znowu w ilości $L_0 = i_0 (N_1 - N)$. Zamiast (1) mieć będziemy teraz równanie energii: $S_0 i_0 \tau = i^2_0 r t - i_0 (N_1 - N)$, skąd:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \quad i_0 = \frac{1}{r}\left(S_0 + \frac{N_1 - N}{\tau}\right).$$

Baterya, której praca elektryczna jest obecnie wspomagana przez pracę mechaniczną, wykonaną przez czynnik zewnętrzny, np. przez naszą rękę, daje teraz, jak widać, prąd chwilowo wzmożony. Wystąpiła bowiem znowu siła elektromotoryczna indukcyjna S, lecz w kierunku przeciwnym niż poprzednio. Kierunek sił elektromotorycznych indukcyjnych odwraca się tedy, ilekroć kierunek przesunięcia obwodu, w danem miejscu pola, zmieni się na przeciwny.

Objaśnia to dobrze następujące proste doświadczenie. W obwód cewek elektromagnesu M (fig. 273) włączona jest mała, kilkuwoltowa żarówka L, tudzież baterya akumulatorów S_0, wystarczająca właśnie do słabego rozżarzenia lampki. Ilekroć oderwiemy od elektromagnesu żelazną zworę Z, użyciem zewnętrznej pracy, lampka rozbłyska nagle silniejszem światłem; przygasa natomiast ilekroć elektromagnes przyciąga zworę. Urządzenie to nie odpowiada wprawdzie, w szczegółach, przypadkowi objaśnionemu na fig. 271, zasada jednak jest ta sama. Elektromagnes, razem ze zworą, działa bowiem raz jako prądnica, raz jako motor elektryczny. Raz jest zasilany pracą zewnętrzną, drugi raz pracuje sam, a potrzebną mu do tego pracowania energię zaoszczędza na świetle lampki.

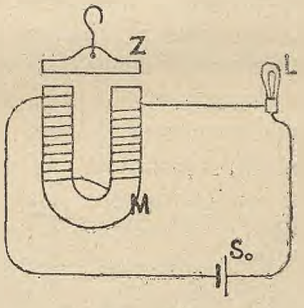


Fig. 273.

d) Zwróćmy nakoniec do obwodu l_1 (fig. 271) zamiast północnego N, południowy biegun magnesu, nie zmieniając zresztą w obwodzie kierunku prądu, wytwarzanego przez bateryę S_0. Linie magnetyczne pola przechodzą teraz przez obwód w kierunku ujemnym względem krążącego w nim prądu i_0, t. j. w kierunku przeciwnym osi prądu. Siły elektrodynamiczne prą tedy obwód w taką stronę, żeby liczba tych linii ujemnych zmniejszała się (ust. 188). W tym przypadku zyskamy więc pracę dodatnią $L_0 = i_0 (N_1 - N)$ wtedy, gdy obwód przesuwa się dobrowolnie wstecz, z l_1 do l. Natężenie prądu wyrazi się zatem przez wzór (2), podczas gdy do przesunięcia wymuszonego, od l do l_1 stosować się będzie wzór (4).

Zarówno tedy w przypadku *c*) jak i *d*) przesuwanie obwodu wbrew siłom elektrodynamicznym wzmacnia natężenie prądu bateryjnego, a tem samem utrudnia jeszcze bardziej przesuwanie.

213. Prawa indukcyi. Zasadniczy wzór (3) okazuje, że im krótszym będzie czas τ, w ciągu którego nastąpiło przesunięcie obwodu, z pewnego położenia l w inne, bardzo blizkie l_1, a więc im nagłej liczba objętych nim linii magnetycznych wzrosła z N na N_1 — tem wyższą będzie wartość siły elektromotorycznej, indukowanej w obwodzie, wtedy, gdy on przechodzi właśnie przez najbliższe sąsiedztwo położeń l i l_1.

Stosunek $(N_1 - N) : \tau$ jest właśnie miarą nagłości tej zmiany, w uważanej fazie przesunięcia, nazwiemy go też „nagłością" zmieniania się liczby N linii magnetycznych w owej chwili. Stosunek ten mierzy się, jak widać, przyrostem liczby linii przypadającym na jednostkę czasu, a więc liczbą linii, jakaby narosła w ciągu sekundy, gdyby narastanie odbywało się przez całą sekundę z tą nagłością, jak w chwili przejścia przez położenie l, albo l_1.

Nagłość zmieniania się jakiejkolwiek wielkości zmiennej x oznacza się często kropką położoną nad znakiem tej wielkości: $\dot{x}$ *).

*) Jeżeli np. s oznacza długość drogi przebytej przez ciało poruszające się, w ciągu pewnego czasu t, zaś s_1 całą jej długość, przebytą aż do chwili późniejszej o nieskończenie krótki czas τ, wtedy stosunek $(s_1 - s) : \tau$ będzie miarą nagłości przedłużania się drogi, a to jest nic innego, jak prędkość ruchu v w danej okolicy toru. Będzie więc $v = \dot{s}$.

Wzór (2), zasadniczy w teoryi indukcyi magnetoelektrycznej, można zatem napisać zwięźle w sposób następujący:

(5) . . . . . $S = -\dot{N}$, poczem powiemy:

I) Ilekroć liczba linii magnetycznych, objętych zamkniętym obwodem, zmienia się—rosnąc lub malejąc—w obwodzie występuje siła elektromotoryczna, równa liczebnie, każdej chwili, nagłości tej zmiany.

We wzorze powyższym opatrzyliśmy nagłość zmiany $\dot{N}$ znakiem ujemnym, a to w tym celu, żeby wskazać zarazem, na wszystkie przypadki, kierunek indukowanej siły elektromotorycznej, stosownie do następującej umowy: siłę elektromotoryczną ozna-

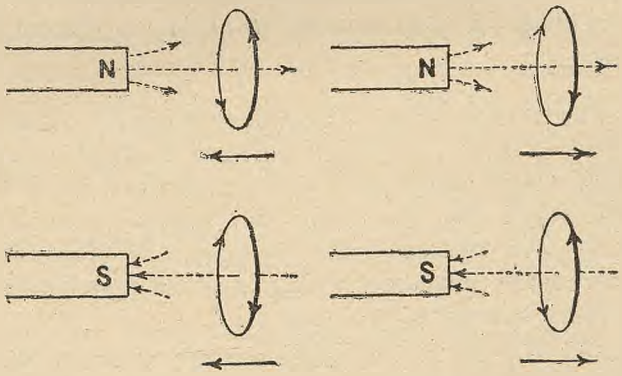


Fig. 274.

czać będziemy jako dodatnią lub ujemną, zależnie od tego, czy wytworzony przez nią prąd okrąża linie magnetyczne w dodatnim, czy w ujemnym kierunku (t. j. w kierunku ruchu skazówek zegara, czy w przeciwnym, gdy patrzymy na obwód w kierunku dodatniego przebiegu linii magnetycznych). Do wszystkich przypadków, rozbieranych w poprzednim ustępie stosować się będzie wtedy następująca reguła:

II) Prąd indukcyjny okrąża linie magnetyczne w kierunku „ujemnym," ilekroć objęty obwodem prądu strumień indukcyi magnetycznej „wzmaga się"; w dodatnim natomiast, gdy ubywa.

Do objaśnienia tej reguły posłuży fig. 274, okazująca kierunki prądów indukcyjnych w różnych przypadkach; poziome

strzałki wskazują kierunek przesuwania obwodu względem magnesu. Rysunek ten warto porównać z odpowiednią fig. 230, gdzie okazane były kierunki sił działania sił elektrodynamicznych.

III) Przypuszczam nakoniec, że zamiast pojedynczego obwodu zastosowaliśmy cewkę złożoną z n jednakowych obwodów drutu isolowanego, nawiniętych ciasno, jeden przy drugim. W każdym z nich powstanie wtedy, podczas przesunięcia z l do l_1 siła elektromotoryczna $-\dot{N}$. Wszystkie te siły działają wzdłuż drutu w tym samym kierunku; wspomagają się tedy w wytwarzaniu prądu, na podobieństwo n ogniw spiętych rzędem, każde o sile elektromotorycznej $-\dot{N}$. Wypadkowa siła elektromotoryczna w obwodzie będzie tedy n-krotnie powiększona:

$$(6) \quad \ldots\ldots\ldots S = -n \cdot \dot{N}.$$

214. Prawa prądów indukcyjnych. Bezpośrednim przedmiotem spostrzeżenia — za pomocą galwanometru G (fig. 272) włączonego w obwód — jest nie siła elektromotoryczna indukcyjna S, lecz wywołany przez nią prąd indukcyjny. Z reguły są to prądy o natężeniu zmiennem, zależnem od nagłości przybywania lub ubywania linii objętych obwodem, a więc od prędkości poruszania się obwodu.

Przypuszczam, że przesunęliśmy obwód z l do l_1 (fig. 272) w przeciągu czasu τ, bardzo krótkiego. Wtedy i prąd indukcyjny przeminie tak szybko, że igła galwanometru, wskutek swej bezwładności, nie będzie zdolną okazać nam poszczególnych faz jego powstawania i zaniku; ona odchyli się tak, jak gdyby otrzymała nagłe, jednorazowe uderzenie. Galwanometr działa wtedy jako galwanometr ballistyczny, a wielkość pierwszego odchylenia igły mierzy (ust. 67) całkowitą ilość elektryczności e, którą prąd indukcyjny ogółem przez obwód przepędził.

Owóż do prądów wytwarzanych w przewodnikach metalicznych i elektrolitycznych, przez siły elektromotoryczne indukcyjne, stosuje się prawo Ohma. Można przekonać się o tem właśnie z pomocą galwanometru ballistycznego. Istotnie, jeżeli włączymy w nieruchomą część obwodu, obok galwanometru (fig. 272), więcej oporu, otrzymamy odpowiednio mniejsze odchylenie igły, chociaż przesunięcie części ruchomej, z l do l_1, a więc i siła elektromotoryczna, będą też same. Oznaczmy tedy przez r całkowity opór cewki ruchomej w polu, razem z łącznikami i galwanometrem. Natężenie i prądu indukcyjnego, płynącego przez

ten obwód, przez przeciąg czasu τ, t. j. czasu przesunięcia ruchomej części obwodu z l do l_1, będzie wtedy (według 3):

$$(7) \quad \ldots\ldots\ldots \quad i = \frac{S}{r} = \frac{1}{r}\,\frac{N_1 - N}{\tau},$$

zatem ilość przepędzonej przez cały obwód elektryczności, $e = i\tau$, czyli:

$$(8) \quad \ldots\ldots\ldots \quad e = \frac{N_1 - N}{r}.$$

Wnosimy stąd że:

IV) Danemu przesunięciu obwodu w niezmiennem polu magnetycznem odpowiada zawsze ta sama ilość elektryczności, przepędzonej przez obwód, bez względu na to, czy przesunięcie odbyło się wolno, czy szybko. W pierwszym razie ona płynie prądem słabym a długotrwałym, w drugim silnym a nagłym; równa się zawsze liczbie linii wkluczonych, czy też wykluczonych z obwodu, podzielonej przez całkowity opór, jaki prąd spotyka.

215. Zastosowanie do pomiaru pól magnetycznych. *a*) Umieśćmy między biegunami magnesu lub elektromagnesu (fig. 275), prostopadle do linii magnetycznych, malutką cewkę, złożoną z n jednakowych, równoległych do siebie obwodów, z których każdy opasuje powierzchnię płaską a centymetrów kwadr.; cewkę tak małą, żeby w zajętym przez nią obszarze pole magnetyczne można było uważać za jednostajne, o natężeniu H (zdoln. magn. powietrza $= \mu_0$). Końce cewki połączyliśmy z galwanometrem ballistycznym i nagłym ruchem wyrwaliśmy cewkę z pola. Galwanometr wykaże chwilowy prąd indukcyjny, który przepędzi ogółem e jednostek elektryczności. Kładąc we wzorze (8) $N_1 = na.\mu_0 H$, $N = 0$, znajdziemy:

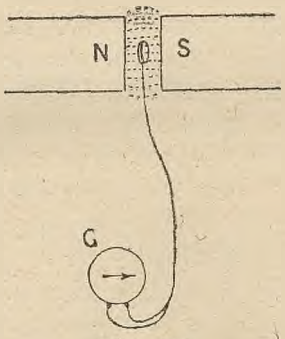


Fig. 275.

$$e = \frac{\mu_0 na H}{r}, \text{ skąd } H = \frac{er}{\mu_0 na}.$$

Tą drogą mierzy się pola elektromagnesów i t. p.

b) Zamiast wytrącać cewkę z pola, otrzymalibyśmy ten sam skutek, obróciwszy ją nagle o 90° około osi prostopadłej do linii magnetycznych, gdyż znowu byłoby $N = 0$. Natomiast otrzymamy skutek dwakroć większy i podwójne odchylenie igły galwanometru, gdy obrócimy cewkę o 180°. Rozważmy to dokładniej. Fig. 276 okazuje w różnych położeniach obwód, albo cewkę, obracającą się około osi *mn*, prostopadłej do linii pola jednostajnego *H*. W czasie obrotu z położenia prostopadłego, w położenie 2, równoległe do linii pola, strumień indukcyi przebijający obwód ubywa wciąż, w położeniu 2 staje się zerem. Oko pa-

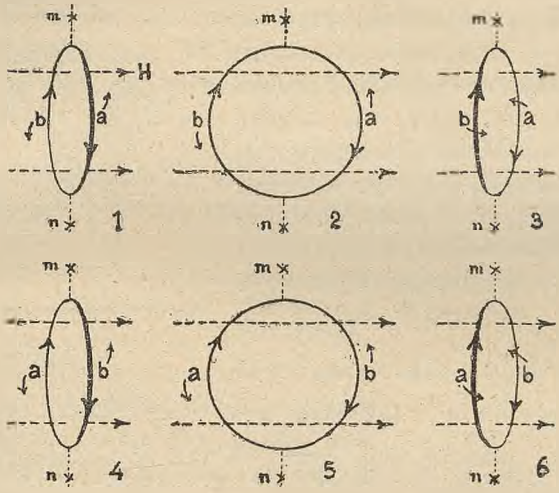


Fig. 276.

trzące na obwód, w kierunku pola, dostrzeże tedy, podczas tej ćwiartki obrotu, prąd krążący w kierunku dodatnim (prawo II), a więc od *a* dołem ku *b*. W ciągu drugiej ćwiartki, od 2 przez 3, do ponownego położenia prostopadłego, strumień wzrasta tak, jak pierwej ubywał. Oko dostrzeże tedy prąd w kierunku ujemnym. Ono patrzy jednak teraz na odwrotną stronę obwodu; na obwodzie samym przeto prąd płynąć będzie wciąż od *a* dołem ku *b*. Istotnie tedy, odwrócenie obwodu o 180° daje dwa razy tyle prądu, jak obrót o 90°, albo usunięcie go z pola.

W czasie całej drugiej połowy obrotu (położenia 4, 5, 6), prąd płynie jednak w przeciwną stronę, od *a* górą ku *b*. W chwili gdy obwód zajmuje położenie prostopadłe do linii pola siła elektromotoryczna *S* zmienia zawsze kierunek. Jej wartość chwilowa

jest wtedy zerem, gdyż nagłość zmiany liczby objętych linii ($\dot{N}$) jest zerem; największe wartości przyjmuje ona w chwilach przejścia obwodu przez położenia równoległe do pola (2, 5).

c) Nawet słabe pole magnetyczne ziemskie daje wyraźne prądy indukcyjne, jeżeli obracać w niem będziemy cewkę owiniętą dostatecznie wielką liczbą obwodów. Fig. 277 okazuje t. zw. induktor ziemski Webera, używany do pomiarów natężenia, częściej kierunku, pola ziemi. Jest to cewka *l*, obracalna korbą około osi (w rysunku pionowej) *AB*. Końce owiniętego isolowanego drutu połączone są z isolowanemi od siebie metałowemi obrączkami *a* i *b*, skąd, przez ocierające się o te obrączki sprężyste miotełki *c* i *d* prąd indukcyjny dostaje się do galwanometru ballistycznego. Przyrządem tym mierzy się, między innemi, kąt ι inklinacyi magnetycznej (ust. 187), w następujący sposób: 1) oś obrotu pionowa, płaszczyzna cewki prostopadła do południka magnetycznego; nagły obrót o 180 przepędza przez galwanometr $e = \frac{2\mu_0 naH}{r}$; 2) oś *AB* ustawiona poziomo, płaszczyzna cewki również; nagły obrót o 180° daje teraz $e' = \frac{2\mu_0 naV}{r}$, gdzie *V* oznacza składową pionową pola ziemi. Z tych dwu spostrzeżeń oblicza cza się natychmiast: $\operatorname{tg}\iota = \frac{V}{H} = \frac{e'}{e} = \frac{\delta'}{\delta}$, gdzie δ' i δ są odpowiednie odchylenia galwanometru.

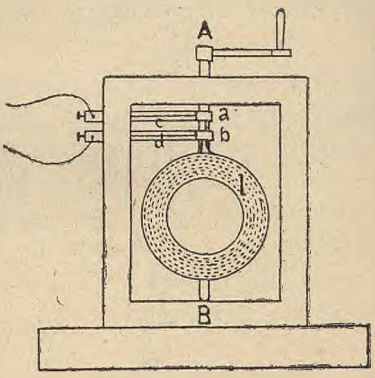


Fig. 277.

216. Reguła Lenza. Hamowanie elektromagnetyczne. Prąd indukcyjny *i*, płynący w czasie przesuwania obwodu w polu magnetycznem z *l* do l_1 (fig. 272) — na podobieństwo wszelkich innych prądów — wytwarza w obwodzie ciepło Joula w ilości $i^2 r\tau$. Pomnożywszy wzór (7), wyrażający natężenie tego prądu, przez *ir*, znajdziemy:

$$i^2 r\tau = i(N_1 - N) = L.$$

Tego wzoru można było spodziewać się.

Uwzględniwszy kierunek prądu indukcyjnego, przekonywamy się, że to ciepło jest zawsze równoważne pracy *L*, którą musieliśmy wykonać, ażeby przesunąć w polu obwód, mający w sobie prąd *i*, wbrew siłom elektrodynamicznym, które wtedy na

niego działają. Zgadza się to zupełnie z zasadą zachowania energii i z tem, co sprawdziliśmy już w ust. 211, w przypadku najogólniejszym indukcyi.

Ciepło wytwarzane przez prąd indukcyjny w całym obwodzie musi być okupione rzeczywistym (t. j. dodatnim) wydatkiem pracy, przez ten czynnik, który obwód wprawia w ruch. W każdym przypadku tedy kierunek prądu indukcyjnego, wytworzonego ruchem przewodnika w polu magnetycznem, musi być taki, iżby siły elektrodynamiczne wywierane przez pole na powstający prąd indukcyjny przeciwdziałały ruchowi, t. j. starały się zahamować, go i zmuszały nas do wykonania dodatniej pracy (reguła Lenza). Z reguł kierunkowych sił elektrodynamicznych (ust. 188, 189) można zatem zawsze wyprowadzić regułę kierunkową prądów indukcyjnych.

Działanie hamujące sił elektrodynamicznych na przewodniki ruchome, w których powstają prądy indukcyjne, objaśnia dosadnie następujący przyrząd (fig. 278). Po nad silną podkową elektromagnetyczną zawieszone jest, na poziomej osi O, wahadło obciążone u spodu miedzianym krążkiem K. Odchylone, waha się długo między okowami elektromagnetu, dopóki ten jest nieczynny. Z chwilą jednak, gdy podniecimy elektromagnes prądem, stwarzając silne pole między okowami, krążek zatrzyma się natychmiast, jak gdyby wpadł nagle w lepką ciecz. Działanie to byłoby słabsze, gdybyśmy krążek miedziany zastąpili innym, z jakiego gorzej przewodzącego metalu. W krążku budzą się oczywiście prądy, hamujące ruch jego w myśl reguły Lenza.

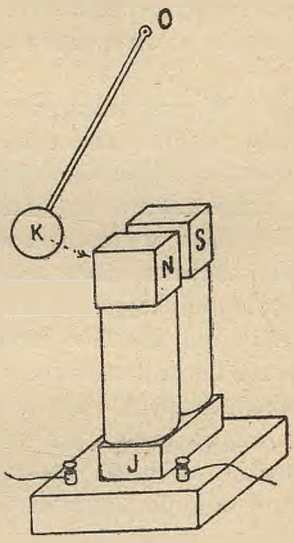


Fig. 278.

Podobnież w galwanometrach o ruchomej cewce (fig. 57) wahania rozbujanej cewki zanikają natychmiast, gdy połączymy spinki przyrządu kawałkiem drutu i umożliwimy przez to krążenie prądu indukowanego w cewce.

Działanie hamujące pól magnetycznych, na wirujące w nich cewki, znajduje też zastosowanie praktyczne np. w hamulcach elektromagnetycznych tramwajów poruszanych pracą elektryczną.

Z tej samej przyczyny magnes wahający się we wnętrzu zamkniętej. grubościennej, miedzianej skrzyneczki, uspokaja się bardzo szybko, z czego korzysta się w wielu konstrukcyach galwanometrów i magnetometrów.

Inny przykład tego pozornego tarcia, mającego w rzeczywistości uzasadnienie elektrodynamiczne objaśnia fig. 279. Na pionowej osi *O* wirówki osadzony jest poziomy krążek miedziany *K*. Skoro zbliżymy doń magnes *ns* (trzymany, przypuszczam naprzód, nieruchomo), obracanie krążka będzie szło cokolwiek trudniej, gdyż teraz będą w nim krążyły prądy indukcyjne, hamujące obrót. Owóż działanie między tymi prądami a magnesem jest wzajemne. Jeżeli tedy uczynimy także magnes ruchomym (na fig. 279 zawieszony na nici) wówczas to pozorne tarcie pociągnie go za krążkiem; pocznie wirować w tym samym kierunku jak krążek — nie dosięgając jednak nigdy tej samej prędkości kątowej, gdyż wtedy znikłby ruch względny, a z nim razem prądy. Z wzajemności działania wynika też, że magnes możnaby osadzić na wirówce, a krążek zawiesić nad nim; wtedy znowu krążek byłby porwany w obrót (magnes należy przegrodzić od krążka szybą szklaną, żeby uchylić wpływ porwanego w wir powietrza).



Fig 279.

W przytoczonych tu przykładach (fig. 278, 279) spotykaliśmy prądy indukcyjne krążące nie w obwodach zamkniętych, z cienkiego drutu, o jakich się mówiło w teoryi, lecz w masowych bryłach metalu, w krążkach i t. p. Rzecz jasna, że krążek taki, czy inną bryłę, można pociąć w myśli, na różne, zamknięte w sobie, cienkie obwody. W każdym z nich, podczas ruchu obok magnesu, powstawać będą prądy indukcyjne, splatające się z sobą, w najrozmaitsze sposoby, zależnie od kształtu bryły. Prądy te będą nawet bardzo silne, gdyż gruba bryła przedstawia mały opór. Zowią się one prądy masowe, albo prądy Foucaulta, albo prądy wirowe (gdyż zamykają się wewnątrz bryły, jak wiry wody w zamkniętej kadzi). Kierunek ich będzie na ogół zawsze taki, żeby regule Lenza stało się zadość. Powstawanie ich można uchylić (są bowiem bardzo szkodliwe w konstrukcyach elektrotechnicznych, zużywając bezużytecznie pracę), albo znakomicie zmniejszyć, składając ruchome bryły z cienkich isolowanych od siebie blaszek, mających kierunek prostopadły do kierunku przewidywanych prądów masowych.

217. PRAWO ELEMENTARNE INDUKCYI MAGNETO-ELEKTRYCZNEJ. Można zapytać: w jakiej mierze przyczyniają się poszczególne elementy obwodu, poruszanego w polu magnetycznem, do całkowitej siły elektromotorycznej indukcyjnej S, którą w całym obwodzie dostrzegamy. Podobne pytanie postawiliśmy w ust. 189, gdy chodziło o rozłożenie działań elektrodynamicznych na siły elementarne, działające na poszczególne elementy obwodu. Podobnie też na nie odpowiemy.

Przypuśćmy, że jeden element ab obwodu może poruszać się niezależnie od reszty; w taki sposób jednak, żeby ciągłość obwodu nie była przerwana. Na fig. 280 element ab, o długości l, ślizga się końcami po dwu metalowych, równoległych do siebie szynach aa' i bb'. Przesunięcie jego o długość $aa' = l'$, w przeciągu τ sekund, zmieni liczbę objętych całym obwodem linii magnetycznych, wywoła przeto pewną siłę elektromotoryczną s, za której miejsce działania można słusznie uważać element ab. Wartość s obliczy się wedle ogólnego wzoru (3), gdyż i praca L sił elektrodynamicznych oblicza się w takim odkształcającym się obwodzie tak samo, jak w przesuwającym się w całości (ust. 188).

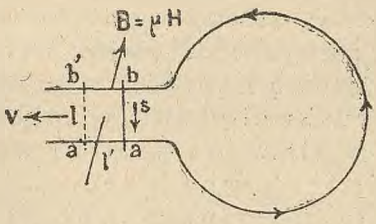


Fig. 280.

Przyjmijmy przypadek najprostszy, gdy element l jest prostopadły do linii pola, i przesuwa się w kierunku prostopadłym zarazem do swej długości i do linii magnetycznych. Załóżmy nadto, że odcinki l i l' są tak krótkie, iż w obrębie zakreślonego przez l prostokąta $abb'a'$ dane pole magnetyczne można uważać za jednostajne; wartość indukcyi magnetycznej tamże niech będzie $B = \mu H$.

Zwiększenie liczby linii objętych przez cały obwód będzie wtedy $N_1 - N = ll' . B$, zatem, według (3):

$$s = \frac{N_1 - N}{\tau} = l . B . \frac{l'}{\tau}.$$

Ponieważ jednak $\frac{l'}{\tau} = v$ oznacza prędkość ruchu elementu, przeto szukane prawo elementarne będzie:

(9) . . . . . $s = l . v . B.$

Ilekroć tedy element obwodu prostopadły do linii magnetycznych porusza się na poprzek przez pole, w kierunku prostopadłym do swej długości i do linii pola, budzi się w nim siła elektromotoryczna równa iloczynowi z długości elementu, indukcyi magnetycznej i z prędkości ruchu; można widocznie także powiedzieć: równa liczbie linii magnetycznych „przecinanych" w jednostce czasu.

Reguła określająca kierunek tego działania elektromotorycznego (por. fig. 280, 281 z fig. 233, 234) wynika natychmiast z odpowiedniej reguły kierunkowej sił elektrodynamicznych, zestawionej z regułą Lenza; możemy wypowiedzieć ją jak następuje: człowiek płynący głową naprzód, w kierunku ruchu elementu (v), patrzący w kierunku pola (B), wskazuje lewą ręką kierunek prądu indukcyjnego (s, fig. 281) *.

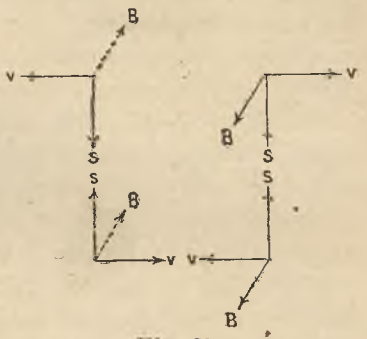


Fig. 281.

Wzór (9) można było otrzymać wprost z prawa elementarnego sił elektrodynamicznych (ust. 189, wzór 1). Jeżeli bowiem i jest natężenie prądu indukcyjnego, który płynie w ciągu krótkiego czasu τ przez obwód, wtedy ruchowi elementu przeciwdziała siła elektrodynamiczna $P = Bli$; praca mechaniczna użyta na jej przezwyciężenie: $L = Pl' = P.v\tau = Bliv\tau$, powinna wyrównać pracę elektryczną: $si\tau$. Z porównania wypada natychmiast (9). Tą drogą czytelnik sprawdzi, że jakikolwiek byłby kierunek elementu i jego ruchu, siła elektromotoryczna indukowana w nim będzie zawsze równa liczbie linii magnetycznych przecinanych na sekundę.

Znalazłszy w ten sposób prawo elementarne, można je zastosować do obliczania działań indukcyjnych w jakichkolwiek i jakkolwiek poruszających się obwodach. Całkowita siła elektromotoryczna w takim obwodzie będzie sumą algebraiczną działań wzbudzonych

*) Niektórzy wolą następującą regułę: jeżeli palec wskazujący prawej ręki wskazuje v, średni B, wtedy wielki wskaże s. Palce należy rozstawić tak, żeby każdy był prostopadły do płaszczyzny wytyczonej przez dwa pozostałe.

(według 9) we wszystkich elementach, na jakie rozłożyliśmy w myśl cały obwód. W niektórych przypadkach prawo elementarne jest dogodniejsze do użycia od ogólnej zasady ust. 213.

Z pomocą tego prawa można np. łatwo okazać, że wszelkie t. zw. motory jednobiegunowe (ust. 191) działać mogą, na odwrót, jako prądnice jednobiegunowe. I tak, jeżeli wyłączymy bateryę z obwodu koła Barlowa (fig. 238), a wprawimy krążek K w ruch obrotowy, około osi C, w tym kierunku, jak naznaczono na rysunku, otrzymamy w obwodzie stały prąd indukcyjny i, w kierunku odwrotnym, aniżeli na rysunku. W krążku powstaje więc siła elektromotoryczna indukcyjna s, taka, iż jej praca elektryczna $si\tau$, w czasie τ, dajmy nato w czasie jednego obrotu, dorównywa pracy mechanicznej $iR^2\pi B$ (ust. 190, c) zużytej jednocześnie na obracanie krążka. Z porównania wypada $s = R^2\pi Bn$, gdzie n oznacza liczbę obrotów w sekundzie.

Podobnież, jeżeli dookoła jednego bieguna m magnesu obracać będziemy drut ACB (fig. 240), n razy w sekundzie, otrzymamy siłę elektromotoryczną $s = 4\pi mn$, gdyż tyle linii drut przecina w sekundzie i t. p.

218. Jednostka elektromagnetyczna sił elektromotorycznych. Załóżmy we wzorze (9): $l = 1$ *cm*, $v = 1$ *cm/sek*; przypuśćmy nadto, że element porusza się w powietrzu ($\mu = 1$), w polu $H = 1$ gaussa, wtedy będzie także $B = 1$ i $s = 1$. Znajdujemy tedy następujące określenie: w bezwzględnym elektromagnetycznym układzie miar jednostką sił elektromotorycznych (a więc i potencyałów, tudzież napięć elektrycznych) jest siła elektromotoryczna wzbudzona w drucie o długości 1 *cm*, który porusza się w powietrzu, na poprzek przez pole magnetyczne o natężeniu 1 gaussa, z prędkością 1 centymetra w sekundzie.

Poprzednio (w ust. 163) określiliśmy tę samą jednostkę sił elektromotorycznych na tej zasadzie, że wykonana przez nią w sekundzie praca elektryczna (zmierzona np. kalorymetrem), podczas przepływu jednostki elektromagnetycznej prądu, wynosi 1 *erg*. Do celów praktycznych pomiaru dogodniejszem jest określenie właśnie podane, gdyż łatwiej jest mierzyć dokładnie prędkości i prądy, aniżeli ilości ciepła.

Najważniejsze też sposoby pomiarów bezwzględnych, nietylko sił elektromotorycznych, lecz (przez prawo Ohma) i opo-

rów, opierają się na prawach indukcyi magnetoelektrycznej. Tak np. za pomocą induktora ziemskiego (fig. 277), o odmierzonej geometrycznie powierzchni opasanej, łącznie z galwanometrem ballistycznym, można wymierzyć bezwzględną wartość oporu obwodu, skoro się uprzednio wymierzyło wartość pola magnetycznego ziemi. Podobne pomiary można też wykonywać kołem Barlowa połączonem z busolą stycznych i t. p.

Przykład. Po dwu równoległych do siebie, poziomych szynach, odległych od siebie o 1,5 *m*, posuwa się, dotykając ich końcami, pręt metalowy (np. oś wozu kolejowego) z prędkością 2 *m* w sekundzie. Obliczyć siłę elektromotoryczną, indukowaną w nim przez składową pionową pola ziemi ($V = 0{,}4$ gauss.). Wzór (9) daje: $s = 150 \cdot 0{,}4 \cdot 200 = 12000$ jedn. e. m. bezwzględnych $= 12000 \cdot 10^{-8}$, czyli 0,00012 *woltów*.

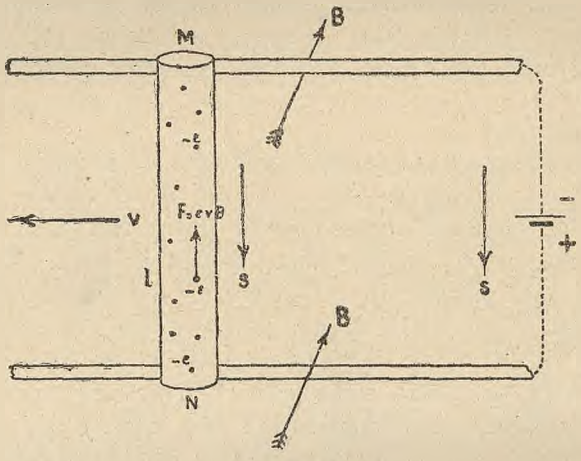


Fig. 282.

219. Teorya elektronowa tłumaczy zjawisko prądów indukowanych w przewodnikach poruszających się w polu magnetycznem w sposób niezmiernie prosty. W każdym przewodniku obecne są swobodnie ruchome cząsteczki (jony, elektrony) obdarzone nabojami elektrycznymi. Np. w drucie metalowym *MN* (fig. 282) znajdują się swobodne elektrony, każdy z nabojem elementarnym $-\varepsilon$ (ust. 125). Ilekroć elektron taki porusza się (z jakiejkolwiek przyczyny) z prędkością *v*, na poprzek przez pole, w którem panuje indukcya magnetyczna *B*, doznaje on popędu w kierunku prostopadłym, zarazem do kierunku ruchu, jak i do

kierunku pola. Stosuje się to zarówno do elektronów lecących, na mocy bezwładności, w promieniach katodowych (ust. 82, fig. 113), jak i do elektronów unoszonych razem z drutem w uważanym teraz przypadku. Siła magnetoelektryczna działająca na każdy elektron ma wartość $F = \varepsilon v B$ (ust. 165), a jej kierunek (ust. 33, 82) odpowiada właśnie mającemu się wytłumaczyć działaniu: jest wprost przeciwny sile elektromotorycznej indukcyjnej s (bo też nabój elektronu jest ujemny). Owóż te siły F, pędząc elektrony wzdłuż drutu MN wytwarzają właśnie prąd indukcyjny.

Ażeby okazać, że teorya ta prowadzi również do wzoru (9) na siłę elektromotoryczną indukcyi, obliczmy, jak wielkiej należałoby użyć siły elektromotorycznej zewnętrznej (np. ogniwa s, fig. 282), włączonej w obwód, w kierunku przeciwnym, któraby właśnie starczyła do zatamowania prądu indukcyjnego w drucie MN. Na końcach tego drutu ogniwo to wytworzyłoby wtedy różnicę potencyałów $= s$; wzdłuż drutu, którego długość $= l$, mielibyśmy zatem spad potencyału (= natężenie elektryczne) $E = \frac{s}{l}$. Na każdy elektron działałaby wówczas siła elektryczna $= \varepsilon . \frac{s}{l}$, wprost przeciwna magnetoelektrycznej F. Z porównania $\varepsilon v B = \varepsilon . \frac{s}{l}$, wypada istotnie $s = l B v$, a to jest właśnie wzór (9).

220. Skutki elektrostatyczne indukcyi magneto-elektrycznej. Gdyby obwód, którego częścią jest poruszający się drut MN (fig. 282) nie był zamknięty, nie otrzymaliśmy oczywiście prądu indukcyjnego. Elektrony podlegałyby jednak siłom magneteoelektrycznym F, w drucie byłaby więc czynną siła elektromotoryczna s. Objawy jej działania byłyby w tym przypadku wyłącznie elektrostatyczne, podobnie jak objawy sił elektromotorycznych ogniw galwanicznych otwartych. Przypuszczam np., że na miejsce ogniwa s (fig. 282) włączono kondensator o pojemności c. Wtedy on naładuje się chwilowym prądem indukcyjnym; przyjmie nabój $e = cs$, poczem nastąpi równowaga elektryczna: napięcie kondensatora równoważyć się będzie siłą elektromotoryczną indukcyjną, czynną w poruszającym się drucie MN.

221. Motory elektryczne i prądnice na prąd stały. *a*) Motory. Najdonioślejszem, pod względem technicznym i ekonomicznym, zastosowaniem Faradayowego odkrycia indukcyi magne-

to-elektrycznej, jest wytwarzanie prądów elektrycznych sposobami wyłącznie mechanicznymi, za pomocą t. zw. dynamoelektrycznych machin, czyli prądnic. Każda machina tego rodzaju może działać dwoako (ust. 210): zasilana prądem daje pracę, stanowi motor elektryczny; zasilana pracą daje prąd, jest prądnicą. Rozpatrzmy naprzód działanie motorów elektrycznych w świetle praw indukcyi.

Weźmy motor upustowy, opisany w ust. 191 (fig. 243). Twornik jego T połączony jest w A i B z przewodami stacyi elektrycznej, między którymi utrzymywane jest stale napięcie S_0 (staraniem stacyi, przez ciągłą regulacyę jej przyrządów; ono wynosi zwykle 110, albo 220, albo 440 woltów). Przez obwód ATB twornika, który natychmiast zacznie wirować, przepływa wtedy prąd o pewnem natężeniu J. Przewody stacyi zasilają jednocześnie także obwód boczny $aNSb$, w którym leżą cewki elektromagnesu, stwarzającego pole magnetyczne dla twornika.

Obwód twornika otrzymuje zatem od stacyi w każdej sekundzie pracę elektryczną S_0J. Kosztem tej pracy pokrywa się naprzód ciepło Joula J^2R (R oznacza opór twornika, razem z łącznikami), następnie praca mechaniczna K wytwarzana, również w sekundzie, przez obracający się twornik. W przeważnej części praca ta zużywa się zewnątrz motoru, na pędzenie połączonych z nim machin roboczych; w małej części w motorze samym, na pokonanie tarcia osi, oporu powietrza i t. p. Będzie tedy: $S_0J = J^2R + K$.

Okazaliśmy poprzednio (w ust. 191), że $K = pJNn$, w czem p oznacza liczbę obwodów nawiniętych na tworniku, n liczbę jego obrotów w sekundzie, N strumień indukcyi magnetycznej, wytwarzany przez elektromagnes NS, a przynajmniej tę jego część, którą twornik istotnie w siebie bierze. W wirującym w polu magnetycznem tworniku budzi się jednak (ust. 209) wsteczna siła elektromotoryczna indukcyjna S, której przezwyciężenie przez prąd J rodzi właśnie pracę mechaniczną K. Będzie zatem także $K = SJ$. Uwzględniając wzór poprzedni otrzymuje się:

(1) . . . . . $S = pNn.$

Prąd J niema zatem tej mocy, jakąby miał, gdyby twornik nie wirował. Jego natężenie wynosi tylko:

$$J = \frac{S_0 - S}{R} = \frac{S_0 - pNn}{R};$$

będzie więc zależne od szybkości wirowania n twornika. W pierwszej chwili, po przyprzężeniu twornika do przewodów stacyi, gdy $n = 0$,

a więc gdy brak jeszcze wstecznej siły elektromotorycznej S, prąd wpadający z sieci miejskiej w twornik byłby tak silny, że spaliłby isolacyę drutów. Ażeby temu zapobiedz, włącza się na początek, w obwód twornika, dość znaczny opór dodatkowy (opornica rozruchowa, czyli t. zw. starter R, fig. 243), który wyłącza się stopniowo, gdy twornik dojdzie do pełnego biegu.

Liczba obrotów n wynika z równania (1):

$$n = \frac{S}{pN}, \quad \text{albo } n = \frac{S_0 - JR}{pN}.$$

Zważywszy, że opór twornika jest zazwyczaj niewielki, dostrzegamy, że szybkość wirowania zależy głównie od wysokości przyłożonego napięcia S_0, i od strumienia magnetycznego N. Rośnie, gdy N maleje. Wynik ten oznacza, że w słabem polu twornik musi bardziej śpieszyć, żeby rozwinął żądaną dzielność K. Chcąc zatem przyśpieszyć bieg motoru, musimy osłabić prąd zasilający cewki elektromagnesu, do czego służy osobna, t. zw. regulacyjna opornica (r, fig. 243).

Skoro tedy w danem polu magnetycznem szybkość wirowania n jest prawie niezmienną, przeto praca zyskana $K = SJ = pNnJ$ będzie wprost proporcyonalna do pobranego prądu J. Im bardziej motor obciążymy, np. przez dołączenie machin roboczych, tem więcej prądu będzie on brał z sieci.

b) Prądnice. Przypuszczam teraz, że odłączono twornik od przewodów sieci, zostawiając na razie jeszcze przyłączony do niej elektromagnes. Jeżeli wtedy, użyciem zewnętrznej pracy (np. za pomocą pasa P, fig. 283, łączącego twornik z machiną parową, albo innym jakim motorem) wprowadzimy twornik w ruch wirowy. z tą szybkością i w tym kierunku, w jakim wirował poprzednio, wówczas powstanie w nim znowu siła elektromotoryczna indukcyjna S, wyrażona przez ten sam wzór (1). Wystarczy teraz połączyć miotełki M i M' drutem MGM', ażeby otrzymać prąd elektryczny sposobem czysto mechanicznym. Prąd ten będzie przeciwny co do kierunku temu prądowi, który pierwej zasilał twornik. Przyrząd zamienił się tedy na prądnicę, wytwarza pracę elektryczną kosztem mechanicznej; elektrody M i M' stały się biegunami tego źródła siły elektromotorycznej.

Natężenie prądu zyskanego w przewodniku zewnętrznym MGM' oznaczymy je znowu literą J, zależeć będzie oczywiście od oporu r tego przewodnika (przez R oznaczamy, jak pierwej, opór twornika samego, mierzony od M do M'). Zawsze jednak ważnem będzie równanie pracy $K = SJ$, gdyż SJ jest pracą elektryczną, która powstaje

kosztem mechanicznej K, dostarczanej z zewnątrz (po potrąceniu małej pracy na opory tarcia w samym przyrządzie). Że jednak, według prawa Ohma $J = \frac{S}{R+r}$, przeto $J = \frac{pNn}{R+r}$, $K = pNnJ$.

Prąd otrzymany wzrastać tedy będzie (zakładając na razie jeszcze stałe N) proporcyonalnie do szybkości obrotu twornika (n); praca zużyta zaś K proporcyonalnie do otrzymanego prądu J.

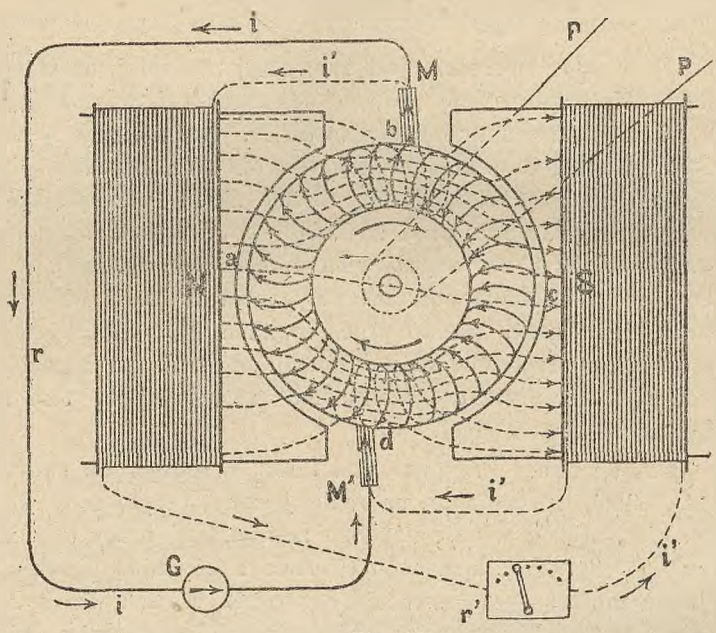


Fig. 283.

Nie trudno będzie uzasadnić w szczegółach powstawanie w torniku prądnicy siły elektromotorycznej S (wzór 1), przez zastosowanie praw indukcyi do obwodów twornika, krążących w polu magnetycznem. Zostawiając rozbiór ten czytelnikowi, zwracamy tylko uwagę, że prądy indukowane w obu połowach twornika, *dab* i *dcb*, krążą w przeciwnych kierunkach, a zlewają się w biegnnach M i M' w jedno spólne koryto. Obie te połowy możnaby porównać z dwoma ogniwami spiętemi równolegle, każde o sile elektromotorycznej S.

Prądy wytwarzane przez machiny dynamoelektryczne nie są dokładnie stałe, nawet gdy twornik wiruje zupełnie jednostajnie. Miotełki M i M', zbierające prąd z kollektora tornikowogo są wpraw-

dzie tak szerokie, że nigdy nie następuje zerwanie ich styczności z obwodem twornika, jakby to można podejrzywać z wejrzenia schematycznej fig. 283. Mimo to prąd waha się cokolwiek w natężeniu za każdem przejściem jednego odcinka kollektora pod miotełką — waha się zresztą tem mniej, im liczniejsze są odcinki na kollektorze. Stałemi dokładnie byłyby tylko prądnice bez kollektorów, budowane na zasadzie jednobiegunowej (ust. 217); te nie znalazły jednak praktycznego zastosowania.

c) Zasada dynamoelektryczna. W r. 1867 Siemens ulepszył znakomicie i uprościł prądnice, zwróciwszy uwagę, że zbędną jest rzeczą używać oddzielnego źródła prądu do zasilania elektromagnesu *NS*; można w tym celu użyć prądu wytwarzanego przez samże twornik prądnicy. Ślady namagnesowania znajdą się zawsze w żelaznych rdzeniach elektromagnesu. Skoro tedy wprowadzimy twornik w obrót, powstanie w nim odrazu słaby prąd indukcyjny, bez osobnego zasilania elektromagnesu. Owóż cewki elektromagnesu można połączyć z twornikiem w taki sposób, żeby prąd ten przechodził przez nie, czy to w całości, czy tylko w części. Krążąc w cewkach wzmocni on natychmiast początkowe namagnesowanie rdzeni, wślad czego wzrośnie też prąd w tworniku i t. d. W ten sposób, po kilku sekundach strumień indukcyi N dojdzie do największej wartości, jaką elektromagnes dać może, poczem siła elektromotoryczna S przyjmie pewną wysoką wartość, stałą już, zależną tylko od szybkości wirowania twornika. Przez cewki elektromagnesu można przepuścić bądź to pełny prąd J, dostarczany przez twornik (prądnice rzędowe) bądź też, jak na fig. 283, tylko małą jego cząstkę i'. Drut elektromagnesu, w tym razie cienki, owinięty na rdzeniach w licznych obwodach, o oporze dość znacznym r', stanowi wtedy rodzaj upustu wstawionego między bieguny M i M' (prądnice upustowe). Do obwodu użytkowego MGM', mającego mniejszy opór r, dostaje się wówczas główna część prądu: $i = J - i'$.

Rzecz jasna, że część pracy mechanicznej K, użytej na obracanie twornika, albo część równej niemal temu K pracy elektrycznej SJ, będzie zużyta na podtrzymywanie tego prądu i' w cewkach elektromagnesu, gdzie on wywięzuje przecież w każdej sekundzie ciepło $i'^2 r'$. Inna część tej pracy gubi się w oporze samego twornika, wytwarzając tam również ciepło nieużyteczne *). W obwodzie użytko-

*) Część jeszcze traci się na niedające się nigdy całkowicie usunąć prądy masowe (ust. 216) w wirujących, metalowych częściach machiny i na ciepło powstające wskutek histerezy w przemagnesowywanym ciągle żelaznym rdzeniu twornika.

wym pozostaje do dowolnego rozporządzenia tylko praca elektryczna is, w czem s oznacza różnicę potencyałów na miotełkach M i M', czyli t. zw. napięcie biegunowe prądnicy, i natężenie prądu użytkowego.

Widocznie jest $s = S - JR$ (ust. 118, wzór 7), a także: $s = i'r' = (J - i)\, r'$. Napięcie biegunowe s będzie tedy wahać się cokolwiek, zależnie od ilości prądu użytkowego i, pobieranego z machiny. Wahania te można jednak wyrównać przez odpowiednie regulowanie strumienia indukcyi N, a więc przez wzmacnianie lub osłabianie prądu i', co się uskutecznia przez włączanie lub wyłączanie dodatkowych oporów w obwód elektromagnesu (opornica upustowa r'. fig. 283). W krańcowym przypadku, gdy obwód użytkowy przerwany ($r = \infty$, $i = 0$) pełny prąd twornika idzie w cewki elektromagnesu; wtedy S i s osiągają wartości najwyższe. Krótkie spięcie biegunów natomiast ($r = 0$) ogałaca elektromagnes z prądu, S i s spadają niemal do zera.

O prądnicach rzędowych i rzędowo-upustowych (mieszanych) pouczają specyalne dzieła elektrotechniczne.

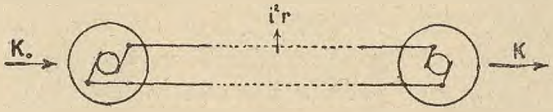


Fig. 284.

d) Elektryczna przesyłka pracy. Zrozumiemy teraz, w jaki sposób rozwiązano tak ważne w nowoczesnym przemyśle zadanie przesyłania pracy mechanicznej po drutach, nawet do miejsc odległych. Fig. 284 wyobraża dwie machiny dynamoelektryczne, których bieguny połączone są drutami o łącznym oporze r, licząc w to opory samych machin. Dla uproszczenia przyjmiemy, że pola magnetyczne obu machin są niezmienne (jak wyżej lit. *a*) — jakby było, gdyby zamiast elektromagnesów zastosowano w nich magnesy trwałe). Pierwsza, zasilana z zewnątrz pracą mechaniczną K_0 (na sekundę), działa jako prądnica o sile elektromotorycznej S_0. Wytwarzany przez nią prąd i wprowadza w ruch machinę drugą, motor, który oddaje na zewnątrz pracę K, a prądowi przeciwstawia siłę elektromotoryczną wsteczną S. Pomijając straty pracy w samych machinach mielibyśmy: $K_0 = S_0 i$, $K = Si$, tudzież $i = \frac{S_0 - S}{r}$.

Widać, że praca odzyskana K nie dorówna nigdy całkowicie włożonej K_0, już choćby z tego względu, że część jej $i^2 r$ rozprasza

się w przewodnikach, w postaci ciepła Joula. W najlepszym razie będzie: $K = K_0 - i^2 r$, czyli: $K = Si = S_0 i - i^2 r$. Stosunek pracy odzyskanej do włożonej wynosi tedy: $\frac{K}{K_0} = 1 - \frac{ir}{S_0}$. Przy danej wartości iloczynu ir będzie on tem bliższy jedności, przesyłka tem korzystniejszą, im wyższą będzie siła elektromotoryczna S_0, a tem samem i S. W tych warunkach można pracę przesyłać prądami słabymi, po drutach o dużym oporze, a więc cienkich i tanich.

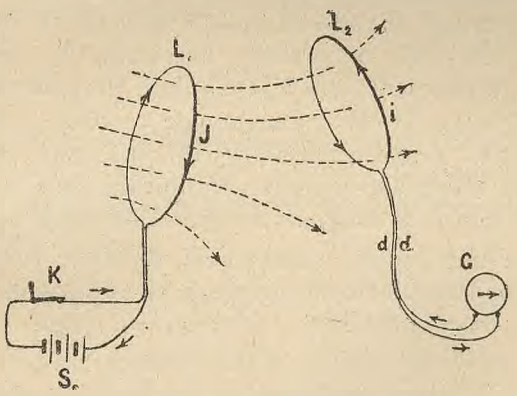


Fig. 285.

222. Indukcya, wzajemna. Zasadnicze prawo indukcyi magnetoelektrycznej czyni zależnem powstawanie siły elektromotorycznej, w zamkniętym obwodzie, od zmiany objętego obwodem strumienia indukcyi magnetycznej. Nie orzeka ono jednak wcale, ani skąd strumień ten ma pochodzić, ani z jakiej przyczyny się zmienia. Naprzód tedy, źródłem linii magnetycznych może być nie magnes trwały, lecz inny obwód L_1 (fig. 285), t. zw. obwód pierwszorzędny, albo indukujący, w którym wytwarzamy prąd np. za pomocą bateryi galwanicznej S_0. Można też użyć cewki złożonej z wielu takich obwodów, albo — co znakomicie strumień indukcyi pomnoży — cewki opatrzonej rdzeniem żelaznym, t. j. elektromagnesu. Powtóre, zmiana liczby linii przebijających obwód uważany L_2 (obwód wtórny, albo indukowany), może być wywołana, nie przez przesuwanie tego obwodu w polu, lecz przez zmianę natężenia prądu w obwodzie pierwszorzędnym, np. poprostu przez zamykanie lub przerywanie tego obwodu.

Że w tych warunkach powstają również prądy indukcyjne w obwodzie L_2 i że do sił elektromotorycznych, które je pędzą, stosuje się toż samo zasadnicze prawo (wzór 3, ust. 212, albo wzór 5, ust. 213) stwierdziły to już doświadczenia Faradaya — pierwsze, jakie on w szeregu swych badań nad indukcyą magnetoelektryczną wykonał (w r. 1831).

Przyłączmy do obwodu indukowanego L_2 galwanometr ballistyczny G, dbając o to, żeby druty dd, łączące obwód z galwanometrem, biegnąc tuż obok siebie, nie opasywały znaczniejszej powierzchni i nie tworzyły osobnego obwodu. Zamknijmy, za pomocą wyłączki K, obwód indukujący L_1. W mgnieniu oka ustali się w nim prąd o pewnem natężeniu J_0, wytrysną linie magnetyczne, a pewna liczba N_0 tych linii, proporcyonalna do J_0, przebije obwód L_2. Owóż galwanometr wykaże wtedy prąd indukcyjny, t. zw. prąd zamknięcia, trwający również tylko mgnienie oka, mianowicie przez ową niezmiernie krótką chwilę, gdy strumień indukcyi magnetycznej w obwodzie L_2 się zmienia.

Kierunek tego prądu zamknięcia, zgodnie z regułą ogólną (ust. 213, II) będzie ujemny względem narastających linii magnetycznych, a więc przeciwny kierunkowi prądu indukującego (fig. 285).

Podobnież nagłe otworzenie wyłączki K sprawi nagłe zniknięcie N_0 linii magnetycznych z obwodu L_2, a w następstwie tego znowu chwilowy „prąd otwarcia", o kierunku przeciwnym poprzedniemu.

Jakkolwiekby prąd indukujący narastał, od początkowej swej wartości zero, do końcowej trwałej J_0, jaką mu przypisuje prawo Ohma — w pewnej chwili pośredniej mieć on będzie pewną wartość pośrednią J. Obwód L_1 przesyła wówczas przez obwód L_2 liczbę $N = Q \,.\, J$ linii magnetycznych, w czem Q oznacza spółczynnik indukcyi wzajemnej obu obwodów (ust. 205), liczbę stałą, zależną od ich kształtu, wzajemnego położenia i zdolności magnetycznej otaczającego ośrodka.

W chwili późniejszej od uważanej, o jakiś niezmiernie krótki czas τ, prąd indukujący zwiększy się do J', liczba linii do $N' = QJ'$. Wskutek tej zmienności działać będzie w obwodzie L_2 w ciągu tego czasu τ, siła elektromotoryczna indukcyjna (ust. 212, 213):

$$(1) \quad \ldots\ldots \quad S = \frac{N' - N}{\tau} = Q \,.\, \frac{J' - J}{\tau} = -Q \,.\, \dot{J}$$

proporcyonalna, jak widać, do n a g ł o ś c i narastania prądu indukującego.

Natężenie prądu indukowanego w obwodzie L_2, w owej chwili, wynosi, według prawa Ohma:

$$(2) \quad . \quad . \quad . \quad i = \frac{S}{r} = \frac{Q}{r} \cdot \frac{J' - J}{\tau} = -\frac{Q}{r} \cdot \dot{J},$$

w czem r oznacza opór obwodu L_2, łącznie z galwanometrem.

Ilość elektryczności, którą prąd ten przepędził przez obwód w ciągu tegoż czasu będzie:

$$e = i\tau = \frac{Q}{r} \cdot (J' - J).$$

Zsumowawszy wszystkie podobne ilości elektryczności, jakie przepłyną przez L_2, począwszy od chwili zamknięcia obwodu L_1, aż do ostatecznego ustalenia się w nim prądu J_0, znajdziemy widocznie sumę:

$$(3) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad e_0 = \frac{Q}{r} \cdot J_0,$$

gdyż suma wszystkich przyrostów takich jak $J' - J$, składa się na końcową wartość J_0 prądu indukującego.

Jasnem jest, że prąd przerwania, w chwili otwierania wyłączki K, przepędzi znowu przez obwód indukowany L_2 ogółem taką samą ilość elektryczności e_0 w kierunku przeciwnym, bez względu nato, czy prąd J_0 znikał tak samo, jak pierwej narastał, czy inaczej; e_0 zależy bowiem, według (3), tylko od jego końcowej, czy początkowej wartości.

Inaczej siła elektromotoryczna S, tudzież zmienne natężenie i tego krótkotrwałego prądu indukcyjnego w czasie jego płynięcia. Im naglej zerwiemy prąd J_0, tem wyższych wartości dosięgnie napięcie S i prąd i. Że jednak będzie płynął krócej, przepędzi jednak zawsze tę samą ilość elektryczności e_0.

Fig. 286 służy do uzmysłowienia tych stosunków. Rzędne linii krzywej pełnej wskazują od A do B narastanie prądu indukującego J, po zamknięciu wyłączki K; następnie, od C do D, jego spadek, w chwili jej otwierania. Rzędne linii kreskowanej, zawsze proporcyonalne do „s t r o m o ś c i" pełnej, wyobrażają zmienność siły elektromotorycznej S, indukowanej w obwodzie wtórnym.

Na wzorze (3) opiera się najprostszy sposób mierzenia spółczynnika indukcyi wzajemnej dwu obwodów. Zmierzywszy ampermetrem prąd stały J_0, galwanometrem ballistycznym ilość elektryczności e_0, mostkiem Wheatstona całkowity opór r obwodu wtórnego, obliczymy natychmiast $Q = \frac{re_0}{J_0}$. Jeżeli tamte wielkości wyrazimy w amperach, kulombach, ohmach, spółczynnik Q będzie dany w kwadrantach (henrych, ust. 205 przypis).

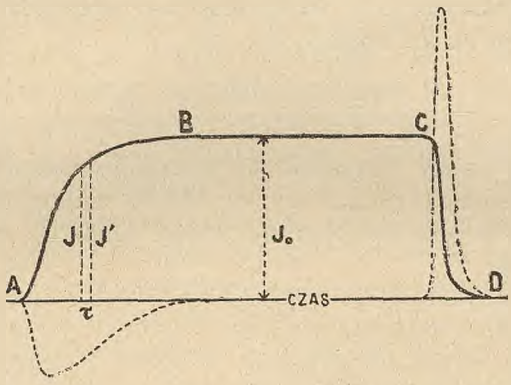


Fig. 286.

223. Indukcya własna. Zmiana liczby N, objętych obwodem linii magnetycznych, działać nań będzie indukcyjnie, nietylko wtedy, gdy linie te są „obce", t. j. gdy pochodzą od innego jakiegoś obwodu lub magnesu. Równem prawem powstawać w nim będzie siła elektromotoryczna, gdy linie te są „własne", a więc gdy należą do pola magnetycznego prądu J, krążącego w samymże uważanym obwodzie, za sprawą jakiegokolwiek źródła prądu, np. ogniwa S_0 (fig. 287). Liczba N zmienia się, ilekroć zmienia się natężenie prądu J. Jest każdej chwili do J proporcyonalna, równa się mianowicie $N = Q_0 J$, w czem Q_0 oznacza spółczynnik indukcyi własnej (ust. 206) danego obwodu.

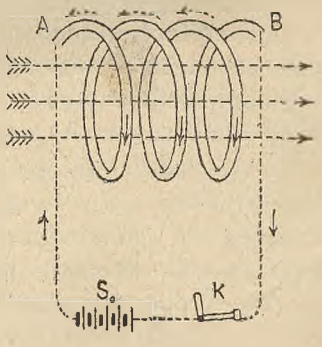


Fig. 287.

Wszelka tedy zmiana natężenia prądu w obwodzie wywołuje w nim nową siłę elektromotoryczną:

$$S = -\dot{N} = -Q_0\dot{J},$$

która, zależnie od kierunku, dodaje się do pierwotnej S_0, albo się od niej odejmuje.

Dostrzeżemy łatwo, że nowa ta siła elektromotoryczna „indukcyi własnej" przeciwdziała w każdym przypadku zachodzącej zmianie prądu. Ilekroć bowiem prąd w obwodzie wzrasta (np. wskutek wyłączenia oporu, albo dołączenia ogniwa), wzmagający się strumień N indukcyi magnetycznej wywołuje siłę elektromotoryczną $-\dot{N}$ w kierunku ujemnym (przypadek fig. 287, strzałki kreskowane), a więc wprost przeciwnym samemu prądowi J, przez co wzrastanie jego będzie zwolnione. Ilekroć natomiast prąd J spada, indukcya własna działa w kierunku tegoż prądu, stara się go podtrzymać. W obu razach jest proporcyonalna do nagłości $\dot{J}$ zmian prądu. Indukcya własna nadaje tedy prądowi elektrycznemu pozór jak gdyby strumienia bezwładnej cieczy. Poddany działaniu siły zewnętrznej strumień taki stopniowo przecież tylko się rozpędza. Po odjęciu siły znowuż nie staje natychmiast, lecz pędzi dalej, dopóki tarcie nie wyczerpie jego energii.

Najdobitniej uwydatniają się objawy indukcyi „własnej" podczas nagłego przerywania obwodu przewodzącego prąd. W chwili gdy metalowe styczki wyłączki K (fig. 287), odłączając się od siebie, dotykają się jeszcze na malutkiej zaledwie powierzchni, opór obwodu podnosi się szybko do wysokiej wartości. Prąd spada nagle od pierwotnej wartości J_0 niemal do zera, a towarzyszący temu spadkowi nagły zanik magnetycznego strumienia wywołuje potężną siłę elektromotoryczną S. Może ona przewyższać setki albo tysiące razy siłę elektromotoryczną S_0 ogniwa, które wytwarzało pierwotny prąd. Wystarczy sowicie do wywołania rozbrojenia przez warstewkę gazu, między rozchylonymi już styczkami wyłączki, wzbudzi rodzaj krótkiego i krótkotrwałego łuku elektrycznego (iskra otwarcia) — który rychło zgaśnie, gdy odstęp styczek jeszcze się powiększy.

Natężenie tych objawów zależy, obok oporu obwodu, w pierwszym rzędzie od wartości spółczynnika Q_0 indukcyi włas-

nej *). Długi choćby, drut złożony we dwoje, odrywany od biegunów bateryi galwanicznej, nie daje żadnej niemal iskry otwarcia. Zjawi się ona jednak natychmiast, gdy zwiniemy tenże sam drut w cewkę, a zwłaszcza, gdy włożymy w nią rdzeń żelazny. Każdy obwód takiej cewki działać będzie wtedy indukcyjnie na każdy inny (fig. 287); żelazo zaś powiększa wartość strumienia N, przeto też jego zmianę $\dot{N}$. Drut znowu złożony we dwoje nie opasuje żadnych linii magnetycznych, niema też indukcyi własnej (stąd bifilarne zwijanie drutów w opornicach, ust. 119).

Dotknąwszy się palcami końców A i B (fig. 287) cewki wielo-obwodowej, odczuwać będziemy wstrząśnienia za każdą przerwą prądu. Nie odczuwamy natomiast nic, dotykając się biegunów kilkuwoltowej bateryi S_0, która tego prądu dostarcza.

W chwili zamykania obwodu bateryi S_0 nie pojawia się żadna iskra, nie podoła temu słabe napięcie na styczkach. Po zamknięciu jednak, szybki wzrost prądu wywołuje znowu siłę elektromotoryczną własną, ale tym razem wsteczną. W tem leży przyczyna, że prąd nie uzyska odrazu pełnego natężenia $J_0 = \frac{S_0}{r}$, jakie mu przypisuje prawo Ohma, na wypadek, gdy jest stały. Przeciwnie, jego natężenie wzrasta stopniowo, od zera do J_0, tem wolniej, im większa jest wartość spółczynika indukcyi własnej Q_0.

Że w chwili włączenia ogniwa w obwód prąd nie może podskoczyć natychmiastowo do wartości trwałej J_0, wynika to także z prawa zachowania energii. Wszakże po ustaleniu się prądu jego pole magnetyczne przedstawia nagromadzenie energii w ilości $T = \frac{1}{2} Q_0 J^2_0$ (ust. 207, wzór 5). Energii tej dostarczyć musi praca elektryczna ogniwa; w tym celu zaoszczędzić ono musi tyleż na cieple Joula. Energia wyzwolona w iskrze otwarcia nie jest wtaśnie czem innem, jak wyładowaniem się tej przyoszczędzonej i w polu magnetycznem prądu nagromadzonej energii.

Natężenie J prądu, po upływie t sekund od chwili zamknięcia obwodu (opór całkowity, łącznie z ogniwem, $= r$) można uważać jako różnicę dwu przeciwnych sobie prądów: stałego od początku prądu $J_0 = \frac{S_0}{r}$, pochodzącego od ogniwa i prądu przemijającego

*) Mierzenie tego spółczynnika jest sprawą dość trudną i zawiłą. Niektóre sposoby objaśnią zadania 237 i 242.

magnetyczne, opatrzone na obwodzie szeregiem zwróconych ku cewkom biegunów magnetycznych, naprzemian północnych i południowych N i S, w liczbie równej ogólnej liczbie cewek (sześć na fig. 292, w praktyce częstokroć więcej; w rzeczywistości są to bieguny elektromagnesów, zasilanych oddzielnym prądem).

Stosując prawa indukcyi przekonamy się natychmiast, że 1) w każdej cewce, podczas gdy koło niej przelatają naprzemian północne i południowe bieguny, indukowaną jest siła elektromotoryczna przemienna. Zmienia ona kierunek zawsze wtedy, gdy biegun który znajduje się właśnie naprzeciw cewki, jej wartość jest wtedy zerem. Liczba przemian prądu $2n$ (w sekundzie) będzie zatem równa liczbie biegunów przelatających w sekundzie przed którąkolwiek cewką, a więc równa iloczynowi częstości obrotów koła, przez liczbę osadzonych na niem biegunów (zwykle bywa $2n = 100$); 2) że we wszystkich cewkach (dzięki temu, że są naprzemian przeciwnie zwijane) powstają siły elektromotoryczne, mające jednakową, w tej samej chwili, wielkość i zgodny w drucie kierunek — znajdujące się zawsze w tej samej fazie zmiany, skąd nazwa prądnicy jednofazowej. Daje ona jeden prąd, którego natężenie wyraża się, z dostatecznem przybliżeniem, wzorem:

$$J = J_0 \sin 2\pi nt.$$

Ażeby wyjaśnić krótko istotę tak ważnych w praktyce technicznej prądnic wielofazowych, a zarazem zrozumieć, w jaki sposób prądy przemienne mogą być użyte do poruszania motorów, wyobraźmy sobie, że na tem samem jarzmie JJ (fig. 292) w lukach między cewkami a_1, a'_1, ... osadzono drugą szóstkę cewek: b_1, b'_1, b_2, b'_2, ... podobnych zupełnie do cewek a_1, a'_1, ... jednakże przesuniętych, względem tamtych, np. w kierunku obrotu koła, o czwartą część zasadniczego odstępu a_1a_2. Cewki te utworzą drugi obwód, mający osobne bieguny BB' (nieoznaczone na rysunku). Z prądnicy takiej można będzie widocznie odbierać dwa prądy przemienne J i J' jednakowego okresu, jeden z AA', drugi z BB'. Pod każdym zresztą względem jednakowe, prądy te różnić się będą fazą: każda faza drugiego prądu następować będzie o ćwiartkę okresu później od odpowiedniej fazy pierwszego (prądnica dwufazowa) będzie więc:

$$J = J_0 \sin 2\pi nt, \quad J' = J_0 \sin (2\pi nt - 90^0).$$

Przypuszczam teraz, że wspomniane dwa prądy wprowadziliśmy do cewek drugiej machiny, zbudowanej zupełnie podobnie, jak opisana właśnie: prąd J do obwodu cewek takich, jak $a_1, a'_1, \ldots$, prąd J' do $b_1, b'_1, \ldots$ Prądy te wytworzą w pewnej chwili na końcach rdzeni $a_1, b_1, a'_1, b_1', \ldots$ bieguny magnetyczne: $S, o, N, o, S \ldots$ Ćwiartkę okresu później tych samych znaków bieguny będą jednak znajdowały się na końcach rdzeni: $b_1, a'_1, b'_1, \ldots$, następnie przesuną się na $a'_1, b'_1, \ldots$, słowem będą wirowały ustawicznie wzdłuż obwodu jarzma (pole wirujące). Jeżeli wówczas wprowadzimy koło magnetyczne tej drugiej machiny w obrót z tą samą prędkością kątową, jaką mają bieguny wirujące, wówczas przyciągania magnetyczne będą same ruch ten nadal podtrzymywały, przyrząd działać będzie jako motor (motor synchroniczny).

Inny typ podobnego motoru uzyskamy, jeżeli zamiast koła magnetycznego umieścimy wewnątrz jarzma drugiej machiny po prostu np. walec miedziany, albo cewkę owiniętą zamkniętym w sobie drutem, obracalną około osi. I ten przewodnik będzie porwany przez wirujące bieguny, wskutek powstających w nim prądów indukcyjnych (na tej samej zasadzie, jaką objaśniliśmy fig. 279); nie dosięgnie jednak nigdy tej prędkości wirowania, jaką mają bieguny na jarzmie, gdyż wtedy nie tworzyłyby się już w nim prądy indukcyjne (motor asynchroniczny).

Zamiast jednego szeregu cewek $b_1, b'_1, \ldots$ możnaby też, w lukach między cewkami $a_1, a'_1, \ldots$ prądnicy fig. 292, pomieścić dwa szeregi: $b_1, b_1', \ldots$ i $c_1, c'_1, \ldots$, z których pierwszy byłby przesunięty względem a_1 o trzecią część, drugi o dwie trzecie odstępu zasadniczego $a_1 a_2$. Otrzymalibyśmy wtedy prądnicę, względnie motor, trójfazowy, stanowiący podstawę potężnie dziś rozwiniętej techniki przesyłki pracy prądami przemiennymi.

Prądnice przemienne można budować na tak wysokie napięcia (nawoje z cienkiego drutu, liczne obwody na cewkach) jakie są wskazane do przesyłki pracy na wielkie odległości. Słaby, a wysoko napięty prąd, jaki się wtedy otrzymuje, daje się jednak przemienić, na miejscu zużycia, na prąd silny, nizkiego napięcia. Służą do tego t. zw. przetwornice (*transformatory*, fig. 293), urządzone na podobieństwo cewek indukcyjnych, tem tylko od nich różne, że zwijane bywają na żelaznym obwodzie mag-

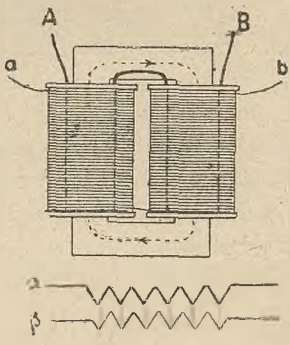


Fig. 293.

netycznym zamkniętym w sobie. Prąd przemienny, wysoko napięty, wprowadzony przez *ab* w nawój cewki wielo-obwodowej, sprawia przez indukcyę, że nawój grubszy wydaje przez *AB* prąd silny, nizkiego napięcia. Stosunek napięć równa się przybliżenie stosunkowi liczb obwodów w obu tych nawojach *).

227. Mierzenie prądów przemiennych. Prądy szybko przemienne nie odchylają, jak wiadomo, igły galwanometru; można jednak wykazać je i mierzyć elektrodynamometrem (ust. 208). Przypuszczam, że chodzi o prąd, jaki prądnica przemienna *P* (fig. 294) wytwarza w przewodniku *AB* (np. w lampce żarowej, albo w cewce jakiego przyrządu). W obwód tego prądu włączamy stosowny elektrodynamometr *D* w taki sposób, żeby prąd mierzony przechodził przez obie jego cewki **). Owóż, działanie cewki stałej tego przyrządu, na ruchomą, jest każdej chwili proporcyonalne do kwadratu J^2 natężenia, jakie prąd właśnie posiada; nie zależy zaś od jego kierunku. Prąd szybko przemienny da nam tedy odchylenie trwałe, proporcyonalne do średniej wartości zmieniającego się ciągle J^2. Jeśli sprawdzono oscyllografem, że prąd dany jest sinusoidowy, t. j. $J = J_0 \sin 2\pi nt$, wtedy średnia wartość jego kwadratu $J^2_0 \sin^2 2\pi nt$ wynosić będzie (zadanie 213) $\frac{1}{2} J^2_0$, a więc połowę kwadratu amplitudy. Prąd nasz da zatem takie odchylenie ruchomej cewki elektrodynamometru, jakieby dał prąd stały o natężeniu, które oznaczymy (J):

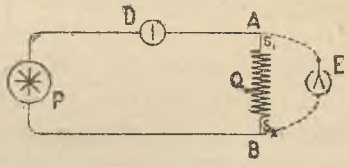


Fig. 294.

$$(1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (J) = \frac{J_0}{\sqrt{2}}.$$

Wielkość tę (J) nazywa się natężeniem skutecznem prądu przemiennego. Mierzy się ono na ampery, jak natężenie prądów stałych.

---

*) Na rysunkach wyobrażających schematycznie połączenia elektryczne, transformatory, tudzież cewki indukcyjne zaznacza się często jak α, β na fig. 293.

**) Włączenie przyrządu *D* nie będzie jednak bez wpływu na natężenie prądu w obwodzie, nawet gdyby opór cewek w *D* był znikomo mały (por. ust. nast.).

Od natężenia skutecznego zależy też ciepło q wywięzywane przez prąd przemienny w przewodniku AB (opór $= r$ ohmów). W ciągu niezmiernie krótkiego czasu τ, gdy prąd przemienny posiada chwilowo natężenie J, ciepło wywiązane wynosi, według prawa Joula $J^2r\tau$. W ciągu dłuższego czasu t, obejmującego wielką liczbę przemian prądu, to czyni w przecięciu:

$$q = (J)^2\, rt \text{ joulów.}$$

Jednocześnie z prądem wahać się też będzie peryodycznie różnica potencyałów elektrycznych $s_1 - s_2 = s$, czyli napięcie na końcach przewodnika AB. Zmienność jego odbywać się będzie również według prawa sinusoidy. Okres tych wahań $T = \frac{1}{n}$ będzie oczywiście ten sam, jak prądu; ich amplitudę oznaczymy przez s_0. To napięcie przemienne można wykazać i mierzyć znowuż tylko woltmetrem przemiennym, zbudowanym wedle typu elektrodynamometru. Można też w tym samym celu użyć czułego elektrometru idiostatycznego E (ust. 3), którego odchylenia, niezależne od znaku chwilowego naelektryzowania, są również proporcyonalne do przeciętnej wartości kwadratu s^2, a więc do $\frac{1}{2}s^2_0$.

Wielkość, którą oznaczymy znakiem:

$$(2) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (s) = \frac{s_0}{\sqrt{2}}$$

nazywa się napięciem skutecznem na przewodniku AB.

Związek pomiędzy skutecznem napięciem, a prądem skutecznym, w przypadku prądów przemiennych, nie wyraża się jednak przez prawo Ohma, jak to zaraz okażemy:

228. Prąd przemienny i indukcya własna. Gdyby chodziło o prąd stały, mielibyśmy zawsze, w myśl prawa Ohma: $s = Jr$, o ileby w samym przewodniku AB nie tkwiły jakie inne siły elektromotoryczne. W przeciwnym razie, jeżeli w przewodniku przewodzącym prąd J, pod napięciem s, działa jakakolwiek siła elektromotoryczna S, np. w kierunku od A ku B, w którym też płynie prąd J, prawo Ohma pisze się tak (ust. 118, wzór 8): $s = Jr - S$.

Wzór prostszy $s = Jr$ stosuje się też i do prądu przemiennego, w każdej chwili, t. j. w każdej jego fazie, jednakże tylko

wtedy, gdy między A i B włączono np. lampę żarową, albo drut złożony we dwoje, albo inny jaki przewodnik o znikomo małej indukcyi własnej. Prąd jest wtedy zawsze proporcyonalny do każdochwilowego napięcia i znika w tych samych chwilach, jak ono.

Inaczej będzie, jeżeli przewodnik AB jest wieloobwodową cewką, zwłaszcza o rdzeniu żelaznym, słowem, gdy spółczynnik indukcyi własnej Q_0 tego przewodnika ma wartość dużą. Wskutek tego, że natężenie prądu w przewodniku AB:

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots J = J_0 \sin 2\pi n t$$

zmienia się nieustannie, działać w nim będzie siła elektromotoryczna S indukcyi własnej, zawsze przeciwna zmianie prądu, również peryodycznie zmienna, bo proporcyonalna do naglości $\dot{J}$ jego zmiany (ust. 223):

$$S = -Q_0 \dot{J}.$$

Obliczmy naprzód tę naglość. W chwili $t+\tau$, późniejszej od t, o niezmiernie krótki czas τ, natężenie prądu będzie:

$$J' = J_0 \sin 2\pi n (t+\tau) = J_0 \sin 2\pi n t \cos 2\pi n \tau + \\ + J_0 \cos 2\pi n t \sin 2\pi n \tau.$$

Zważywszy na małość τ można tu zamiast wstawy położyć łuk, jedność zamiast dostawy, zatem:

$$J' = J + 2\pi n \tau J_0 \cos 2\pi n t.$$

Obliczamy stąd:

$$\dot{J} = \frac{J'-J}{\tau} = 2\pi n J_0 \cos 2\pi n t, \text{ albo } \dot{J} = 2\pi n J_0 \sin (2\pi n t + 90^0)$$

i nakoniec:

$$S = -2\pi n J_0 Q_0 \sin (2\pi n t + 90^0).$$

W drucie przewodzącym prąd przemienny pulsuje tedy siła elektromotoryczna indukcyi własnej, w tym samym rytmie jak prąd, w innej jednak, jak widać, fazie. Siła ta wyprzedza zawsze prąd o ćwierć okresu, jest największa wtedy, gdy on przechodzi przez zero.

Związek między napięciem s na końcach przewodnika, a płynącym przezeń prądem J, wyrażony wyżej przez $s = Jr - S$ pisze się teraz, po wstawieniu wartości za J tudzież S:

$$s = J_0 r \sin 2\pi nt + 2\pi n J_0 Q_0 \sin (2\pi nt + 90^0).$$

Ażeby zrozumieć znaczenie tego wyniku, przedstawmy oba wyrazy, peryodycznie zmienne, po prawej stronie ostatniego równania, wykreślnie, za pomocą wirujących promieni (jak w ust. 225, fig. 289). Niechaj promień OA (fig. 295), wirujący około O, z częstością n razy w sekundzie, wyobraża amplitudę $J_0 r$ pierwszego

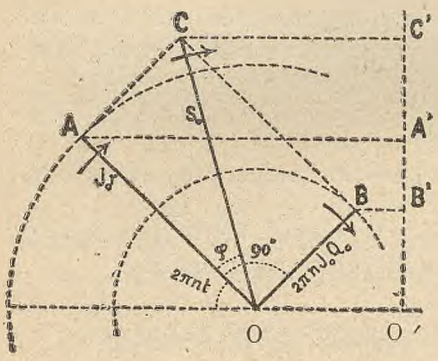


Fig. 295.

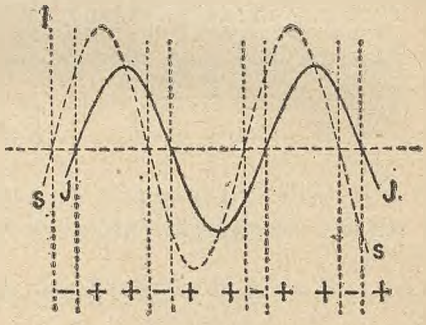


Fig. 296.

wyrazu; promień OB, wyprzedzający tamtego w fazie o 90°, amplitudę $2\pi n J_0 Q_0$ drugiego. Widać natychmiast, na rysunku, że suma obu wyrazów ($O'A' + O'B' = O'C'$), a więc napięcie s, mieć będzie amplitudę $OC = s_0$, tudzież fazę większą zawsze o kąt $AOC = \varphi$ od fazy prądu J. Otóż z trójkąta AOC wynika:

$$(4) \quad . \quad . \qquad s_0 = J_0 \sqrt{r^2 + 4\pi^2 n^2 Q_0^2}; \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi n Q_0}{r}.$$

Ostatecznie zatem, napięcie na końcach przewodnika AB (fig. 294), towarzyszące prądowi (3) wyrażone będzie wzorem:

$$(5) \quad . \quad . \quad . \qquad s = J_0 \sqrt{r^2 + 4\pi^2 n^2 Q_0^2} \cdot \sin (2\pi nt + \varphi)$$

Napięcie przemienne, na końcach przewodnika przewodzącego prąd przemienny prosty „wyprzedza" stale prąd w fazie, o kąt φ, tem większy, im

większą wartość posiada spółczynnik indukcyi własnej przewodnika, i im mniejszy jest jego opór. Zależność tę objaśnia wykreślnie fig. 296, przedstawiająca dla pewnej chwili sinusoidy prądu J i napięcia *s*.

229. Zawada elektryczna. Cewki reakcyjne. Wartości skuteczne prądu i napięcia: $(J) = \frac{1}{\sqrt{2}} J_0$ i $(s) = \frac{1}{\sqrt{2}} s_0$, które mierzy się wprost przyrządami, związane są z sobą, według (4) związkiem:

$$(6) \quad \ldots\ldots (J) = \frac{(s)}{\sqrt{r^2 + 4\pi^2 n^2 Q_0^2}}.$$

który zastępuje poniekąd prawo Ohma dla prądów przemiennych prostych. Wielkość:

$$z = \sqrt{r^2 + 4\pi^2 n^2 Q_0^2},$$

zależna od oporu elektrycznego *r* danego przewodnika, od jego spółczynnika indukcyi własnej Q_0, a nadto od częstości *n* prądu przemiennego, zastępuje zwyczajny opór, w prawie Ohma, jak się je stosuje do prądów stałych. Wielkość ta nazywa się elektryczną zawadą (impedancyą) danej cewki. Od niej zależeć będzie, jak wielką będzie amplituda prądu, i jak wielkie jego natężenie skuteczne, gdy do przewodnika przyłożymy napięcie przemienne o danej wielkości skutecznej (*s*). Zawada zależy od częstości przemian prądu. W przypadku prądów o częstości bardzo wielkiej drugi wyraz pod znakiem pierwiastkowym może bardzo znacznie przewyższać pierwszy. Zwyczajny ohmowy opór *r* będzie wtedy niemal bez znaczenia; zawadę stanowić będzie głównie indukcya własna.

Ważnem zastosowaniem praktycznem tej zależności są tak zw. cewki reakcyjne, działające w prądach przemiennych podobnie, jak zwykłe opornice w stałych. Cewka zwinięta z drutu isolowanego o niewielkim oporze, włączona w obwód, osłabiać będzie prąd przemienny mocą swej indukcyi własnej. Przez wsuwanie lub wyjmowanie rdzenia żelaznego można wtedy dowolnie regulować natężenie skuteczne prądu. Warto zaznaczyć, że osłabiając prąd tą drogą, nie marnujemy energii, jak się do dzieje w opornicach zwyczajnych, w których prąd wytwarza ciepło.

230. Praca elektryczna prądu przemiennego. Prąd stały J, płynąc *t* sekund w dół przez spadek napięcia *s*, wykonywa

pracę elektryczną dodatnią Jst (która zamienia się np. na ciepło); pochłania natomiast pracę, gdy płynie przez napięcie s w górę. Ta sama zasada stosuje się i do prądu przemiennego, w każdej poszczególnej chwili.

Wszelako, jeżeli prąd i napięcie nie zgadzają się w fazie, jak na fig. 196, prąd płynąć będzie częścią w dół, częścią w górę napięcia; praca elektryczna będzie przez pewien czas dodatnia, potem znowu ujemna, jak to okazują na fig. 296 strefy oznaczone znakami + i —. Zazwyczaj mieć będą strefy dodatnie znaczną jak właśnie na fig. 296. Praca liczona przez dłuższy czas mieć przewagę, będzie wartość na ogół dodatnią, a w przewodniku wytwarzać się będzie ciepło w ilości odpowiadającej tej nadwyżce dodatniej nad ujemną pracą.

Tę przeciętną wypadkową pracę obliczymy jak następuje. W pewnej chwili t prąd i napięcie mają wartości dane przez wzory (3) i (5). Praca elektryczna, wykonana wtedy, w ciągu pewnego czasu τ, tak krótkiego, iżby prąd i napięcie można było uważać chwilowo za stałe, będzie:

$$J s \tau = \tau J_0 s_0 \,.\, \sin 2\pi nt \,.\, \sin (2\pi nt + \varphi).$$

W czasie późniejszym o ćwiartkę okresu, t. j. w czasie $t + \frac{1}{4n}$, znowuż w ciągu takiej samej krótkiej chwili τ, prąd wykona pracę:

$$J' s' \tau = \tau J_0 s_0 \,.\, \cos 2\pi nt \,.\, \cos (2\pi nt + \varphi).$$

Średnia arytmetyczna tych dwu wartości wynosi:

$$\frac{\tau J_0 s_0}{2} [\sin 2\pi nt \,.\, \sin (2\pi nt + \varphi) + \cos 2\pi nt \,.\, \cos (2\pi nt + \varphi)] =$$

$$= \tau \,.\, \frac{J_0 s_0}{2} \,.\, \cos \varphi.$$

Średnia ta nie zależy, jak widać, wcale od wybranej wartości t. Mając zatem obliczyć średnią wartość L pracy, wykonanej przez prąd w ciągu dłuższego jakiegoś czasu t, obejmującego wiele przemian prądu, możemy zawsze brać w rachunek po dwie wartości, w czasach odległych od siebie o ćwiartkę okresu. Na średnią ogólną wypadnie nam wtedy:

$$L = t \,.\, \frac{J_0 s_0}{2} \,.\, \cos \varphi; \text{ gdzie } \varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\pi n Q_0}{r}.$$

Jeżeli zamiast amplitud J_0 i s_0 wstawimy tu wartości skuteczne (1) i (2) prądu i napięcia, a zarazem obliczymy pracę przypadającą na jednostkę czasu, t. j. dzielność elektryczną $K = \frac{L}{t}$ (wattów), znajdziemy:

(7) . . . . . $K = (J)\,(s)\,.\,\cos\varphi.$

Do obliczenia wattów zużywanych w pewnym przewodniku, w przypadku prądu przemiennego, nie wystarcza zatem znajomość woltów i amperów (skutecznych), jak w przypadku prądu stałego. Nadto jeszcze, jak okazuje wzór (7), należy znać wyprzedzanie w fazie φ sinusoidy napięcia względem sinusoidy prądu.

W przypadku krańcowym, gdyby przewodnikiem AB była, dajmy nato, cewka reakcyjna o znikomo małym oporze ($r = 0$, zatem $\operatorname{tg}\varphi = \infty$, $\varphi = 90^0$, $\cos\varphi = 0$) praca elektryczna prądu, obliczona w przecięciu, na dłuższy przeciąg czasu, byłaby zerem (prąd „bezwattowy"). Tłumaczy się to w ten sposób, że w ciągu ćwiartki okresu cewka wchłania energię, nagromadzając ją w postaci magnetycznej; w ciągu następnej ćwiartki jednak oddaje ją w całości — nie rozpraszając nic na ciepło, skoro $r = 0$.

231. Prąd przemienny i pojemność elektryczna. Przetnijmy obwód łączący bieguny prądnicy przemiennej P (fig. 297) i włączmy w przerwę kondensator o pojemności c. Źródło stałego prądu, np. ogniwo, nie dałoby w podobnych warunkach żadnego prądu, prócz pierwszego ruchu elektryczności, ładującego kondensator. Prądnica przemienna natomiast wytwarzać będzie prąd; jego napięcie skuteczne można będzie zmierzyć elektrodynamometrem D, żarówki włączone w obwód będą świeciły i t. p. Pochodzi to stąd, że kondensator ustawicznie ładuje się i naprzemian rozbraja. Prąd skuteczny będzie widocznie tem silniejszy, im większą pojemność c kondensatora. Obliczmy jego natężenie.

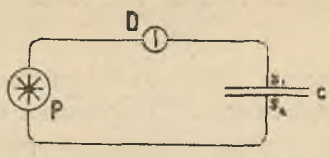


Fig. 297.

Oznaczymy teraz przez $s = s_1 - s_2$ napięcie na okładkach kondensatora w pewnej dowolnej chwili t. Ono będzie oczywiście przemienne, o tej samej częstości n, jaką daje prądnica. Przypuśćmy, że ono zmienia się wedle prawa:

(8) . . . . . $s = s_0 \sin 2\pi nt.$

W chwili t kondensator posiadać będzie pewien nabój e, a natężenie prądu, który w tej chwili weń wpływa oznaczymy przez J.

W ciągu dalszej, niezmiernie krótkiej chwili τ, prąd wniesie do kondensatora jeszcze $J\tau$ jednostek elektryczności, przez co napięcie powiększy się do $s' = \frac{e+J\tau}{c}$. Widać tedy, że jest $\frac{s'-s}{\tau} = \frac{J}{c} = \dot{s}$, czyli $J = c\dot{s}$, co znaczy, że prąd jest zawsze proporcyonalny do nagłości $\dot{s}$ zmian napięcia na kondensatorze. Wzór (8) ma tę samą postać jak (3). Obliczając zatem $\dot{s}$ w ten sam sposób, jak w ust. 228 obliczaliśmy $\dot{J}$, znajdziemy:

$$\dot{s} = 2\pi n s_0 \sin (2\pi nt + 90^0), \text{ zaczem:}$$

(9) . . . . . $J = 2\pi n s_0 c \sin (2\pi nt + 90^0).$

W tym przypadku, jak widać, prąd „wyprzedza" napięcie w fazie o 90^0. Jego amplituda wynosi $J_0 = 2\pi n s_0 c$, zaś natężenie skuteczne:

$$(J) = \frac{1}{\sqrt{2}} J_0 = \pi\sqrt{2} \cdot n s_0 c, \text{ albo } (J) = 2\pi nc\,(s).$$

Stosunek:

(10) . . . . . $\frac{(s)}{(J)} = \frac{1}{2\pi nc}$

nazywa się znowu „zawadą" elektryczną, jaką prądowi stawia kondensator. Przepuszcza on, co jest jasnem, tem więcej prądu, im większą posiada pojemność, a nadto im większą jest częstość przemian.

232. Kompensacya indukcyi własnej przez pojemność. Przyjmijmy nakoniec, że w gałęzi AB (fig. 298) obok kondensatora, znajduje się jeszcze cewka o indukcyi własnej Q_0. Dla uproszczenia przyjmiemy, że jej opór zwyczajny jest znikomo mały ($r = 0$). Przez s będziemy teraz rozumieli napięcie na końcach A i B gałęzi obejmującej cewkę i kondensator. Kombinując rozumowania ust. 228 i 231 przekonamy się bez trudności, że

jeżeli prąd przemienny, płynący przez AB wyrazimy znowu wzorem $J = J_0 \sin 2\pi n t$, to będzie teraz:

$$s = 2\pi n J_0 Q_0 \sin (2\pi n t + 90^0) + \frac{J_0}{2\pi n c} \sin (2\pi n t - 90^0),$$

gdyż napięcie to będzie sumą napięć na kondensatorze (wzory 8 i 9) i na cewce (wzory 5 i 3). Rozwijając wstawy, mamy:

$$s = J_0 \left(2\pi n Q_0 - \frac{1}{2\pi n c}\right) \cos 2\pi n t,$$

albo, rozumiejąc przez s_0 amplitudę napięcia towarzyszącego prądowi J, $s = \pm s_0 \sin (2\pi n t \pm 90^0)$:

Zawadą takiej gałęzi złożonej będzie więc stosunek:

$$\frac{(s)}{(J)} = \frac{s_0}{J_0} = \pm \left(2\pi n Q_0 - \frac{1}{2\pi n c}\right).$$

Gdybyśmy dobrali kondensator, w stosunku do indukcyi własnej danej cewki tak, iżby prawa strona powyższego równania była zerem, t. j.

$$(11) \quad \ldots\ldots\ldots c = \frac{1}{4\pi^2 n^2 Q_0},$$

wtedy nie byłoby żadnej zawady. Nie byłoby potrzeba zewnętrznej siły elektromotorycznej, żadnej prądnicy do przepędzenia przez tę gałąź prądu przemiennego. Ruch elektryczności, raz

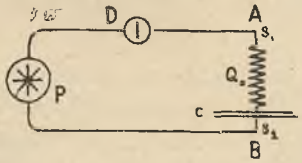


Fig. 298.

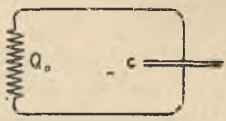


Fig. 299.

wszczęty w jakikolwiek sposób, odbywałby się w takim obwodzie sam przez się. Odbywałby się jednak w ten sposób tylko w pewnym zupełnie określonym okresie T, zależnym od indukcyi własnej i od pojemności, mianowicie, jak to wynika z (11):

$$T = \frac{1}{n} = 2\pi \sqrt{Q_0 . c}.$$

Inaczej mówiąc, obwód taki byłby „nastrojony" na pewną określoną częstość drgania, zależną od pojemności włączonego kondensatora i od indukcyi własnej przewodnika łączącego jego okładki. Ważna ta uwaga stanowić będzie punkt wyjścia rozważań, którym poświęcimy ostatni rozdział tej książki.

233. Prąd magnetyczny i jego pole elektryczne. Ilekroć strumień indukcyi magnetycznej N przechodzący przez długi prosty solenoid AB (fig. 300) wzmaga się, albo ubywa, powstaje w otaczającym go kolistym obwodzie CD siła elektromotoryczna indukowana $S = -\dot{N}$, tudzież prąd indukowany o natężeniu chwilowem $J = \frac{S}{\rho} = -\frac{\dot{N}}{\rho}$, gdzie ρ oznacza opór obwodu.

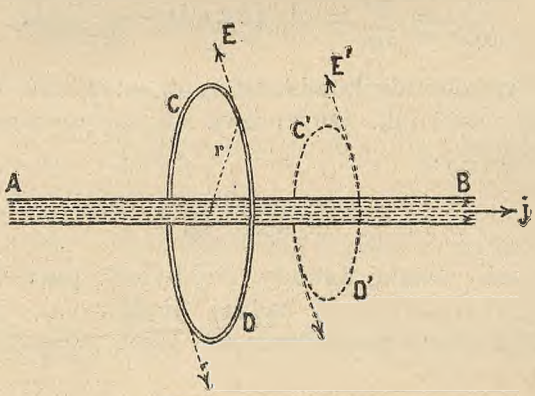


Fig. 300.

Powstawanie tego prądu, który polega przecież na ruchu elektronów w drucie, wskazuje, że zmienność indukcyi w solenoidzie wytwarza w całem jego otoczeniu pole elektryczne. Z powodu symetryi urządzenia pole to musi być wzdłuż całego obwodu CD jednakowe, i skierowane wszędzie w kierunku slycznym do obwodu. Ono nie jest przywiązane do żadnych nabojów elektrycznych, jego linie stanowią obwody zamknięte, obejmujące solenoid.

Pól podobnego ustroju nie spotykaliśmy nigdy w zakresie elektrostatyki. Wiemy natomiast, że pola magnetyczne, wytworzone przez prądy elektryczne, składają się z linii okrążających przewodniki. Tak np. dokoła prostego długiego drutu, przewodzącego prąd i, wytwarza się pole magnetyczne okrężne (ust. 194,

fig. 247), którego natężenie w odległości r od osi drutu wynosi $H = \frac{2i}{r}$.

Okażemy, że to podobieństwo sięga głębiej, że pola magnetyczne prądów elektrycznych i pola elektryczne zmiennych strumieni indukcyi magnetycznej podlegają jednakowym wprost prawom. Obliczmy w tym celu, jak wielkiem powinno być natężenie E pola elektrycznego, wzdłuż drutu kolistego CD (fig. 300) o promieniu $OC = r$, żeby pole to było zdolne wywołać prąd indukcyjny o powyższem natężeniu J. Owóż według prawa Ohma (ust 124, wzór 12) powinno być $J = E \cdot ca$, w czem a oznacza przekrój, c przewodnictwo elektryczne drutu. Według prawa indukcyi znowuż jest:

$$J = -\frac{\dot{N}}{\rho} = -\frac{ca}{2\pi r}\dot{N}, \text{ gdyż } \rho = \frac{2\pi r}{ca}.$$

Z porównania wypada:

$$E = -\frac{\dot{N}}{2\pi r}.$$

Ażeby to porównać z powyższym wzorem na pole magnetyczne H prądów elektrycznych, wprowadzamy pojęcie prądu magnetycznego. Wyrażamy się, że ilekroć w uważanym solenoidzie (albo ogólniej, w strudze indukcyjnej) strumień indukcyi wzmaga się, albo ubywa, płynie przezeń prąd magnetyczny, którego natężenie j liczy się proporcyonalnie do nagłości zmieniania się tego strumienia. Połóżmy mianowicie:

$$(1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad j = \frac{\dot{N}}{4\pi}.$$

wtedy będzie *):

$$(2) \quad \ldots \ldots \ldots \quad E = -\frac{2j}{r}.$$

zupełnie podobnie, jak w polu magnetycznem otaczającem prosty przewodnik przewodzący elektryczny prąd — za wyjątkiem znaku, t. j. kierunku, który w polu magnetycznem

*) Zupełnie podobnie określiliśmy w ust. 46 natężenie prądu dielektrycznego — za wyjątkiem spółczynnika 4π, który wprowadza się tu celem ujednostajnienia wzorów dla pól magnetycznych i elektrycznych.

wskazany jest przez regułę Ampèra, w elektrycznem natomiast jest wprost przeciwny (por. fig. 247 i 300). Oba rodzaje pól podlegają natomiast prawom Biota i Savarta, którego szczególnym przypadkiem jest wzór (2); w obu praca okrężna L (ust. 194) wyraża się w podobny sposób: w magnetycznem jest $L = 4\pi i$, w elektrycznem $L = 2\pi r \,.\, E = -4\pi j$.

Prądy magnetyczne są jednakże zawsze chwilowe tylko, przemijające, nigdy stałe, przez dowolnie długi czas, gdyż nie znamy przewodników magnetycznych. Przemijającemi tedy są z konieczności także pola elektryczne okrężne, wytwarzane przez te prądy. Ich podobieństwo do magnetycznych pól stanie się jednak zupełnem, jeżeli zamiast o przewodzonych myśleć będziemy o dielektrycznych prądach, również przemijających, a działających magnetycznie na równi z przewodzonymi.

Niema powodu przypuszczać, żeby to pole elektryczne okrężne E działało tylko na elektrony znajdujące się wewnątrz drutu CD, w którym ono stwarza prąd indukcyjny. Równem prawem powstanie ono wszędzie i działać będzie na elektron, czy biegun elektryczny, znajdujący się zewnątrz drutu, np. na obwodzie $C'D'$, w dielektryku otaczającym solenoid. O ile jednak, trafiwszy na przewodnik, stwarza prąd przewodzony, o tyle znowuż w dielektryku wytworzy ono odpowiednią indukcyę elektryczną: $D = \frac{kE}{4\pi}$, tem samem prawem, jak to czynią zwyczajne elektrostatyczne pola. Będzie to, w właściwem tego słowa znaczeniu indukcya magneto-elektryczna, która nadała też nazwę całemu działowi nauki o elektryczności, objętemu niniejszym rozdziałem:

Próżną byłoby rzeczą chcieć wykazać to magneto-elektryczne pole E, środkami elektrostatycznymi, przez działanie jego mechaniczne na biegun elektryczny próbny; na to bywa onó stanowczo za słabe. Jedynym dostrzegalnym jego objawem będzie prąd przewodzony, jeśli się zdarzy, że ono trafi na dobry przewodnik, jak drut CD na fig. 300. Ażeby to okazać przyjmijmy, że nasz solenoid ma przekrój $a = 1\ cm^2$. W praktyce trudno byłoby wytworzyć w nim, nawet z pomocą żelaznego rdzenia, strumień indukcyi magnetycznej silniejszy jak około 18000 linii (elektromagnetycznej rachuby). Gdyby ten strumień wytrysnął nagle, w czasie nie dłuższym nawet, jak 0,01 *sek*, mielibyśmy $\dot{N} = 1\,800\,000$, zatem $j = 14\,0000$ jedn. e. m. W odleg-

łości przypuśćmy $r = 5$ *cm* od solenoidu byłoby, według (2): $E = 56000$ jedn. e. m. Mała kuleczka (np. z rdzenia bzowego), w której w praktyce trudnoby pomieścić więcej jak około 3 jedn. el. stat. naboju, t. j. $e = 10^{-10}$ jedn. e. m., doznawałaby w takiem polu elektrycznem siły $E \cdot e = 0{,}000005$ dyn i to zaledwie przez czas 0,01 sek., co byłoby zgoła niemożliwem do zmierzenia.

Pomimo małości tego działania pola okrężne magneto-elektryczne mają znaczenie pierwszorzędne w nowoczesnej teoryi elektryczności. Pole magnetyczne prądów przewodzonych i dielektrycznych, tudzież elektryczne prądów magnetycznych, ich wzajemna zawisłość, stanowią istotny rdzeń sławnej teoryi Maxwella.

Zadania.

217) Między biegunami silnej podkowy magnetycznej obracano, przez dwie minuty, walec miedziany ważący 50 *gr*, przyczem walec ten obrócił się ogółem 1200 razy. Okazało się, że celem podtrzymania tego obrotu, hamowanego przez siły elektrodynamiczne, należało wciąż działać na walec momentem 100 *Gr. cm.* O ile stopni byłby on się ogrzał, gdyby nie było żadnej utraty ciepła?

Odp. $\dfrac{2\pi \cdot 100 \cdot 1200}{50 \cdot 0{,}093 \cdot 42680} = 3{,}8^0.$

218) O ile byłby on się ogrzał, gdyby te obroty trwały tylko 1 minutę?

Odp. Blizko dwa razy tyle.

219) Między biegunami elektromagnesu, prostopadle do linii magnetycznych, umieszczono kolistą płaską cewkę, średnicy 1 *cm*, owiniętą 50 obwodami cienkiego isolowanego drutu. W chwili wyrwania tej cewki z pola, galwanometr ballistyczny, włączony w jej obwód, wskazał odchylenie 25 działek. Obliczyć natężenie pola między biegunami elektromagnesu, wiedząc, że cały opór cewki i galwanometru wynosił 200 ohmów, zaś czułość galwanometru 4.10^6 działek na kulomba.

Odp. $\dfrac{25 \cdot 200 \cdot 10 \cdot 4}{4.10^7 \cdot 50 \cdot \pi} = 3183$ gaussów.

220) Kolisty, drewniany krążek, średnicy 30 *cm*, owinięty 100 obwodami drutu, którego końce są połączone z galwanometrem ballistycznym (czułość 17.10^6 działek na *kul.*) spoczywa na poziomym stole. Szybkim ruchem przerzuciliśmy go na drugi bok, wskutek

czego galwanometr dał odchylenie 50 działek. Obliczyć wartość całkowitego oporu cewki i galwanometru (Składowa pionowa pola ziemi wynosiła 0,41 gaussów).

Odp. 197 ohmów.

221) Płaska cewka, złożona z p obwodów drutu, z których każdy opasuje powierzchnię $a\ cm^2$ (fig. 277) wiruje, około pionowej osi, w poziomem jednostajnem polu magnetycznem, o indukcyi B, z częstością n obrotów w sekundzie. Obliczyć liczbę N objętych nią linij magnetycznych, w chwili, gdy „oś" cewki zawiera kąt α z kierunkiem pola, tudzież ówczesną nagłość $\dot{N}$ zmiany tej liczby.

Odp. $N = paB \cdot \cos\alpha$; $\dot{N} = -2\pi n\, paB \cdot \sin\alpha$.

222) Obliczyć natężenie J prądu (przemiennego) krążącego w tejże chwili w powyższej cewce, wiedząc, że jej spółczynnik indukcyi własnej jest Q_0, zaś opór r.

Odp. Prawo Ohma daje $Jr = 2\pi npaB \cdot \sin\alpha - Q_0\dot{J}$. Jeżeli przyjmiemy, że wzór wyrażający natężenie prądu ma postać $J = J_0 \sin(\alpha - \alpha_0)$, to znajdziemy $\dot{J} = 2\pi n J_0 \cdot \cos(\alpha - \alpha_0)$. Z porównania z poprzednim wypadnie:

$$J_0 = \frac{2\pi npaB}{\sqrt{r^2 + 4\pi^2 n^2 Q_0^2}}; \quad \operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{2\pi n Q_0}{r}.$$

Wskutek indukcyi własnej prąd zmienia więc kierunek o $\frac{\alpha_0}{2\pi n}$ sekund później, niż siła elektromotoryczna zewnętrzna $-\dot{N}$.

223) Jaki wpływ wywierałby ten prąd, przy szybkim obrocie cewki, na małą igłę magnesową, zawieszoną w jej środku.

Odp. Trwałe odchylenie w kierunku obrotu.

224) Prosty drut, długości 30 *cm*, wiruje w płaszczyznie poziomej, około jednego ze swych końców, z częstością 2 obrotów na *sek.* Obliczyć różnicę potencyałów, między obu końcami, indukowaną przez składową pionową magnetyzmu ziemi (0,4 gaussów).

Odp. 2262 jedn. e. m.

225) Twornik prądnicy, owinięty 200 obwodami drutu, wiruje 1200 razy na minutę, przyjmując w siebie stałą liczbę 5 000 000 linii magnetycznych. Obliczyć siłę elektromotoryczną tej prądnicy.

Odp. $S = 200 \cdot 5.10^6 \cdot 20 = 200 \cdot 10^8$ jedn. e. m. $=$ 200 wolt.

226) Obliczyć napięcie biegunowe tej prądnicy, gdy prąd wydawany przez twornik wynosi 20 *amp.*, zaś opór twornika 0,5 ohma.

Odp. $200 - 0{,}5 \cdot 20 = 190$ *wolt.*

227) Jakiej dzielności potrzeba do obracania tego twornika?

Odp. Co najmniej 4 kilowatty = 5,4 koni par.

228) Na cienkościennej rurze szklanej, długości 50 *cm*, średnicy 1 *cm*, nawinięto, raz koło razu, 500 obwodów grubszego drutu isolowanego. Na środkowej części tego nawoju nawinięto cienszy drut isolowany w 1000 obwodów. Obliczyć spółczynnik indukcyi wzajemnej Q tych dwu drutów (zad. 212).

Odp. $Q = 98696$ jedn. e. m. $= 0{,}000098696$ kwadrantów (henry, ust. 205).

229) Końce drutu grubszego (zad. poprz.) połączono z bateryą, która wytwarza w nim prąd staly o natężeniu 0,3 amp. Ile elektryczności przepędzi prąd indukcyjny, w chwili zamykania obwodu bateryi, przez drut cienszy, jeżeli: a) jego końce są bezpośrednio z sobą złączone (opór 15 ohm.), b) gdy między nie włączono jeszcze 25 ohmów?

Odp. a) 0,000001974 kulombów; b) 0,000000740 kul.

230) Ile kulombów otrzymalibyśmy w powyższych dwu przypadkach, gdyby solenoid miał rdzeń żelazny (zdolność magnetyczną żelaza, w warunkach zadania, można przyjąć około 2500)?

Odp. 2500 razy więcej.

231) Obliczyć wartość spółczynnika indukcyi własnej Q_0 drutu grubszego na solenoidzie (w zad. 227, bez żelaza), przy otwartym obwodzie cienszego drutu.

Odp. $Q_0 = 49348$ jedn. e. m.

232) Ile czasu upłynie, od chwili zamknięcia obwodu bateryi przez ten drut (opór obwodu 0,04 ohmów), zanim prąd urośnie do 90% końcowej swej wartości 0,3 amp.?

Odp. $J = 0{,}03\ (1 - e^{-810\,t}) = 0{,}9 \,.\, 0{,}03$; stąd $t = 0{,}003$ *sek.*).

233) Lampka elektryczna żarowa daje pełne światło przy prądzie stałym 0,2 *amp.*; napięcie na jej spinkach wynosi wtedy 110 wolt. Jaką amplitudę J_0 powinien mieć prąd przemienny, któryby ją równie jasno świecił; jaka byłaby wtedy amplituda s_0 napięcia na spinkach (indukcyę własną włókna lampy można zaniedbać)?

Odp. $J_0 = 0{,}283$ *amp.*; $s_0 = 156$ wolt.

234) Ile wynoszą wartości skuteczne natężenia tego prądu przemiennego, tudzież napięcia na spinkach lampy; ile ciepła (q) wytwarza on we włóknie lampy w sekundzie?

Odp. $(J) = 0{,}2$ *amp.*; $(s) = 110$ wolt.; $q = 22$ joule.

235) Tenże sam prąd przemienny (częstość $n = 50$ na sek.), wychodząc z lampy, przechodzi przez cewkę, mającą opór równy oporowi lampy, a spółczynnik indukcyi własnej $Q_0 = 0{,}5$ kwadranta. Obliczyć napięcie skuteczne (s) na spinkach cewki, kąt wyprzedzania φ

w fazie napięcia względem prądu, tudzież ilość ciepła q, którą prąd ten wytwarza w cewce, w 1 sekundzie.

Odp. $(s) = 114{,}4$ wolt.; $\varphi = 15^0{,}9$; $q = 22$ joule.

236) Jaką zawadę stawia ta cewka?

Odp. 572 ohmy.

237) Jaką stawiałaby prądowi o dwa razy większej częstości?

Odp. 633 ohmy.

238) Prąd przemienny prosty, o częstości $n = 200$ w sek. przechodzi rzędem przez cewkę o oporze 150 ohmów, i prosty drut o oporze 80 ohmów. Napięcia skuteczne na końcach cewki i na końcach drutu zmierzono jako 42,5 wolt. i 8 wolt. Ile wynosi *spółczynnik* indukcyi własnej cewki, gdy w drucie jest zero?

Odp. $^1/_{10}$ kwadranta.

239) Do punktu A prowadzą dwa druty, przewodzące prądy $J = J_0 \sin 2\pi nt$ i $J' = J_0 \sin (2\pi nt + \varphi)$. Jaką wartość J'' mieć będzie prąd w drucie trzecim, który z punktu A wychodzi?

Odp. $J'' = J_0 \sqrt{2}\ \sqrt{1 + \cos\varphi} \cdot \sin\left(2\pi nt + \frac{\varphi}{2}\right)$.

240) Rzędowo spięte są z sobą dwie cewki o oporach r_1 i r_2, o spółczynnikach indukcyi własnej Q_1 i Q_2; wzajemnie nie działają na siebie indukcyjnie. Jaką zawadę przedstawiają obie razem, prądowi przemiennemu prostemu, o częstości n?

Odp. $\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + 4\pi^2 n^2 (Q_1 + Q_2)^2}$.

241) Prąd przemienny prosty rozgałęzia się w dwie cewki, spięte równolegle. W jakim stosunku będą natężenia skuteczne prądów w obu gałęziach?

Odp. Odwrotny stosunek zawad.

242) Ramiona AC i CB mostku Wheatstona (fig. 167) są przerwane, a w przerwy włączone kondensatory o pojemnościach c_1 i c_2, drutami o znikomym oporze. Ramiona AD i DB stanowią dwa druty o znikomej indukcyi własnej, o oporach a i b. Zamiast ogniwa S włączona prądnica przemienna (np. cewka indukcyjna, częstość n) zamiast galwanometru G, telefon. Znaleść warunki milczenia telefonu.

Odp. Litery A, B, C, D oznaczają potencyały w odpowiednich punktach. Niech będzie $A - B = s = s_0 \sin 2\pi nt$. Warunkiem szukanym będzie $C = D$. Napięcie $A - B = s$ daje w gałęzi ACB prąd $J = 2\pi n s_0 \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2} \cdot \sin (2\pi nt + 90^0)$; w gałęzi ADB prąd $J' = \frac{s_0}{a + b} \cdot \sin 2\pi nt$. Zatem (ust. 231, wzory 9, 10):

$$A - C = \frac{s_0 c_2}{c_1 + c_2} \cdot \sin 2\pi n t; \quad A - D = J'a = \frac{s_0 a}{a + b} \cdot \sin 2\pi n t.$$

Będzie więc $C = D$, jeżeli $c_1 : c_2 = b : a$.

243) Zamiast kondensatorów pomieszczono w gałęziach AC i CB cewki o oporach r_1, r_2 i spółczynnikach indukcyi własnej Q_1, Q_2. Znaleść warunki milczenia telefonu.

Odp. Teraz będzie:

$$J = \frac{s_0}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + 4\pi^2 n^2 (Q_1 + Q_2)^2}} \cdot \sin (2\pi n t - \varphi),$$

gdzie $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi n (Q_1 + Q_2)}{r_1 + r_2}$. Nadto, jak pierwej, $J' = \frac{s_0}{a + b} \cdot \sin 2\pi n t$. Stąd wynika (ust. 228, wzory 3, 6):

$$A - C = \frac{s_0 \sqrt{r_1^2 + 4\pi^2 n^2 Q_1^2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + 4\pi^2 n^2 (Q_1 + Q_2)^2}} \cdot \sin (2\pi n t - \varphi + \varphi_1),$$

gdzie $\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{2\pi n Q_1}{r_1}$, tudzież $A - D = \frac{s_0 a}{a + b} \cdot \sin 2\pi n t$. Żeby było wciąż $C = D$ trzeba spełnić warunki: $\varphi = \varphi_1$, tudzież:

$$\frac{a}{a + b} = \frac{\sqrt{r_1^2 + 4\pi^2 n^2 Q_1^2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2 + 4\pi^2 n^2 (Q_1 + Q_2)^2}}.$$

Przeliczenie daje dwa warunki, mianowicie $r_1 : r_2 = a : b$, tudzież $Q_1 : Q_2 = a : b$.

ROZDZIAŁ IX.

DRGANIA I FALE ELEKTROMAGNETYCZNE.

234. Drgania elektryczne swobodne. Okazaliśmy w ust. 232, że obwód mający w sobie pewną pojemność elektryczną (włączony kondensator), a zarazem indukcyę własną (fig. 299) może przewodzić prąd przemienny, bez pomocy osobnego źródła prądów, bez prądnicy przemiennej. Podobnie jak wahadło potrącone, albo dzwon uderzony, wykonywa szereg drgań, bez naszego udziału, tak też ruch elektryczności w takim obwodzie, raz wszczęty— z jakiejkolwiek przyczyny — odbywać się będzie następnie sam przez się, naprzemian w jedną i drugą stronę, w okresie:

$$(1) \quad \ldots \ldots \ldots \quad T = 2\pi \sqrt{Q_0 c}$$

zależnym od wartości Q_0 spółczynnika indukcyi własnej obwodu, i od pojemności c zawartego w nim kondensatora. Wśród tego wahania się prądu kondensator rozbraja się naprzemian i ładuje ponownie, raz dodatnio, raz ujemnie, zależnie od tego, czy prąd wpływa do uważanej okładki, czy z niej uchodzi. Że takie wahanie się prądu, bez pomocy prądnicy, jest możebne, to wynika stąd, że obwód (o ile jego opór elektryczny można zaniedbać) nie stawia żadnej zawady prądom przemiennym, mającym okres wskazany przez wzór (1). Że ono odbywa się rzeczywiście, to należało okazać doświadczeniem.

Zjawisko opisane właśnie, podobne ze wszech miar do swobodnego drgania ciał sprężystych, albo wahadeł, zwane też drganiem elektrycznem swobodnem (także oscyllacyą elek-

tryczną) przepowiedział naprzód teoretycznie Kelvin, już w r. 1852, któremu zawdzięcza się też wzór zasadniczy (1). W pięć lat później Feddersen sprawdził wnioski teoretyczne Kelvina doświadczalnie, a zarazem wskazał prosty sposób wzniecania takich drgań w obwodach. Sposób ten polega na wywołaniu nagłego rozbrojenia kondensatora przez iskrę elektryczną.

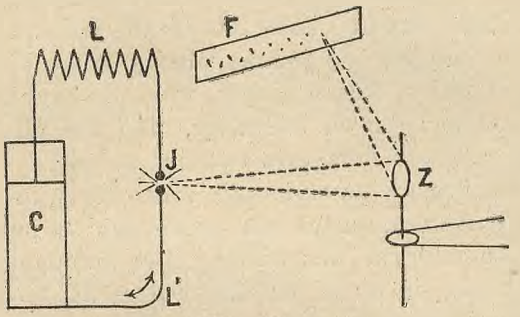


Fig. 301.

Kondensatorem w doświadczeniach Feddersena była butelka lejdejska *C* (fig. 301), elektryzowana np. machiną elektryczną. Okładki butelki łączy obwód *LL'*, z grubego drutu, przerwany w *J* iskiernikiem, złożonym z dwu kul metalowych, zbliżonych na odległość paru millimetrów. Przy dostatecznem napięciu przebija tu iskra elektryczna, zapełnia przerwę rozżarzonym i silnie zjonizowanym gazem, zamyka zatem obwód. Wszczyna się wtenczas nagle ruch elektryczności, od dodatniej ku ujemnej okładce butelki. Rychło jednak ustaje, zawraca w przeciwną stronę, wywołując drugą iskrę, zawraca ponownie i t. d. Wszystko to odbywa się w czasie niezmiernie krótkim. Wydaje się nam, że ujrzeliśmy jedną iskrę, która rozbroiła butelkę odrazu. W rzeczywistości przebiło ich mnóstwo, jedna po drugiej, o coraz słabnącem natężeniu. Feddersen okazał to za pomocą zwierciadła *Z* wirującego jednostajnie, a niezmiernie szybko — kilkadziesiąt razy w sekundzie — około osi równoległej do kierunku bicia iskier. Zwierciadło (wklęsłe) rzuca obraz rzeczywisty iskier na płytę fotograficzną *F*. Po wywołaniu fotogramu znajdowano istotnie nie jeden obraz, lecz szereg plamek równoległych — obrazy poszczególnych iskier, rozsunięte wskutek ruchu zwierciadła. Następstwo zjawisk w czasie, tłumaczy się tu następstwem obrazów w przestrzeni.

Pomijamy opis prostego urządzenia, jakie zastosowano, żeby zapewnić uderzenie iskry w tej właśnie chwili, gdy zwierciadło rzuca obraz iskiernika na płytę *F*. Łatwo też zdać sobie sprawę w jaki sposób oblicza się odstęp czasu między jedną iskrą a następną, a więc częstość albo okres elektrycznego drgania. Wystarczy w tym celu zmierzyć szybkość kątową ruchu zwierciadła, jego odległość od płyty *F*, tudzież odstępy plamek na fotogramie. Zależnie od wielkości butelki znajdowano w tych doświadczeniach częstości drgań około 100000 do miliona w sekundzie. Na fotogramie odbijały się jednak obrazy tylko kilkunastu, albo kilkudziesięciu iskier, dalsze ginęły, wskutek szybkiego zanikania drgań — wszakże i dzwon uderzony, albo wahadło, traci z czasem energię, wskutek działania oporów ruchu.

Prąd elektryczny przemienny, stanowiący oscyllacyjne rozbrojenie kondensatora, można też uwidocznić za pomocą prostego oscyllografu, o którym uczyniliśmy już wzmiankę w ust. 225 (przypis). Składa się on z bańki katodowej, w której wązkie pasmo promieni katodowych daje na tabliczce fluoryzującej jasną świecącą plamkę. Gdy taką bańkę zbliżymy do obwodu przewodzącego drgania elektryczne, plamka pocznie drgać szybko tam i z powrotem, gdyż drgania wytwarzają przemienne pole magnetyczne, które odchyla promienie katodowe. Obraz takiej plamki, zdjęty znowu za pomocą wirującego zwierciadła, nakreśli wprost linię falową drgania elektrycznego, którą można również utrwalić na fotogramie. Fig. 302 okazuje postać takiej linii falowej.

Przebieg oscyllacyjnego rozbrojenia kondensatora można uzmysłowić sobie następującem podobieństwem. Dwa zbiorniki *A* i *B* (fig. 303) napełnione wodą do różnych poziomów — mające wyobrażać obie okładki butelki, naelektryzowane do różnych potencyałów — łączymy krótkim a szerokim przewodem. Prąd wody, który wtedy powstanie, nie zatrzyma się z chwilą zrównania się poziomów w zbiornikach; bezwład-

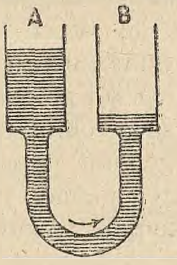


Fig. 303.

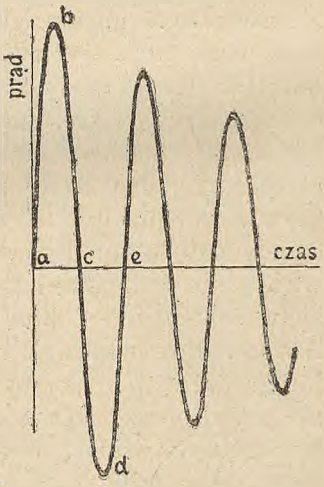


Fig 302.

ność rozpędzonej masy sprawi, że przeleci on poza metę, wywoła zwyżkę w zbiorniku *B*, w którym była pierwej zniżka. Zahamowany wytworzonem tu ciśnieniem stanie, zawróci się wstecz i uspokoi się dopiero po dłuższym szeregu wahnień *).

W oscyllacyjnem rozbrojeniu kondensatorów cechę bezwładności nadaje prądowi elektrycznemu indukcya własna. Gdy po pierwszem uderzeniu iskry (fig. 302, punkt *a*) zacznie przez obwód płynąć prąd elektryczny, pędzony zrazu różnicą napięć okładek butelki, nagromadzona w niej energia elektryczna przeobraża się stopniowo w energię magnetyczną, usadowioną w całem polu otaczającem prąd. Przyjdzie wtedy chwila (fig. 302, punkt *b*), gdy naboje okładek wyczerpią się, napięcie zniknie, a prąd dojdzie do maximum swego natężenia. Mimo to nie ustanie on wtedy, lecz będzie płynął dalej, w tym samym kierunku, pędzony indukcyą własną, na koszt energii magnetycznej nagromadzonej w polu. Podobnież w obwodzie galwanicznym, z którego wykluczono nagle ogniwo, prąd trwa w dalszym ciągu, dopóki ciepło Joula nie wyczerpie energii magnetycznej jego pola (ust. 223).

Minąwszy fazę wskazaną przez punkt *b* na fig. 302, prąd zacznie jednak znowu opadać — nawet gdyby nie zachodziło wcale rozpraszanie się jego energii magnetycznej na ciepło Joula. Płynąc bowiem ku tej okładce, która była z początku ujemną, nagromadza na niej nabój dodatni, stwarza tedy ponownie różnicę napięć, w odwrotnym jednak niż pierwej kierunku, która też rychło go zahamuje (punkt *c*). Cały zapas rozporządzalnej jeszcze energii przyjął wtedy znowu formę elektryczną. Następuje teraz ruch elektryczności wstecz i t. d. Gdyby obwód nie przedstawiał zgoła żadnego oporu elektrycznego drgania te trwałyby bez końca, jak ruch wahadła poruszającego się bez tarcia, w doskonałej próżni. W praktyce jednak, jak wspomnieliśmy, po kilkunastu lub kilkudziesięciu drganiach, zapasy energii będą wyczerpane, amplituda prądu spadnie do zera. Drgania elektryczne swobodne są zawsze drganiami zanikającemi, podobnie jak drgania ciał sprężystych, wahadeł i t. p.

Zanik ten nastąpi tem rychlej, im większy jest opór elektryczny obwodu i im mniejszą jego indukcya własna, której prąd

*) Gdyby przewód był długi a wązki nie otrzymalibyśmy wcale tych wahnień; nadmiar wody w *A* wyrównałby się przez jednostajne powolne spłynięcie. Podobnież nie będzie drgań elektrycznych w obwodzie przedstawiającym znaczny opór elektryczny.

zawdzięcza przecież pozorną swą bezwładność. Podobnież lekka struna dźwięczy krócej od ciężkiej i masowej. W przypadku struny drgającej w powietrzu zanik drgania zależy zresztą nie tylko od tarcia, drugą jego przyczyną jest utrata energii wskutek wydawania fal głosowych. Podobna przyczyna, jak się okaże, wyczerpuje także energię drgającego elektrycznie obwodu, w stopniu większym lub mniejszym, zależnie od jego zdolności wysyłania fal elektromagnetycznych.

Ażeby okazać zastosowanie wzoru (1) i dać pewne wyobrażenie o częstości drgań elektrycznych, obliczmy następujący przykład. Butelkę lejdejską sporych rozmiarów (np. $c = 3000\ cm = \frac{1}{3} \cdot 10^{-8}$ faradów pojemności) rozbrojono przez gruby drut miedziany, zwinięty w solenoid o długości 10 *cm*, przekroju 4 cm^2, w 100 obwodach. Według ust. 206 — opuszczając indukcyę własną przewodów — obliczamy $Q_0 = \frac{4 \cdot 3{,}14 \cdot 10000 \cdot 4}{10} = 50260\ cm$, czyli $50260 \cdot 10^{-9}$ kwadrantów. Stąd okres drgań:

$$T = 2 \cdot 3{,}14 \sqrt{50260 \cdot 10^{-9} \cdot \tfrac{1}{3} \cdot 10^{-8}} = \frac{1}{390000}\ sek.$$

Skoro oba czynniki Q_0 i c, od których zależy okres drgania, można wyrazić w centymetrach, przeto T, proporcyonalne do pierwiastka z ich iloczynu, zmieniać się będzie jak liczba centymetrów w rozmiarach kondensatora i obwodu. Dwa przeto takie przyrządy, duży i mały, podobne zresztą do siebie geometrycznie, będą miały okresy drgań proporcyonalne do rozmiarów (w założeniu, że ośrodki są jednakowe). Przyrząd np. 10 razy mniejszy drgać będzie 10 razy częściej. Podobną zależność poznaliśmy w akustyce (tom I, ust. 220).

Wobec niezmiernie wielkiej częstości drgań elektrycznych jest rzeczą konieczną, żeby czas trwania wyzwalającej je iskry był niesłychanie krótki, nawet w porównaniu z okresem T. Nie można przecież wywołać drgania dzwonu przez lekki i przydługi nacisk mięką poduszką; potrzeba do tego ostrego uderzenia twardym młotkiem. Podobnież iskra wyzwalająca oscyllacye elektryczne powinna być ostra i trzeszcząca (iskra „skuteczna"). Ażeby taką była należy kule iskiernika doskonale oczyścić i wypolerować; cynkowe są podobno najlepsze. Dobrze też działa zanurzenie kul w oleju, zwłaszcza, że wtedy napięcie iskrzenia i energia wyzwolona będą większe.

235. Działanie indukcyjne drgań. Transformator Tessli. Oscyllacyjne rozbrojenie kondensatora, jak każdy inny prąd zmiennego natężenia, wywołuje w sąsiednich obwodach siły elektromotoryczne indukcyi wzajemnej. Siły te są potężne, liczą się na setki tysięcy woltów, gdyż wobec olbrzymiej częstości drgań, nagłość $\dot{J}$ zmiany prądu, od której zależy działanie indukcyjne, jest ogromna. Nie dziw tedy, że działania te znaczne są jeszcze w odległości kilku metrów od drgającego przyrządu. Tesla zastosował je do konstrukcyi transformatora dającego prądy przemienne potężnego napięcia i częstości. Oto prosta zasada tego urządzenia.

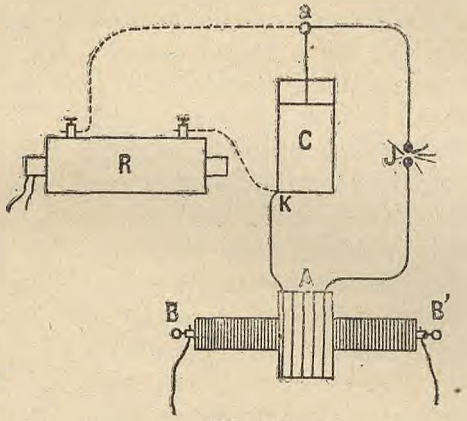


Fig. 304.

Butelka lejdejska C (fig. 304) rozbraja się przez obwód oscyllujący $aJAk$, przerwany w J iskiernikiem (kule albo sztabki cynkowe). W obwód ten włączona jest cewka pierwszorzędna A transformatora, złożona z kilkunastu obwodów grubego miedzianego drutu. Prąd drgający w tej cewce działa indukcyjnie na cewkę wtórną BB', bez żelaznego rdzenia, owiniętą licznymi obwodami cienkiego, osnutego jedwabiem drutu (dla lepszej isolacyi, koniecznej wobec potężnych napięć, cewka B bywa niekiedy zanurzoną w oleju).

Ważny szczegół tego urządzenia stanowi sposób ponownego nabijania butelki, po każdem jej rozbrojeniu, stosowany obecnie we wszelkich przyrządach do drgań elektrycznych, jako dogodniejszy i pewniejszy od użycia machiny elektrycznej. Okładki butelki łączy się mianowicie trwale z biegunami wtór-

nymi dużej cewki Ruhmkorfa *R*. Prąd indukcyjny, powstający w tej ostatniej, za każdą przerwą obwodu bateryi, wpływa do butelki, nabija ją, poczem ona rozbraja się oscyllacyjnie przez iskiernik *J*. Okładki butelki połączone są tedy w rzeczywistości dwoma obwodami: *aRk* i *aAk*. Na przebieg drgań w obwodzie *aAk* obecność tamtego niema jednak żadnego niemal wpływu, gdyż on stawia tym drganiom nieporównanie większą zawadę, niż obwód *aAk*.

Ogromne napięcie na biegunach *BB'* cewki wtórnej transformatora Tesli objawia się wydatnymi wypływami elektrycznymi ze wszystkich ostrych krawędzi. Bańki napełnione rozrzedzonymi gazami, nawet bez elektród, świecą jasno w silnem przemiennem polu elektrycznem, jakie otacza cały przyrząd (nie potrzeba nawet łączyć ich z biegunami *B* i *B'*).

Wobec bardzo wielkiej częstości tych prądówprzemiennych objawy zawady elektrycznej *z* (ust. 229) są tak wydatne, że w porównaniu z zawadą zwykły opór elektryczny *r* jest niemal bez znaczenia. Załóżmy np. na bieguny *BB'* cewki wtórnej pętlę *BCB'* (fig. 305) z grubego miedzianego drutu. Włączmy między jej początek i koniec żarówkę *L*, o oporze stosunkowo znacznym, w porównaniu ze znikomym oporem pętli. Prąd stały rozbrajałby się niemal wyłącznie przez pętlę, żarówka pozostałaby ciemną. Prądy Teśli zaś zaświecą żarówkę, gdyż bezwładność indukcyjna obwodu *BCB'* opasującego znaczniejszą powierzchnię, niedopuści ich do pętli.

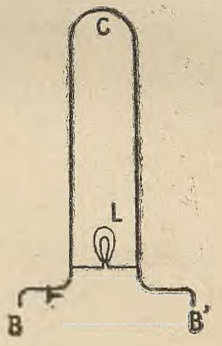


Fig. 305.

Do osobliwości prądów Tesli należy też, że dotknąwszy ręką biegunów *BB'* nie odczuwa się wcale wstrząśnień, mimo ogromnego na nich napięcia. Przyczyna tego leży w braku oddziaływania nerwów na prądy tak wielkiej częstości. Mają też zastosowanie w lecznictwie.

236. Resonancya. Strojenie elektromagnetyczne. Butelka lejdejska C_1 (fig. 306) rozbraja się oscyllacyjnie przez obwód L_2, postaci np. prostokątnej. Opodal ustawiono drugą butelkę, nienaelektryzowaną C_2, tej samej pojemności co pierwsza, a okładki jej połączono obwodem L_2, którego wielkość i kształt można zmieniać przez przesuwanie luźnego drutu l_2. Drgania elektrycz-

ne w obwodzie L_1 wywołują, przez indukcyę, peryodyczny ruch elektryczności, tej samej częstości n, w obwodzie L_2; niema oczywiście do rzeczy, że on jest przerwany kondensatorem C_2. Ruch ten w ogólności będzie mało znaczny. Wszelako, jeżeli nastawimy drut l_2 tak, żeby oba obwody zgadzały się co do wielkości, kształtu, a więc i właściwych im okresów drgania T, elektryczność rozbuja się w obwodzie L_2 tak silnie, że w małym pomocniczym iskierniku i, przyłączonym do okładek butelki C_2, pojawiać się będą iskierki, za każdem rozbrojeniem butelki C_1. Przy pominamy podobne doświadczenie akustyczne, gdy widełki strojowe wprowadzone w drganie podniecają do ruchu drugą parę, odległą, lecz tylko wtedy, gdy okresy własnych ich drgań są dokładnie zgodne.

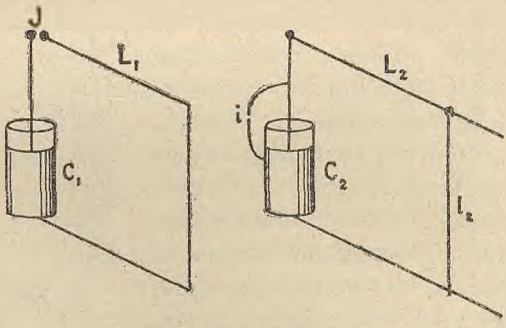


Fig. 306.

Mamy tu widocznie przed sobą objaw resonancyi elektrycznej, zupełnie podobny do resonancyi akustycznej (tom I, ust. 223) i mający toż samo wytłumaczenie. Każdy obwód opatrzony pojemnością elektryczną i indukcyą własną nastrojony jest do drgania elektrycznego „własnego" z pewną określoną częstością. Wszelka zewnętrzna podnieta, elektryczna lub elektromagnetyczna, działająca nań rytmicznie, z częstością równą jego własnej, wywołuje w nim silne drganie; inne działają słabo lub wcale nie.

Ażeby jednak resonancya była wybitną i wybredną, t. j. silną i występującą tylko przy zupełnej, albo przynajmniej bardzo przybliżonej zgodności okresów własnych obu obwodów, potrzeba naprzód — znowu jak w akustyce — żeby drgania podniecające, w obwodzie pierwszorzędnym, nie zanikały zbyt szyb-

ko; resonancya jest bowiem skutkiem nagromadzenia się działań wielu następujących rytmicznie po sobie impulsów. Następnie, drgania w obwodzie wtórym, raz podniecone, nie powinny również zanikać zbyt prędko. Gdyby, przypuszczam, już drugie drganie miało amplitudę nieznaczną, wtedy okres drgania nie byłby dobrze ujęty i określony; resonancya byłaby niewybredną, a przytem słabą, gdyż praca impulsów zewnętrznych rozpraszałaby się w znacznej części.

Zjawisko resonancyi występuje zresztą czysto i wyraźnie wtedy tylko, gdy oba obwody, pierwszorzędny i wtórny nie leżą zbyt blizko siebie, gdy, jak się mówi, są luźnie, nie zaś ściśle „sprzężone". W przeciwnym razie drgania wywołane w obwodzie wtórnym działają indukcyjnie wstecz, na obwód pierwszy, zjawisko wikła się bardziej.

Dostrajanie obwodu wtórnego do pierwszorzędnego można uskutecznić przez zmianę bądź jego indukcyi własnej (jak na fig. 306), bądź pojemności. W praktyce radiotelegraficznej (ust. 245) używa się drugiego z tych sposobów, w celu mierzenia częstości obwodów drgających, metodą resonancyi. Drganie elektryczne, którego częstość ma być zmierzoną, działa z niewielkiej odległości, indukcyjnie, na t. zw. k i m o m e t r, albo falomierz (fig. 307; gr. kyma = fala), złożony z kondensatora *C* — którego pojemność można zmieniać w pewnych granicach, przez rozsuwanie lub zasuwanie metalowych jego okładek — i z cewki *L*, dostarczającej indukcyi własnej. Prąd oscyllacyjny, wzbudzony w tym obwodzie przez resonancyę, przebiega jeszcze przez cewkę pierwszą *A* malutkiego transformatora. W obwód wtórnej jego cewki *B* włączony jest cienki drucik *r*, zawarty w bańce prostego termometru powietrznego *T*. Zgodność okresów drgania tego kimometru i podniety zewnętrznej poznaje się po tem, że manometr termometru, ogrzewanego przez ciepło Joula w oporze *r*, dochodzi do maximum odchylenia. Przyrząd taki, opatrzony podziałką wycechowaną (np. za pomocą wirującego zwierciadła Fed-

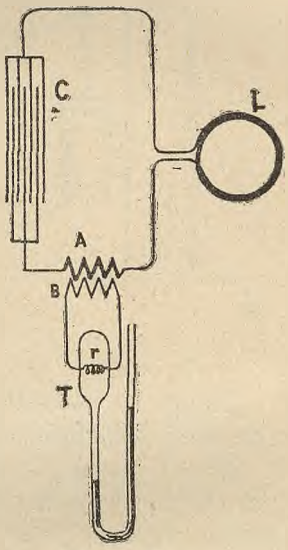


Fig. 307.

dersena *), lub inaczej) wskaże nam wtedy bezpośrednio częstość badanego drgania.

237. DRGANIA ELEKTRYCZNE PODNIECANE. ŁUK ŚPIEWAJĄCY. Powietrze we wnętrzu piszczałki, wstrząśnięte jednorazowo, uspakaja się niemal natychmiast, wydaje głos urwany i przytłumiony, nieokreślonej wysokości, jak się to słyszy np. w głębokiej studni, w którą wrzucono kamień. Ażeby powietrze w rurce piszczałki podniecić do ustawicznego drgania i ciągłego dźwięczenia, zasilamy je trwale energią, przez zadęcie piszczałki. W sposób zupełnie analogiczny, jak to okazał Duddel, można podtrzymywać trwale drgania elektryczne w obwodach, za pomocą łuku elektrycznego. Prąd stały i (fig. 308) zasila łuk elektryczny $Ł$ między dwoma węglami. Do węgli dołączone są końce drugiego obwodu LC, zawierającego cewkę L i kondensator C. Wskutek niejednorodności węgli prąd i nie będzie bezwzględnie stały. Szybką i nagłą, aczkolwiek drobniutką jego zmienność można uważać jako bezładną mieszaninę drgań elektrycznych, o różnych okresach, dodającą się do prądu stałego. Na podobieństwo zadętego resonatora akustycznego (piszczałki) obwód $LCŁ$ wybiera z nich drgania odpowiadające własnemu swemu okresowi i jest przez nie podniecany do ciągłego drgania w tymże właśnie okresie. Przy użyciu kondensatora o pojemności bardzo wielkiej (kilku mikrofaradów) częstość drgania może przypaść w granicach słyszalności; łuk wydaje wówczas ciągły ton, gdyż pod wpływem przemiennego prądu elektrycznego rozżarzona masa gazowa zmienia peryodycznie swą objętość.

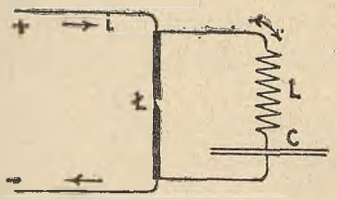


Fig. 308.

238. OSŁONY ELEKTROMAGNETYCZNE. Ustawmy naprzeciw grubej, dobrze przewodzącej np. miedzianej blachy lub płyty MM (fig. 309) elektromagnes sztabowy SN, zwrócony ku płycie północnym, dajmy nato, biegunem. W chwili, gdy przez jego cewkę przepuścimy prąd elektryczny, wytryśnie z bieguna i trafi

*) Za pomocą szybko wirującego zwierciadła zdołano jeszcze mierzyć okresy drgań elektrycznych, wynoszące zaledwie jednę dwudziestomilionową sekundy (Trowbridge i Duane).

płytę snop linii magnetycznych. Według znanego prawa (ust. 213, II) powstawanie ich wzbudzi w płycie prądy indukcyjne, a prądy te będą okrążały miejsce trafione P w kierunku względem tych liniii ujemnym, a więc przeciwnym kierunkowi prądu okrążającego cewkę elektromagnesu. Skutek będzie ten, że punktów takich jak P'', leżących poza płytą, a nawet punktów położonych głębiej we wnętrzu płyty (jak P') działanie magnetyczne elektromagnesu nie dosięgnie wcale, w pierwszej chwili; będzie bowiem całkowicie, albo w znacznej części zniesione przez działanie przeciwne prądów indukowanych w przednich warstwach samej płyty. Prądy te nie są jednakże trwałe; one zamierają stopniowo,

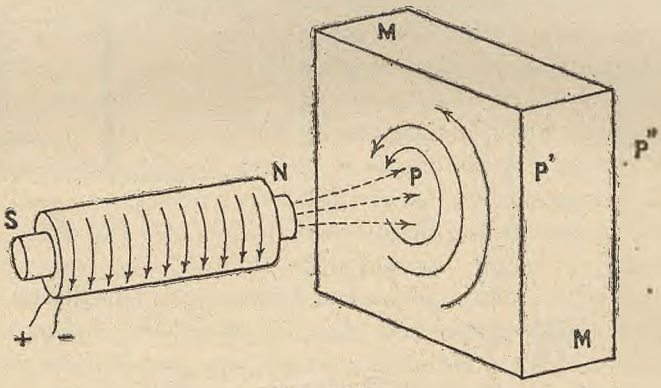


Fig. 309.

pod działaniem oporu elektrycznego materyału płyty. W miarę jak się to dzieje, pole magnetyczne elektromagnesu wnika coraz głębiej w płytę i pojawi się nakoniec po przeciwnej jej stronie. Ale i to wnikanie będzie szło stopniowo, gdyż w każdej warstwie, której pole dosięgnie, stają mu znowu na zawadzie idące w ślad za nim prądy indukcyjne — co prawda coraz słabsze, gdyż nagłość wnikania linii coraz się zmniejsza. Indukcya magnetyczna rozprzestrzenia się zatem we wnętrzu dobrych przewodników w sposób dyfuzyjny. Wnika w nie stopniowo, na podobieństwo ciepła w ogrzewane ciała, albo na podobieństwo soli dyfundującej w wodzie, aczkolwiek dzieje się to w zwykłych przewodnikach bez porównania prędzej. Jednakże im lepiej przewodzi materyał płyty, tem wolniej wnikać w nią będzie indukcya, gdyż w lepszym przewodniku i prądy indukowane będą silniejsze i dłużej będą się utrzymywały.

Stąd osobliwy wniosek (Maxwell), że materyał, któryby prądom żadnego nie stawial oporu (przewodnictwo nieskończenie wielkie) byłby zarazem zupełnie nieprzenikliwym dla indukcyi magnetycznej.

Zmieńmy teraz, w krótką chwilę po zamknięciu prądu w elektromagnesie, zanim jeszcze jego linie magnetyczne zdążyły przeniknąć cokolwiek głębiej w płytę, kierunek tego prądu na przeciwny. Linie magnetyczne zaczną zaraz wycofywać się z płyty, żeby ustąpić miejsca przeciwnym. Powstaną tedy w płycie nowe prądy indukcyjne, które sprawią, że to wycofywanie się znowu nie będzie nagłe, lecz stopniowe; indukcya dyfunduje z powrotem na zewnątrz, jak ciepło z ciała ochłodzonego nagle na powierzchni. Im krótszy czas upłynął między zamknięciem a odwróceniem prądu, tem mniej głęboko wniknęła oczywiście indukcya w płytę.

Dalszy wniosek jest jasny. Jeżeli przed płytą dobrze przewodzącą wywołamy prądy przemienne, albo drgania elektryczne o bardzo wysokiej częstości, wówczas wywołane przez nie w płycie prądy indukcyjne usadowią się tylko w cienkiej powierzchownej warstwie. Płyta nie przepuści indukcyi w przestrzeń po za nią leżącą; będzie dla niej „osłoną elektromagnetyczną".

W podobny sposób zachowują się przemienne zmiany temperatury na powierzchni ziemi; wnikają w głąb ziemi tem mniej głęboko, im krótszy ich okres (tom II, ust. 69).

239. Szybko drgające wibratory Hertza. Skoro okres drgania elektrycznego jest proporcyonalny do pierwiastka z iloczynu pojemności c przez spółczynnik Q_0 indukcyi własnej obwodu (ust. 134, 1), przeto przez wydatne zmniejszenie obu tych czynników możliwem będzie doprowadzenie okresu drgania T do wartości niesłychanie małej, a częstości $n = \frac{1}{T}$ do olbrzymio wielkiej. Uczynił to Hertz w roku 1881 w głośnych swych doświadczeniach, których wynikiem było sprawdzenie poglądów Faradaya i Maxwella, a w szczególności udowodnienie skończonej prędkości rozchodzenia się działań elektromagnetycznych.

Biorąc za punkt wyjścia obwód drgający niemal zamknięty, jakim zajmowaliśmy się dotychczas (fig. 310, a), należało naprzód zmniejszyć zawartą w nim pojemność przez możliwe oddalenie od siebie obu okładek kondensatora; następnie należało wy-

prostować i skrócić łączący je drut, celem zmniejszenia jego indukcyi własnej. W ten sposób powstał t. zw. wibrator otwarty (fig. 310, *b*), złożony z prostego metalowego pręta *L* i z dwu blach metalowych *C* i *C'*, przytwierdzonych do jego końców. Po środku pręt jest przerwany iskiernikiem *J*, którego kule łączy się za pomocą cienkich drutów z biegunami wtórnymi cewki indukcyjnej Ruhmkorfa, jak już objaśniono w ust. 235. Prąd drgający w takim wibratorze biegnie od blachy *C* do *C'* przez iskrę w iskierniku, poczem zmienia kierunek i t. d. Wszystko dzieje się jak w wibratorach zamkniętych Feddersena, Tesli i t. p., lecz drgania są nierównie szybsze. W pierwszych doświadczeniach Hertza pręt mierzył około $\frac{1}{2}$ metra długości, blachy 40 *cm* w kwadrat. Częstość drgań wynosiła około 100 milionów w sekundzie.

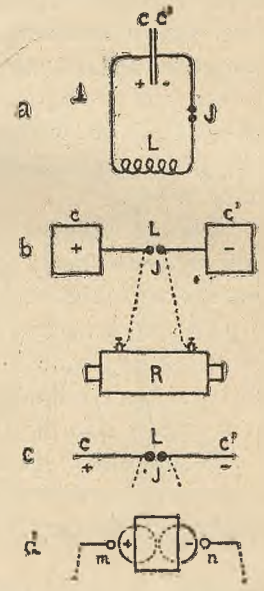


Fig. 310.

Częstość tę można jednak jeszcze powiększyć przez odrzucenie obu blach (fig. 310, *c*); pojemności dostarczać będą wtedy tylko oba końce pręta. Można nakoniec i pręty odrzucić, zostawiając tylko kule (fig. 310, *d*). Celem zapewnienia skuteczności iskry (ust. 233), kule ujęte są w połowie w ebonitową skrzyneczkę, napełnioną olejem, albo naftą. Do elektryzowania ich służą dwie pomocnicze kuleczki *m* i *n*, połączone z cewką indukcyjną. Od nich biją iskierki doprowadzające nabój elektryczny do kul głównych wibratora; drgania wyzwala jednak iskra środkowa między temi kulami większemi (wibrator Righiego).

Wibrator złożony z kul wielkości główki szpilki dawał drgania o częstości rzędu 10^{10} w sekundzie. Do obliczania tych drgań nie można jednak stosować wzoru Kelvina (ust. 234, 1). Wyprowadzony on był w założeniu, że pojemność i indukcya są od siebie oddzielone, jak na fig. 310 *a*. Tu zaś każda z kul dostarcza widocznie i indukcyi i zarazem pojemności. Częstość drgań można jednak ocenić doświadczalnie, jak to poniżej okażemy.

240. PRĘDKOŚĆ ROZCHODZENIA SIĘ NAGŁYCH WSTRZĄŚNIEŃ ELEKTRYCZNYCH PO DRUTACH. Pierwszym wynikiem uzyskanym

z pomocą szybkich wibratorów było podstawowe odkrycie, że nagłe zaburzenia równowagi elektrycznej rozchodzą się wzdłuż drutów z prędkością skończoną. Hertz okazał to w następujący prosty sposób. Z jedną z pojemności wibratora CC' (fig. 311), zasilanego przez RR' prądem cewki indukcyjnej, połączony jest koniec a drutu $abcd$, zgiętego w prostokąt, przerwany tylko krótką luką ad. Szybko, a peryodycznie zmienne napięcia wibratora udzielają się przez łącznik k temu prostokątowi. Okazuje się jednak, że każde wstrząśnienie elektryczne potrzebuje pewnego czasu, żeby przebyć po drucie drogę $Ckabcd$. Między końcami a i d dostrzeżemy bowiem iskierki; nie byłoby ich, gdyby oba te końce uzyskiwały jednocześnie to samo napięcie. W istocie, gdy do końca dalszego d doszło np. pewne napięcie dodatnie, to na bliższym a panuje już napięcie zero, albo napięcie ujemne; stąd iskry. Prędkość rozchodzenia się jest jednak ogromna, dlatego też przy użyciu powolniejszego wibratora, np. wibratora Feddersena nie otrzymalibyśmy żadnych iskierek, gdyż czas niezmiernie krótki, jakiego zmiana elektrycznego stanu potrzebuje do przebycia drogi $abcd$ nie wchodziłby wcale w rachubę, wobec powolnych w tym razie zmian napięcia. Nie otrzymuje się też żadnych iskier jeżeli łącznik k będzie przyłożony nie do początku, lecz do środka drutu, między b i c; wtedy bowiem obustronne drogi, a więc i czasy, mają jednakową wartość.

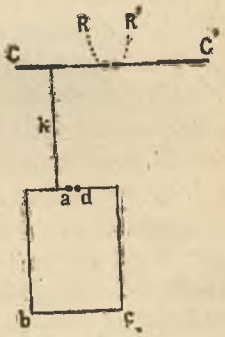


Fig. 311.

Niebawem po doświadczeniach Hertza Blondlot zmierzył bezpośrednio szybkość rozchodzenia się nagłych wstrząśnień elektrycznych po drutach następującym sposobem. Dwie butelki lejdejskie (fig. 312) mają okładki zewnętrzne rozcięte na dwie części isolowane od siebie i od ziemi: A, B na jednej, A', B' na drugiej. Wewnętrzne okładki butelek połączone z kulami iskiernika J, elektryzujemy zwolna, za pomocą machiny elektrycznej, jedną nabojem dodatnim, drugą ujemnym. Na okładkach zewnętrznych nagromadzają się wtedy naboje związane, różnoimienne z wewnętrznymi; naboje równoimienne, odepchnięte, wyrównywają się jednocześnie przez dwa wielkie opory (wilgotne nitki) a i b, łączące odpowiadające sobie części okładek zewnętrznych. W pewnej chwili następuje nagłe rozbrojenie się (oscyllacyjne)

okładek wewnętrznych przez iskiernik J. W tejże samej chwili naboje okładek zewnętrznych A i A' zostają oswobodzone i rozbrajają się iskrą przez połączony z temi okładkami drugi iskiernik J'. Dolne okładki B i B' połączone są również z końcami tego iskiernika J', jednakże połączone są drutami isolowanymi D', D', długości około 2 kilometrów każdy. Rozbrojenie okładek B i B' wywoła tedy drugą iskrę w iskierniku J', jednakże, jeżeli istotnie wstrząśnienia elektryczne biegną wzdłuż drutów z pewną prędkością skończoną c, ta druga iskra wystąpi dopiero w pewien czas po pierwszej. Za pomocą szybko wirującego zwierciadła można ten bardzo krótki przedział czasu zmierzyć. Tak np. w jednem z doświadczeń Blondlota długości drutów D i D' były 1,8 *km.*; opóźnienie drugiej iskry względem pierwszej wynosiło 0,00000604 *sek.* Stąd oblicza się $c = 298000$ kilometrów w sekundzie, albo w okrągłej liczbie $c = 3.10^{10}$ *cm/sek.* Nagłe wstrząśnienia elektryczne rozchodzą się zatem, wzdłuż drutów otoczonych powietrzem, z prędkością światła.

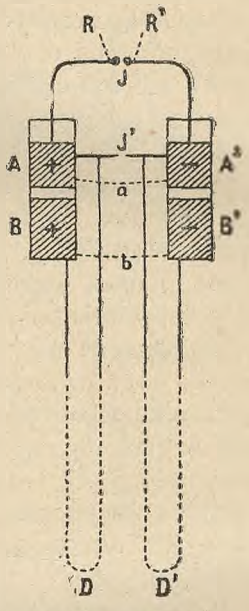


Fig. 312.

Znamiennym bardzo a dla teoryi tych zjawisk ważnym był drugi wynik: prędkość rozchodzenia się wstrząśnień elektrycznych, o ile są istotnie bardzo nagłe, nie zależy ani od grubości drutu, ani od rodzaju metalu, z którego on jest sporządzony.

241. Fale elektryczne na drutach. Czy jednak wstrząśnienie elektryczne rozchodzi się wzdłuż drutu istotnie w postaci fali, t. j. w ten sposób, że ustępując z jednego miejsca przenosi się niezmienione do dalszych, i to z prędkością stałą, na podobieństwo np. fali głosowej, przebiegającej wzdłuż struny, albo sznura napiętego, któremu udzielono nagłego wstrząśnienia? Jeśli tak jest istotnie, wówczas bardzo szybkie, peryodyczne drgania elektryczne, działające na jeden koniec drutu, powinny przebiegać wzdłuż niego pod postacią fal elektrycznych, które należałoby wyobrażać sobie w następujący sposób.

Przypuszczam, że do szybkiego wibratora elektrycznego CC' (fig. 313) przyłączono wolno napięty drut D, który będziemy naprzód wyobrażali sobie nieograniczenie długim. Jego początek C będzie elektryzowany w szybkiej zmianie do napięcia naprzemian dodatniego i ujemnego. Jeżeli zmiany te rozchodzą się z prędkością skończoną c, wówczas drut nie będzie przyjmował jednocześnie tego samego na całej swej długości napięcia, jak jego początek. Gdy np. początek C znajduje się w maximum

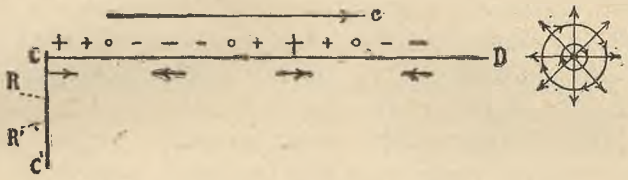


Fig. 313.

napięcia dodatniego, wtedy w pewnej odległości od początku znajdziemy napięcie ujemne, które wyszło z wibratora o połowę okresu drgania $\frac{1}{2}T$ wcześniej i t. p.. Zgodne z sobą stany naelektryzowania będą widocznie rozłożone wzdłuż drutu w równych odstępach:

$$\lambda = cT;$$

odstęp λ nazwiemy oczywiście „długością fali elektrycznej". Wibratory zamknięte Feddersena, o częstości 10^5 dawałyby zatem fale o długości $\lambda = \frac{3.10^{10}}{10^5} = 3.10^5\ cm$, t. j. około 3 kilometrów; za pomocą najszybszych zdołano uzyskać fale kilkumillimetrowej nawet długości.

Cały system znaków: +, 0, —, 0, +.... które widzimy na rysunku, leci wzdłuż drutu z prędkością c, wskazaną przez długą strzałę. Jednakże posuwanie się wzdłuż drutu nabojów elektrycznych stanowi prąd w drucie; prąd płynący w kierunku ruchu fali, jeżeli to są naboje dodatnie, w przeciwnym, jeżeli ujemne. Wzdłuż drutu odbywa się zatem, w każdem miejscu, drganie elektryczne, lecz faza tego drgania jest w każdem miejscu inna. Rozmieszczenie tych prądów, w pewnej chwili, wkazują na rysunku krótkie strzałki.

Drgające te prądy wytwarzają dokoła drutu pola magnetyczne, obejmujące drut spółśrodkowemi liniami, jak to okazuje

na fig. 313 rysunek boczny. Z nabojów wychodzą znowu promienisto linie elektryczne. Cały ten system linii elektrycznych i magnetycznych leci naprzód, wzdłuż drutu, przez otaczający go ośrodek, z prędkością c. Fala taka zasługuje zatem istotnie na nazwę elektromagnetycznej.

Powstawanie fali elektromagnetycznej odbywa się analogicznie, jak np. powstawanie fali głosowej w powietrzu. Fala głosowa leci naprzód na mocy sprężystości i bezwładności powietrza. Bezwładność jest przyczyną, że dane wstrząśnienie zgęszcza na razie tylko najbliższe cząstki powietrza i pobudza w nich sprężyste oddziaływanie. To działanie sprężyste zgęszcza następnie cząstki dalej położone i t. d. W fali elektromagnetycznej cechę bezwładności nadaje prądowi indukcya własna, t. j. pole magnetyczne, jakie wytwarza się dokoła początku drutu, gdy w ten początek wpadnie nagle prąd elektryczny. Jednocześnie nagromadza się na nim nabój elektryczny, napięcie rośnie, co znowu odpowiada działaniu sprężystemu w fali głosowej. Elektromagnetyczna bezwładność, t. j. indukcya, sprawia tedy, że nabój, np. dodatni, wpędzony nagle w początek drutu, nie rozlata się odrazu po całej jego długości, lecz gromadzi się naprzód na końcu wstrząśnionym, wytwarza wzrost napięcia, które działa następnie na dalsze partye drutu, tak jak wibrator działał w pierwszej chwili na jego początek. W ten sposób tworzy się fala. Koniecznym jednak powstania jej warunkiem będzie, żeby wstrząśnienie początkowe było bardzo nagłe, od tej nagłości zależy przecież, jak wiemy, wydatne działanie indukcyi własnej. Podobnież powolny ruch dłoni nie wywoła fali głosowej w powietrzu, ale uczyni to nagłe uderzenie młotka.

212. Fale stojące. Opisanego wyżej ustroju fal peryodycznych, elektromagnetycznych, nie podobna jednak wykazać doświadczalnie. Nietylko dlatego, że biegną niesłychanie szybko, że badanie niezamąconego ich przebiegu wymagałoby drutu długiego na wiele milionów kilometrów, lecz i z tej przyczyny, że nie posiadamy źródła, drgającego dostatecznie szybko, a nieprzerwanie, któreby takie fale wytwarzało. Drgania wibratorów, zwłaszcza otwartych, zanikają przecież bardzo szybko; one dają jednorazowe niemal tylko wstrząśnienia.

Można jednak prostym sposobem wykazać falisty ustrój zaburzeń elektrycznych na drutach metodą fal stojących. Objaśni nam to znowu przykład wzięty z akustyki. Jeżeli na strunę

napiętą podziała impuls zewnętrzny, jakikolwiek, struna przyjmie w ogólności jakiś zawiły sposób drgania, złożony z wszystkich drgań własnych, do których jest zdolną. Wszelako, jeżeli dotkniemy jej palcem, dajmy nato w połowie długości, wtedy zniszczymy wszystkie drgania składowe, z wyjątkiem tych, które mają właśnie węzeł w punkcie dotkniętym. Odpowiednie doświadczenie elektryczne wykonywa się w następujący sposób (Lecher). Mały wibrator cc' (fig. 314), typu fig. 310 c, zgięty w łuk kolisty

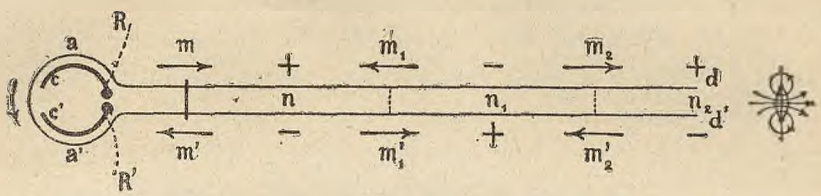


Fig. 314.

niezupełnie zamknięty, o średnicy kilku centymetrów, zasilany jest przez R, R' prądami cewki indukcyjnej, albo lepiej transformatora Tesli. Wibrator ten działa jako cewka pierwszorzędna malutkiego transformatora, którego obwód „wtórny" składa się z jednego drutu, zgiętego w niezupełne koło aa'. Końce jego poprowadzone są równolegle do siebie, na odległość jednego lub dwóch metrów, do dd'. Wstrząśnienia indukowane w aa', przez drgania elektryczne w cc', wpędzają widocznie dodatnią elektryczność w jeden z tych drutów, a jednocześnie ujemną w drugi. Otrzymujemy wskutek tego na obu drutach fale elektryczne, i to fale przeciwnych znaków. Zastosowanie dwu drutów daje tę korzyść, że pole elektryczne mniej się rozprasza, a skupia się głównie między drutami.

Dobiegłszy do końca drutu każda z tych fal musi odbić się wstecz. Dane są przeto warunki tworzenia się fal stojących, jak w piszczałce zamkniętej, przed której otworem umieszczono drgające widełki strojowe.

Na końcach d i d' drutów napięcie elektryczne może wahać się do góry i na dół, jednakże nie może oczywiście przepływać przez nie prąd. Na końcach tych mogą zatem wytworzyć się „strzałki" napięcia, oznaczone znakami + i —, a zarazem muszą znajdować się tam „węzły" drgania prądu elektrycznego. Wahanie się napięcia można łatwo uwidocznić za pomocą rurki szkla-

nej, zamkniętej, napełnionej rozrzedzonym gazem (najlepiej neonem), którą położyliśmy na końcach dd' na poprzek przez oba druty. Drgające tu silnie pole elektryczne wywoła jasne świecenie się gazu.

Jeżeli wówczas połączymy oba druty, gdziekolwiek indziej, metalowym mostkiem mm', zmącimy w ogólności te drgania, rurka zgaśnie. Nie zgaśnie tylko wtedy, gdy mostek mm' trafi na węzeł napięcia jednego z drgań możliwych na drucie. W węźle takim napięcie jest trwale zero na obu drutach; połączenie ich metaliczne nie uczyni więc żadnej różnicy.

Wtedy wytworzy się wzdłuż drutów prawidłowy system strzałek i węzłów, a więc fale stojące. Można je łatwo okazać.

Przesuwajmy rurkę szklaną wzdłuż drutów. Okaże się, że ona gaśnie w szeregu równoodległych położeń mm', $m_1m'_1$, $m_2m'_2$... wskazując miejsca węzłów napięcia. Świeci zaś najjaśniej i trwale w położeniach pośrednich n, n_1, n_2,... Tu znajdują się widocznie strzałki napięcia (+ na jednym drucie, gdy jednocześnie — na drugim i naodwrót), a zarazem węzły prądu, który znowuż drga najsilniej w m, m_1, m_2, zgarniając niejako dodatnią elektryczność w tem z położeń n, ku któremu z obu stron napływa, ujemną, skąd odpływa.

Odstępy $mm_1 = m_1m_2 = \ldots$ mierzą każdy połowę długości fali, $\frac{\lambda}{2}$. Zmierzywszy je w centymetrach, obliczymy natychmiast częstość odpowiedniego drgania:

$$n = \frac{3.10^{10}}{\lambda}.$$

Zwracamy uwagę, że w fali postępowej (fig. 313) maxima drgań prądu i napięcia szły razem; tu zaś rozsunięte są o ćwiartkę długości fali. Tak samo, jak wiemy, zachowują się w fali głosowej stojącej maxima zmian gęstości i maxima drgania.

Jak okazują strzałki na fig. 314 prądy płynące np. przez m i m_1 nagromadzają na górnym drucie, około n, rosnący coraz nabój dodatni, gdy jednocześnie na dolnym zbiera się ujemny. Między drutami, w n, wytwarza się tedy silne pole elektryczne. Ono dojdzie do pełni, gdy prądy w m i m_1 zaczynają odpływać od n; poczem słabnie, a ćwierć okresu później zmienia kierunek.

Obok tego systemu drgających pól elektrycznych znajdziemy znowu między drutami, mianowicie między m i m', m_1 i m'_1...

i t. d. drgające podobnież pola magnetyczne, prostopadłe do elektrycznych. Bo istotnie, weźmy np. pod uwagę obwód zamknięty $m_2 n_2 m'_2 n_1$, złożony z dwu kawałków drutu, około m_2 i m'_2, tudzież z ośrodka isolującego około n_1 i n_2. W chwili, do której odnosi się rysunek, w obwodzie tym krąży, w kierunku skazówek zegara, prąd elektryczny, mianowicie prąd przewodzony w drutach około m_2 i m'_2, dopełniony prądem dielektrycznym przez dielektryk, od drutu do drutu, przez miejsca n_1 i n_2, gdzie teraz indukcya elektryczna wzrasta. W obrębie tego obwodu, a najsilniej w jego środku, między m_2 i m'_2, prąd ten wytwarza pole magnetyczne, którego kierunek, w punkcie środkowym, między m_2 i m'_2, będzie widocznie prostopadły do płaszczyzny rysunku i skierowany po za nią. Jednocześnie między m_1 i m'_1 znajdziemy pole magnetyczne skierowane ku przodowi i t. d. Przebieg odpowiednich linii elektrycznych i magnetycznych okazuje rysunek boczny na fig. 314.

Na te falujące między drutami pola elektryczne i magnetyczne powinniśmy przedewszystkiem zwrócić uwagę; one stanowią istotę zjawiska. Wiemy przecież, że druty same mają tu znaczenie podrzędne; ani materyał, ani grubość ich nie mają wpływu na rozchodzenie się fal (ust. 240). Falowanie elektromagnetyczne odbywa się istotnie w ośrodku isolującym, a druty kierują je tylko i prowadzą, podobnie, jak ściany piszczałki prowadzą tylko falę głosową, nie biorąc same żadnego udziału w jej drganiu.

Między drutami lecą tedy, przez otaczający je dielektryk fale elektromagnetyczne, złożone z falujących pól elektrycznych i magnetycznych, wzajemnie prostopadłych. Po odbiciu się od końców, spotykając się z idącemi naprzód, tworzą one fale stojące elektromagnetyczne. W następującym ustępie zbadamy dokładniej ustrój takiej fali elektromagnetycznej w ośrodku isolującym.

Resonator Hertza. Jak pola elektryczne między drutami, świecącą rurką, tak towarzyszące im w fali stojącej pola magnetyczne można wykazać przez ich działanie indukcyjne na t. zw. resonator Hertza (fig. 315). Jest to kawałek drutu, o długości l, zgięty w niezupełnie zamknięte koło; między końcami N i N' zostawiona króciutka przerwa, służąca jakó iskiernik. W drucie takim możliwem będzie również drganie stojące: na końcach N i N' wystąpią strzałki napięcia, w środku M strzałka drgania elektrycz-



Fig. 315.

nego. Będzie zatem $l = \frac{\lambda}{2}$. Jeżeli dostroimy taki resonator do drgania fal stojących na drutach dd' (fig. 314), t. j. jeżeli dobierzemy $l = mm_1$, wówczas umieszczony płasko między drutami, w strzałkach pola magnetycznego, a więc obok m, albo m', iskrzyć on będzie żywo. W istocie bowiem, przez objęcie drutu przechodzi w tem położeniu szybko zmienny strumień indukcyi magnetycznej, który też indukuje w nim prąd. Iskrzyć on będzie zresztą także w strzałkach napięcia elektrycznego, w n, albo n_1, n_2, jednakże tylko wtedy, gdy jego średnicę główną ML, ustawimy równolegle do drutów dd'. To wskazuje, że przyczyną wywołanych w nim prądów jest w tym przypadku drgające pole elektryczne.

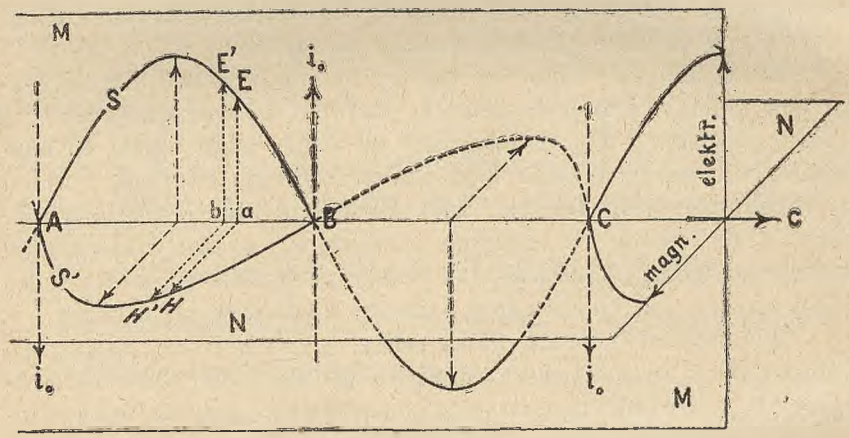


Fig. 316.

243. Teorya fal elektromagnetycznych. Ażeby zrozumieć, w jaki sposób powstają i rozchodzą się fale elektromagnetyczne przez ośrodek otaczający oba druty d i d' (fig. 314), zwrócimy uwagę na tę część tych fal, która leci wzdłuż linii środkowej, poprowadzonej po środku między drutami, równolegle do nich. Tę część fal będziemy mogli uważać jako fale przybliżenie płaskie, biegnące równolegle wzdłuż drutów i do nich prostopadłe.

Na fig. 316 $ABCc$ oznacza tę linię środkową. Niechaj linia falowa S, nakreślona w płaszczyznie pionowej MM, wyobraża rozmieszczenie pola elektrycznego, w ośrodku, w pewnej chwili, wzdłuż tej tej linii AC, podczas przebiegu fali. Będziemy uważali falę postępową, nie stojącą. Trzeba tedy rozumieć, że ta linia S leci razem

z falą, dajmy nato na prawo, z pewną prędkością, którą oznaczymy przez c. Ten ruch pola elektrycznego E wywołuje z koniecznością pole magnetyczne H, również faliste, w kierunku do E prostopadłym. Istotnie, w pewnym punkcie a panuje w uważanej chwili natężenie elektryczne E, wyrażone przez rzędną aE. W krótką chwilę τ później przyleci do punktu a rzędna bE', dłuższa od tamtej; będzie przytem $ba = c \cdot \tau$. Pole elektryczne w punkcie a rośnie zatem z nagłością, która w uważanej chwili wynosi $\dot{E} = \frac{E' - E}{\tau}$. Indukcya elektryczna, proporcyonalna do natężenia, $D = \frac{kE}{4\pi}$, rośnie również, z nagłością $\dot{D} = \frac{k\dot{E}}{4\pi}$; k oznacza zdolność elektryczną ośrodka otaczającego druty.

Wzrost indukcyi elektrycznej oznacza jednak, że przez ośrodek, w punkcie a, płynie (z dołu do góry) prąd dielektryczny. Jego natężenie będzie w każdym punkcie linii Ac inne, zawsze proporcyonalne do nagłości $\dot{D}$. Największe wartości (oznaczone przez i_0 na rysunku) posiada on widocznie w tych punktach A, B, C, ..., w których w danej chwili natężenie elektryczne jest właśnie zero — o ile rozkład natężenia jest sinusoidowy, jak na rysunku.

Wszelki prąd elektryczny stwarza jednak pole magnetyczne dielektryczny również, według zasadniczej hipotezy Maxwella (ust. 27; str. 57). Zastosowanie znanej reguły kierunkowej (ust. 28, fig. 48) przekona nas, że tym prądom i towarzyszyć musi pole magnetyczne, w kierunkach wskazanych przez strzałki poziome. Fali elektrycznej, drgającej w płaszczyznie pionowej MM, będzie zatem towarzyszyła związana z nią fala magnetyczna, drgająca w płaszczyznie poziomej NN. W punkcie a natężenie tego pola wynosi w uważanej chwili, dajmy nato H; w sąsiednim b przypuśćmy H'. W punkcie a pole to będzie zatem wzrastało, jeżeli H' jest większe od H. Nagłość tej zmiany wynosi $\dot{H} = \frac{H' - H}{\tau}$.

Okażemy, że natężenia obu tych pól E i H są w każdym punkcie proporcyonalne do siebie; jeżeli np. elektryczne wyraża się, jak na rysunku, sinusoidą pionową, to magnetyczne będzie przedstawione sinusoidą poziomą S', podobną do tamtej. Wykreślmy w tym celu, około punktu a, w płaszczyznie poziomej, wąziutki prostokąt (fig. 317), mający boki dłuższe prostopadłe do osi Ac, szerokość malutką $ab = c.\tau$, a długość $= 1$. Powierzchnia jego wynosi $c\tau \cdot 1$, przeto

przez nią płynie, w kierunku aE, prąd dielektryczny (ust. 46) $i = \dot{D} . c\tau$. Prąd ten, pomnożony przez 4π, powinien być równy pracy okrężnej (ust. 194, wzór 1) pola magnetycznego wzdłuż obwodu tego prostokąta. Praca ta wynosi $H' . 1 - H . 1$, gdyż na krótkich bokach prostokąta pole magnetyczne jest zero. Mamy przeto: $4\pi \dot{D} . c\tau = H' - H$, albo $k\dot{E} . c\tau = H' - H$, albo jeszcze:

(1) . . . . . $kc . \dot{E} = \dot{H}$.

Nagłości wzrastania obu pól są zatem proporcyonalne do siebie, przeto i pola same będą proporcyonalne, jeżeli w pewnej chwili były kiedyś oba równe zeru.

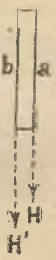


Fig. 317.

Uważaliśmy tu falę magnetyczną jako skutek elektrycznej; można było jednak wnioskować na odwrót. Wiemy przecież (ust. 233), że prądy magnetyczne stwarzają pola elektryczne. Owóż podczas posuwania się naprzód fali magnetycznej S', przez punkt a płynie, w kierunku poziomym, ku przodowi, prąd magnetyczny, pochodzący od wzrostu magnetycznej indukcyi. Jego natężenie, obliczone przez powierzchnię wąziutkiego prostokąta, znowu o szerokości $ab = c\tau$, o długości $= 1$, wykreślonego jednak na pionowej płaszczyznie, wynosi, według ust. 233:

$$j = \frac{\dot{N}}{4\pi} = \frac{\dot{B} . c\tau}{4\pi} = \frac{\mu \dot{H} . c\tau}{4\pi},$$

w czem μ oznacza zdolność magnetyczną ośrodka. Prąd ten, pomnożony przez 4π powinien równać się znowu pracy okrężnej elektrycznego pola, wzdłuż obwodu prostokąta, a więc, jak pierwej:

$$4\pi . \frac{\mu \dot{H} . c\tau}{4\pi} = E' - E, \text{ albo:}$$

(2) . . . . . $\mu c . \dot{H} = \dot{E}$.

Wzory (1) i (2) wyrażają oba tę samą zależność, wziętą raz ze strony elektromagnetycznej, drugi raz z magnetoelektrycznej. Spółczynniki proporcyonalności w tych wzorach powinny też mieć tę samą wartość, co daje $kc = \frac{1}{\mu c}$. Stąd obliczamy prędkość c postępu fali w ośrodku:

$$(3) \quad \ldots\ldots\ldots \quad c = \frac{1}{\sqrt{k\mu}}.$$

Gdyby ośrodkiem w którym fala leci było powietrze albo próżnia, znaleźlibyśmy na prędkość fali wartość:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \quad c_0 = \frac{1}{\sqrt{k_0 \mu_0}}$$

jeżeli k_0 i μ_0 odnoszą się do próżni, a więc do eteru czystego.

Porównajmy wzór (4) z wzorem (1) ust. 197, w którym obliczaliśmy stosunki miar elektromagnetycznych do elektrostatycznych. Odczytamy natychmiast zasadniczy a epokowy wniosek teoryi Maxwella: Fala elektromagnetyczna rozchodzi się w próżni z prędkością stałą i skończoną, a prędkość ta jest równa liczebnie stosunkowi jednostki bezwzględnej elektromagnetycznej naboju elektrycznego do jednostki elektrostatycznej.

Rozumiemy teraz, jaką drogą geniusz Maxwella zdołał przewidzieć i obliczyć prędkość rozchodzenia się działań elektromagnetycznych, na kilka dziesiątków lat wcześniej, zanim doświadczenia Hertza, Blondlota i innych wniosek ten potwierdziły. Wspomniany stosunek jednostek, znaleziony zwyczajnemi metodami pomiarów elektrycznych wynosi, jak wiemy, 3.10^{10} *cm/sek*, a tyleż wynosi także prędkość fal (ust. 240).

W innych ośrodkach isolujących a niemagnetycznych, np. w szkle, nafcie i t. p., można przyjąć $\mu = \mu_0$. Nadto jest $k = \varkappa k_0$, w czem $\varkappa$ oznacza stałą dielektryczną (ust. 68). Podstawiwszy te wartości w (3), znajdziemy:

$$(5) \quad \ldots\ldots\ldots \quad c = \frac{c_0}{\sqrt{\varkappa}}.$$

Prędkość rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w jakimkolwiek ośrodku isolującym jest równa prędkości rozchodzenia się w próżni, podzielonej przez pierwiastek stałej dielektrycznej, jest zatem zawsze mniejsza niż w próżni, gdyż $\varkappa > 1$.

I ten wynik sprawdzono przyrządem podobnym do fig. 314, gdy zanurzono część drutów *dd'* w wannie napełnionej np. naftą. W tem urządzeniu przyrząd przypomina najzupełniej znane urządzenie Kundta (tom I, ust. 225) używane do porównywania prędkości głosu w dwu gazach.

Prędkość sygnałów telegraficznych. Proste a przejrzyste prawa, jakim podlega rozchodzenie się fal elektromagnetycznych wzdłuż drutów, stosują się jednak wyłącznie do wstrząśnień elektrycznych bardzo nagłych, albo do drgań o bardzo znacznej częstości. Zjawisko przewodzenia rozgrywa się wówczas wyłącznie niemal w ośrodku isolującym otaczającym druty; druty same nie przewodzą, a prowadzą tylko falowanie, ich materyał, opór, grubość i t. p. nie mają wtedy, jak widzieliśmy, istotnego znaczenia. Przyczyna jest jasna. Gdy wzdłuż drutu lecą falujące pola magnetyczne i elektryczne, drut sam, jako dobry przewodnik, stanowi osłonę elektromagnetyczną dla swego wnętrza. Pola magnetyczne zmieniają swe natężenie tak nagle, że nie starczy im czasu wniknąć głębiej pod powierzchnię drutu. Wnętrze jego zostaje wolne od pól i prądów; drgania elektryczne odbywają się tylko w najcienszej powierzchownej warstewce, a ślizgałyby się wręcz tylko po jego powierzchni, gdyby ich częstość była niezmiernie wielką.

W nierównie zawilszy sposób odbywa się przewodzenie wzdłuż drutów drgań stosunkowo powolnych (np. przemiennych prądów telefonicznych), albo sygnałów telegraficznych, mających przecież dłuższe trwanie. Sam nagły początek, czoło fali, leci wprawdzie i teraz naprzód z prędkością światła. Wszelako, jeżeli zaburzenie równowagi elektrycznej trwa pewien czas dłuższy, pole magnetyczne i prąd znajdą dość czasu, żeby wniknąć w głąb drutu; na powierzchni zaś nagromadza się większy lub mniejszy nabój elektryczny, zależnie od jego pojemności elektrycznej. Czoło fali, lecące szybko naprzód, zostawia wtedy za sobą pozostałość, posuwającą się znacznie powolniej. Jak w zjawiskach dyfuzyjnych w ogóle, tak i w tym przypadku nie można mówić o jakiejś określonej prędkości przewodzenia sygnału. Pozorna jego szybkość zależeć będzie w pierwszym rzędzie od czułości odbiorczego aparatu telegraficznego, następnie od urządzenia linii telegraficznej (wysokość drutu nad nad ziemią, t. j. jego pojemność elektryczna, dalej grubość i materyał drutu, nawet jego długość). Na liniach nadziemnych znajdowano przyrządem Morsego prędkości pozorne sygnałów od 20 do 40 tysięcy kilometrów w sekundzie, zależnie od stosunków linii. Jeszcze większe opóźnienia okazują kable podmorskie, okryte cienką isolującą warstwą gutaperki, przedstawiające zatem bardzo znaczną pojemność. Należy je uważać jako olbrzymio długie butelki lejdejskie, które prąd wprowadzony musi naprzód na całej długości stopniowo naładować. Na kablu atlantyckim upływa około 3 *sek* zanim prąd zamknięty w Europie dojdzie w Ameryce do do swej trwałej, przez prawo Ohma wskazanej wartości. Stopniowy

jego wzrost odbywa się zupełnie podobnie jak wzrost temperatury na końcu pręta, którego początek ogrzano do wyższej stałej temperatury. Zjawisko odbywa się tu wyłącznie niemal dyfuzyjnie, bezwładność elektromagnetyczna niema prawie znaczenia.

244. Fale elektromagnetyczne swobodne. Najwalniejszym jednak wynikiem doświadczeń Hertza było sprawdzenie, że, zgodnie z teoryą Maxwella, fale elektromagnetyczne mogą też rozchodzić się w przestrzeni pustej, nie wsparte o żadne druty ani przewody. Pola elektryczne i magnetyczne mogą odrywać się od przewodników. Wtedy jednak występują koniecznie obydwa jednocześnie i lecą naprzód, jako fala, z prędkością światła.

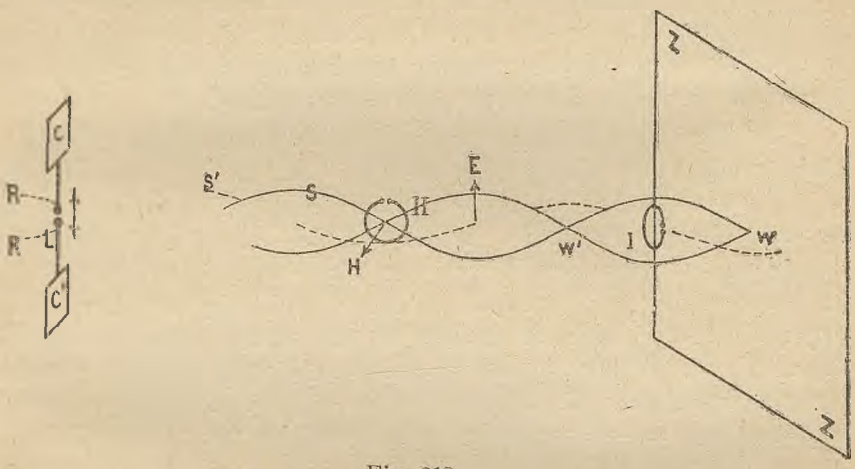


Fig. 318.

Sprobujmy naprzód wyrozumieć, jakim sposobem Maxwell zdołał przewidzieć to zasadnicze a nowe zjawisko, skoro za jego czasów nie znano ani jednego faktu, któryby wskazywał na skończoną szybkość rozchodzenia się działań elektromagnetycznych w przestrzeni próżnej. Weźmy w tym celu pod uwagę wibrator *CC'* (fig. 318), ustawiony np. pionowo, w którym wytwarzamy znanym sposobem, za pomocą cewki indukcyjnej, silne drgania elektryczne, o bardzo wielkiej częstości. Drgania te, wzorem wszelkich prądów przemiennych, wytwarzają w otoczeniu wibratora przemienne pole magnetyczne, a za jego pośrednictwem wywierają też na okół działania indukcyjne. Linie magnetyczne tego pola obejmują drut *L* poziomymi kołami; działanie indukcyj-

ne znowu, t. j. towarzyszące mu pole elektryczne, mieć będzie na ogół kierunek równoległy do drutu, na rysunku zatem, w pobliżu środka drutu, pionowy. Oba pola są zmienne, drgają równie często, jak prąd.

Gdybyśmy tedy obok drutu L, równolegle do niego, ustawili drugi drut podobny, lub inny jaki przewodnik, pola te wywołałyby w nim, przez indukcyę, przemienne prądy indukcyjne, przebiegające na ogół również w kierunku pionowym. Owóż u podstawy wnioskowania Maxwella leży zrozumienie, że te działania indukcyjne wystąpią i wtedy, gdy takiego podłoża metalowego nie będzie wcale, gdy w otoczeniu wibratora L znajdować się będzie isolator, albo nawet tylko próżnia. Nie wystąpią wtedy prądy indukcyjne przewodzone, ale wystąpią dielektryczne, przemienne, w sposób zupełnie podobny, jak to objaśniliśmy w ust. 233, w przypadku prądów indukowanych dielektrycznych, wywołanych przez chwilowy prąd magnetyczny.

Od Faradaya Maxwell przejął był wyobrażenie, że owe działania indukcyjne nie są bezpośrednie, lecz że są przewodzone w dal przez ośrodek otaczający, przez dielektryk, albo przez eter czysty. Z tego wypadało, że przy każdej nagłej zmianie prądu drgającego w wibratorze L, one ogarniają naprzód cząstki ośrodka przylegające bezpośrednio do drutu, indukują w nich szybkie drgania dielektryczne; te działają z kolei indukcyjnie na cząstki dalsze i t. d. W jaki sposób to przenoszenie się działań, polegające na ciągłej grze pól magnetycznych i elektrycznych się odbywa, to staraliśmy się wytłumaczyć przystępnie w ust. 35 (fig. 65 i 66). Że ono odbywa się z prędkością skończoną i równą stosunkowi elektromagnetycznej do elektrostatycznej jednostki elektryczności, tego dowiódł następnie rachunek ściślejszy, oparty na szczegółowej znajomości praw indukcyi*) — ten sam właśnie rachunek, który przeprowadziliśmy w ust. poprz. w przypadku fal opartych o druty, a który w zasadzie swej, stosuje się widocznie i do przypadku rozbieranego obecnie.

Zjawiska elektromagnetyczne spostrzegamy jednak nie w ośrodku, gdzie one naprawdę się rozwijają, lecz w drutach me-

*) Prawa te wykryły nam doświadczenia nad obwodami małych rozmiarów i powolnej zmienności prądu, gdzie skończona prędkość rozchodzenia się nie wchodziła wcale w rachubę. Tutaj stosujemy je właśnie do działań wzajemnych cząstek ośrodka niezmiernie blizkich, stosujemy je zatem poprawnie, jakkolwiek nie są one bezwzględnie ścisłemi.

talowych, w cewkach, galwanometrach, igłach magnesowych i t. p. Ażeby tedy wnioski Maxwella sprawdzić, należałoby naprzeciw wibratora *CC'* ustawić jaki przewodnik, drut, resonator lub coś podobnego, i wykazać, że każde wstrząśnienie elektryczne w wibratorze odbija się w tym przewodniku, nie natychmiastowo, lecz o pewien czas później, tem później, im większa je oddziela odległość. Zważmy jednak, że odległość 300000 kilometrów dałaby dopiero opóźnienie o jedną sekundę! Nie dziw tedy, że przed Maxwellem nikt się podobnego objawu opóźnienia nie spodziewał, a przed wynalezieniem przez Hertza szybko drgających wibratorów nie mógł nawet marzyć o doświadczalnem jego wykazaniu.

Hertz rozwiązał to zadanie środkami zdumiewająco prostymi, a rozwiązał je, stosując znowu ogólną metodę unieruchomienia fal, przez wytworzenie fal stojących. Przed wibratorem *CC'* (fig. 318), w odległości kilku albo kilkunastu metrów, ustawił on dużą, płaską ścianę metalową *ZZ* (arkusz blachy, wielkości paru metrów kwadratowych). Wiemy, że szybkie drgania elektromagnetyczne nie zdołają przeniknąć takiej ściany (ust. 238). Wiemy również, że pola elektryczne i magnetyczne, jakie unosi z sobą fala idąca od wibratora, przedstawiają zapasy energii. Energia ta ani nie znika, ani nagromadza się na ścianie, musi przeto odbijać się wstecz. Jeśli w tych warunkach fala odbita spotka się z padającą, należy oczekiwać tworzenia się fali stojącej, a więc węzłów, w odstępach równych połowie długości fali, w których żadnego działania elektrycznego nie będzie.

Hertz zdołał istotnie wykazać takie węzły, za pomocą resonatora opisanego w ust. 242, i to zarówno dla fali *S* drgającego pola elektrycznego *E* (na fig. 318, albo 316), jak i dla fali *S'* magnetycznego *H*. Podobnie jak w przypadku fali przewodzonej przez druty (ust. 242), tak i tutaj wibrator wyrzuca z siebie w ośrodek wstrząśnienia zarówno elektryczne, jak magnetyczne. One biorą początek w polach powstających w najbliższem jego otoczeniu, są zatem, jak wyżej powiedziano, prostopadłe względem siebie i względem kierunku rozchodzenia się fali. Fala elektromagnetyczna jest zatem falą „poprzeczną", i to zarówno w swej części elektrycznej, jak i magnetycznej.

Analiza fali stojącej za pomocą resonatora okazuje to niemal namacalnie. Ustawmy naprzód płaszczyznę resonatora równolegle do płaszczyzny zwierciadła (położenie I, na fig. 318),

w ten sposób, żeby jego średnica główna była poziomą, t. j. prostopadłą do wibratora, a zarazem do kierunku drgania elektrycznego. W tem położeniu linie indukcyi magnetycznej nie przebijają wcale obwodu resonatora; on oddziaływa wyłącznie na drgania elektryczne. Okazało się, że iskra w resonatorze trzymanym w tem położeniu gaśnie w szeregu równoodległych punktów w, w', w'',..., z których pierwszy leży na samem zwierciedle Z; iskrzy on zaś najsilniej w położeniach pośrednich.

Ustawmy następnie płaszczyznę resonatora znowu pionowo, ale równolegle do kierunku rozchodzenia się fali (położenie II, na fig. 318), przyczem kierunek jego średnicy głównej może być jakikolwiek. W tem położeniu pole elektryczne nie działa widocznie na resonator, natomiast działa indukcyjnie pole magnetyczne. Przesuwany w tem położeniu wzdłuż linii rozchodzenia się fali, resonator wykazuje znowu szereg węzłów, w tych samych odstępach jak węzły elektryczne, jednakże (jak było w fali stojącej na drutach, ust. 242) węzły te przesunięte są względem tamtych o ćwiartkę długości fali, jak być powinno.

Falistość działań wysyłanych przez wibrator a tem samem skończona prędkość ich rozchodzenia się, została zatem dowiedzioną.

Wibratory otwarte i zamknięte. Zrozumienie prawdziwego ustroju fali wysyłanej przez wibrator Hertza ułatwiło znacznie następujące spostrzeżenie Sarrasina i de la Riva. Zastosujmy do badania fali stojącej w opisanem właśnie doświadczeniu Hertza inny resonator, większy albo mniejszy od pierwszego; wibrator jednak zostawmy ten sam. Okaże się wtedy, że węzły fali stojącej będą teraz miały inne odstępy niż pierwej, większe, lub mniejsze, odpowiednio do rozmiarów resonatora. Spostrzeżenie to dowodzi, że znaleziona przez Hertza peryodyczność zjawiska ma swe źródło w peryodyczności drgań nie wibratora, lecz resonatora. Tłumaczy się to bardzo prosto. Drgania wibratora otwartego (jak fig. 310, b, c, d), pobudzone każdem uderzeniem cewki Ruhmkorffa, zanikają bardzo szybko, dlatego właśnie, że wibrator taki wysyła silne fale, które zabierają mu obficie energię. Biorąc porównanie z akustyki należałoby drganie wibratora otwartego upodobnić nie do tonu ciągłego, wydawanego przez zadętą piszczałkę, lecz raczej do urwanego odgłosu, jaki daje np. próżna butelka, z której wyciągnięto nagle korek. Fala elektromagnetyczna wysyłana przez wibrator, po każdem oddzielnem uderzeniu cewki Ruhmkorffa, to nie regularny szereg grzbietów i dolin, lecz

małoco więcej jak jedno pojedyncze wstrząśnienie. Inaczej resonator. Ten posiada również właściwy sobie okres drgania. Pobudzony jednak do drgania drgałby nierównie dłużej, gdyż stanowiąc obwód niemal zamknięty nie wysyła żadnych prawie fal na zewnątrz. Można przecież podzielić go na dwie połowy, w których drgania mają przeciwne kierunki, a wskutek tego znoszą się przybliżenie w swem działaniu na odległe cząstki ośrodka.

Różnica ta we własnościach wibratora otwartego i resonatora zamkniętego tłumaczy dostatecznie spostrzeżenie Sarrasina i de la Riva. Przypuszczam, że fala wyrzucona przez wibrator trafia w pewnej chwili resonator, którego okres własnego drgania niech będzie T. Ona podnieci go do drgania, jak uderzenie młotka o dzwon, poleci dalej, a po odbiciu się od zwierciadła Z trafi go ponownie. Może się zdarzyć, iż trafi go teraz w takim kierunku, iż rozpoczęte dopiero drganie będzie przez nią zniesione; zdarzy się to w położeniu węzłowem resonatora. Odsuńmy następnie resonator od zwierciadła o długość $\frac{cT}{2} = \frac{\lambda}{2}$. Fala powrotna mieć będzie teraz drogę o $2.\frac{\lambda}{2}$ dłuższą do przebycia, zanim go znowu dosięgnie, trafi tedy resonator o czas $T = \frac{\lambda}{c}$, t. j. o cały okres własnego jego drgania później. Spotka go tedy znowu w takiej fazie, że po dokonaniu jednego drgania uspokoi go i nie dozwoli elektryczności rozbujać się aż do wydania iskry.

Wykazawszy w ten sposób, że odstępy węzłów w, w'.... zależne są od okresu drgania resonatora, gdyż każdy z nich wynosi $\frac{cT}{2}$, można widocznie zmierzyć tą drogą prędkość c rozchodzenia się fali w powietrzu (albo próżni), o ile okres T resonatora będzie skądinąd znany. Prostsza droga polega jednak na porównaniu prędkości fali swobodnej w powietrzu ze znaną z pomiarów Blondlota prędkością fal na drucie. Tym i podobnymi sposobami potwierdzono wniosek Maxwella, że prędkość rozchodzenia się fal elektromagnetycznych swobodnych, w próżni, wynosi również 3.10^{10} *cm/sek*, a więc tyleż, co prędkość światła.

245. Promieniowanie elektromagnetyczne. Zgodność prędkości rozchodzenia się fal elektromagnetycznych i światła dała Maxwellowi pierwszą podstawę do jednego z najwspanialszych uogólnień współczesnej fizyki, do podciągnięcia zjawisk świetlnych (promieniowania w szerszem znaczeniu) i elektromagnetycznych pod jedną wspólną teoryę. Przewidywania teoretyczne

Maxwella Hertz potwierdził w sposób dotykalny niemal szeregiem świetnych doświadczeń, któremi okazał, że fale elektromagnetyczne rozchodzą się, odbijają, załamują, polaryzują i t. d., według tych samych praw, jakie optyka wykryła zdawna dla światła.

Resonator Hertza, narzędzie, którem badacz ten posługiwał się przeważnie w swych poszukiwaniach, zastąpiono następnie innymi odczynnikami, pozwalającymi rozpoznawać obecność fal elektromagnetycznych łatwiej i dogodniej. Nazwano je ogólnie detektorami. Z tych najprostszy i najdawniej znany detektor Branly'ego. Jest to mała rurka szklana *AB* (fig. 319), w którą wprowadzono dwa metalowe, zwykle srebrne wałeczki *a* i *b*, przytwierdzone do dwu wyprowadzonych na zewnątrz drutów, służących jako elektrody. W wązkiej szczelinie (około 0,5 *mm*) między wałeczkami znajduje się odrobina opiłek metalowych (zwykle niklowe, z małą domieszką srebrnych). Rureczka taka, wprowadzona w obwód galwaniczny (*S* ogniwo; *G* galwanometr, albo dzwonek elektryczny, albo przenośnik telegrafu Morsego) nie przepuszcza prawie wcale prądu; opór jej, pochodzący z luźnego styku opiłek, wynosi miliony ohmów. Wystarczy jednak rozbroić np. butelkę lejdejską (iskrą) w pobliżu tego przyrządziku, albo opromienić go jakkolwiek inaczej falami elektromagnetycznemi, a opór jego spadnie odrazu do niewielu ohmów; dzwonek, czy przenośnik *G* odezwie się natychmiast. Nie będziemy tu powtarzali prób wyjaśnienia tego szczególnego zjawiska, z których żadna nie zyskała jeszcze powszechnego uznania. Faktem jest, że fale elektromagnetyczne spajają, tak czy owak, cząsteczki metalu ściślej i budują między niemi przewodzące mosty. Lekkie jednakże wstrząśnienie mechaniczne rureczki burzy te mosty i przerywa znowu prąd. Na opiłki nadają się tylko metale ulegające lekkiemu utlenianiu. Aby powierzchnia ich nie zmieniała się nadal w tym względzie rureczka jest zamknięta, a powietrze z niej wypompowane (przez dziobek *c*).

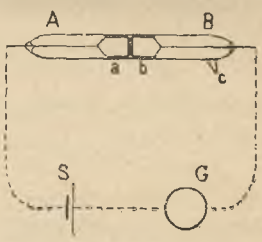


Fig. 319.

a) Prostolinijne rozchodzenie się promieni elektromagnetycznych. W linii ogniskowej parabolicznego reflektora *A* (fig. 320), utworzonego z kawałka zgiętej stosownie blachy, umieszczony jest mały wibrator—najlepiej typu fig. 310, *d*—

zasilany cewką indukcyjną *R*. Naprzeciw niego, w odległości kilku metrów, znajduje się drugi podobny reflektor *B*, mający w swem ognisku detektor Branly'ego *D*, połączony z ogniwem *S* i dzwonkiem, albo galwanometrem *G*. Ilekroć puścimy w ruch cewkę *R*, dzwonek *G* zawiadomi nas natychmiast o działaniu fal elektromagnetycznych na *D*, o ile reflektor *B* znajdować się będzie dość przybliżenie na osi reflektora *A*. Nie otrzymamy zaś działania, gdy go ustawimy z boku. Promieniowanie elektromagnetyczne rozchodzi się zatem w liniach prostych, na podobieństwo pęku promieni światła, któryby reflektor *A* odrzucał w dal, gdyby zamiast wibratora znajdowało się w jego ognisku jakie ciało świecące.

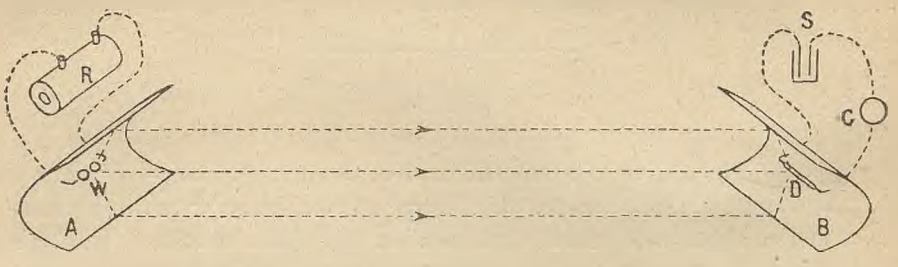


Fig. 320.

Wiemy jednakże, że nawet promienie światła nie rozchodzą się się ściśle w liniach prostych (tom II, ust. 161). Przybliżona ważność tego zasadniczego prawa optyki zależna jest przecież od wielkiej krótkości fal świetlnych. Nie można się tedy dziwić, że prostolinijne rozchodzenie się promieniowania elektromagnetycznego jest również tylko przybliżone, a nawet o wiele grubiej przybliżone, aniżeli rozchodzenie się światła; wszakże w doświadczeniu takiem jak na fig. 320 fale mają po kilka, albo kilkanaście centymetrów długości. Rzeczywiście też, prawo to sprawdza się tem lepiej, im mniejszy wibrator, im krótsze zatem fale, albo też im większe będą rozmiary użytych reflektorów, zasłon i t. p. w porównaniu z długością fali.

Blacha metalowa, wielkich rozmiarów, wstawiona między reflektory *A* i *B* odcina działanie, rzuca cień, bo jest nieprzeźroczysta wobec fal elektromagnetycznych (ust. 238); natomiast przechodzą one swobodnie przez dielektryki, jak po wietrze, nafta, parafina, siarka, papier lub drzewo suche i t. p.

Doświadczenie opisane wyżej daje czystsze wyniki, gdy cały przyrząd promieniujący, reflektor A razem z cewką R i należącą do niej bateryą zamkniemy w blaszanej skrzyni, mającej jeden tylko otwór, naprzeciw wibratora W. Cały przyrząd przypomina wtedy żywo latarnię, rzucającą przez otwór pęk światła, w jednym tylko kierunku.

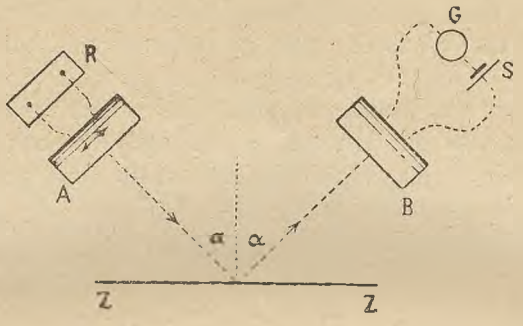


Fig. 321.

b) Odbicie od metali. Ustawmy reflektory A i B poprzedniego doświadczenia tak, żeby ich osi, leżąc w jednej płaszczyznie, zawierały z sobą kąt pewien (fig. 321); detektor w B nie oddziaływa wtedy na fale wysłane przez A. Oddziaływanie pojawi się jednak natychmiast, gdy przed reflektorami ustawimy duży płaski arkusz blachy ZZ i pochylimy go tak, iżby zawierał z osiami reflektorów jednakowe kąty. Promieniowanie elektromagnetyczne odbija się zatem od zwierciadeł metalowych według tych samych praw jak światło. Świadczy o tem zresztą samo stosowanie reflektorów do rzucania pęków tych promieni w dal.

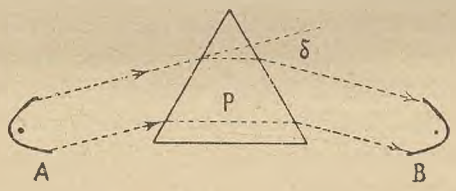


Fig. 322.

c) Załamanie w dielektrykach. Pęki promieni elektromagnetycznych — tej nazwy zapożyczonej z optyki możemy już widocznie używać — załamują się też na granicy dwu różnych ośrodków dielektrycznych na podobieństwo światła. Dowo-

dzi tego doświadczenie objaśnione na fig. 322; P oznacza tam pryzmat wielkich rozmiarów, sporządzony z parafiny, smoły, szkła, siarki i t. p. Odchyla on wiązki promieni elektromagnetycznych podobnie, jakby odchylał promienie światła.

Można zatem mówić o spółczynniku załamania promieni elektromagnetycznych. Doświadczenie z pryzmatem pozwala mierzyć jego wartość; wystarczy zmierzyć zboczenie promieni i zastosować znane wzory na załamanie promieni w pryzmatach (tom II, ust. 184, *a*). Spółczynnik załamania n wszelkiego falowania, czy ono będzie mechanicznem, jak w falach głosowych, czy świetlnem, czy elektromagnetycznem, określa się ogólnie jako stosunek $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ wstawy kąta padania α, do wstawy kąta załamania β. W ośrodkach, które przepuszczają fale bez znaczniejszego pochłaniania ich energii, zależy on wyłącznie od szybkości rozchodzenia się c_0 i c fal w obu ośrodkach, które powierzchnia łamiąca przegradza. Jest mianowicie zawsze (tom I, ust. 203, albo tom II, ust. 180): $n = \frac{c_0}{c}$; niechaj c_0 odnosi się do próżni. Wstawmy tu za c_0 i c wartości 3 i 4 ust. 243; połóżmy tam nadto $\mu = \mu_0$, gdyż pod względem zdolności magnetycznej zwykłe para- i diamagnetyczne dielektryki różnią się niezmiernie mało od próżni. Znajdziemy wtenczas:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sqrt{k\mu}}{\sqrt{k_0 \mu_0}} = \sqrt{\frac{k}{k_0}} = \sqrt{\varkappa}$$

co znaczy, że spółczynnik załamania dielektryków dla fal elektromagnetycznych powinien równać się pierwiastkowi ze stałej dielektrycznej $\varkappa$ danego ośrodka. W następującym ustępie obaczymy o ile to przewidywanie teoretyczne się sprawdza.

Zgodność praw załamania światła i fal elektromagnetycznych umożliwia stosowanie soczewek do tych ostatnich (bańki szklane napełnione naftą, soczewki z asfaltu, parafiny i t. p.) — zawsze z zastrzeżeniem, żeby rozmiary tych przyrządów były przystosowane do długości fali danego wibratora.

d) Odbicie od dielektryków. Wykonajmy doświadczenie nad odbiciem, jak na fig. 321, zastosujmy jednak, zamiast metalowego zwierciadła, płytę dielektryczną DD' (fig. 323, 324).

Będzie to jak gdyby zastosowanie płyty szklanej do promieni światła; znajdziemy znowu odbicie, oczywiście słabsze, aniżeli od blachy metalowej, a zarazem odkryjemy nowe a ważne podobieństwo do światła. Promienie elektromagnetyczne wysyłane

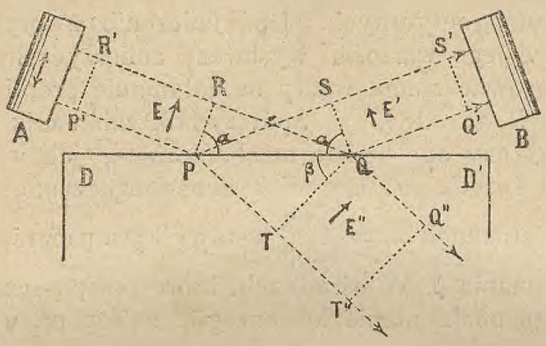


Fig. 323.

przez wibrator, są s p o l a r y z o w a n e, w tem znaczeniu, w jakiem się mówi o polaryzacyi światła. Na mocy sposobu ich wytwarzania drgania ich są uporządkowane w określonych płaszczyznach: elektryczne odbywają się równolegle do wibratora, magnetyczne

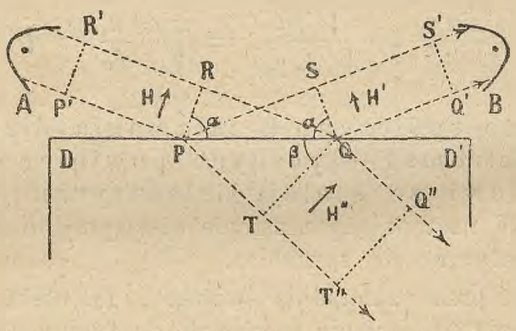


Fig. 324.

prostopadle do tamtych i do promienia. Odbicie od płyty dielektrycznej przedstawia też istotnie różne cechy, zależnie od tego, czy ustawimy wibrator równolegle do płaszczyzny padania (fig. 323), czy prostopadle do niej (fig. 324).

W pierwszym i tylko w pierwszym z tych przypadków (drganie „elektryczne" równoległe do płaszczyzny padania) znajdziemy, że przy pewnym określonym kącie padania natężenie wiązki odbitej będzie zero. To odpowiada dokładnie prawu odkrytemu przez Brewstera (tom II, ust. 201, 204), że światło spolaryzowane w płaszczyznie prostopadłej do płaszczyzny padania nie odbija się wcale od płyty przeźroczystej (szklanej lub t. p.) jeżeli pada na nią pod „kątem polaryzacyi". Stąd wniosek ważny: o ile uważać będziemy światło jako promieniowanie elektromagnetyczne, należy przyjąć, że drganie elektryczne odbywa się prostopadle do tej płaszczyzny, którą w drodze umowy zgodzono się nazywać płaszczyzną polaryzacyi.

Teorya fal elektromagnetycznych prowadzi też łatwo do głośnych wzorów Fresnela na natężenie światła spolaryzowanego odbitego od powierzchni ciał przeźroczystych (tom II, ust. 204). Dajmy nato, że drgania pola elektrycznego na promieniu trafiającym w powietrzu (k_0, μ_0) płytę dielektryku DD' (fig. 323, albo 324) wyraża się — np. w punkcie P, na powierzchni płyty — wzorem $E = A \sin 2\pi n t$. Temu drganiu elektrycznemu towarzyszy zawsze, jak wiemy, magnetyczne, prostopadłe doń (według ust. 243, wzór 1):

$$H = k_0 c_0 E = \frac{k_0}{\sqrt{k_0 \mu_0}} E, \text{ zatem } H = A \sqrt{\frac{k_0}{\mu_0}} . \sin 2\pi n t.$$

Wiązka promieni $P'PRR'$, prowadząca takie drgania, niesie z sobą energię, w części elektryczną, w części magnetyczną, która w myśl wzoru ogólnego $\frac{kE^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}$, będzie w każdym razie proporcyonalna do kwadratu amplitudy drgania A^2, tudzież do zdolności elektrycznej k_0 górnego ośrodka. W walcu o przekroju $I'R = PQ \cos \alpha$ i o wysokości $PP' = c_0$ mieści się zatem ilość energii proporcyonalna do iloczynu $k_0 A^2 . PQ \cos \alpha . c_0$. Skoro płyta dielektryczna nie chłonie energii, przeto energia powyższa powinna pojawiać się w całości w wiązce odbitej $QQ'S'S$ w ilości $k_0 a^2 . PQ \cos \alpha . c_0$, tudzież w wiązce załamanej $QTT'Q''$ w ilości $kb^2 . PQ \cos \beta . c$; a oznacza tu amplitudę drgania elektrycznego na promieniu odbitym, b na załamanym, k i c zdolność elektryczną i prędkość fal w ośrodku dolnym. Prawo zachowania energii wyraża się zatem równaniem:

$$k_0 c_0 A^2 \cos \alpha = k_0 c_0 a^2 \cos \alpha + k c b^2 \cos \beta.$$

Uwzględniwszy tu wartości c_0 i c (ust. 243, wzory 3 i 4), tudzież to, że według (1) jest $\sqrt{\frac{k}{k_0}} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$, napiszemy je tak:

(2) . . . $A^2 \cos\alpha \sin\beta = a^2 \cos\alpha \sin\beta + b^2 \sin\alpha \cos\beta$.

Przypadek *a*). Drganie elektryczne równoległe do płaszczyzny padania (fig. 323). Natężenie elektryczne w dolnym ośrodku, tuż pod punktem P, wyraża się wzorem:

$$E'' = b \sin 2\pi n t.$$

Ono zawiera z normalną padania kąt $90^0 - \beta$. Powierzchnię DD' trafia zatem z dołu strumień indukcyi elektrycznej proporcyonalny do $kb \sin\beta$; górą wychodzi z niej strumień proporcyonalny do $k_0 A \sin\alpha$ wpadającej, i do $k_0 a \sin\alpha$ w odbitej wiązce. Strumienie obustronne muszą być każdej chwili jednakowe, gdyż na powierzchni DD' niema żadnych nabojów elektrycznych. To daje związek $k_0 (A+a) \sin\alpha = kb \sin\beta$. Uwzględniwszy znowu, że $\frac{k}{k_0} = \frac{\sin^2\alpha}{\sin^2\beta}$, znajdziemy drugą zależność między amplitudami:

(3) . . . . . $(A + a) \sin\beta = b \sin\alpha$.

Po wyrugowaniu wielkości b z równań (2) i (3) wypadnie odrazu znany wzór Fresnela:

$$a = A \cdot \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}$$

na amplitudę fali odbitej. Widzimy istotnie, że odbicia nie będzie, gdy $\alpha + \beta = 90^0$, t. j. gdy $\operatorname{tg}\alpha = n$, zgodnie z prawem Brewstera.

Przypadek *b*). Drganie elektryczne prostopadłe do płaszczyzny padania (fig. 324). W tym przypadku znowu ciągłość magnetycznej indukcyi, przez powierzchnię odbijającą, daje zależność:

$$\mu_0 A' \sin\alpha + \mu_0 a' \sin\alpha = \mu_0 b' \sin\beta,$$

w czem litery kreskowane oznaczają amplitudy fal magnetycznych (proszę uwzględnić, że drgania magnetyczne leżą teraz tak, jak elektryczne leżały w przypadku *a*). Zważywszy, że:

$$A' = A\sqrt{\frac{k_0}{\mu_0}}, \quad a' = a\sqrt{\frac{k_0}{\mu_0}}, \quad b' = b\sqrt{\frac{k}{\mu_0}},$$

otrzymamy stąd, po uwzględnieniu wzoru (1), po prostu:

$$(4) \quad \ldots\ldots\ldots \quad A + a = b,$$

co było bezpośrednio do przewidzenia. Z równań (2) i (4) wynika teraz:

$$a = -A \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)},$$

drugi z wzorów Fresnela, odnoszący się do odbicia światła spolaryzowanego w płaszczyznie padania.

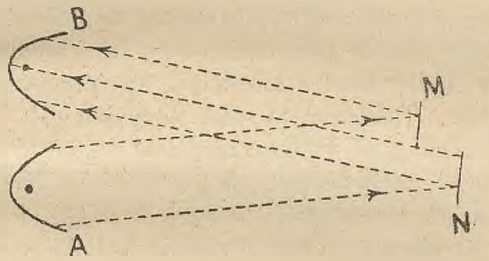


Fig. 325.

e) Interferencya. Równoległa wiązka promieni elektrycznych, wysłana przez reflektor A (fig. 325), pada na dwie, cokolwiek skośnie względem promieni, ale równolegle do siebie ustawione blachy metalowe M i N. Po odbiciu od nich trafia drugi reflektor B, w którego ognisku znajduje się stosowny detektor fal*). Rozsuwając stopniowo obie blachy, jak wskazano na rysunku, wytwarzamy rosnącą różnicę faz między obu połowami wiązki odbitemi od nich. Detektor wskazuje wtedy kolejne maxima i minima działania, wynikające widocznie z interferencyi obu tych połówek. Z powodu szybkiego zanikania drgań zjawisko to nie jest wprawdzie tak czyste i określone jak interferencya światła, dowodzi jednak bezpośrednio i niewątpliwie falistego ustroju promieni elektromagnetycznych.

---

*) Detektor Branly'ego wskazuje tylko obecność lub nieobecność promieni, nie daje jednak żadnej wiadomości o ich natężeniu. Do tych doświadczeń stosowniejszym będzie detektor termoelektryczny, w kształcie prostolinijnego resonatora, złożonego z dwu różnych metali. Pochwycone przezeń drgania, rozgrzewając spojenie, zdradzają swą obecność i natężenie słabszym lub silniejszym prądem termoelektrycznym.

Radiotelegraf (telegraf iskrowy, albo telegraf bez drutu). Około r. 1896 włoski inżynier Marconi zastosował fale elektromagnetyczne do przesyłania w dal sygnałów telegraficznych, bez użycia jakiegokolwiek przewodnika łączącego rozmawiające z sobą stacye. Wynalazek ten, jeden z najpiękniejszych i najdonioślejszych we współczesnej technice, umożliwia np. rozmowę telegraficzną z okrętami znajdującymi się wśród oceanu, na odległość wielu setek kilometrów. Wibrator Hertza i ustawiony w pewnej od niego odległości detektor Branly'ego, włączony w obwód obejmujący ogniwo galwaniczne i zwykły przenośnik telegraficzny, stanowiłby już w rzeczy samej zawiązek takiego telegrafu bez drutu; każde wprawienie w ruch cewki Ruhmkorffa, zasilającej wibrator, wywołuje sygnał na odległym przenośniku a to wystarczyłoby już do porozumiewania się. Jednakże zasięg takiego przyrządu byłby bardzo niewielki, nie przenosiłby kilku, albo kilkunastu metrów. Pochodzi to stąd, że pojemność wibratora Hertza jest mała; nawet pod dużem napięciem on przyjmuje mało elektryczności i energii, mało też energii promieniuje. Nierównie większą ilość energii można wprowadzić w ruch drgający, i to długotrwały, w obwodzie zawierającym liczne i wielkie butelki lejdejskie, słowem w wibratorze zamkniętym typu fig. 310, *a*. Takie obwody promieniują jednak znowuż bardzo słabo, dlatego właśnie, że są zamknięte, natomiast wprowadzone w drganie, drgają stosunkowo długo (ust. 244). Zwyczajnie tedy łączy się z sobą wibrator zamknięty z otwartym przez skojarzenie indukcyjne, wzorem transformatora Tesli. Pierwszy wytwarza silne i trwałe drgania, drugi zaś promieniuje je w przestrzeń.

Wibrator otwarty stanowi długi (10—50 *m*) drut *CZ* (fig. 326), t. zw. antenna, wyprowadzony pionowo w górę, wzdłuż rusztowania albo masztu, połączony u dolnego końca *Z* z ziemią. W dolnej swej części zawiera on cewkę *Q*, w której można załączać, ruchomym stykiem *a*, więcej lub mniej obwodów, a tem samem dostrajać okres drgań elektrycznych w drucie do żądanej wartości; pojemności elektrycznej dostarcza górna, wolno sterczająca część drutu. W tych warunkach drganie elektryczne w antennie odbywać się będzie w ten sposób, że u góry, w *C*, wytworzy się strzałka napięcia, u dołu zaś, w *Z*, strzałka prądu. Podobnie tedy, jak w piszczałce krytej, długość *CZ* odpowiadać będzie przybliżenie ćwiartce długości fali wysyłanej przez taki wibrator. Fala ta, rozszerzająca się poziomo, na okół w otaczającej przestrzeni, składać się będzie widocznie z drgania elektrycznego, równoległego do drutu, a więc pionowego i z drgania magnetycznego w kierunku poziomym. Jest jeszcze druga cewka *B* w tym drucie, stanowiąca jakby cewkę wtórną transformatora Tesli;

cewka ta zostaje pod indukcyjnym wpływem cewki A, wchodzącej w skład wibratora zamkniętego $KAR'R$, zawierającego potężną bateryę butelek K, tudzież iskiernik RR'.

Zupełnie podobne do tego urządzenie znajduje się na stacyi odbiorczej, z tą różnicą, że zamiast iskiernika obwód skojarzony z anteną $C'Z'$ zawiera detektor Branly'ego, lub inny podobny D.

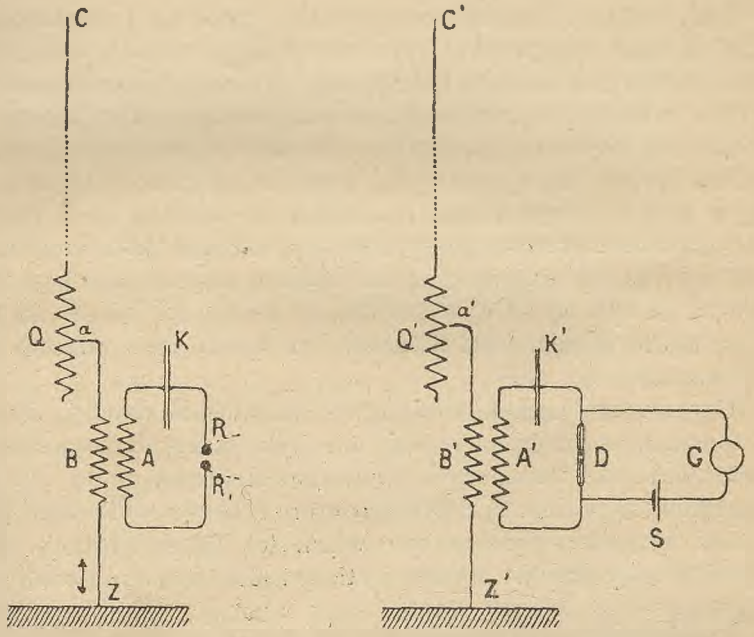


Fig. 326.

Do wywołania drgań w pierwszorzędnym, zamkniętym obwodzie $KAR'R$ stacyi wysyłającej telegram służy silna cewka indukcyjna, albo lepiej prądnica przemienna, połączona z przetwornicą wysokiego napięcia. Ażeby otrzymać także w antennie możliwie potężne drganie, a wskutek tego silne promieniowanie w przestrzeni, należy postarać się o to, żeby oba wibratory, zamknięty $KA'R'R$ i otwarty CZ, były starannie zestrojone do równych okresów drgania, a to celem wyzyskania korzyści, jakie daje resonancya. Podobnież i przyrządy stacyi odbiorczej, które trafia fala bardzo już oczywiście osłabiona, będą wtedy tylko podniecone przez nią do silniejszego drgania, gdy własny ich okres będzie dostrojony do okresu nadchodzącej fali. W radio-

telegrafii używa się fal tak długich (300—2000 *m*), że o prostolinijnym ich biegu, wzorem fal świetlnych, nie może być mowy. Owszem, uginanie się ich, przystosowywanie do nierówności gruntu i do wypukłości kuli ziemskiej, jest nawet pożądane. Dolne końce pionowych linii elektrycznych, lecących naprzód falą, prowadzi ziemia, podobnie jak w opisanych pierwej falach na drucie (ust. 241) one wspierały się końcami na drutach.

246. Teorya elektromagnetyczna światła. Doświadczenia opisane w ustępie poprzedzającym stwierdziły, ponad wszelką wątpliwość, że światło uważać należy jako zjawisko elektromagnetyczne. Fale świetlne, wydawane przez ciała żarzące, albo jarzące się, uważane aż do chwili pojawienia się teoryi Maxwella jako fale ruchowe w ośrodku sprężystym, w eterze, poruszają się z tą samą (w próżni) prędkością, rozchodzą się według tych samych praw, jak fale elektromagnetyczne wytwarzane sztucznie, za pomocą przyrządów elektrycznych. Różnica między nimi jest tylko ilościowa; tamte są bardzo krótkie, te mierzą się nawet na kilometry; tamte drgają setki bilionów, te krocie albo miliony razy w sekundzie.

Czy istniała jednak konieczność zarzucenia dawnej, sprężystej teoryi fal świetlnych? Czy nie było raczej wskazanem odwrócić wniosek: tłumaczyć falowanie elektromagnetyczne mechanicznem drganiem sprężystego eteru? Owóż wystarczy przypomnieć niektóre podstawowe własności fal świetlnych, żeby zrozumieć natychmiast wyższość teoryi elektromagnetycznej nad sprężystą.

Fale świetlne, jak wiadomo z doświadczenia, są falami p o p r z e c z n e m i. Fale ruchowe tego rodzaju mogłyby powstawać tylko w ośrodku sprężystym s z t y w n y m; ośrodek ten powinienby nadto być nieściśliwym, o ile poprzecznym nie miałyby towarzyszyć wstrząśnienia podłużne, podobne do głosowych. Hipoteza sztywnego eteru, na którą tedy optyka dawniejsza musiała z konieczności się godzić, przedstawiała jednak poważne trudności, chociażby tę, że zniewalała do wyobrażania sobie swobodnych ruchów ciał stałych (planet, gwiazd) we wnętrzu tego sztywnego ośrodka! Trudność tę teorya elektromagnetyczna omija w zupełności. Fale elektromagnetyczne, jak widzieliśmy, są z natury swej zawsze poprzecznemi, wynika to z praw indukcyi, które rządzą ich powstawaniem. Pojęciem eteru, jako podłoża tych fal, posiłkuje się wprawdzie i ta teorya, nie przypisu-

je mu jednak innych własności, jak tylko zdolność przyjmowania w siebie energii elektrycznej, według praw indukcyi. Poza tem pozostawia zupełną swobodę wyobrażania sobie eteru, jak się komu podoba, choćby nawet jako li metodyczny środek ujęcia praw przyrody.

Podobnież w prosty sposób teorya elektromagnetyczna usunęła odrazu trudności, jakie nastręczało usprawiedliwienie praw odbijania się światła spolaryzowanego, odkrytych przez Fresnela, a sprawdzonych przez doświadczenie. Prawa te, jak okazaliśmy w poprzedzającym ustępie (lit. *d*), wynikają jako proste następstwo założeń teoryi elektromagnetycznej, podczas gdy ściśle ich wyprowadzenie na podstawie teoryi sprężystego i sztywnego eteru było wprost niemożliwe. Zarazem znalazła się oddawna poszukiwana odpowiedź na pytanie: czy drgania światła spolaryzowanego odbywają się w płaszczyznie polaryzacyi, czy prostopadle do niej? Odpowiedź brzmi (ust. poprz.): odbywają się w jednym i drugim z tych kierunków, elektryczne są prostopadłe, magnetyczne równolegle do płaszczyzny polaryzacyi.

O ile jednak rozchodzenie się światła w próżni zostało całkowicie i ściśle wytłumaczone przez teoryę elektromagnetyczną, o tyle znowu wytłumaczenie własności optycznych materyi zwyczajnej przedstawiało zrazu znaczne trudności. Fale elektromagnetyczne są pochłaniane przez przewodniki, przechodzą tylko przez ośrodki dielektryczne; tamte powinny zatem być nieprzeźroczystemi, te powinny zawsze światło przepuszczać. Na ogół wniosek ten sprawdza się dość dobrze. Metale wszystkie są nieprzeźroczyste, dielektryki zwykle przeźroczyste. Znamy jednak mnóstwo ciał, w pierwszym rzędzie roztwory elektrolityczne, które dobre przewodnictwo łączą z przeźroczystością! Są też z drugiej strony nieprzeźroczyste dielektryki.

Drugą trudność bardzo istotną stanowiła zależność spółczynnika załamania n od stałej dielektrycznej $\varkappa$, uzasadniona w poprzedzającym ustępie (lit. *c*), mianowicie zależność $n = \sqrt{\varkappa}$. Każdy dielektryk ma przecież jedną tylko stałą dielektryczną, podczas gdy spółczynnik załamania, zależny od częstości drgania, ma w każdej barwie inną wartość, skąd pochodzi znane zjawisko rozszczepiania się światła mieszanego. O ile chodzi o ciała o słabem rozszczepieniu, o gazy, zależność powyższa sprawdza się zupełnie dobrze, jak to okazuje następująca tabliczka:

	n	$\sqrt{\varkappa}$
Powietrze	1,000294 . .	1,000295
Wodór	1,000138 . .	1,000132
Bezw. węglowy . .	1,000449 . .	1,000473

Weźmy jednakże np. wodę czystą, której stała dielektryczna wynosi $\varkappa = 80$, spółczynnik załamania zaś tylko około 1,33; niezgodność jest w tym przypadku jaskrawa. Należy jednak zauważyć, że stałą dielektryczną wyznacza się za pomocą doświadczeń statycznych, albo takich, w których natężenie pola elektrycznego zmienia się bardzo powoli; w fali światła widzialnego zmienia się ono zaś setki bilionów razy w sekundzie. Że tu tkwi przyczyna niezgodności wskazują też nowsze doświadczenia (Rubensa) nad spółczynnikiem załamania ciał przeźroczystych (sól kamienna, sylwin, kwarc) w promieniach podczerwonych o bardzo długich falach, a powolnych stosunkowo drganiach. Związek $n = \sqrt{\varkappa}$ zbliża się tu znowu do prawdy, tem lepiej, im powolniejsze drgania, do których n się odnosi.

Usunięcie tych pozostałych jeszcze trudności, stanowiące obecnie jedno z ważniejszych zadań fizyki, stanie się zapewne możliwem na podstawie elektryczno-atomowej teoryi materyi, która oddała już tak znakomite usługi w wielu podobnych przypadkach. Teorya ta pozwala przedewszystkiem zrozumieć, w jaki sposób światło powstaje. Skoro promienie światła są promieniami elektromagnetycznymi, przeto źródłem ich musi być koniecznie jakieś działanie natury elektrycznej. Owóż analiza zjawiska Zeemana (ust. 181) dała nam gotową w tym względzie odpowiedź. W skład atomów materyi wchodzą cząsteczki ujemnie naelektryzowane, elektrony, które biorąc udział w molekularnym ruchu materyi, poruszają się ustawicznie, a poruszają się tem żywiej, im wyższą jest temperatura ciała. Ruch takiej naelektryzowanej cząsteczki jest jednakże równoważny prądowi elektrycznemu (konwekcyjnemu). Jeżeli tedy elektron jaki wykonywa szybki ruch drgający, działanie jego na otaczający eter powinno być zupełnie równoważnem działaniu wibratora przewodzącego szybko przemienny prąd elektryczny: wysyłać on będzie fale elektromagnetyczne, a przy dostatecznie wielkiej częstości drgania, światło.

W ciałach gazowych cząsteczki materyalne poruszają się swobodnie, za wyjątkiem nielicznych stosunkowo spotkań między między sobą; zawarte w nich elektrony mogą wykonywać długie szeregi prawidłowych, niezmąconych drgań, o okresach ściśle oznaczonych, zależnych tylko od wewnętrznego ustroju cząsteczek. Gazy świecą zatem światłem złożonem z promieni o ściśle określonych długościach fal, dają widmo liniowe. W ciałach stałych i ciekłych natomiast nieustanne kollizye cząsteczek mącą wciąż prawidłowość drgania, elektrony wykonywają ruchy bezładne, z przewagą jednak tej prędkości, jaka odpowiada temperaturze; widmo wydawanego światła jest ciągłe.

Nawzajem, jeżeli promienie światła trafiają jakie ciało, wówczas drgające w nich pola elektryczne chwytają się elektronów zawartych w jego cząsteczkach, wprowadzają je w ruch, przenosząc za ich pośrednictwem energię promieniowania na cząsteczki materyi. Tym sposobem można zdać sprawę, z jednej strony z absorbcyi światła przez materyę, z drugiej ze zjawisk rozszczepienia normalnego i anormalnego, jak to wskazaliśmy w tomie II w wykładzie optyki.

247. Próby elektromagnetycznej teoryi bezwładności. Na zakończenie tej książki należy się uczynić bodaj wzmiankę o dążeniach zmierzających do rozszerzenia teoryi elektrycznych na najdawniejszą i najbardziej z pozoru od elektryczności odległą dziedzinę fizyki, na dynamikę. Wspominaliśmy tylokrotnie, że, na mocy działania indukcyi własnej, prąd elektryczny posiada jak gdyby bezwładność; usunięty z pod działania siły elektromotorycznej zewnętrznej, pędzi jednak dalej, dopóki podobne do tarcia działanie oporu elektrycznego nie wyczerpie jego energii. Czyżby zwyczajna, mechaniczna bezwładność materyi nie była objawem, w istocie swej również elektrycznego pochodzenia? Prawa działań elektrycznych, niewątpliwie stwierdzone, prowadzą do wniosku, że w niektórych przypadkach z pewnością tak będzie. Każde ciało naelektryzowane posiada pewną malutką dodatkową bezwładność (t. j. zwiększoną masę), zależną od swego naboju elektrycznego. Wyobraźmy sobie np. elektron poruszający się w linii prostej, z pewną wielką prędkością, jak bywa w promieniach katodowych. Wiadomo, że ruch takiego naboju elektrycznego jest równoważny prądowi elektrycznemu. Doświadczenia Rowlanda dowiodły, że dokoła niego wytwarza się pole magnetyczne H, proporcyonalne do prędkości ruchu v. Występowa-

nie pola magnetycznego jest jednak wszędzie i zawsze połączone z nagromadzeniem energii magnetycznej, w ilości proporcyonalnej do H^2, a więc do v^2. Elektron tedy, dlatego że się porusza, posiada energię, którą można przedstawić np. wzorem $T = \frac{1}{2} mv^2$, w czem m oznacza stałą, zależną od jego naboju, wielkości, kształtu i t. p., ale niezależną od prędkości ruchu. Elektron posiada tedy „masę", masę elektromagnetyczną m. Widać bowiem, że wprowadzając go w ruch musimy wykonać pracę T, podobnie, jak wykonywamy pracę, wprowadzając w ruch ołowianą kulę.

Na tych wskazówkach musimy poprzestać. Na wyższym szczeblu studyów, aniżeli mogliśmy dać w tej książce, czytelnik zaznajomi się z dalszem rozwinięciem tej myśli, i z innemi wspaniałemi zastosowaniami teoryi elektrycznych, które w ostatnich czasach zmieniły niemal oblicze fizyki i filozofii przyrody.

TABLICA PORÓWNAWCZA MIAR ELEKTRYCZNYCH.

	Jednostek		
	El. stat.	El. magn.	Praktyczn.
Nabój elektryczny:			
Jedn. el. statyczna	1	$\frac{1}{3}.10^{-10}$	$\frac{1}{3}.10^{-9}$ *kul.*
Jedn. el. magnetyczna . . .	3.10^{10}	1	10 „
Kulomb	3.10^{9}	10^{-1}	1 „
Prąd:			
Jedn. el. statyczna	1	$\frac{1}{3}.10^{-10}$	$\frac{1}{3}.10^{-9}$ *amp.*
Jedn. el. magnetyczna . . .	3.10^{10}	1	10 „
Amper.	3.10^{9}	10^{-1}	1 „
Milliamper	3.10^{6}	10^{-4}	10^{-3} „
Siła elektromotoryczna, napięcie, potencyał:			
Jedn. el. statyczna	1	3.10^{10}	3.10^{2} *wolt.*
Jedn. el. magnetyczna . . .	$\frac{1}{3}.10^{-10}$	1	10^{-8} „
Wolt	$\frac{1}{3}.10^{-2}$	10^{8}	1 „
Milliwolt	$\frac{1}{3}.10^{-5}$	10^{5}	10^{-3} „
Opór elektryczny:			
Jedn. el. statyczna	1	9.10^{20}	9.10^{11} *ohm.*
Jedn. el. magnetyczna . . .	$\frac{1}{9}.10^{-20}$	1	10^{-9} „
Ohm	$\frac{1}{9}.10^{-11}$	10^{9}	1 „
Megohm	$\frac{1}{9}.10^{-5}$	10^{15}	10^{6} „
Pojemność:			
Jedn. el. statyczna	1	$\frac{1}{9}.10^{-20}$	$\frac{1}{9}.10^{-11}$ *far.*
Jedn. el. magnetyczna . . .	9.10^{20}	1	10^{9} „
Farad	9.10^{11}	10^{-9}	1 „
Mikrofarad	9.10^{5}	10^{-15}	10^{-6} „
Praca:			
Jedn. el. statyczna = erg . .	1	1	10^{-7} *joul.*
Jedn. el. magnetyczna = erg	1	1	10^{-7} „
Joule	10^{7}	10^{7}	1 „
Dzielność:			
Jedn. el. statyczna = erg/sek	1	1	10^{-7} *watt.*
Jedn. el. magnet. = erg/sek	1	1	10^{-7} „
Watt	10^{7}	10^{7}	1 „
Kilowatt	10^{10}	10^{10}	10^{3} „

INDEKS

TOMU TRZECIEGO

(liczby oznaczają stronice).

Akumulator 411.
Aktyn 237.
Alternator 584.
Ampère 58.
Amper 28, 112, 435.
Ampery nawinięte 521.
Ampermetr 72.
Anijon 367.
Anoda 362.
Antikatoda 224.
Arrhenius 383, 395.
Atom elektr. 210.

Barlowa koło 502.
Baterya galwan. 50, 297.
— kondensatorów 141.
Biegun elektr. 22.
— magnet. 33, 480.
Biota i Savarta prawo 515.
Bolometr 328.
Busola stycznych 516.
Butelka lejdejska 17.
— miernicza 21.

Cewka indukcyjna 577.
— reakcyjna 591.
Ciemnia Faradaya 199.
— Crooksa 200.
Ciepło Joula 336.
— odwracalne 349.
Clarka ogniwo 163.
Coulomb 22, 41, 108.
Czynniki jonizujące 219.

Daniella ogniwo 297, 408, 414.
Deklinacya magnet. 481.
Detektor fal el. 640.
Diamagnetyzm 432, 464, 451, 457.
Dielektryk 56, 176.
Disintegracya atom. 247.
Dopełniacz 152.
Drganie elektr. 604.
Dynamoelektr. zasada 569.
Dyfuzya jonów 391.
— indukcyi 614.
Dyssocyacya elektrolit. 843.
Dzielność elektr. 383.

Elektroda 3.
— normalna 366, 405.
— odwracalna 364.
— rozbrajająca 163.
Elektrodynamometr 537.
Elektrofor 8.
Elektrolit 370.
Elektroliza 372.
Elektromagnes 523.
Elektrometr bezwzgl. 157.
— kapilarny 406.
— kwadrantowy 158.
Elektron 92, 209.
— nabój 267.
— krążący 461.
Elektrooptyczne zjaw. 190.
Elektroskop 2.
— teorya 123.
Elektrostrykcya 189.
Elektryczność 2.
— atmosferyczna 163, 270.
— jednostka elm. 79, 433, 435.
— jednostka elst. 25.
— mierzenie 15.
— związana 16.
Elektryzowanie 12.
— przez tarcie 278.
Emanacya 251.
Energia elektr. 143.
— magnet 454.
— pola prądu 536.
Ettingshausena zjaw. 332.

Fale elektromagnet. 618.
— stojące 620.
Faraday 83.
— prawa 374, 378.
Farad 28, 136.
Feddersena dośw. 605.
Ferromagnetyzm 433, 452, 526.
Fotoelektryczne zj. 228.
Franklin 4.
— tablica 18.
Fresnela wzory 640.

Galvani 44.
Galwanometr 66.
— ballistyczny 166.
— czułość 70.
— strunowy 497.
Gauss 25.
— (jedn.) 421.
— pomiary magn. 479.
Gęstość elektr. 129.
Gilbert 1.

Halla zjaw. 3321
Hamowanie elm. 558.
Hertz 92.
— wibrator 615.
— resonator 623.
Histereza magn. 529.
Hittorfa liczby 386.

Igła magnes. 38.
Igła astatyczna 40.
Impedancya 591.
Indukcya el. 6, 98.
— magn. 30, 429.
— magnetoel. 86.
— wzajemna 571.
— własna 574.
— prawa 553.
— teorya 564.
— spółczynniki 533, 534.
Induktor ziemski 558.
Influencya 6.
Inklinacya 481.
Inklinatoryum 483.
Iskra el. 5, 195.

Iskiernik 21.
Isolator 2.

Jednostka el. 26, 76, 110, 435.
— magn. 43.
— stosunek 518.
Jon gazowy 257.
— elektrolit. 367.
— nabój 267.
Jonizacya 218.
Joule 81.
— prawo 332, 334.
Joule (jedn.) 28, 125.

Katijon 367.
Katoda 362.
Kataforeza 279.
Kerra zjaw. 190.
Kirchhoffa prawa 316.
Kimometr 612.
Koercya magn. 530.
Kollektor wodny 164.
— prądu 509.
Kolce 129.
Kompensacya sił el. mot. 323.
Kondensator 17, 136.
— kulisty 137.
— płaski 139.
Kulomb 28, 111.

Lenza reguła 558.
Linie elektr. 100.
— magnet. 431, 453.
— liczba 106, 442.
— prądu 304.
— południkowe 484.
Licznik elektr. 344.

Łuk elektr. 232.
— śpiewający 613.

Machiny el. 8, 152.
Magnes 29.
— trwały 31.
— linijny 33, 443.
— kompensujący 40.
Magnetyzm teorye 34, 62.
— ziemski 479, 481.
Magnetyczne nasycenie 35, 527.
— igła 38.
Magnesowanie 36.
Magnetometr 38.
Maxwell 57, 495.
Miary elektrostat. 25.
— elektromagn. 79, 433.
— bezwzględne 24.
Mikrofon 583.
Moment magn. 423, 473.
Morsego telegr. 524.
Mostek Wheatst. 320.
Motor elektr. 504, 565, 584.

Nabój elektr. 15.
— elementarny 267, 379.
Nagłość zmian 553.
Napięcie el. 115.
— elektrolityczne 409.
— iskrzenia 195.
— katodowe 201.
— skuteczne 587.
Naprężenie el. 150.
— magn. 459.
Nasycenie magn. 35, 527.
Natężenie elektr. 97.
— magn. 420.
— prądu 54.
— skuteczne 587.

Obwód galw. 299.
— magnet. 521.
Oerstedt 58.

Ogniwo galw. 45, 292.
— odwracalne 413.
— stałe 413.
— teorya 408.
— wtórne 411.
Ohm 81.
— prawo 300, 312.
Ohm (jedn.) 28.
Opór elekt. 303.
— drutu 306.
— jedn. 317.
— magnetyczny 522.
Opornica 319.
Oscyllograf 582.
Osłony elektr. 14.
— magnet. 452.
Osłony elektromagn. 615.
Osmoza elektr. 280.
Osmotyczna teorya ogn. 408.
Oś magn. 475.
— kryształu 433.

Paramagnet. ciała 432, 462.
Peltiera zjaw. 349.
Pierścień ochronny 140.
Piezoelektryczność 280.
Piroelektryczność 280.
Podkowa magnet. 37.
Podwójna warstwa el. 279.
— magn. 512.
Polaryzacya dielektr. 57, 181.
— galwan. 396.
— magnet. 31, 445.
Pojemność elektr. 18, 134.
— jednostki 136.
Pole elektryczne 96.
— magnętyczne 419.
— prądu 510.
— ziemi 481.
Polon 237.
Pomiary elektr. 156.
— magnet. 473.
— potencyału 156, 163.
— pojemności 165.
— prądu 325, 516.
— sił elektrom. 322.
— pól magn. 479, 556.
Poświata ujemna 200.
Potencyał elektr. 46, 115, 119.
— magnet. 422.
— indukcyjny 132.
— jednostki 124.
— spad 127.
Pozostałość elektr. 191.
— magnetyczna 530.
Praca elektr. 337, 339, 545.
— okrężna el. 513.
— okrężna magn. 598.
Prawo ciągłości ind. 441.
— napięć 290.
— Kohlrauscha 387.
— Maxwella 495.
— Ohma 300.
Prąd dielektryczny 55, 112.
— konwekcyjny 52.
— przewodzony 53.
— indukcyjny 555.
— nasycony 262.
— natężenie 54.
— jednostki 110.
— w elektrolitach 362.
— w gazach 198.
— w metalach 277.
— przemienny 580.
— magnetyczny 597.
— masowy 560.
— teorya 220.
— wielofazowy 585.
Prądnica 548.
— przemienna 584.

Prędkość prom. katod. 215.
— fal elektromagn. 616.
Prężność roztwórcza 401.
Promienie alfa 242.
— beta 239.
— gamma 246.
— elektromagn. 639.
— Becquerela 234.
— kanalikowe 216.
— Röntgena 222.
Promieniotwórczość 234.
Promieniowanie elektrom. 639.
Przesyłka pracy 570.
Przepona magnetyczna 511.
Przetwarzanie się pierw. 251.
Przetwornica 586.
Przewodnictwo el. 308, 325, 381.
— cieplne 331.
— gazów 195, 255.
— magnetyczne 522.
— metali 285, 329.
— płomieni 230.
Przerywacz elektromagn. 526.
Przyciąganie magnesów 460.
Puszka Faradaya 10, 108.

Rad 251.
Radiotelegraf 642.
Reguła Ampèra 59.
— Maxwella 495.
Resonator 640.
Resonancya el. 610.
Rowlanda dośw. 74.
Równoważnik elektrochem. 374.
Równoważność pracy i ciepła 548.
Rozpad atomów 248.
Rozpieranie el. 150.
— magn. 459.
Różnokierunkowe ośr. 99.
Ruchliwość jonów gaz. 258.
Ruchliw. jonów elektrol. 384, 390.
Ruhmkorffa induktor 578.

Selen 329.
Siła elektromotoryczna 46, 284.
— indukcyjna 549.
— jednostki 125.
— teorya 287, 401.
— elektrodynamiczna 493.
— elektromagnetyczna 510.
— magnetyczna 456.
— magnetoelektr. 77, 437.
— magnetomotoryczna 522.
— termoelektrycz. 344, 353.
Skręcenie magn. płasz. pol. 470.
Solenoid 500, 519.
Spiralna bismutowa 334.
Stała dielektryczna 176.
Starter 567.
Stopień dyssocyacyi 395.
— namagnesowania 445.
Stos galwaniczny 50.
— suchy 51.
Strojenie elektromagn. 610.
Struga indukcyi el. 106.
— magn. 439.
Strumień indukcyi el. 102.
— magn. 438.
Światło, teorya elm. 644.

Tablica miar nabojów 111.
— miar prądów 112.
— miar potencyałów 125.
— miar napięcia 125.
— miar sił elektromot. 125.
— miar pojemności 136.
— napięć iskrzenia 196.
— przewodn. elektr. 327.
— równ. elektrochem. 375.
— ruchl. jonów gaz. 260.

Tablica ruchl. jonów elektrol. 389.
— sił elekromotor. 296.
— stałych dielektr. 178.
— zdolności termoel. 348.
Tarcie jonów 391.
Teorya światła 644.
Telefon 583.
Telegraf elektromagn. 524.
— bez drutu 642.
Termometr platyn. 328.
Termodyn. ogniw galw. 414.
— termoelektr. 349.
Tesli transformator 609.
Transformator 586.
Twornik 505.

Układ miar elektromagn. 433.

Watt 28.
Wattmetr 343.
Warstwa katodowa 200.
Weber 25.
Westona ogn. 162.
Wibrator elektr. 615.
Wolt 28. 125.
Woltmetr 322.
Woltametr 362.
— srebrowy 377.
Wymiar naboju 139, 445.
— napięcia 139.
— pojemności 139.
— magnetyzmu 445.
— spółcz. indukcyi 534.
Wypływ elektr. 197.
Wzorzec napięcia 162.
— oporu 317.

Zawada elektr. 591.
Zasada zachow. elektr. 17.
Zasięg promieni α 244.
Zdolność elektryczna 100.
Zdolność magnetyczna 431.
— termoelektryczna 347.
Zeemana zjaw. 466.
Zorza dodatnia 199.
— biegunowa 271.
Zwora magnetyczna 38.

Żarówka 336.
Żelazo, wł. magn. 526.

Biblioteka Śląska w Katowicach
Id: 0030000720966
II 43587/3

A. WITKOWSKI

ZASADY FIZYKI

3