

## ROZDZIAŁ XVIII.

### Przemiana pracy prądu na pracę mechaniczną i odwrotnie — pracy mechanicznej na pracę prądu elektrycznego.

1. Siła działająca na prąd elektryczny w polu magnetycznym. W rozdziale I, przy określaniu pojęcia siły prądu elektrycznego, posługiwaliśmy się wzorem:

$$dH = \frac{dl \cdot i}{r^2} \cdot \sin \alpha, \quad \dots \quad (a)$$

który wyraża natężenie pola magnetycznego w pewnym punkcie, znajdującym się na odległości  $r$  od środka nieskończenie małego odcinka prądu. Długość odcinka oznaczyliśmy przez  $dl$ , a siłę prądu przez  $i$ , kąt zaś pomiędzy  $r$  i  $dl$  przez  $\alpha$  (rys. 189).

Na północną masę magnetyczną  $m$ , od prądu  $i$  działa siła: <sup>1)</sup>

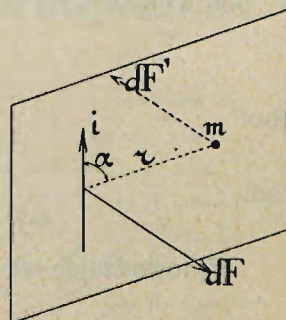
$$dF' = m \cdot dH.$$

Podstawiając ze wzoru (a) wyraz dla  $dH$ , otrzymamy:

$$dF' = \frac{dl \cdot i \cdot m}{r^2} \cdot \sin \alpha.$$

Doświadczenia stwierdzają, że magnesy, zmocowane z prądami elektrycznymi, nie okazują dążności do przesuwania się w jakąkolwiek stronę, stąd wniosek, że siły, działające od magnesów na prądy, równoważą się z siłami, działającymi od prądów na magnesy. Ta własność sił elektromagnetycznych wskazuje, że podlegają one III zasadzie mechaniki Newton'a.

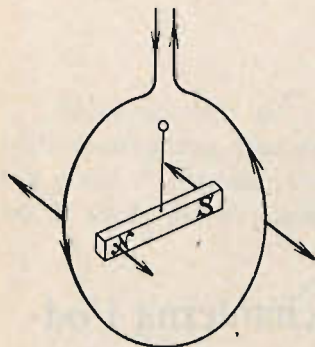
Np. na rys. 190 mamy obwód kołowy, po którym przebiega prąd; w środku obwodu znajduje się magnes, którego oś leży w płaszczyźnie przewodnika kołowego. Na podstawie tego, co wiemy o kierunku linii sił pola magnetycznego wokół prądu, łatwo spostrzeżemy, że na magnes działać będzie moment obrotowy, pa-



Rys. 189.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział I § 2.

trząc zgóry, wlewo. Jeżeli po z mocowaniu magnesu z przewodnikiem zespół ten swobodnie zawieszony ma pozostać w spoczynku, to magnes musi na prąd wywierać moment obrotowy odwrotny, t. j. w prawo. Z tego przykładu, który łatwo urzeczywistnić można doświadczalnie, wynika, że siła działania poszczególnego biegu na północnego o masie  $m$  na cząstkę prądu  $dl$  musi być skierowana tak, jak wskazuje wektor  $dF$  na rys. 189.



Rys. 190.

Siła  $dF$  jest równoległa do  $dF'$ , a więc prostopadła do płaszczyzny, w której znajdują się  $dl$  i  $r$ . Dla otrzymania wyników, zgodnych z doświadczeniem, należy przyjąć, że liczbowo  $dF' = dF$ , a więc:

$$dF = \frac{dl \cdot i m}{r^2} \cdot \sin \alpha \dots \dots \dots (b)$$

Wprowadźmy do tego wzoru natężenie pola magnetycznego, wywołanego przez masę magnetyczną  $m$  w tym miejscu, gdzie znajduje się prąd. Według prawa Coulomba, podanego w rozdziale I, siła działania wzajemnego pomiędzy dwoma masami magnetycznymi  $m$  i  $m'$ , umieszczonymi w ośrodku o przenikliwości magnetycznej  $\mu$ , na odległości  $r$  jedna od drugiej, wyraża się wzorem:

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m \cdot m'}{r^2}.$$

Natężenie pola, według określenia w rozdziale I, jest ilorazem siły przez masę magnetyczną, na którą ta masa działa, więc natężenie pola w odległości  $r$  od masy  $m$ , pod wpływem tej masy wyrażamy wzorem:

$$H = \frac{f}{m},$$

albo:

$$H = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m}{r^2},$$

stąd:

$$\frac{m}{r^2} = \mu \cdot H.$$

Wprowadzając ten wyraz we wzór (b), otrzymamy:

$$dF = \mu \cdot H \cdot dl \cdot i \cdot \sin \alpha.$$

Iloczyn  $\mu \cdot H$  jest indukcją magnetyczną  $B$ , <sup>1)</sup> więc:

$$dF = B \cdot dl \cdot i \cdot \sin \alpha \dots \dots \dots (c)$$

$\alpha$  oznacza kąt pomiędzy kierunkiem prądu i kierunkiem indukcji magnetycznej w tym miejscu, gdzie znajduje się prąd.

W tych przypadkach, gdy ośrodek stanowi powietrze, stosując układ bezwzględny jednostek elektromagnetycznych, w którym  $\mu$  dla powietrza równa się się jedności, możemy wzór powyższy napisać inaczej:

$$dF = H \cdot dl \cdot i \cdot \sin \alpha.$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział VI § 1 i 2.



Należy jednak pamiętać, że w rzeczywistości  $H$  postawione jest tu na miejsce indukcji magnetycznej jako wielkość w tym przypadku jej równa.

Na podstawie równania (c) łatwo wyprowadzić wzór dla siły  $F$ , działającej na prosty przewodnik z prądem  $i$ , którego długość  $l$  umieszczona jest w jednostajnym polu magnetycznym o indukcji magnetycznej  $B$ , prostopadle do kierunku linii indukcji ( $\alpha = 90^\circ$ ). W tym przypadku siły, działające na poszczególne cząstki prądu, będą równoległe, wypadkowa takich sił równa się ich sumie ( $\sin 90^\circ = 1$ ), przeto:

$$F = \int_0^l B \cdot i \cdot dl = B \cdot i \cdot l.$$

Jeżeli  $l$  wyrażamy w centymetrach a  $i$  i  $B$  w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, to otrzymamy wielkość siły w dynach.

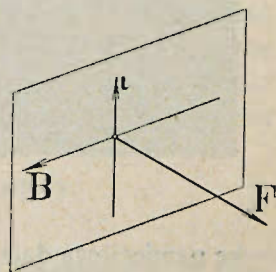
Kierunek siły jest w związku z kierunkiem prądu i pola magnetycznego. Biorąc na uwagę, że na rys. 189 mamy masę magnetyczną północną, a linie sił magnetycznych wychodzą z masy północnej, układ trzech kierunków  $B$ ,  $i$ ,  $F$  przedstawi się tak, jak wskazano na rys. 191.

Kierunek siły działającej na prąd w polu magnetycznym, a także istotę tej siły można wyjaśnić jeszcze zupełnie inną drogą. Rozważmy prąd, płynący od nas prostopadle do płaszczyzny rysunku, w polu magnetycznym jednostajnym. Linie pola postronnego i linie pola prądu mają kształt, wskazany na rys. 192. W rzeczywistości wokoło prądu będzie istniało pole wypadkowe, którego kształt linii wskazany jest na rys. 193.

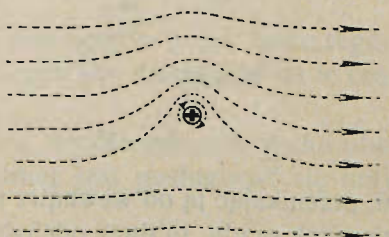
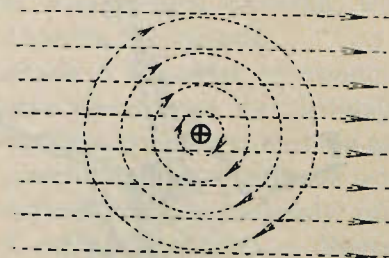
Doświadczenie z opilkami potwierdza wynik teoretycznego rozumowania; na rys. 194 widzimy odbitkę z fotografii układu opilek wokoło prądu, umieszczonego w jednostajnym polu magnetycznym.

Wszystkie siły, działające w polu magnetycznym, można wyjaśnić, zakładając (według Faraday'a) istnienie napięć wzdłuż linii indukcji, dążących do skrócenia tych linii, i w poprzek linii ciśnień, rozsuwających je. Wielkość napięć podłużnych i ciśnień poprzecznych jest proporcjonalna do drugiej potęgi indukcji magnetycznej.<sup>1)</sup>

Otóż, rozważając układ linii i wielkość indukcji w polu w przypadku wskazanym na rys. 192, łatwo spostrzedz, że nad drutem natężenie pola magnetycznego zewnętrznego



Rys. 191.



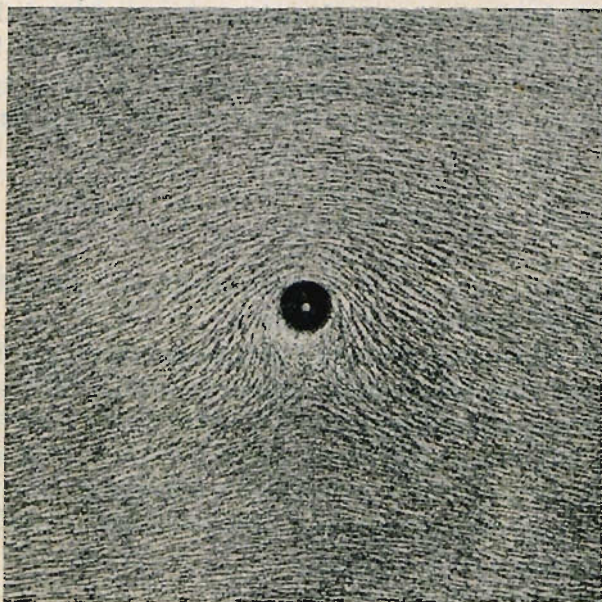
Rys. 192 i 193.

<sup>1)</sup> Patrz rozdział XIX § 4.



i pola prądu mają kierunki zgodne, a pod drutem niezgodne; wskutek tego wypadkowe natężenie pola, a więc i indukcja magnetyczna nad drutem jest większa,

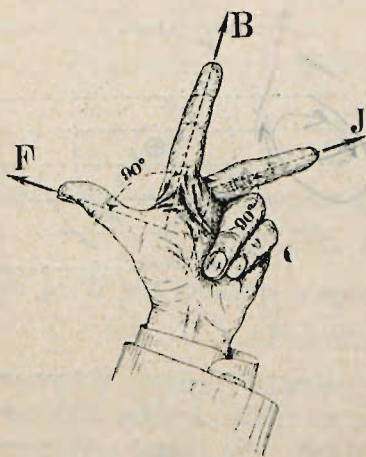
niż pod drutem, większa jest tam również gęstość linii sił magnetycznych. Skutkiem tego ciśnienie poprzeczne jest większe z góry niż z dołu. Wypadkowa siła działa na dół.



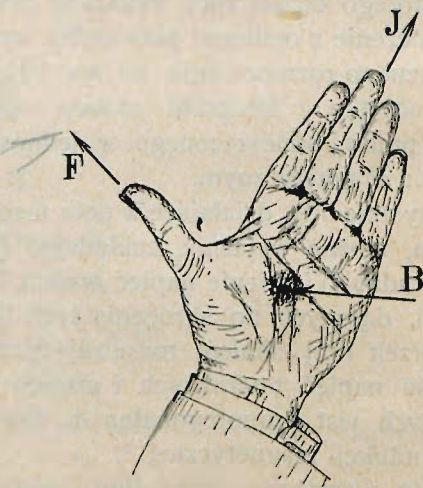
Rys. 194.

Najprostsza wskazówka pamięciowa co do kierunku siły  $F$  jest następująca: jeżeli ustawimy palec wielki i wskazujący lewej ręki w jednej płaszczyźnie, a palec środkowy prostopadle do nich i palec wskazujący zwrócimy w kierunku indukcji magnetycznej, a palec środkowy w kierunku prądu, to palec wielki wskaże kierunek siły (rys. 195).

Jeszcze prostszą wskazówkę pamięciową daje dłoń lewa. Gdy ustawimy dłoń lewej ręki z odchylonym dużym palcem w ten sposób, aby linie indukcji były skierowane prostopadle do



Rys. 195.



Rys. 196.

dłoni, przenikając ją od wewnątrz na zewnątrz, a palce złożone razem wskazywałyby kierunek prądu, to duży odchylony palec wskaże kierunek siły (rys. 196).



2. Praca siły, działającej na prąd elektryczny, znajdujący się w polu magnetycznym. Rozważymy ruch cząstki  $dl$  przewodnika z prądem  $i$  (rys. 197), w polu magnetycznym o indukcji magnetycznej  $B$ . Kierunek prądu jest tu pochylony pod kątem  $\alpha$  względem natężenia pola. Przewodnik przesuwa się w ten sposób, że zachowuje swój kierunek, punkt zaś przyłożenia siły  $dF$ , działającej na przewodnik, zakresła drogę  $ds$ , skierowaną pod kątem  $\beta$  do tej siły.

Pracę siły  $dF$  na drodze  $ds$  wyrażamy wzorem:

$$dA = dF \cdot ds \cdot \cos \beta,$$

albo, podstawiając wyraz dla  $dF$ , otrzymamy:

$$dA = dl \cdot i \cdot B \cdot \sin \alpha \cdot ds \cdot \cos \beta.$$

Iloczyn  $dl \cdot \sin \alpha \cdot ds \cdot \cos \beta$  wyraża pole rzutu równoległoboku  $abcd$ , zakreślonego przez przewodnik w czasie ruchu, na płaszczyznę prostopadłą do  $B$ , iloczyn zaś  $B \cdot dl \sin \alpha \cdot ds \cdot \cos \beta$  stanowi strumień indukcji magnetycznej, lub inaczej liczbę linii sił magnetycznych, przenikających równoległobok  $abcd$ . O tym strumieniu możemy powiedzieć, że został on przecięty przez przewodnik podczas jego ruchu z położenia 1 do 2.

Oznaczmy strumień indukcji magnetycznej przez  $dN$ , wtedy:

$$dA = i \cdot dN.$$

Wzór ten wskazuje, że praca siły, wywieranej przez pole magnetyczne na przewodnik z prądem, wyraża się iloczynem siły prądu przez strumień indukcji magnetycznej, przecięty przez ten przewodnik w czasie jego ruchu.<sup>1)</sup>

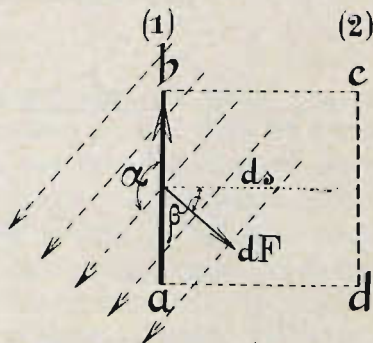
Wzór ma zastosowania do ruchu przewodnika w dowolnym kierunku, więc, zależnie od znaku  $\cos \beta$ , może on wyrażać pracę dodatnią lub ujemną.

Mając to na uwadze, można wzór ten stosować i do ruchu przewodnika obrotowego lub też do ruchu złożonego — postępowo obrotowego, uwzględniając, że ruch obrotowy odcinka  $dl$  około jego środka w polu jednorodnym nie daje żadnej pracy siły  $dF$ ; w tym razie bowiem odcinek przecina linie magnetyczne jedną i drugą połową w różnych kierunkach, czyli że strumienie te będą posiadały znaki różne, w sumie więc otrzymamy zero. Gdy mamy ruch przewodnika o długości skończonej, pracę sił elektromagnetycznych możemy wyrazić wzorem:

$$A = i \cdot N,$$

w którym  $N$  jest sumą algebraiczną strumieni, przeciętych przez poszczególne cząstki przewodnika, z uwzględnieniem tego, czy praca siły działającej na tę cząstkę jest dodatnia, czy też ujemna.

W praktyce wypada częstokroć rozważać pracę, wykonaną przy ruchu obwodów elektrycznych zamkniętych, wówczas dogodniej jest posługiwać się innym wzorem.

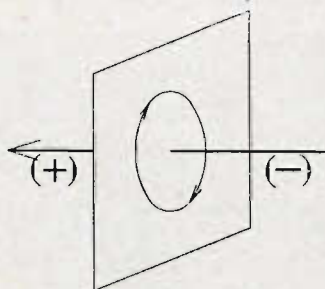


Rys. 197.

<sup>1)</sup> Taki sposób obliczenia pracy wskazany był po raz pierwszy przez Faraday'a.



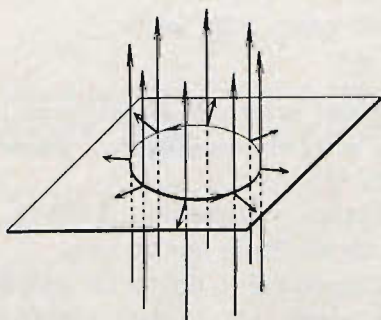
Każdy obwód elektryczny zamknięty ma dwie strony; gdy zwrócimy go do widza jedną stroną, prąd płynie zgodnie z ruchem wskazówki zegarowej, gdy zaś



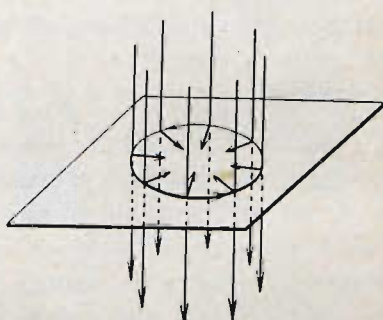
Rys. 198.

zwrócimy go drugą stroną, prąd płynie odwrotnie względem kierunku ruchu tejże wskazówki (rys. 198). Pierwszą stronę nazywać będziemy ujemną, a drugą dodatnią. Linje sił magnetycznych, wywołane przez prąd, płynący w tym obwodzie, przechodzą zawsze ze strony ujemnej na dodatnią. W dalszym ciągu linje magnetyczne, przechodzące ze strony ujemnej obwodu na dodatnią, nazywać będziemy linjami dodatnimi, przechodzące zaś ze strony dodatniej na ujemną — ujemnymi.

Jeżeli obwód znajduje się w polu linii magnetycznych dodatnich, to na podstawie reguły, określającej kierunek siły działania pola na prąd, łatwo spostrzedz, że wszystkie siły, działające na poszczególne części obwodu, są skierowane na zewnątrz (rys. 199), i przy ruchu części obwodu w kierunku tych sił, praca wykonywana jest dodatnia, przyczem linje sił wchodzi do wnętrza obwodu. Gdy zaś linje pola są ujemne (rys. 200), siły powyższe są skierowane wewnątrz obwodu i przy ruchu poszczególnych części obwodu w kierunku tych sił linje magnetyczne wy-



Rys. 199.



Rys. 200.

chodzą z obwodu. Wreszcie przy ruchu poszczególnych części tych obwodów w kierunku odwrotnym praca będzie ujemna i linje dodatnie będą wychodziły, a ujemne wchodziły do obwodu.

Chcąc wyznaczyć pracę sił elektromagnetycznych, wywieranych przez pole magnetyczne na obwód zamknięty z prądem, należy obliczyć ją jako sumę algebraiczną prac poszczególnych, wykonanych przez siły cząstkowe, działające na nieskończenie małe odcinki tego obwodu. Jak widać z powyższego rozważania, prace cząstkowe są dodatnie, o ile do obwodu wchodzi linje sił dodatnie, lub też wychodzą linje sił ujemne, w przeciwnym razie prace te będą ujemne. Wielkość tych poszczególnych prac określa się liczbą linii przecinających obwód, a ponieważ każda wchodząca lub wychodząca linja musi przeciąć obwód, możemy powiedzieć, że poszczególne prace cząstkowe określają się

liczbą linii wchodzących lub wychodzących z obwodu przez odpowiednie odcinki obwodu.

Cała zatem praca, wykonana przez siły elektromagnetyczne, przy ruchu obwodu zamkniętego z prądem w polu magnetycznym, może być wyrażona wzorem:

$$dA = i \cdot dN,$$

gdzie  $dN$  oznacza przyrost liczby linii magnetycznych, czy też ściślej przyrost strumienia indukcji magnetycznej, objętego obwodem prądu. Przy obliczeniu tego przyrostu ze znakiem dodatnim bierzemy linie dodatnie, wchodzące w obwód, i ujemne, wychodzące z niego, ze znakiem zaś ujemnym — wychodzące dodatnie i wchodzące ujemne. Słowem  $dN$  stanowi zmianę strumienia indukcji magnetycznej, objętego obwodem elektrycznym z uwzględnieniem znaku strumienia, stosownie do założenia, które przyjęliśmy na początku rozważania tej sprawy.

3. Przetwarzanie się pracy prądu elektrycznego w pracę mechaniczną. Rozważmy przykład, wskazany na rys. 201. Prąd z ogniwa płynie po obwodzie, którego część stanowi prosty kawałek drutu, ustawiony prostopadłe do linii sił magnetycznych pola jednostajnego. Na ten prosty kawałek drutu działa siła  $F$ . Siła prądu niech będzie  $i$ , opór całkowity obwodu —  $R$ , siła elektromotoryczna ogniwa  $E_B$ .

Jeżeli przewodnik jest nieruchomy, to prąd w obwodzie będzie:

$$i_1 = \frac{E_B}{R}.$$

Wzór zaś energetyczny otrzymamy:

$$E_B \cdot i_1 = i_1^2 \cdot R.$$

Wskazuje on, że moc prądu, dostarczona przez ogniwo, wytworzyła w całości ciepło Joule'a.

Jeżeli zaś przewodnik porusza się w kierunku siły  $F$ , to prąd będzie inny, dajmy na to  $i_2$ . Do równania energetycznego przybędzie wtedy jeszcze praca siły  $F$ , wykonana przez obwód elektryczny.

Jeżeli więc założymy, że drut z prądem poruszał się w ciągu czasu  $dt$  i przebiegł w tym czasie strumień  $dN$ , to według wzorów poprzednich wykonana praca mechaniczna będzie:

$$dN \cdot i_2.$$

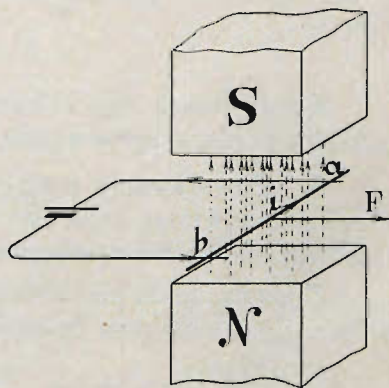
W ciągu czasu  $dt$  obwód otrzymał z ogniwa energję:

$$E_B \cdot i_2 \cdot dt,$$

na ciepło Joule'a zostało zużyte:

$$i_2^2 \cdot R \cdot dt.$$

Na zasadzie więc zasady zachowania energii będziemy mieli:



Rys. 201.







Na zasadzie prawa zachowania energii otrzymujemy wzór:

$$E_B \cdot i_3 \cdot dt + dN \cdot i_3 = i_3^2 \cdot R \cdot dt.$$

Dzieląc obie strony równania przez  $i_3 dt$ , otrzymamy:

$$E_B + \frac{dN}{dt} = i_3 R,$$

skąd:

$$i_3 = \frac{E_B + \frac{dN}{dt}}{R}.$$

W tym przypadku prąd  $i_3$  jest większy od prądu  $i_1$ , który przepływał przez przewodnik nieruchomy. Przyczyną tego jest nowa siła elektromotoryczna indukcji:

$$E' = \frac{dN}{dt},$$

k która powstaje przy ruchu przewodnika w polu magnetycznym. Kierunek siły jest zgodny w tym przypadku z kierunkiem prądu.

Z powyższego równania wynika, że:

$$i_3 = \frac{E_B + E'}{R},$$

skąd:

$$E_B \cdot i_3 + E' \cdot i_3 = i_3^2 \cdot R.$$

Wyraz  $E' i_3$  stanowi moc prądu, otrzymaną z pracy mechanicznej zewnętrznej siły  $F'$ .

Jeżeli baterję usuniemy z obwodu, zachowując obwód zamknięty (rys. 203), a przewodnik  $ab$  w dalszym ciągu będzie w ruchu, to prąd w obwodzie nie ustanie, lecz będzie inny, np.  $i$ ; wtedy:

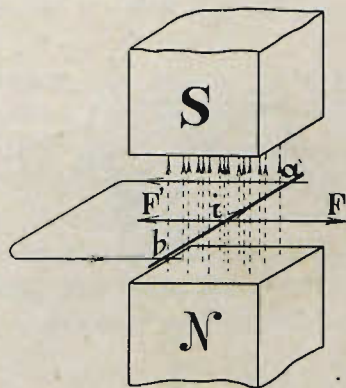
$$i = \frac{E'}{R},$$

skąd

$$E' \cdot i = i^2 \cdot R.$$

Całe ciepło Joule'a otrzymuje się tu z pracy mechanicznej siły  $F'$ .

5. Uwagi ogólne i prawa Maxwell'a i Lenz'a. Urządzenie, wskazane na rys. 203 stanowi najprostszą postać dynamaszyny. Rysunek zaś 201 przedstawia w najprostszej postaci silnik elektryczny, zasilany prądem z baterji  $B$ . <sup>1)</sup>



Rys. 203.

<sup>1)</sup> Należy zaznaczyć, że siła elektromotoryczna indukcji powstaje także w obwodach przerwanych; wywołuje ona wtedy w miejscu przerwy równą sobie różnicę potencjałów.



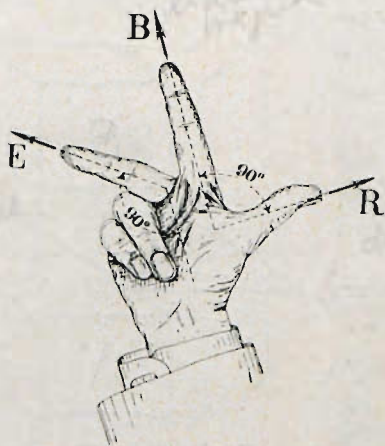
Wszystkie wyprowadzone powyżej wzory dla prostego przypadku, mogą być zastosowane przy rozważaniu zupełnie ogólnym jakiegokolwiek dowolnego obwodu elektrycznego, poruszającego się w polu magnetycznym; należy tylko wyraz  $dN$  uważać jako przyrost strumienia indukcji magnetycznej w obwodzie. Jeżeli przyrost ten jest dodatni, to siła działania pola magnetycznego na prąd wykonywa pracę i kierunek siły elektromotorycznej indukcji jest odwrotny względem prądu, jeżeli zaś przyrost ten jest ujemny, to ruch obwodu wywołany zostaje przez siły zewnętrzne, które wykonywają pracę i wtedy siła elektromotoryczna indukcji jest zgodna z kierunkiem prądu.

Mając to na uwadze i przyjmując kierunek prądu za kierunek dodatni w obwodzie (rys. 202), otrzymamy dla siły elektromotorycznej indukcji w obwodzie zamkniętym wzór:

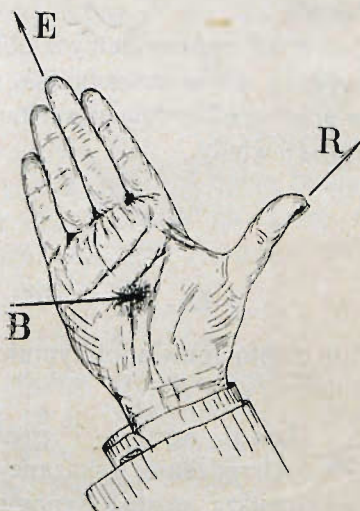
$$E = - \frac{dN}{dt}.$$

Jeżeli mamy do czynienia z obwodem, pozbawionym ogniwa galwanicznego (rys. 203) w danej chwili nieruchomym — i chcemy przewidzieć, w którą stronę będzie skierowana siła elektromotoryczna indukcji, to należy mieć na uwadze, że, stosując wzór powyższy, za dodatni trzeba przyjąć ten kierunek w obwodzie, w którym płynąłby prąd wywołujący linie magnetyczne tego samego kierunku, co linie objęte obwodem, lub też, jeżeli ich niema — co linie magnetyczne, jakie będą wchodziły do obwodu.

Kierunek siły elektromotorycznej w wypadku prostego przewodnika (rys. 203) określa się bardzo łatwo na podstawie układu trzech palców prawej ręki (rys. 204). Palce wielki i wskazujący ustawiamy w jednej płaszczyźnie, środkowy zaś prosto-



Rys. 204.



Rys. 205.

padle do poprzednich; wtedy, ustawiając palec wskazujący w kierunku linii magnetycznych, a palec wielki w kierunku ruchu drutu, znajdziemy kierunek siły elektromotorycznej indukcji w kierunku palca środkowego.



Jeszcze prostszą wskazówkę pamięciową daje **prawa dłoń** (rys. 205). Jeżeli ustawimy prawą dłoń z odchylonym w bok wielkim palcem w ten sposób, aby linie magnetyczne były do powierzchni dłoni prostopadłe i przeszywały ją z wewnątrz na zewnątrz, a duży palec wskazywał kierunek ruchu przewodnika, to pozostałe razem złożone palce wskażą kierunek siły elektromotorycznej w drucie.

Rozważanie sił, działających na przewodniki z prądem, znajdujące się w polu magnetycznym i siły elektromotorycznej indukcji doprowadziło do ułożenia trzech praw bardzo prostych i ogólnych. Jedno z nich określa ruch przewodników w polu magnetycznym pod wpływem powyższej siły, a dwa inne — kierunek siły elektromotorycznej indukcji. Prawa te są często bardzo pomocne przy przewidywaniu działań, jakie zachodzą pomiędzy polami magnetycznymi i prądami.

Pierwsze prawo Maxwell'a. Mając na uwadze to, co było poprzednio powiedziane o liniach magnetycznych dodatnich i ujemnych (rys. 198), łatwo dostrzedz, że siły działania pola magnetycznego na przewodnik z prądem mogą wywołać tylko takie przesunięcia obwodu, przy których praca tych sił będzie dodatnia, przy których zatem liczba linii dodatnich, objętych obwodem, zwiększy się. Zmniejszenie się liczby linii ujemnych jest równoznaczne ze zwiększeniem się liczby linii dodatnich.

Na podstawie tej własności prądów Maxwell ułożył prawo następujące: pole magnetyczne usiłuje zawsze przesunąć obwód prądu w taki sposób, ażeby liczba objętych nim linii magnetycznych stała się możliwie wielką w znaczeniu algebraicznym, t. j. z uwzględnieniem znaków linii.

Drugie prawo Maxwell'a. Uwzględniając związek pomiędzy kierunkiem linii magnetycznych, wchodzących do obwodu, a kierunkiem siły elektromotorycznej indukcji, łatwo zauważyć, że prąd, wytworzony przez siłę elektromotoryczną indukcji (a więc zgodny z nią co do kierunku), wywołuje linie magnetyczne przeciwne tym, które wchodzą do obwodu i zgodne z temi, które wychodzą z obwodu, czyli krócej: prąd indukcyjny usiłuje zawsze zachować strumień magnetyczny, objęty obwodem.

Prawo Lenz'a. Prąd, wytworzony przez indukcję, ma jeszcze jedną własność charakterystyczną. Rys. 203 wskazuje wyraźnie, że siła  $F'$ , wywołana przez wpływ pola magnetycznego na prąd, przeciwdziała ruchowi wywołującemu ten prąd indukcyjny. Tego rodzaju działanie powyższej siły spostrzegamy zawsze w zjawisku indukcji; jest to następstwo naturalne stosowania zasady zachowania energii do tych zjawisk. W krótkości wyraża się ta własność prądu indukcyjnego w sposób następujący: prąd indukcyjny, powstający przy ruchu przewodnika, ma zawsze względem linii sił magnetycznych taki kierunek, że działanie pola magnetycznego na prąd hamuje ten ruch.

Wszystkie wyłuszczone wyżej rozumowania można zastosować z tym samym wynikiem do tego przypadku, gdy zamiast obwodu elektrycznego poruszają się w polu magnetycznym linie magnetyczne, a obwód jest nieruchomy. Różnica zachodzi tu tylko taka, że siły, pod których wpływem powstaje praca mecha-







Oznaczmy szybkość ruchu magnesu, a z nim i linii sił pola przez  $v_1$ , a szybkość ruchu obwodu przez  $v_2$ . Gdy w obwodzie powstaje prąd rozważanego kierunku, to  $v_2 < v_1$  i  $v = v_1 - v_2$ .

Wprowadzając te nowe szybkości we wzór (a), otrzymamy:

$$Blv_1J - Blv_2J = J^2R.$$

Iloczyn  $BlJ$  wyraża siłę działania pola magnetycznego na prąd, z taką samą lecz odwrotną siłą działa prąd na magnes. Oznaczmy  $BlJ$  przez  $F$ , wtedy:

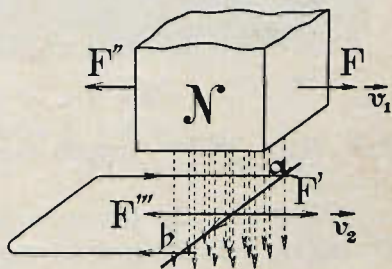
$$Fv_1 - Fv_2 = J^2R,$$

albo:

$$Fv_1 = Fv_2 + J^2R.$$

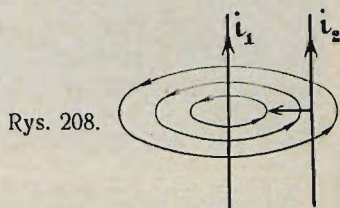
Wzór ten wyraża zjawisko następujące (rys. 207). Jeżeli poruszać będziemy magnes ruchem jednostajnym za pomocą siły  $F$  równej i odwrotnej do siły działania prądu na ten magnes —  $F''$ , to obwód z prądem poruszać się będzie również jednostajnie pod wpływem siły działania magnesu na prąd; siła ta  $F' = F$ ; ruch będzie tu jednostajny, bo siła  $F'$  pokonywa inną siłę  $F''' = F'$ , pochodzącą np. od oporu tarcia drutu o podstawę, po której przesuwa się ten drut.

Ruch magnesu odbywa się z prędkością  $v_1$ , a drutu z prędkością  $v_2$ , zatem  $Fv_1$  stanowi moc mechaniczną pracy, dostarczonej poruszającemu się magnesowi, a  $Fv_2$  — moc pracy mechanicznej, otrzymanej podczas ruchu drutu. Z powyższego równania widzimy, że moc mechaniczna dostarczona będzie większą od mocy mechanicznej, otrzymanej na drucie, o moc zużytą na ogrzewanie drutu (ciepło Joule'a).



Rys. 207.

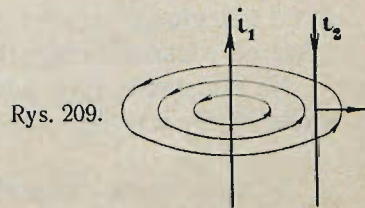
**7. Działanie mechaniczne prądów na prądy.** Jako wypadek szczególny rozważanych tu zjawisk zasługuje jeszcze na uwagę działanie mechaniczne prądów na prądy. Rozważmy dwa prądy  $i_1$  i  $i_2$  (rys. 208), płynące w jedną stronę. Prąd  $i_1$  wywołuje pole magnetyczne, które działa na prąd  $i_2$  w ten sposób, że stara się zbliżyć prąd  $i_2$  do prądu  $i_1$ , tak samo pole wywoływane przez prąd  $i_2$  działa na prąd  $i_1$  w ten sposób, że stara się przysunąć prąd  $i_1$  do prądu  $i_2$ . Na rys. 208 wskazane jest działanie prądu  $i_1$  na prąd  $i_2$ . Kierunek sił łatwo sprawdzić, stosując prawo palców trzech palców.



Rys. 208.

Krótko mówiąc, z powyższego rozważania wynika, że prądy, płynące w jedną stronę, wzajemnie się przyciągają. W podobny sposób (rys. 209) łatwo stwierdzić, że prądy, płynące w różne strony, odpychają się.

W rozważaniach powyższych uwzględnialiśmy

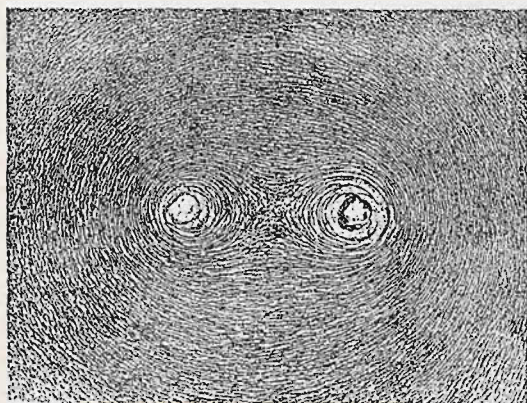


Rys. 209.



zawsze tylko jedno pole magnetyczne, gdyż pole prądu nie wywiera żadnego działania na prąd, który je wytwarza.

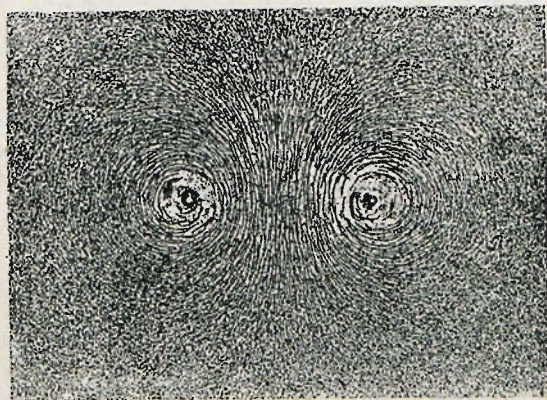
Zresztą do tych samych wyników dojść można inną drogą. Przez dodawanie natężeń pól składowych, lub też wprost doświadczalnie za pomocą opitek żelaznych, łatwo się przekonać, że w przypadku prądów, płynących w jedną stronę, linie



Rys. 210.

(rys. 211). W ten sposób możemy nieco dokładniej poznać siedlisko rozważanych sił.

Wielkość siły działania prądu  $i_1$  na  $i_2$  można wyrazić za pomocą wzoru. Oznaczmy indukcją magnetyczną, wywołaną przez prąd  $i_1$  w tym miejscu, gdzie znajduje się prąd  $i_2$  przez  $B$ , a długość drutu z prądem  $i_1$  przez  $l$  ( $l \perp B$ ), siła niech będzie  $F$ , wówczas



Rys. 211.

$$F = Bl \cdot i_2.$$

Jeżeli pewien stały współczynnik oznaczmy przez  $k$ , to

$$B = k \cdot i_1$$

$$\text{i} \quad F = kl \cdot i_1 \cdot i_2,$$

albo, zakładając  $kl = K$ ,

$$F = K \cdot i_1 \cdot i_2.$$

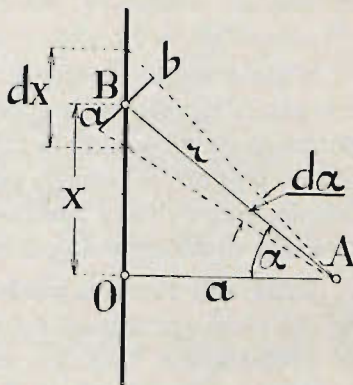
Spółczynnik  $K$  zależy oczywiście od odległości, kształtu i położenia obwodów elektrycznych współdziałających, a także od własności magnetycznych ośrodka, w którym znajdują się prądy.

Na podstawie tych wiadomości zasadniczych możemy przewidzieć kierunek i wielkość siły współdziałania prądów w najrozmaitszych przypadkach.

<sup>1)</sup> Są to odbitki z fotografii.



Jako przykład rozważmy działanie prądu, płynącego po bardzo długim przewodniku prostym, na inny prąd, płynący również wzdłuż prostego przewodnika. Przedewszystkiem wyznaczmy natężenie pola magnetycznego (rys. 212) na odległości  $a$  od bardzo długiego przewodnika, po którym płynie prąd  $i$ . Na przewodniku w punkcie  $B$  obierzmy nieskończenie mały odcinek prądu, długość którego niechaj będzie  $dx$ , odległość  $BA$  oznaczmy przez  $r$ , a kąt pomiędzy  $r$  i  $dx$  przez  $(90^\circ - \alpha)$ , wtedy, według prawa Laplace'a, Biot'a i Savart'a <sup>1)</sup> natężenie pola magnetycznego w punkcie  $A$ , pochodzące od cząstki prądu  $dx$  będzie:



Rys. 212.

$dx$  łatwo zastąpić łukiem zakreślonym z punktu  $A$  promieniem  $r$ . Łuk ten  $ab$  wyraża się za pomocą kąta  $d\alpha$  wzorem:

$$ab = r \cdot d\alpha.$$

Z rysunku widzimy, że  $ab$  jest rzutem odcinka  $dx$ , zatem:

$$ab = dx \cdot \cos \alpha,$$

albo:

$$r d\alpha = dx \cdot \cos \alpha,$$

skąd:

$$dx = \frac{r d\alpha}{\cos \alpha}.$$

Podstawiając otrzymaną wartość  $dx$  we wzór (a), otrzymamy:

$$dH = \frac{i \cdot d\alpha}{r}.$$

Lecz w trójkącie  $ABO$ :

$$r = \frac{a}{\cos \alpha},$$

więc:

$$dH = \frac{i \cdot d\alpha}{a} \cdot \cos \alpha.$$

Załóżmy, że drut jest nieskończenie długi, wtedy całkowite natężenie pola w punkcie  $A$  będzie:

$$H = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{i \cdot \cos \alpha}{a} \cdot d\alpha,$$

<sup>1)</sup> Patrz rozdział I.



skąd:

$$H = \frac{i}{a} \left[ \sin \alpha \right]_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} = \frac{2i}{a}.$$

Wzór powyższy możemy stosować do przewodników skończonych, o ile mamy do czynienia z prostym drutem, o długości znacznie większej w porównaniu z odległością drutu od punktu, w którym obliczamy natężenie pola magnetycznego. Korzystając z wyprowadzonego powyżej wzoru, łatwo znajdziemy wyrażenie dla siły działania, jaką wywiera bardzo długi prosty przewodnik z prądem na inny przewodnik prosty, równoległy do poprzedniego i znajdujący się w pobliżu na odległości  $a$ .

Oznaczmy przez  $i_1$  prąd w pierwszym przewodniku, a przez  $i_2$  w drugim. Jeżeli natężenie pola w odległości  $a$  od pierwszego przewodnika będzie  $H$ , a długość przewodnika drugiego, na którą działa rozważana siła, będzie  $l$ , to wielkość siły, którą oznaczmy przez  $F$ , według poprzednich wzorów będzie:

$$F = \mu \cdot H \cdot l \cdot i_2.$$

Wiemy również, że:

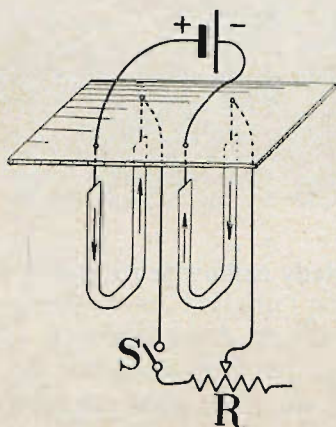
$$H = \frac{2i_1}{a},$$

więc:

$$F = \mu \cdot \frac{2i_1 \cdot i_2}{a} \cdot l.$$

Wzór ten wskazuje, że siła wzajemnego działania prądów zależy od przenikliwości magnetycznej ośrodka. W powietrzu siła ta jest znacznie mniejsza, niż w żelazie.

Dla utworzenia sobie całokształtu pojęć o siłach, działających pomiędzy przewodnikami z prądem, należy wspomnieć jeszcze o siłach elektrycznych, wynikających



Rys. 213.

wskutek działania pola elektrycznego pomiędzy przewodnikami. W celu wyjaśnienia tej sprawy zwróćmy się do doświadczenia, przeprowadzonego przez p. Nikołajewa (rys. 213). Przez dwa paski cynfolji wygięte w kształcie U i wiszące swobodnie płynie prąd do opornika  $R$ . Za pomocą wyłącznika  $S$  możemy prąd przerywać. Gdy obwód jest przerywany, działają tylko siły elektrostatyczne, paski są połączone z różnymi biegunami źródła prądu, przeto linje sił pola elektrostatycznego idą od jednego paska do drugiego i paski przyciągają się. Jeżeli prąd zamknijemy, to oprócz pola elektrostatycznego, powstaje jeszcze pole magnetyczne, i prądy idące, jak widać na rysunku, w różne strony, odepchną się;



oczywiście łatwo jest uregulować siłę prądu w ten sposób, aby obie siły równoważyły się.<sup>1)</sup>

Działanie elektrostatyczne jednych przewodników na drugie ma znaczenie praktyczne tylko przy bardzo wysokich napięciach, gdy pole elektryczne jest dość silne.

### 8. Przykłady obliczenia siły elektromotorycznej indukcji.

#### 1. Ruch przewodnika prostego w jednostajnym polu magnetycznym.

Założmy, że drut  $ab$  (rys. 203) ma w polu magnetycznym długość  $l = 20 \text{ cm}$ . i skierowany jest prostopadle do linii sił. Drut ten porusza się z prędkością  $v = 20 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ; indukcja magnetyczna w polu jednostajnym wynosi  $B = 5000 \text{ c.g.s.}$  Należy obliczyć w woltach siłę elektromotoryczną indukcji, powstającą w przewodniku. Mamy wzór następujący:

$$E = \frac{dN}{dt}.$$

$dN$  stanowi strumień indukcji magnetycznej przecięty przez przewodnik w czasie  $dt$ .

Z warunków zadania widzimy odrazu, że strumień magnetyczny, przecinany przez przewodnik w jednostkę czasu, jest wielkością stałą w czasie; wobec tego wzór powyższy może być napisany dla wielkości skończonych w postaci:

$$E = \frac{N}{t}.$$

Oznaczmy przez  $s$  drogę, którą przebył w czasie  $t$  każdy punkt przewodnika; w takim razie liczba linii przeciętych w czasie  $t$  będzie:

$$N = B \cdot l \cdot s,$$

lecz:

$$s = v \cdot t,$$

zatem:

$$N = B \cdot l \cdot v \cdot t$$

$$\text{i} \quad E = \frac{N}{t} = Blv.$$

Podstawiając wartości liczbowe, wszystkie w jednostkach bezwzględnych, otrzymamy:

$$E = 5000 \cdot 20 \cdot 2000 = 200000000 = 2 \cdot 10^8;$$

a ponieważ jeden wolt  $= 10^8$  jednostek bezwzględnych elektromagnetycznych, przeto:

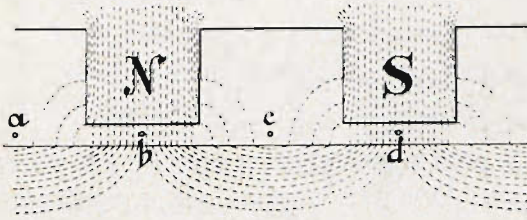
$$E = 2 \text{ wolty.}$$

---

<sup>1)</sup> Pierwszy pomysł takiego doświadczenia powziął Maxwell, który na tej drodze określał stosunek jednostek elektrycznych.

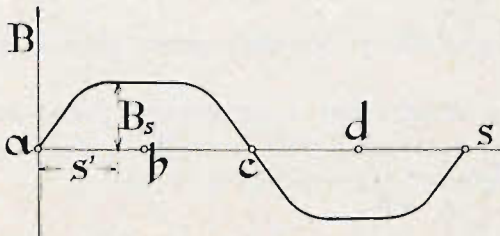


2. Ruch przewodnika w polu magnetycznym niejednostajnym. Pod biegunami elektromagnesów (rys. 214) porusza się drut prosty, skierowany prostopadle do płaszczyzny rysunku; prędkość ruchu jest stała i wynosi  $v$ , długość drutu znajdująca się w polu magnetycznym —  $l$ . Indukcja magnetyczna w kierunku prostopadłym do rysunku jest stała, natomiast przy posuwaniu się wzdłuż linii  $abcd$  zmienia swą wielkość i kierunek.



Rys. 214.

Oznaczmy przez  $B$  rzut indukcji magnetycznej na kierunek prostopadły do drogi ruchu drutu. Załóżmy, że zależność  $B$  od odległości względem punktu  $a$  wyraża się pewną linią krzywą, wskazaną na rys. 215; tutaj punkty wzdłuż drogi drutu oznaczone są temi samymi literami, jak na rys. 214. Mając na względzie, że w rozważanym przykładzie linie indukcji magnetycznej są zawsze prostopadłe do drutu i oznaczając przez  $B_s$  rzut indukcji magnetycznej na kierunek prostopadły do drogi ruchu drutu, wielkość siły elektromotorycznej otrzymamy ze wzoru:



Rys. 215.

$$E_t = B_s \cdot l \cdot v.$$

$B_s$  oznacza indukcję magnetyczną w punkcie, znajdującym się w odległości  $s$  od punktu  $a$ , a  $E_t$  — siłę elektromotoryczną w chwili, gdy drut przechodzi przez ten punkt.  $B_s$  jest zmienne, więc i  $E_t$  jest również zmienne. Ponieważ jednak  $lv$  jest stałe, możemy powiedzieć, że krzywa na rys. 215 w pewnej skali wyraża zmienność siły elektromotorycznej w zależności od drogi  $s$ . W ruchu jednostajnym droga  $s$  jest proporcjonalna do czasu, w pewnej więc skali ta sama krzywa wyraża też zależność siły elektromotorycznej od czasu.

W praktyce zazwyczaj ma ważne znaczenie średnia siła elektromotoryczna za pół okresu. Oznaczmy przez  $T$  okres zmienności siły elektromotorycznej. Czas, w ciągu którego drut przejdzie od  $a$  do  $c$ , wynosi połowę okresu, t. j.  $\frac{T}{2}$ , średnią więc siłę elektromotoryczną za ten czas znajdziemy według wzoru:

$$E_s = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} E_t \cdot dt,$$

$$E_t = B_s \cdot l \cdot v,$$

albo:

$$E_t = B_s \cdot l \cdot \frac{ds}{dt}.$$



Wprowadzając wartość dla  $E_t$  pod całkę i zmieniając odpowiednio granice całki, otrzymamy:

$$E_s = \frac{2}{T} \int_0^{\overline{ac}} B_s \cdot l \cdot ds.$$

$B_s \cdot l \cdot ds$  stanowi strumień  $dN$ , przecięty przez przewodnik na drodze  $ds$  więc:

$$E_s = \frac{2}{T} \int_0^N dN = \frac{N}{\frac{T}{2}},$$

gdzie  $N$  wyraża strumień magnetyczny, przecięty przez drut na drodze  $ac$ , zarazem jest to strumień magnetyczny, wychodzący z jednego bieguna magnesu.

Założmy, że z jednego bieguna wychodzi strumień magnetyczny  $1,5 \cdot 10^6$  c. g. s. czyli, jak zwykle przyjęto mówić, półtora miliona linii magnetycznych; czas, w ciągu którego przewodnik przechodzi od  $a$  do  $c$ , niechaj wynosi 0,01 sekundy. Wtedy

$$E_s = \frac{1,5 \cdot 10^6}{0,01} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ c. g. s.} = 1,5 \text{ wolta.}$$

**3. Ruch obrotowy obwodu kołowego w polu magnetycznym.** Obliczyć siłę elektromotoryczną indukcji, powstającą w przewodniku kołowym (rys. 216), obracającym się z prędkością stałą kątową  $n = 3000$  obrotów na minutę około osi  $ab$ , prostopadłej do linii sił magnetycznych. Indukcja magnetyczna  $B = 5000$  c. g. s., a promień koła  $r = 50$  cm.

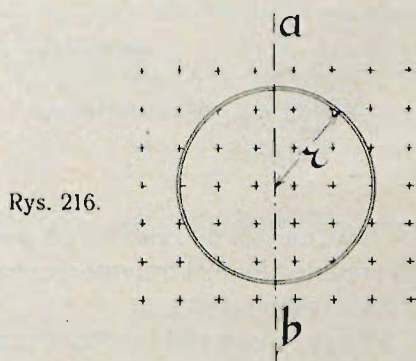
Stosując ogólny wyraz elektromotorycznej siły indukcji w danej chwili  $t$ ,

$$E_t = - \frac{dN}{dt}$$

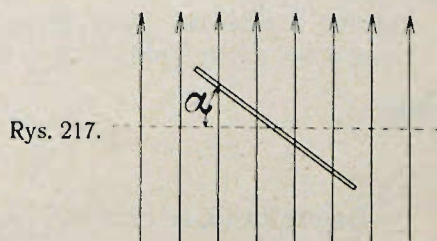
do tego wypadku, łatwo zauważymy, że  $E$  będzie wielkością zmienną okresowo; łatwo nawet znaleźć zależność jej od czasu. Założmy, że koło odchyliło się od swego położenia o kąt  $\alpha$  (rys. 217, widok z góry); jeżeli oznaczymy pole koła przez  $S$ , to oczywiście liczba linii magnetycznych, objętych w tym położeniu przez koło, będzie:

$$N = B \cdot S \cdot \cos \alpha.$$

Jeżeli zaś koło wykonywa jeden pełny obrót w czasie  $T$ , a w położeniu takim, jak wskazano na rysunku, t. j. pod kątem  $\alpha$  do swego położenia początkowego, znajduje się w chwili  $t$ , to:



Rys. 216.



Rys. 217.



$$\alpha = \frac{2\pi}{T} \cdot t,$$

$$N = B \cdot S \cdot \cos \frac{2\pi t}{T},$$

$$E = BS \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Oznaczmy  $BS$  przez  $\bar{N}$ , t. j. wielkość wyrażającą maksymalną liczbę linii, objętych przez obwód; oznaczmy nadto  $\frac{2}{T}$  przez  $z$ . Wtedy:

$$E = \bar{N} z \pi \cdot \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

W tych więc warunkach powstaje w przewodniku kołowym siła elektromotoryczna, sinusoidalnie zmienna, której maximum będzie:

$$\bar{E} = \bar{N} z \pi.$$

Wprowadzając w te wzory wartości liczbowe, otrzymamy:

$$\bar{N} = B \cdot S = 5000 \cdot \pi \cdot 50^2 = 39250000$$

$$z = \frac{2}{T} = \frac{2}{60} = \frac{1}{3000}.$$

$$\bar{E} = 39250000 \cdot \frac{1}{3000} \cdot 3,14 \cdot 10^{-8} = 123,245 \text{ V}.$$

Wielkość czynna wypadnie:

$$\frac{\bar{E}}{\sqrt{2}} = 87,4 \text{ V}.$$

Można też, niezależnie od powyższych wzorów, obliczyć w bardzo prosty sposób średnią siłę elektromotoryczną, np. za ćwierć obrotu, opierając się na rozumowaniu następującym:

Średnia siła elektromotoryczna za pewien czas  $t$  wyraża się wzorem:

$$E_s = \frac{1}{t} \int_0^t E_t \cdot dt = -\frac{1}{t} \int_0^t \frac{dN}{dt} \cdot dt,$$

skąd:

$$E_s = -\frac{1}{t} (N_t - N_0).$$

Dajmy na to, że czas zaczynamy liczyć od chwili, gdy pole koła jest prostopadłe do linii magnetycznych; w owej chwili  $N_t = \bar{N}$ , po upływie zaś ćwierci obrotu pole koła będzie oczywiście równoległe do linii magnetycznych, więc  $N_t = 0$ , czas zaś, odpowiadający jednej ćwierci obrotu, wynosić będzie:

$$\frac{1}{4} \cdot \frac{60}{3000} = \frac{1}{200} \text{ sekundy}.$$

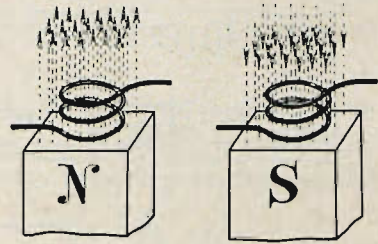
W ten sposób:

$$E_s = - \frac{1}{\frac{1}{200}} \cdot (0 - 39250000),$$

czyli:

$$E_s = 78,5 \text{ V}.$$

4. Ruch postępowy zwojnicy nad biegunami magnesów. Załóżmy, że nad biegunami magnesu istnieje jednostajne pole magnetyczne, którego linie magnetyczne są skierowane do góry nad biegunem północnym i na dół nad biegunem południowym. W tym polu magnetycznym umieścimy zwojnicę z drutu, o  $n$  zwojach (rys. 218). Zwojnicę tę przesuwamy z położenia I-go w II-gie. W czasie jej ruchu wytworzy się w niej siła elektromotoryczna, której zmienność w czasie moglibyśmy znaleźć, znając prędkość ruchu zwojnicy w każdej chwili, rozkład linii w polu i średnicę zwojów. Znacznie prościej można znaleźć średnią siłę elektromotoryczną np. za czas, w ciągu którego zwojnica przechodzi z położenia I-go do II-go. W zwojnicy, utworzonej z kilku zwojów, cała siła elektromotoryczna składa się z szeregu sił elektromotorycznych, powstających w poszczególnych zwojach. Wszystkie siły składowe działają w jedną stronę, ponieważ zwoje te znajdują się jeden obok drugiego, są więc w jednakowych warunkach. Z tych rozumowań wynika, że, gdy zwojnica posiada  $n$  zwojów, to całkowita siła elektromotoryczna będzie  $n$  razy większa od siły elektromotorycznej powstającej w jednym zwoju, o ile oczywiście wymiary poszczególnych zwojów, a więc i siły ich elektromotoryczne będą jednakowe.



Rys. 218.

Opierając się na wzorze, podanym w przykładzie poprzednim, całkowitą siłę elektromotoryczną średnią otrzymamy ze wzoru:

$$E_s = - \frac{N_t - N_0}{t} \cdot n.$$

Założmy, że  $t$  oznacza czas, w ciągu którego zwojnica przeszła z położenia I-go w II-gie.  $B$  — indukcja magnetyczna, a  $S$  — pole objęte przez jeden zwoj drutu, wtedy:

$$N_t = B \cdot S,$$

$$N_0 = - B \cdot S$$

$$E_s = - \frac{2 B \cdot S}{t} \cdot n.$$

Założmy, że zwojnica ma 4 zwoje, jeżeli zatem  $B = 4000$ ,  $S = 100 \text{ cm}^2$ , a  $t = 0,01 \text{ sek.}$ , to:



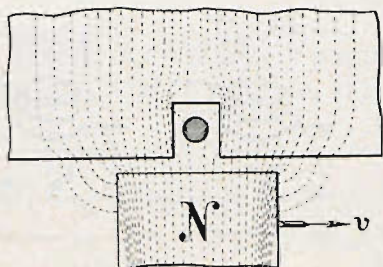
$$E_s = \frac{2 \cdot 4000 \cdot 100}{0,01} \cdot 4 = 32 \cdot 10^7 \text{ c. g. s.}$$

albo:

$$E_s = 3,2 \text{ V.}$$

Za pomocą wzoru dla średniej siły elektromotorycznej, możemy w najwięcej złożonych przypadkach powziąć z łatwością pewne wyobrażenie o wielkości sił elektromotorycznych, powstających w zwojach drutu.

**5. Siła elektromotoryczna indukcji w drucie, umieszczonym wewnątrz żelaza.** Przewodnik znajduje się w rowku, wyciętym w kawałku żelaza



Rys. 219.

(rys. 219), u dołu przesuwamy magnes z prędkością  $v$ . Obliczyć siłę elektromotoryczną, powstającą w drucie, jeżeli indukcja magnetyczna w żelazie wynosi  $B_z$ , a długość drutu w polu magnetycznym —  $l$ .

Linie sił magnetycznych obierają zawsze drogę najmniejszego oporu magnetycznego, indukcja więc magnetyczna w rowku wypełnionym powietrzem będzie znacznie mniejsza od indukcji w żelazie. Oznaczmy indukcję magnetyczną w rowku przez  $B_p$ .

Gdy biegun magnesu porusza się z prędkością  $v$ , to z nim razem poruszają się i linie indukcji. Lecz strumień magnetyczny nie może poruszać się z jednakową prędkością w żelazie, posiadającym indukcję  $B_z$  i w powietrzu, gdzie indukcja jest  $B_p$ . Należy przypuścić, że prędkość ruchu strumienia  $v'$  w powietrzu (w rowku) będzie tyle razy większa od prędkości ruchu strumienia w żelazie, ile razy  $B_z$  jest większe od  $B_p$ , a więc:

$$v' = v \cdot \frac{B_z}{B_p}.$$

Mając to na uwadze, możemy obliczyć siłę elektromotoryczną w drucie według wzoru:

$$E = B_p \cdot l \cdot v'$$

albo:

$$E = B_p \cdot l \cdot v \cdot \frac{B_z}{B_p},$$

a więc:

$$E = B_z \cdot l \cdot v.$$

Wzór ten wskazuje, że siłę elektromotoryczną indukcji można obliczać, nie zwracając uwagi na sposób umieszczenia drutu.

Doświadczenia potwierdzają słuszność takiego stosowania wzorów.