ROZDZIAŁ IX.

Pole elektryczne, pojemność przewodników.

1. Ładunek elektryczny. [1]) O ładunku elektrycznym w elektrostatyce tworzymy sobie wyobrażenie, opierając się na wzorze Coulomb'a, wyrażającym siłę spółdziałania ładunków elektrycznych:

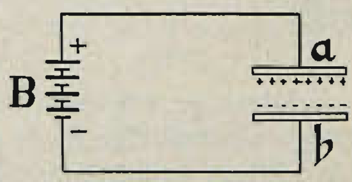
$$f = \frac{1}{\mathbf{k}} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} .$$

q_1 i q_2 są to wielkości charakteryzujące ciała naelektryzowane, zwane **ładunkami elektrycznemi**, f — siła oddziaływania jednego ciała na drugie, r — odległość pomiędzy ciałami o nieskończenie małych wymiarach, $\mathbf{k}$ — **zdolność elektryczna ośrodka**, w którym znajdują się te ciała.

O tem, że siła f działa wzdłuż prostej, łączącej ciała naelekryzowane i że wielkość jej jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości pomiędzy ciałami, przekonywamy się doświadczalnie.

Dowolnym zaś założeniem jest proporcjonalność siły f do ładunków elektrycznych, które w ten sposób ściśle określamy. Dowolnie również wprowadzony jest tu spółczynnik $\mathbf{k}$.

Można jednak powyższy wzór otrzymać inną drogą. Przedstawmy sobie, że ładujemy elektrycznością dwie płytki metalowe a i b, doprowadzając do nich prąd elektryczny z baterji B (rys. 77). Mierząc siłę prądu, możemy według wzorów rozdziału II wyznaczyć ilość elektryczności, która spływa na te płytki, a mierząc siłę ich przyciągania się, możemy sprawdzić, że siła ta, w granicach błędu pomiarów, jest proporcjonalna do ładunków elektrycznych, zebranych na tych płytkach. Można także przekonać się przez pomiar, że siła współdziałania ładunków, skupionych w poszczególnych punktach, jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości tych punktów.



Rys. 77.

Wtedy powyższy wzór prawa Coulomb'a oparty będzie prawie wyłącznie na doświadczeniu, gdyż tylko wpływ ośrodka określimy dowolnie przez wielkość $\mathbf{k}$. [2])

[1]) Inaczej ilość elektryczności.

[2]) Patrz szczegóły w rozdziale XXVII § 7.

2. Natężenie pola elektrycznego. Przestrzeń, w której na ładunek elektryczny działają siły elektryczne, nazywamy polem elektrycznym. Własności pola określamy wielkością, zwaną **natężeniem pola.** Natężenie pola elektrycznego określa stopień zmian elektrycznych w eterze.

Wzór dla natężenia pola $\mathbf{E}$ jest następujący:

$$\mathbf{E} = \frac{f}{q};$$

f oznacza siłę, działającą na ilość elektryczności q, umieszczoną w tym punkcie pola, w którym ma miejsce powyższe natężenie pola. Kierunek natężenia pola przyjmujemy za zgodny z kierunkiem siły działającej na ładunek dodatni.

W polu elektrycznym wokoło ładunku Q, skupionego w jednym punkcie, na odległości r od tego punktu, siła, działająca na ładunek q będzie, według wzoru Coulomb'a:

$$f = \frac{1}{\mathrm{k}} \cdot \frac{Q \cdot q}{r^2},$$

a więc natężenie pola:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\mathrm{k}} \cdot \frac{Q}{r^2}.$$

Gdy mamy w polu dużo ładunków elektrycznych, wtedy natężenie pola w danym punkcie jest wypadkowe z natężeń pól od poszczególnych ładunków.

Natężenia dodają się wektorowo, tak jak siły w mechanice.

Linje, przeprowadzone w polu elektrycznym w ten sposób, że w każdym punkcie są one styczne do natężenia pola, nazywamy **linjami sił elektrycznych.**

W polu elektrycznym, wywołanym przez szereg ładunków, linje sił elektrycznych biegną od ładunków dodatnich do ujemnych.

3. Potencjał. Ładunek elektryczny q w polu elektrycznym o natężeniu $\mathbf{E}$ znajduje się pod wpływem siły:

$$\mathbf{E} \cdot q.$$

Gdy ładunek q przesunie się o dl na drodze, tworzącej z natężeniem pola $\mathbf{E}$ kąt α, wówczas, według zasad mechaniki, siła, działająca na ten ładunek, wykona pracę:

$$\mathbf{E} \cdot q \cdot dl \cdot \cos\alpha.$$

Załóżmy, że pole elektryczne powstało pod wpływem pewnego ładunku elektrycznego Q, znajdującego się w odległości r od tego miejsca, gdzie mamy ładunek q. Wtedy według poprzedniego paragrafu:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\mathrm{k}} \cdot \frac{Q}{r^2}.$$

A więc powyższa praca będzie:

$$\frac{1}{\mathrm{k}} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot q \cdot dl \cdot \cos\alpha.$$

Kierunek natężenia pola $\mathbf{E}$ jest zgodny w tym wypadku z kierunkiem r, więc

$dl \cdot \cos\alpha$ jest rzutem odcinka drogi dl na kierunek r. Rzut ten oznaczymy przez dr, a więc:

$$dl \cdot \cos\alpha = dr.$$

Wtedy powyższa praca będzie:

$$\frac{1}{k} \cdot \frac{Q}{r^2} \cdot q \cdot dr.$$

Jeżeli pole elektryczne powstało pod wpływem dowolnej liczby różnych ładunków Q, skupionych w poszczególnych punktach przestrzeni, to na ładunek q działać będzie kilka sił. Praca każdej z nich da się wyrazić takim wzorem, jak powyższy. Pracę, wykonaną przez wszystkie te siły, przy przesuwaniu ładunku q na drodze dl, oznaczymy przez dA. Jest ona sumą algebraiczną prac sił poszczególnych, więc może być wyrażona wzorem:

$$dA = \frac{1}{k} \cdot q \cdot \sum \frac{Q}{r^2} \cdot dr.$$

Załóżmy teraz, że ładunek q przesuwa się z punktu a do punktu b i że punkty te znajdują się w odległości skończonej jeden od drugiego, wtedy siły pola wykonają pracę:

$$A = \frac{1}{k} \cdot q \cdot \sum Q \int_a^b \frac{dr}{r^2}.$$

Oznaczmy odległości poszczególnych ładunków do punktu a przez r_a, a do punktu b przez r_b, wtedy, po rozwiązaniu całki otrzymamy: [1])

$$A = \frac{1}{k} \cdot q \cdot \sum Q \cdot \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}\right),$$

albo:

$$A = q \cdot \left(\frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r_a} - \frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r_b}\right).$$

Wyrazy $\frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r_a}$ i $\frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r_b}$ zależą jedynie od wielkości i rozkładu ładunków względem punktów a i b, określają więc one pewną własność tych punktów w polu elektrycznym, którą przyjęto nazywać według Gauss'a **potencjałem.**

Oznaczmy potencjały w punktach a i b przez V_a i V_b, więc:

$$V_a = \frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r_a} \quad \text{i} \quad V_b = \frac{1}{r_b} \cdot \sum \frac{Q}{r_b}.$$

Wtedy otrzymamy:

$$A = q \cdot (V_a - V_b).$$

Wzór ten wskazuje, że, przy przesunięciu ładunku q w polu elektrycznym z punktu a, gdzie potencjał jest V_a do punktu b o potencjale V_b, siły pola

[1]) Dla ułatwienia zrozumienia przejścia do tego wzoru, przypominam, że:

$$d\left(\frac{1}{r}\right) = -\frac{1}{r^2} \cdot dr, \text{ a więc } \int \frac{dr}{r^2} = -\frac{1}{r}.$$

elektrycznego wykonają pracę, która wyraża się iloczynem tego ładunku przez różnicę potencjałów, w tych punktach, **niezależnie od drogi**, po której przesuwa się ładunek.

Wzór ten jest taki sam, jak podany poprzednio w rozdziale III przy omawianiu pracy prądu elektrycznego. Tam zdolność elektryczności do wykonania pracy nazywaliśmy potencjałem, tu potencjał pewnego punktu w polu elektrycznym możemy pojmować jako własność pola elektrycznego, określającą zdolność jego, jako układu sił elektrycznych, do wykonania pracy przy przesuwaniu w nim ładunku elektrycznego.

Są to dwa sposoby ujmowania tego samego pojęcia; drugi sposób jest ściślejszy.

Z powyższego wzoru wynika, że praca, którą wykonają siły pola, nie zależy od bezwzględnej wartości potencjału.

Praca ta zależy tylko od różnicy potencjałów w tych punktach, pomiędzy którémi przesuwa się ładunek elektryczny. Za pomocą pomiaru wyznaczyć możemy tylko różnicę potencjałów w dwuch punktach. [1]) Mając to na względzie, przyjęto określać wielkość potencjałów względem ziemi. Zwykle przyjmujemy, że **potencjał ziemi równa się wszędzie zeru.**

Jeżeli założymy w powyższym wzorze, że punkt b znajduje się na ziemi i że

$$V_b = 0,$$

otrzymamy wtedy wyraz pracy:

$$A = q \,.\, V_a,$$

stąd:

$$V_a = \frac{A}{q}.$$

Wzór ten wyraża, że potencjał w danym punkcie a liczbowo stanowi pracę, przypadającą na jednostkę ładunku elektrycznego, przy przenoszeniu tego ładunku z punktu a na ziemię.

Możemy jeszcze określić potencjał inaczej, korzystając z określenia, podanego w rozdziale III. Tam różnicę potencjałów nazwaliśmy napięciem. Jeżeli napięcie pomiędzy punktami a i b oznaczymy przez e, wtedy według powyższego określenia:

$$e = V_a - V_b.$$

Gdy punkt b znajduje się na ziemi, wówczas:

$$V_b = 0,$$

a więc:

$$V_a = e.$$

Wzór ten wskazuje, że potencjał w danym punkcie możemy określić jako **napięcie** pomiędzy tym punktem a ziemią.

W ten sposób należy rozumieć np. wielkość potencjałów w punktach A i B

---

[1]) Patrz rozdział XXX.

części obwodu elektrycznego (rys. 7 na str. 13), lub też wogóle w jakichkolwiek punktach na obwodach elektrycznych i zewnątrz tych obwodów.

W dowolnym polu elektrycznym, określonym wielkością natężenia pola **E** w każdym punkcie, zmianę potencjału można wyznaczyć, rozważając np. ruch ładunku elektrycznego q wzdłuż linji siły na drodze dl. Praca sił pola będzie wtedy:

$$\mathbf{E} \cdot q \cdot dl.$$

Oznaczmy przez V potencjał na początku drogi dl, a przez $V + dV$ potencjał w końcu tejże drogi dl, wtedy pracę możemy wyrazić przez różnicę potencjałów za pomocą wzoru:

$$[V - (V + dV)] \cdot q.$$

Ponieważ obadwa wzory powyższe są jednoznaczne, możemy napisać:

$$[V - (V + dV)] \cdot q = \mathbf{E} \cdot q \cdot dl,$$

stąd:

$$dV = -\mathbf{E} \cdot dl.$$

Gdy pole jest jednostajne [1]) i zamiast odcinka dl weźmiemy drogę l, a potencjały w końcu i na początku tej drogi oznaczymy przez V_2 i V_1, to, na zasadzie powyższego wzoru, otrzymamy:

$$V_1 - V_2 = \mathbf{E} \cdot l,$$

albo:

$$\mathbf{E} = \frac{V_1 - V_2}{l}.$$

4. Przewodniki i izolatory. Wszystkie ciała w przyrodzie pod względem własności elektrycznych mogą być rozważane, przy ustaleniu pojęcia o idealnych przewodnikach i idealnych izolatorach. W przyrodzie istnieją ciała bardzo zbliżone do przewodników idealnych, są to metale, natomiast nie znamy równie dobrych izolatorów; większość ciał w przyrodzie posiada cechy przewodników i izolatorów jednocześnie.

Własności przewodników są następujące: W przewodnikach elektryczność może poruszać się swobodnie. Doświadczenie wskazuje, że nadmiar elektryczności dodatniej lub ujemnej, powstający na przewodniku, w stanie statycznym, zbiera się zawsze tylko na powierzchni zewnętrznej przewodnika, a natężenie pola elektrycznego wewnątrz przewodników równa się zeru, t. j. $\mathbf{E} = 0$. Na powierzchni przewodnika kierunek natężenia pola jest prostopadły do tej powierzchni, gdybyśmy bowiem przypuścili, że tak nie jest, to ładunki poruszałyby się pod wpływem sił, wywołanych przez pole elektryczne.

Ze wzoru:

$$dV = -\mathbf{E} \cdot dl$$

widzimy, że przy $E = 0$, $dV = 0$, to znaczy, że potencjał przy przejściu z jedne-

---

[1]) Natężenie pola wszędzie jednakowe co do wielkości i kierunku.

go punktu do drugiego wewnątrz przewodników nie zmienia się, we wszystkich więc tych punktach jest on jednakowy.

Taki sam potencjał jak wewnątrz przewodników mamy i na powierzchni. Powierzchnia przewodnika jest więc **ekwipotencjalną**, t. j. posiada ona jednakowy potencjał we wszystkich swoich punktach.

Wszystkie te twierdzenia stosują się tylko do pola elektrycznego, gdzie ładunki są nieruchome.

W izolatorach idealnych ruch elektryczności odbywać się nie może. Dla wyjaśnienia jednak wielu zjawisk przypuszczamy, że izolator idealny składa się z bardzo drobnych cząsteczek, wewnątrz których ruch elektryczności odbywa się swobodnie, lecz z jednej cząsteczki do drugiej elektryczność przejść nie może.

Gdy izolator idealny znajduje się w polu elektrycznym, w każdej cząsteczce izolatora elektryczność dodatnia jest przesunięta w kierunku natężenia pola, a elektryczność ujemna w stronę przeciwną. Wtedy mówimy, że izolator jest **spolaryzowany**. Każda cząsteczka ma jakby dwa bieguny, t. j. powstaje w niej „biegunowość", inaczej „polaryzacja". [1])

Wiele ciał ma tę własność, że polaryzacja nie znika zaraz po usunięciu pola elektryzującego. Mając np. kilka płytek szklanych, ułożonych szczelnie i ustawionych prostopadle do kierunku natężenia pola, można przekonać się, że nawet po usunięciu pola elektryzującego, płytki nie łatwo dadzą się oderwać od siebie. Przyczynę tego łatwo wykryć, jeżeli płytki rozdzielimy i zbadamy ich powierzchnie. Na powierzchni wszystkich płytek znajdziemy wówczas ładunki elektryczne.

5. Potencjał przewodników. W zagadnieniach praktycznych mamy do czynienia z zespołem przewodników naelektryzowanych, rozdzielonych za pomocą izolatorów.

Gdy więc ładunki są w równowadze, to według powyższych wywodów potencjał na przewodniku jest wszędzie jednakowy. Jeśli mamy szereg przewodników izolowanych od siebie, to wogóle na każdym z nich będziemy mieli potencjały różne, jednak w przestrzeni objętej przez jeden przewodnik są one jednakowe. Wielkość tych potencjałów, według § 3, określi się wzorem:

$$V = \frac{1}{k} \cdot \sum \frac{Q}{r},$$

gdzie Q — ładunki w rozważanym polu, r — odległość tych ładunków do punktu, gdzie istnieje potencjał V, k — zdolność elektryczna ośrodka izolującego. Wzór ten wskazuje, że potencjał jest proporcjonalny do ładunków, znajdujących się w polu. Gdy wielkość ładunków, przy zachowaniu ich układu, będzie zwiększona kilkakrotnie, to tyleżkrotnie wzrośnie i potencjał. Spółczynniki proporcjonalności zależą tu tylko od zdolności elektrycznej ośrodka i układu geometrycznego przewodników, [2]) na których znajdują się ładunki.

6. Kondensatory. W praktyce najczęściej mamy do czynienia z układem, składającym się z dwuch izolowanych od siebie przewodników. Taki układ prze-

---

[1]) „Pôle" znaczy po francusku biegun.

[2]) t. j. od kształtu i położenia przewodników w przestrzeni. Jeżeli izolator nie jest jednorodny, to i układ różnych części izolatora ma wpływ na wielkość potencjałów

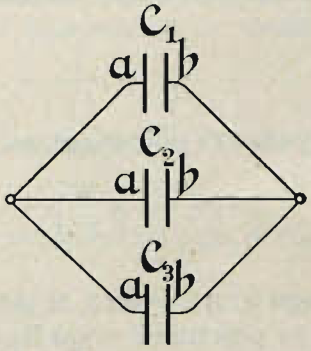
wodników nazywamy **kondensatorem**. Przewodniki te, czyli tak zwane okładki kondensatora, naładowują się zawsze ładunkami elektrycznemi jednakowemi, co do wielkości bezwzględnej, lecz różnemi, co do znaku, np. $+Q$ i $-Q$.

Gdy więc w ten sposób okładki są naładowane i potencjały na okładkach otrzymamy V_1 i V_2, to stosunek Q do $V_1 - V_2$ nazywamy **pojemnością** takiego zespołu przewodników. Pojemność zwykle oznaczamy przez C, więc:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}.$$

Gdy ilość elektryczności na obydwuch okładkach wzrasta jednocześnie w jednakowym stopniu, to i różnica potencjałów również wzrasta w tym samym stopniu. Widzieliśmy bowiem, że potencjały są proporcjonalne do ilości elektryczności. Stąd wniosek, że pojemność kondensatora jest wielkością stałą, zależną tylko od kształtu, wymiarów i względnego położenia dwuch powyższych przewodników, oraz od własności elektrycznych ośrodka izolującego.

Gdy mamy kilka kondensatorów połączonych równolegle (rys. 78), tak, że okładki a są połączone ze sobą i b również ze sobą, to na wszystkich okładkach a, stanowiących jeden przewodnik, istnieje jeden wspólny potencjał V_a, a na wszystkich okładkach b wspólny potencjał V_b.



Rys. 78.

Pojemność poszczególnych kondensatorów oznaczymy przez C_1, $C_2 \ldots . C_n$ i ładunki na każdej z okładek a lub b przez q_1, $q_2 \ldots . q_n$, wtedy:

$$C_1 = \frac{q_1}{V_a - V_b},$$

$$C_2 = \frac{q_2}{V_a - V_b},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$C_n = \frac{q_n}{V_a - V_b}.$$

Dodając te równania, otrzymamy:

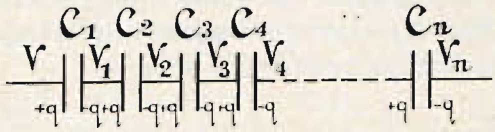
$$C_1 + C_2 \ldots . C_n = \frac{1}{V_a - V_b} \cdot \left(q_1 + q_2 \ldots . + q_n\right) = \frac{1}{V_a - V_b} \cdot Q,$$

gdzie Q jest ładunkiem całkowitym.

Pojemnością całego układu kondensatorów jest więc:

$$C = C_1 + C_2 + \ldots . + C_n.$$

Przy połączeniu szeregowym kondensatorów (rys. 79) należy mieć na względzie, że ładunki q na wszystkich okładkach są jednakowe; wynika to z następującego rozumowania. Gdy lewej okładce pierwszego kondensatora damy ładunek $+q$, to przez wpływ na prawej okładce pierwszego kondensatora powstanie ładunek $-q$, a wolny ładunek $+q$ przejdzie na lewą okładkę kondensatora drugiego i t. d. Potencjały na poszczególnych izolowanych od siebie przewodnikach będą różne, jak to wskazano na rysunku.



Rys. 79.

Równania dla poszczególnych kondensatorów są następujące:

$$C_1 = \frac{q}{V - V_1},$$

$$C_2 = \frac{q}{V_1 - V_2},$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$C_n = \frac{q}{V_{n-1} - V_n}.$$

Dodając odwrotne wartości pojemności poszczególnych kondensatorów, otrzymamy:

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n} = \frac{1}{q} \cdot \left(V - V_n\right).$$

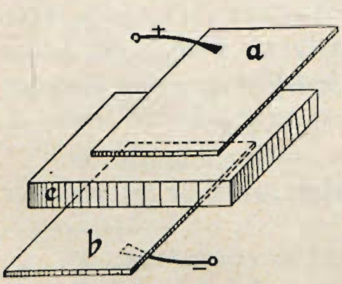
Wypadkowa pojemność wszystkich kondensatorów będzie:

$$C = \frac{q}{V - V_n} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n}}.$$

Z tego wzoru wynika, że gdyby wszystkie kondensatory miały pojemność jednakową, to pojemność wypadkowa byłaby n razy mniejszą od pojemności poszczególnych kondensatorów. Pozatem ze stosunku którychkolwiek dwuch równań dla poszczególnych kondensatorów wypadnie, że napięcia na kondensatorach poszczególnych są odwrotnie proporcjonalne do pojemności.

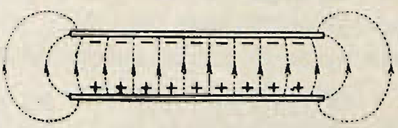
7. Kondensator płaski. Opierając się na wzorze zasadniczym, podanym wyżej, pojemność kondensatora możemy wyrazić przez jego wymiary i zdolność elektryczną izolatora.

Dla przykładu wyprowadzimy wzór kondensatora płaskiego.



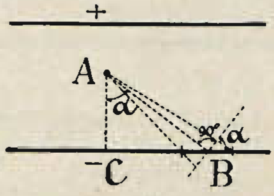
Rys. 80.

Kondensator taki składa się z dwuch płytek metalowych a i b (rys. 80) i izolatora c. Zakładamy, że izolator, do którego płytki przylegają szczelnie, jest bardzo cienki w porównaniu do szerokości i długości płytek. W tych warunkach ładunki elektryczne znajdują się prawie wyłącznie na wewnętrznych powierzchniach płytek metalowych i pole pomiędzy płytkami jest prawie wszędzie jednostajne. Linje sił elektrycznych (rys. 81) są skierowane prostopadle do powierzchni płytek, tylko przy brzegach wyginają się nieco nazewnątrz.



Rys. 81.

Natężenie pola pomiędzy płytkami wyznaczymy w sposób następujący. Na jednej z płytek (rys. 82) rozważymy cząstkę powierzchni ds w punkcie B. Oznaczając gęstość ładunku elektrycznego przez σ, będziemy mieli na cząstce powierzchni ds ładunek $ds \,.\, \sigma$. Natężenie pola, wywołane przez ten ładunek w punkcie A, w odległości r od B, według poprzednio podanych wzorów będzie:



Rys. 82.

$$dE = \frac{1}{k} \cdot \frac{ds \,.\, \sigma}{r^2}.$$

Kierunek natężenia pola dE jest zgodny z kierunkiem $\overline{AB}$.

Przedstawmy sobie kulę, zakreśloną promieniem r z punktu A, i stożek o podstawie ds z wierzchołkiem, znajdującym się w punkcie A. Stożek ten wyznaczy na powierzchni kuli cząstkę powierzchni ds', prostopadłą do r. Z rysunku widzimy, że gdy cząstki powierzchni są nieskończenie małe, to:

$$ds' = ds \,.\, \cos\alpha.$$

Oznaczając przez $d\omega$ kąt bryłowy stożka, otrzymamy:

$$ds' = d\omega \,.\, r^2.$$

Wprowadźmy powyższe zależności do wzoru na natężenie pola, wtedy:

$$dE = \frac{1}{k} \cdot \frac{\sigma \,.\, d\omega}{\cos\alpha}.$$

Mnożąc dE przez $\cos\alpha$, otrzymamy rzut natężenia pola dE na kierunek $\overline{AC}$

$$dE \,.\, \cos\alpha = \frac{1}{k} \,.\, \sigma \,.\, d\omega.$$

Natężenie pola wypadkowe, wywołane przez ładunek dolnej płytki jest sumą takich rzutów przy uwzględnieniu całej płytki.

Gdy odległość AC jest bardzo mała w porównaniu do szerokości i długości płytki, to

$$\int dE \,.\, \cos\alpha = \frac{1}{k} \,.\, \sigma \,.\, \int d\omega = \frac{1}{k} \,.\, \sigma \,.\, 2\pi.$$

Całkowite natężenie pola w punkcie A powstałe od ładunków, skupionych na obydwuch płytkach: górnej i dolnej, jest dwa razy większe, ponieważ jedna z płytek ma ładunek dodatni, a druga ujemny, kierunek zaś natężenia pola jest zgodny z kierunkiem siły, działającej na ładunek dodatni, umieszczony w tym punkcie, gdzie rozważamy natężenie pola.

A więc:

$$\mathrm{E} = \frac{1}{\mathrm{k}} \,.\, 4\pi \,.\, \sigma \,.$$

Oznaczmy przez V_1 i V_2 potencjały okładek a i b kondensatora, a przez d grubość izolatora c. Z wyżej podanych wzorów dla różnicy potencjałów wiemy, że:

$$V_1 - V_2 = \mathrm{E} \,.\, d \,.$$

Oznaczając przez Q ilość elektryczności na każdej z okładek kondensatora, a przez S powierzchnię każdej płytki, przylegającą do izolatora c, będziemy mieli:

$$Q = \sigma \,.\, S \,,$$

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{\mathrm{k}} \,.\, 4\pi \,.\, \frac{Q}{S} \,.\, d \,.$$

$$\text{i} \qquad \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S \,.\, \mathrm{k}}{4\pi \,.\, d} \,,$$

albo, oznaczając pojemność przez C, otrzymamy:

$$C = \frac{S \,.\, \mathrm{k}}{4\pi \,.\, d} \,.$$

W układzie jednostek bezwzględnych elektrostatycznych przyjmujemy zdolność elektryczną powietrza za jednostkę oderwaną, **k** więc wyraża zdolność elektryczną ośrodka względem powietrza.

Gdy w powyższym wzorze zastosujemy jednostki bezwzględne elektrostatyczne, to wyrazimy S w cm^2, a d w cm, [1]) i otrzymamy pojemność w *cm*.

Chcąc przejść do jednostek praktycznych współrzędnych kulombom i woltom, należy powyższą liczbę, wyrażającą pojemność, podzielić przez 9.10^{11}, otrzymamy wtedy pojemność w jednostkach praktycznych, które nazywamy **faradami**.

Częściej jednak mierzymy pojemność w **mikrofaradach**, czyli w częściach milionowych farada. Dzieląc liczbę, wyrażającą pojemność w jednostkach bezwzględnych elektrostatycznych, przez 9.10^5, otrzymamy liczbę, wyrażającą tę pojemność w mikrofaradach.

Przykład. Z dwuch stron cienkiej szyby szklanej mamy dwa arkusze cynfolji, szczelnie przylegające do szkła. Wymiary cynfolji są: 20 *cm* $\times$ 20 *cm*. Grubość szkła 2 *mm*. Zdolność elektryczna szkła w stosunku do powietrza — 5.

Pojemność takiego kondensatora będzie:

$$C = \frac{400 \,.\, 5}{4\pi \,.\, 0{,}2} = 797 \; cm \,,$$

lub:

$$C' = \frac{797}{9 \,.\, 10^5} = 0{,}000885 \text{ mikrofarada.}$$

---

[1]) Patrz rozdział XXVII § 6.

8. Zdolność elektrycza izolatorów. Ze wzoru dla pojemności kondensatora widzimy, że pojemność jest proporcjonalna do wielkości stałej **k**, określającej własności izolatora, zwanej zdolnością elektryczną, którą wyznaczamy zwykle względem powietrza. Spółczynnik **k** nazywa się niekiedy **stałą dielektryczną**. Ściślej jednak, według prof. Witkowskiego, stała dielektryczna równa się stosunkowi zdolności elektrycznej danego ośrodka do zdolności elektrycznej powietrza.

Wartość stałej dielektrycznej zależy przedewszystkim od składu chemicznego izolatora. W przytoczonej poniżej tablicy podaję kilka liczb, najczęściej stosowanych.

Stała dielektryczna, t. j. stosunek zdolności elektrycznej danego ośrodka do zdolności elektrycznej powietrza: [1])

Nafta	2 do 2,2	Siarka	2,5 do 3,9
Olej parafinowy	2 do 2,5	Izolacja kablowa (papier nasycony)	3,5 do 4,3
Terpentyna	2 do 2,3	Papier twardy	3,4 do 4,5
Olej transformatorowy	2 do 2,3	Kalafonja	2,5
Porcelana	4,4 do 5,4	Gutaperka	4,2
Parafina	2 do 2,3	Kauczuk wulkanizowany . . .	2,5 do 3
Papier	1,8 do 2,8	Guma twarda	2 do 3
Mika	4,7 do 6,7	Szellak	2,7 do 3,5
Mikanit	4,5 do 5,5	Szkło	3 do 9,1

Wszystkie ciała posiadają zdolność elektryczną większą od zdolności elektrycznej eteru. Zdolność elektryczna powietrza, wymierzona względem eteru, wynosi 1,00059; różni się więc ona od zdolności eteru bardzo mało.

Dla wielu ciał w tablicy podane są dwie liczby, wskazujące granice wartości **k**, otrzymane przy różnych badaniach; znaczne różnice wartości **k** dla tego samego materjału wywołane są głównie przez różnice w składzie materjałów, poddanych próbom i zanieczyszczeniami w ciałach prostych.

Należy jeszcze zwrócić uwagę na to, że zdolność elektryczna posiada wiele cech podobnych do przenikliwości magnetycznej i, chociaż nie w tak znacznym stopniu, jest jednak w wielu wypadkach wielkością zmienną, zależną od napięcia elektrycznego pomiędzy okładkami kondensatora i od czasu połączenia kondensatora ze źródłem elektryczności. W nieznacznym stopniu zależy od napięcia zdolność elektryczna np. powietrza, czystej miki i parafiny. Natomiast w większości ciał innych zmienia się ona w dość znacznych granicach.

Izolatory posiadają nadto własność ładunku szczątkowego i histerezy dielektrycznej, która ma wiele cech wspólnych z histerezą magnetyczną.

Znaczenie w praktyce histerezy dielektrycznej ogranicza się jednak tylko do napięć bardzo wysokich, wynoszących dziesiątki i setki tysięcy woltów. Najważniejszym wówczas zjawiskiem jest wywiązywanie się w izolatorach ciepła wskutek

---

[1]) Według tablicy podanej w książce W. Petersen'a „Hochspannungs-Technik".

histerezy dielektrycznej, w sposób podobny do opisanego dla histerezy magnetycznej w rozdziale XXIII.

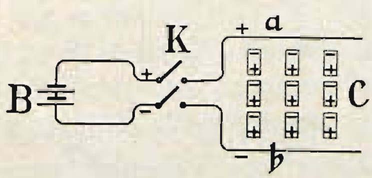
Bardzo ważne znaczenie praktyczne ma jeszcze zdolność elektryczna przy rozważaniu warunków wytrzymałości elektrycznej izolatorów na przebicie prądem. Czynnikiem, wywołującym przebicie izolatora, jest natężenie pola elektrycznego w tym izolatorze.

W § 7 widzieliśmy, że natężenie pola pomiędzy płytkami płaskiego kondensatora wyraża się wzorem:

$$E = \frac{1}{k} \cdot 4\pi \cdot \sigma.$$

Wzór ten wskazuje, że natężenie pola jest odwrotnie proporcjonalne do zdolności elektrycznej ośrodka. Jeżeli rozważymy np. kondensatory połączone w szereg (rys. 79), zakładając, że powierzchnie płytek dla wszystkich kondensatorów są jednakowe, to natężenia pól w izolatorach tych kondensatorów będą odwrotnie proporcjonalne do zdolności elektrycznych tych izolatorów. Ten więc izolator, którego zdolność elektryczna jest największa, podlegać będzie najsłabszemu naprężeniu elektrycznemu.

9. Kondensator w obwodzie prądu. Prądy elektryczne powstają nietylko w przewodnikach, lecz także w izolatorach. Połączmy baterję B (rys. 83) za pomocą wyłącznika K z przewodnikami a i b, które nie tworzą obwodu zamkniętego, ponieważ są odosobnione jeden od drugiego za pomocą izolatora.



Rys. 83.

Przy takim układzie przewodniki a i b, które dotychczas były elektrycznie obojętne, naelektryzują się do tego samego stanu, w jakim znajdują się końcówki baterji B. [1]) W izolatorze zaś pomiędzy przewodnikami powstanie pole elektryczne. Ładunki elektryczne zbiorą się na przewodnikach a i b i, według naszego pojęcia o polaryzacji dielektrycznej, na przeciwnych krańcach poszczególnych cząsteczek izolatora.

Taki układ ładunków może nastąpić tylko przez przesuwanie się ich zarówno po przewodnikach a i b jak i wewnątrz izolatora, ponieważ przed połączeniem baterji z przewodnikami a i b, przewodniki te i izolator między nimi były elektrycznie obojętne.

Przesuwanie się ładunków elektrycznych stanowi prąd elektryczny, możemy więc twierdzić, że mieliśmy tu chwilowy prąd elektryczny w obwodzie kołowym $acbBa$, którego część stanowi izolator. Rozumując w ten sposób, mówimy o prądach chwilowych w izolatorze doskonałym.

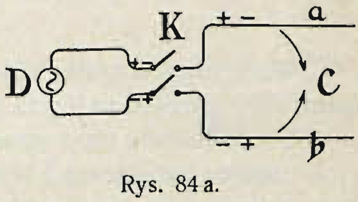
Umieszczając zamiast baterji galwanicznej prądnicę (dynamomaszynę), wytwarzającą zmienną siłę elektromotoryczną (rys. 84a), możemy otrzymać w takim

---

[1]) Gdy ładunki elektryczne będą w równowadze, na całym górnym przewodniku, połączonym z baterją, będziemy mieli pewien potencjał wszędzie jednakowy, a na przewodniku dolnym inny, lecz również wszędzie jednakowy.

obwodzie prąd ciągły, zmienny. Przy zamkniętym wyłączniku K prąd ten będzie przebiegał po drodze $aCbDa$, której część stanowi izolator aCb.

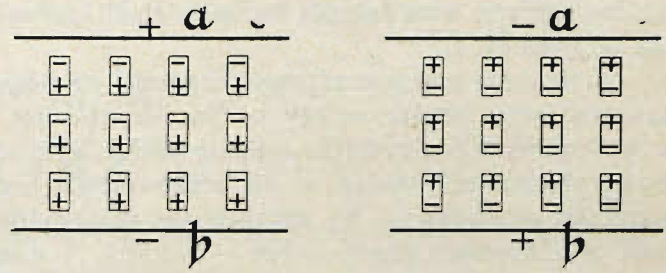
Powstawanie takiego prądu tłómaczy się tem, że bieguny źródła prądu zmieniają ustawicznie swój znak, przez co zmienia się znak ładunków na przewodnikach ab i układ ładunków w cząsteczkach izolatora.



Rys. 84 a.

Na rys. 84 b pokazane jest zestawienie tych dwuch układów; przejście od jednego do drugiego może odbyć się tylko przez ruch elektryczności. Ponieważ takie zmiany trwają ciągle, przeto również ciągle trwa ruch tych ładunków to w jedną, to w drugą stronę.

Siłę, powstającego w tych warunkach, prądu elektrycznego określamy przez przyrost w jednostce czasu ilości elektryczności, która zbiera się na przewodnikach a i b. Jeżeli przez q oznaczymy ilość elektryczności, istniejęcą na każdym z przewodników a i b w chwili t, to siła prądu wyrazi się liczbowo przez przyrost tego ładunku w jednostce czasu. Gdy więc w ciągu czasu dt przyrost ilości elektryczności wynosi dq_t, to ilość ta przepływa w tym czasie przez przewody i siła prądu w chwili t jest: [1])



Rys. 84 b.

$$i_t = \frac{dq_t}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Ilość elektryczności, zbierająca się na przewodnikach, jest w każdej chwili proporcjonalna do różnicy potencjałów, czyli do napięcia e pomiędzy temi przewodnikami, przeto:

$$q_t = C \, . \, e_t, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

gdzie C stanowi stały spółczynnik, zależny od wielkości i kształtu przewodników a i b, od ich położenia względem siebie i od rodzaju izolatora pomiędzy nimi.

Spółczynnik C jest oczywiście pojemnością zespołu dwuch przewodników a i b, które wspólnie stanowią **kondensator**.

Z równania (2) wynika, że

$$C = \frac{q_t}{e_t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Jeżeli q wyrażamy w kulombach, a e w woltach, to C otrzymamy w **faradach**.

Gdy do przewodników a i b przypłynie ilość elektryczności dq, to napięcie podniesie się o de.

---

[1]) Patrz Rozdział II.

Przez różniczkowanie wzoru (2) otrzymujemy:

$$dq_t = C \,.\, de_t.$$

Podstawiając ten wyraz dla dq_t we wzór (1), znajdziemy prąd w chwili t:

$$i_t = C \,.\, \frac{de_t}{dt}.$$

Wzór ten wskazuje, że siła prądu, płynącego przez kondensator, jest proporcjonalna do przyrostu napięcia na kondensatorze w jednostce czasu.

Na podstawie tego wzoru możemy rozwiązać cały szereg zagadnień, dotyczących prądów ładujących i wyładowujących kondensatory, a to stosownie do tego czy napięcie wzrasta, czy też maleje. Uczynimy to w innym miejscu, tu zaś zastanowimy się jeszcze nad samym pojęciem pojemności.

Wzory, służące do obliczenia pojemności na podstawie danego układu przewodników, opierają się na wzorze (3). Ażeby otrzymać wzór dla pojemności, wyrażamy napięcie e za pomocą ładunku elektrycznego q; dzieląc q przez ten wyraz, otrzymamy C.

Obliczenia przeprowadzamy zazwyczaj na podstawie wzorów elektrostatyki, pamiętać więc zawsze należy o tym, że stosując stałe dielektryczne, podane w § 8 niniejszego rozdziału i podstawiając wymiary kondensatora w *cm*, otrzymamy pojemność również w *cm*, stanowiących bezwzględne jednostki elektrostatyczne pojemności. We wzorach zaś dla prądów należy wprowadzać pojemność w jednostkach praktycznych — faradach, [1]) stanowiących wielokrotność dziesiętną jednostek bezwzględnych elektromagnetycznych.

---

[1]) Patrz Rozdział XXVII § 6.

CZĘŚĆ III.

Prawa przepływu prądów w obwodach elektrycznych.

ROZDZIAŁ X.

Prawo Ohma.

W rozdziałach poprzednich rozważaliśmy cały szereg wielkości, stosowanych przy określeniu zjawiska prądu elektrycznego.

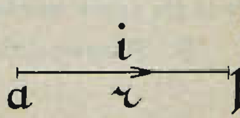
Własności samego prądu elektrycznego wyraziliśmy za pomocą siły prądu i; czynniki wpływające na rozmaite przemiany energji, zachodzące w obwodzie prądu w tę lub w ową stronę, określone zostały przez napięcie e i siłę elektromotoryczną E; wreszcie własności obowodu, po którym prąd przebiega przez opór omiczny r, spółczynnik samoindukcji L i pojemność C.

Obecnie wyprowadzimy szereg związków, jakie istnieją pomiędzy temi poszczególnemi wielkościami.

Związki te wyrażają się rozmaicie, zależnie od własności prądu i obwodu, a także stosownie do tego, jakie wartości prądu — chwilowe, czynne, lub stałe — wprowadzone będą do wzorów.

Różne wzory, przedstawiające siłę prądu i w zależności od wielkości e, E, r, L i C, przyjęto w elektrotechnice nazywać wyrażeniami **prawa Ohma**.

1. **Pojedyńczy przewodnik z oporem omicznym.** Najprostszy przypadek jest następujący. Rozważmy część obwodu zamkniętego (rys. 85), po którym w danej chwili przebiega prąd i_t. Żadne siły elektromotoryczne w przewodniku nie istnieją, posiada on jednak pewien opór omiczny r.



Rys. 85.

W tych warunkach praca prądu wytwarza ciepło Joule'a. Z rozdziału V wiemy, że moc równoważna ilości ciepła, która wytwarza się w przewodniku skutkiem pracy prądu w jednostce czasu, jest:

$$i_t^2 \cdot r.$$

Moc prądu dla rozważanej sześci obwodu, jak wiemy z rozdziała III, wyraża się wzorem:

$$e_t \,.\, i_t .$$

e_t — jest to różnica potencjałów pomiędzy końcami przewodnika czyli napięcie w chwili t.

Ponieważ moc prądu wytwarza w tym razie ciepło, więc:

$$e_t \,.\, i_t = i_t^2 \,.\, r .$$

Z powyższego wzoru wynika bezpośrednio, że:

$$i_t = \frac{e_t}{r} .$$

Wzór ten jest najprostszą postacią **prawa Ohma.**

W rozważanym przypadku siła prądu zależy tylko od napięcia na końcach przewodnika i od oporu, istniejącego pomiędzy temi punktami, na których działa powyższe napięcie. Wzór prawa Ohma piszemy nieraz w innej postaci:

$$e_t = i_t \,.\, r .$$

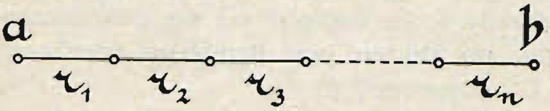
Wprowadzając, zamiast oporu, przewodnictwo k i mając na uwadze, że:

$$k = \frac{1}{r} ,$$

możemy napisać:

$$i_t = k \,.\, e_t .$$

2. Kilka przewodników połączonych w szereg. Gdy pomiędzy punktami a i b mamy nie jeden przewodnik, lecz większą ich liczbę o oporach r_1, r_2, $r_3 \ldots . r_n$ i wszystkie te przewodniki, jak wskazuje rys. 86, połączone są w **szereg**, to doświadczenie poucza, że siła prądu w każdym oporze jest jednakowa. Cała moc prądu wytwarza w tych przewodnikach ciepło, będziemy więc mogli napisać równanie:



Rys. 86.

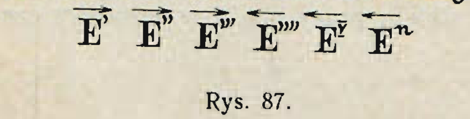
$$e_t \,.\, i_t = \Sigma\, i_t^2 \,.\, r = i_t^2 \,.\, \Sigma\, r ,$$

a przeto:

$$i_t = \frac{e_t}{\Sigma\, r} .$$

Z tego wzoru wynika, że **opór wypadkowy przewodników, połączonych w szereg, równa się sumie oporów przewodników poszczególnych.**

3. Przewodnik z siłami elektromotorycznemi. Rozważmy jeszcze przewodnik, stanowiący część ab obwodu zamkniętego. Opór omiczny przewodnika ab jest r. W przewodniku działa szereg sił elektromotorycznych, skierowanych w różne strony; wielkości tych sił elektromotorycznych w danej chwili oznaczymy przez E_t', E_t'', $E_t''' \ldots . E_t^n$.



Rys. 87.

W obwodzie przebiega prąd, którego siła w danej chwili jest i_t a pomiędzy punktami a i b istnieje napięcie $e_t = V_a - V_b$, gdy V_a i V_b są potencjałami w punktach a i b. Prąd płynie tu od a do b.

Moc prądu, równoważną wytwarzającej się w jednostce czasu ilości ciepła Joule'a, wyrażamy wzorem:

$$i_t^2 \cdot r.$$

Według określenia podanego w rozdziale IV, siły elektromotoryczne, skierowane wbrew prądowi, sprawiają wytwarzanie się energji w pewnej postaci. Moc, równoważna ilości energji, która powstaje w jednostce czasu, równa się według określenia, podanego w rozdziale IV,:

$$\Sigma_1\, E_t \cdot i_t.$$

Zaznaczyć należy, że znakiem sumy obejmujemy tylko siły elektromotoryczne, skierowane wbrew prądowi.

Siły elektromotoryczne o kierunku zgodnym z prądem, sprawiają pochłanianie energji przez obwód elektryczny i moc, równoważna ilości energji pochłoniętej w jednostce czasu, będzie:

$$\Sigma_2\, E_t \cdot i_t.$$

W tym przypadku znakiem sumy obejmujemy tylko siły elektromotoryczne, skierowane zgodnie z prądem. Dodając algebraicznie powyższe trzy wyrazy, otrzymamy:

$$i_t^2 \cdot r + \Sigma_1\, E_t \cdot i_t - \Sigma_2\, E_t \cdot i_t.$$

Za dodatnią przyjęliśmy w tym równaniu moc, która odpowiada energji otrzymanej z obwodu.

Energję otrzymujemy z obwodu skutkiem pracy prądu, moc prądu równoważną energji, otrzymanej w jednostce czasu, wyrażamy wzorem: [1]

$$e_t \cdot i_t.$$

Na podstawie zasady zachowania energji, możemy napisać:

$$e_t \cdot i_t = i_t^2 \cdot r + \Sigma_1\, E_t \cdot i_t - \Sigma_2\, E_t \cdot i_t.$$

Wzór ten można przedstawić prościej, wstawiając za znakiem sumy siły elektromotoryczne z właściwemi znakami, a więc ze znakiem (+), gdy kierunek siły elektromotorycznej jest zgodny z prądem i ze znakiem (—), gdy jest mu przeciwny. Otrzymamy wtedy:

$$e_t \cdot i_t = i_t^2 \cdot r - \Sigma\, E_t \cdot i_t,$$

albo:

$$i_t^2 \cdot r = (e_t + \Sigma\, E_t) \cdot i_t,$$

skąd:

$$i_t = \frac{e_t + \Sigma\, E_t}{r},$$

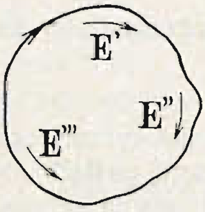
albo:

$$e_t = i_t \cdot r - \Sigma\, E_t.$$

---

[1]) Patrz Rozdział III.

4. Obwód zamknięty. Inną jeszcze postać przybiera prawo Ohma, gdy rozważamy całkowity obwód zamknięty. Wtedy o przemianach energji rozstrzygać będą tylko siły elektromotoryczne i opór omiczny obwodu R (rys. 88).



Rys. 88.

W przypadku całkowitego obwodu zamkniętego, wywody nasze możemy oprzeć na tej zasadzie, że energja pochłonięta przez obwód równa się energji wytworzonej w nim. Moc równoważna energji, pochłoniętej w jednostce czasu, jest:

$$\Sigma_1 E_t \,.\, i_t,$$

gdzie znakiem sumy objęte są tylko siły elektromotoryczne, zgodne co do kierunku z prądem.

Moc równoważna energji, wytworzonej w jednostce czasu, równa się:

$$i_t^2 \,.\, R + \Sigma_2 E_t \,.\, i_t .$$

Znak sumy obejmuje tu tylko siły elektromotoryczne o kierunku odwrotnym względem prądu.

Według zasady zachowania energji, moc pochłonięta równa się mocy wytworzonej, przeto:

$$\Sigma_1 E_t \,.\, i_t = i_t^2 \,.\, R + \Sigma_2 E_t \,.\, i_t .$$

Rozumując jak w § poprzednim, napiszemy prościej:

$$i_t^2 \,.\, R = \Sigma_t E_t \,.\, i_t,$$

skąd:

$$i_t = \frac{\Sigma E_t}{R} .$$

Opór R składa się z oporów poszczególnych części obwodu. Według § 2 niniejszego rozdziału, opór wypadkowy równa się sumie oporów składowych. Oznaczmy opory składowe przez $r_1, r_2, \ldots . r_n$, wtedy:

$$R = \Sigma r .$$

Podstawiając wyraz dla R we wzór prawa Ohma, otrzymamy:

$$i_t = \frac{\Sigma E_t}{\Sigma r} .$$

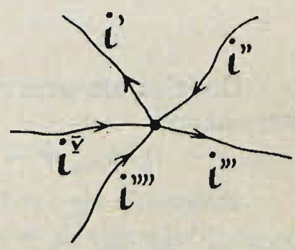
Prawo to wyrazić można w sposób następujący: **w obwodzie zamkniętym siła prądu w danej chwili równa się ilorazowi sumy algebraicznej wszystkich sił elektromotorycznych, czynnych w tym obwodzie, przez sumę wszystkich oporów omicznych, stanowiących części składowe obwodu zamkniętego.**

ROZDZIAŁ XI.

Prawa Kirchhoffa.

Oprócz prawa Ohma mamy jeszcze dwa prawa Kirchhoffa, rządzące prądami w obwodach rozgałęzionych.

1. **Pierwsze prawo Kirchhoffa** opiera się na doświadczeniu. W kilku prądach, schodzących się w jednym punkcie (rys. 89) ilość elektryczności, przypływająca w każdej chwili do tego punktu w jednostce czasu, równa się ilości elektryczności, odpływającej z tegoż punktu w tymże czasie.



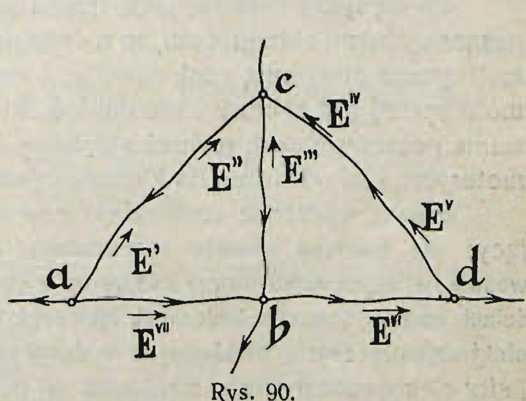
Rys. 89.

Uwzględniając określenie ilości elektryczności, podane w rozdziale II, możemy wyrazić powyższe prawo za pomocą bardzo prostego wzoru:

$$\Sigma\, \dot{i}_t = 0.$$

Znak sumy obejmuje prądy, przypływające z pewnym znakiem, a odpływające ze znakiem odwrotnym. Prawo to daje się w krótkości wypowiedzieć w sposób następujący: **suma algebraiczna prądów, schodzących się w danej chwili w jednym punkcie, równa się zeru.**

2. **Drugie prawo Kirchhoffa** stanowi wynik matematyczny prawa Ohma. Rozważmy sieć przewodników, połączonych ze sobą w punktach skrzyżowania (rys. 90). W częściach obwodu pomiędzy dwoma punktami skrzyżowania płynie na całej długości jeden i ten sam prąd, natomiast w różnych częściach są prądy różne.



Rys. 90.

Przypuśćmy, że we wszystkich częściach obwodu działają siły elektromotoryczne; gdyby siły te gdziekolwiek nie powstały, to w równaniach, zamiast litery E, należałoby napisać zero. Na rysunku siły elektromotoryczne są oznaczone lirerami E', E'' i t. d. Kierunki tych sił wskazane są za pomocą strzałek obok przewodników.

We wzystkich częściach obwodu płyną prądy, których kierunki oznaczono na rysunku strzałkami na przewodnikach. Siły prądów w równaniach oznaczać będziemy przez i_1, i_2, i_3 i t. d., a opory omiczne odpowiednich poszczególnych części obwodu przez r_1, r_2, r_3 i t. d.

Wybierzmy dowolny obwód zamknięty, np. *abca*. Według prawa Ohma (patrz rozdział X § 3) dla każdej części obwodu, zawierającej siły elektromotoryczne, mamy zależność:

$$e_t = i_t \,.\, r - \Sigma E_t.$$

Napięcie możemy wyrazić, jako różnicę potencjałów:

$$e_t = V_t' - V_t''.$$

V_t' oznacza potencyał na tym końcu części obwodu, gdzie prąd wchodzi, a V_t'' — na tym końcu, skąd prąd wychodzi.

Według prawa Ohma napiszmy równania kolejno dla wszystkich części obwodu zamkniętego *abca*. Napięcia wyrażać będziemy przez różnice potencjałów, które oznaczymy literami V z odpowiednimi znaczkami:

$$V_{at} - V_{bt} = i_{t1} \,.\, r_1 - E_t^{\mathrm{VII}}$$

$$V_{ct} - V_{bt} = i_{t2} \,.\, r_2 + E_t'''$$

$$V_{ct} - V_{at} = i_{t3} \,.\, r_3 + E_t' + E_t''.$$

Dodając pierwsze równanie do trzeciego, a odejmując od tej sumy drugie, otrzymamy:

$$0 = i_{t1} \,.\, r - i_{t2} \,.\, r_2 + i_{t3} \,.\, r_3 + E_t^{\mathrm{I}} + E_t'' - E_t''' - E_t^{\mathrm{VII}}.$$

Równanie tego rodzaju otrzymać możemy dla dowolnego obwodu zamkniętego, znajdującego się w sieci przewodników rozgałęzionych. Ogólna postać takiego równania jest następująca:

$$\Sigma i_t \,.\, r - \Sigma E_t = 0$$

albo:

$$\Sigma i_t \,.\, r = \Sigma E_t.$$

Co się tyczy znaków, jakie trzeba zastosować w równaniu powyższem przed poszczególnemi składnikami, to należy przestrzegać zasadę, że prądy i siły elektromotoryczne otrzymują znak dodatni, o ile kierunek tego prądu lub tej siły elektromotorycznej jest zgodny z kierunkiem, który zachowaliśmy przy porządku wypisywania poszczególnych równań składowych, a zaś ujemny, gdy prąd lub siła elektromotoryczna są odwrotne do kierunku powyższego.

Prawo, wyrażone równaniem powyższym, wypowiadamy w sposób następujący: **dla każdego obwodu zamkniętego, istniejącego w sieci krzyżujących się przewodników, suma algebraiczna iloczynów z chwilowych sił prądów, w poszczególnych częściach obwodu i oporów omicznych tych części równa się sumie algebraicznej wszystkich sił elektromotorycznych, działających w danej chwili w tymże obwodzie zamkniętym.** Prądy i siły elektromotoryczne, zwrócone w pewnym kierunku, przyjętym przy obiegu wokoło obwodu zamkniętego, otrzymują w równaniu znak dodatni, zwrócone zaś w stronę odwrotną — znak ujemny.