

ROZDZIAŁ VI.

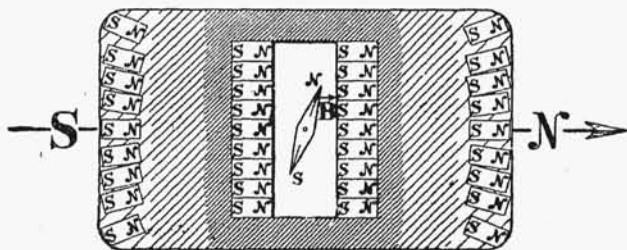
Własności magnetyczne ciał.

1. Indukcja magnetyczna. Prąd elektryczny z istoty swojej jest zawsze skojarzony z polem magnetycznym, które często wywiera wpływ na przebieg prądu. Dokładne więc poznanie tego pola oraz własności ciał podlegających jego wpływom, jest niezbędne w nauce o prądzie elektrycznym.

O ile chodzi o pole magnetyczne w próżni lub w ośrodkach nie magnesujących się¹⁾, wystarcza rozważona powyżej wielkość natężenia pola magnetycznego; gdy jednak w polu magnetycznym umieścimy ciała magnesujące się, wpływ tych ciał na układ sił w polu zniwala do wprowadzenia pojęć nowych, zależnych od własności tych ciał.

W tym razie posługujemy się zwykle wielkością, która w układzie jednostek bezwzględnych, elektromagnetycznych ma wymiary te same, co i natężenie pola i nazywa się indukcją magnetyczną. Wielkość indukcji magnetycznej określamy przez natężenie pola wewnątrz wąskiej szczeliny, wyciętej w badanym przedmiocie, który został umieszczony w polu magnetycznym; ścianki boczne szczeliny są prostopadłe do kierunku natężenia pola magnesującego (patrz rys. 18).

Oznaczmy indukcję magnetyczną przez B , a natężenie pola magnesującego przez H . Łatwo zauważyć, że B nie może być równe H , ponieważ na igłę magnesową, umieszczoną wewnątrz szczeliny, będą działały,



Rys. 18.

¹⁾ Powietrze magnesuje się nadzwyczaj słabo, praktycznie zatem może ono być uważane za ośrodek niemagnesujący się.

oprócz pola H , jeszcze i bieguny magnetyczne, powstające w rozważanym przedmiocie, jedno na końcach, z prawej i z lewej strony, drugie zaś wewnątrz, na bocznych ściankach szczeliny. Bieguny te są wynikiem odpowiedniego układu cząsteczek wewnątrz przedmiotu namagnesowanego. Cząsteczki, według teorii molekularnej magnetyzmu, są magnesami o dwóch biegunach i układają się swymi osiami magnetycznymi równolegle do natężenia pola magnesującego; kierunek od S do N w każdej cząsteczce zgodny jest z kierunkiem natężenia pola.

Oznaczmy siłę działania pola magnesującego na biegun igły magnesowej przez F_1 , siłę działania biegunów zewnętrznych S i N przez F_2 , wewnętrznych zaś powierzchni biegunowych szczeliny przez F_3 i założmy, że wybraliśmy taki punkt pola, gdzie kierunki wszystkich sił leżą na jednej prostej; wtedy siła wypadkowa, działająca na biegun igły magnesowej, będzie:

$$F = F_1 - F_2 + F_3.$$

Siła F_3 ma znak minus, ponieważ, jak widać z rysunku, działanie biegunów zewnętrznych jest odwrotne do działania biegunów wewnętrznych i do natężenia pola magnesującego.

Jeżeli wszystkie składniki równania powyższego podzielimy przez masę bieguna igły magnesowej — m , otrzymamy zamiast równania sił równanie natężeń pól:

$$\frac{F}{m} = \frac{F_1}{m} - \frac{F_2}{m} + \frac{F_3}{m}.$$

Wyraz $\frac{F}{m}$ nazywamy indukcją magnetyczną — B ; $\frac{F_1}{m}$ oznaczamy przez H , a $\frac{F_2}{m}$ przez H' i $\frac{F_3}{m}$ przez H'' , wtedy:

$$B = H - H' + H''^1).$$

Ponieważ H' jest zwykle znacznie większe od H'' , więc B wypada większe od H .

Gdy zamiast rozważanego przedmiotu mamy całą nieograniczoną przestrzeń, wypełnioną jednorodnym magnesującym się ośrodkiem, to wielkości H' , którą zwykle nazywamy rozmagnesowującym natężeniem końców magnesu, niema, — wtedy więc:

$$B = H + H''.$$

W takich warunkach stosunek $\frac{B}{H}$ oznaczamy przez μ i nazywamy przenikalnością magnetyczną ośrodka.

¹⁾ Stosujemy tu układ miar bezwzględny elektromagnetyczny; ściślej i ogólniejsze określenie wielkości B a także uzasadnienie różnych cech charakterystycznych tej wielkości podaję dalej w paragrafach następnych.

Jest to, jak później¹⁾ zobaczymy, ta sama wielkość, o której wspominałem w rozdziale I-ym. mówiąc o prawie Coulomb'a.

Badanie wielkości B na podstawie podanego tu określenia nastęrcza wielkie trudności praktyczne; z tego względu dokonywamy tych badań zazwyczaj drogą pośrednią, korzystając z tego że wielkość siły elektromotorycznej prądu elektrycznego indukcyjnego zależna jest od zmiany indukcji B w danym ośrodku.

Zakładając jak wyżej:

$$\frac{B}{H} = \mu,$$

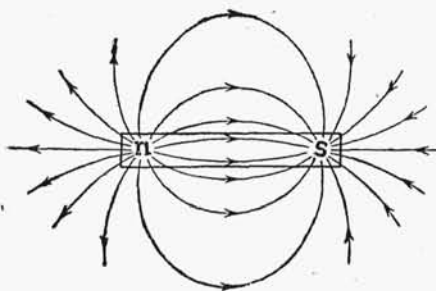
otrzymamy

$$B = \mu \cdot H.$$

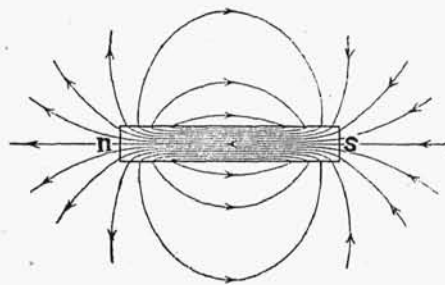
wielkość μ — w stosowanym tu układzie jednostek uważamy za liczbę oderwaną i skutkiem tego B i H mierzymy w tych samych jednostkach.

Jest jednak pewna zasadnicza różnica pomiędzy wielkościami B i H .

Natężenie pola magnetycznego H wokół magnesu uzmysławiamy sobie za pomocą linii sił magnetycznych, które biegną od bieguna północ-



Rys. 19.



Rys. 20.

nego do bieguna południowego (rys. 19). Linie te w każdym punkcie są styczne do kierunku natężenia pola; strzałki wskazują, w którą stronę jest zwrócone to natężenie.

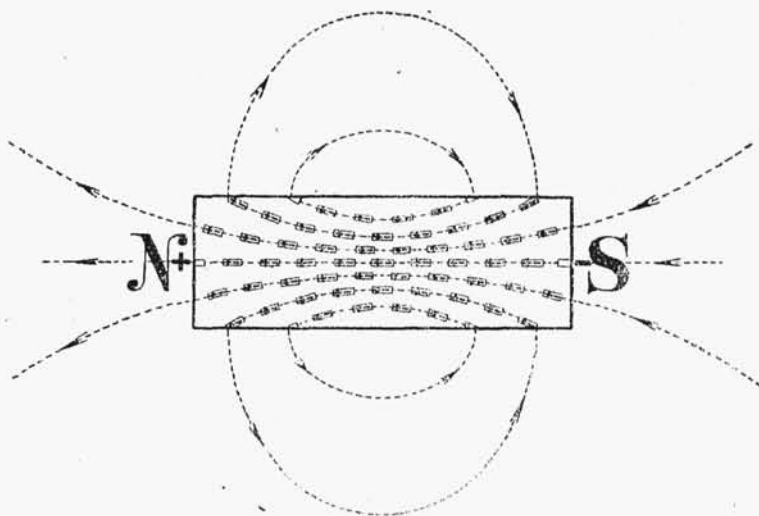
Dla uzmysłowienia sobie indukcji magnetycznej, posługujemy się również linjami, stycznymi w każdym punkcie do kierunku indukcji magnetycznej; linie indukcji jednak mają pewną cechę, zasadniczo różną od linii natężenia pola. Linie indukcji magnetycznej są zawsze linjami zamkniętymi. Na rys. 18 widzimy, że B wewnątrz żelaza jest skierowane od S do N , więc w magnecie np. linie indukcji będą miały postać wskazaną na rys. 20. Wszystkie linie tworzą obwody zamknięte, w których kierunek obwodu jest niezmienny, linia środkowa idzie z nieskończoności do nieskończoności.

¹⁾ Patrz § 1.

Zarys linii indukcji zewnątrz magnesu wskazują opiłki żelazne rozsypane wokoło magnesu na papierze; o liniach indukcji magnetycznej wewnątrz magnesów można powziąć pewne wyobrażenie, zastanawiając się nad układem magnesów cząsteczkowych, jak to widzimy na rys. 21.

Przy przejściu z żelaza do powietrza linie indukcji załamują się, o ile przechodzą przez powierzchnię, oddzielającą żelazo od powietrza, pod kątem różnym od prostego. Nazewną żelaza w pobliżu jego powierzchni linie indukcji są zwykle prawie prostopadłe do tej powierzchni*).

Na rys. 22 wskazany jest przebieg linii indukcji w polu magnetycznym początkowo jednostajnym, w którym został umieszczony kawałek żelaza. W polu jednostajnym kierunek i wielkość natężenia pola jest wszędzie

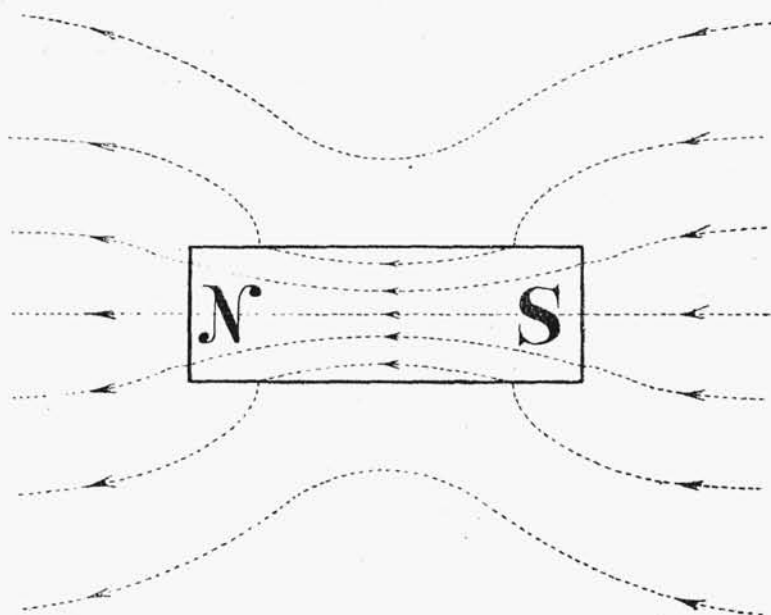


Rys. 21.

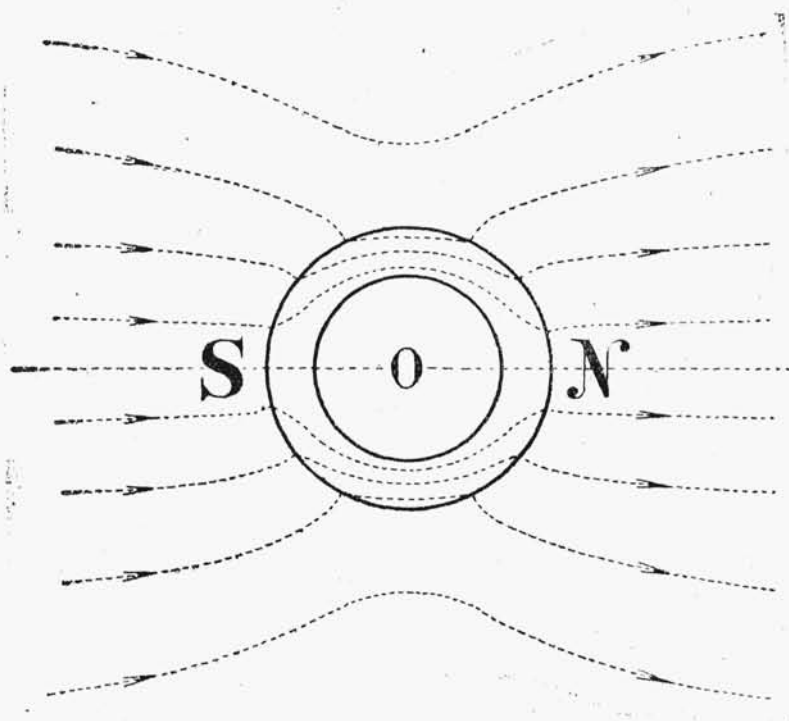
jednakowa. Pod wpływem tego pola żelazo magnesuje się, powstają na nim bieguny, wskutek tego pole przestaje być jednostajnym i linie indukcji mają przebieg, wskazany na rysunku; linie te, jak widzimy, skupiają się w żelazie.

Ważne znaczenie praktyczne ma też przypadek układu linii indukcji, które otrzymujemy przy umieszczeniu w polu magnetycznym, początkowo jednostajnym, pierścienia żelaznego. Układ linii indukcji w takich warunkach wskazany jest na rys. 23. Linie przechodzą tu przeważnie po pierścieniu, omijając jego wnętrze. Wewnątrz pierścienia pole magnetyczne jest bardzo słabe. Wynika to z następującego rozumowania. Rozważmy punkt O w środku pierścienia. Natężenie pola magnesującego jest tu skierowane w prawo, bieguny zaś, powstające na zewnętrznej powierzchni pierścienia,

*) Dowód ścisły czytelnik znajdzie dalej.



Rys. 22.

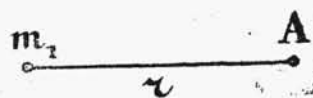


Rys. 23.

wywołują natężenie skierowane od N do S , a więc w lewo, wypadkowe natężenie pola magnetycznego będzie równe różnicy tych dwóch natężeń, Różnica ta, jak wskazuje doświadczenie, wypada zwykle mała.

Wewnątrz pudelka żelaznego o grubych ściankach, wykonanych z miękkiego, dobrze magnesującego się żelaza, natężenie pola będzie niewielkie. W ten więc sposób można w pewnej mierze zabezpieczać daną przestrzeń od zewnętrznych wpływów magnetycznych.

2. Natężenie pola magnetycznego w próżni.¹⁾ W punkcie A w odległości r od masy magnetycznej m_1 (rys. 24) znajdziemy wielkość natężenia pola, posługując się wzorem Coulomb'a.



Rys. 24.

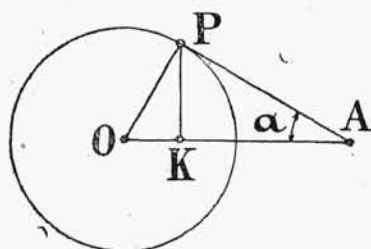
Gdy umieścimy próbną masę m w punkcie A , to według wzoru Coulomb'a, oznaczając przenikalność magnetyczną próżni przez μ_0 , siłę działania masy m_1 na m wyrażamy wzorem:

$$f = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m_1 \cdot m}{r^2}.$$

A więc natężenie pola, według określenia, podanego w rozdziale 1-m, będzie.

$$H = \frac{f}{m} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m_1}{r^2} \dots \dots \dots (a)$$

Wyznamy następnie natężenie pola w punkcie A (rys. 25), wywołane przez masę magnetyczną, jednostajnie rozłożoną na powierzchni kuli.



Rys. 25.

Oznaczmy przez g gęstość masy magnetycznej t. j. ilość magnetyzmu na jednostkę powierzchni, a przez ds nieskończenie małą cząstkę powierzchni kuli w punkcie P .

Na podstawie symetrii twierdzić możemy, że natężenie pola jest skierowane wzdłuż prostej OA , a więc należy znaleźć wyraz dla sumy odpowiednich rzutów natężeń, pochodzących od wszystkich poszczególnych cząstek magnetyzmu kuli.

Cząstka magnetyzmu, znajdująca się w dowolnym punkcie P , według wzoru poprzedniego (a) da wzdłuż kierunku OA składową:

$$dH = \frac{g ds}{\mu_0 AP^2} \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (b)$$

Na linii OA znajduje się punkt K , który ma tę własność, że:

$$\frac{OK}{OP} = \frac{OP}{OA}$$

¹⁾ Praktycznie tę samą przenikalność magnetyczną, którą posiada próżnia, mają powietrze i inne ciała magnesujące się słabo. Próżnia jest to przestrzeń pozbawiona zwykłej materii ważkiej.

Położenie punktu K nie zależy od tego, jaki punkt P na powierzchni kuli rozważamy, ponieważ:

$$\overline{OK} = \frac{\overline{OP}^2}{\overline{OA}},$$

gdzie OA jest długością stałą, a OP jest również stałe, jako promień kuli.

Trójkąty OPK i AOP są do siebie podobne, ponieważ mają jeden kąt wspólny i boki proporcjonalne. Na zasadzie tego podobieństwa będziemy mieli:

$$\frac{\overline{AP}}{\overline{PK}} = \frac{\overline{OA}}{\overline{OP}}$$

Określając z tego równania odcinek AP i wprowadzając jego wyraz do równania (b), otrzymamy:

$$dH = g \frac{ds \cdot \cos \alpha}{\mu_0 \cdot \overline{PK}^2} \cdot \frac{\overline{OP}^2}{\overline{OA}^2}$$

Iloczyn $ds \cdot \cos \alpha$ jest rzutem cząstki powierzchni ds na powierzchnię prostopadłą do \overline{PK} , ponieważ $\angle OPK = \angle PAO = \alpha$ (rys. 26). Cząstkę zaś powierzchni prostopadłą do \overline{PK} , jako cząstkę powierzchni kuli, której środek jest w punkcie K , możemy wyrazić wzorem:

$$d\omega \cdot \overline{PK}^2.$$

$d\omega$ wyraża tu kąt bryłowy, odpowiadający rozważanej cząstce powierzchni kuli.

Na podstawie tego rozumowania otrzymujemy:

$$ds \cdot \cos \alpha = d\omega \cdot \overline{PK}^2.$$

A więc:

$$dH = g \cdot \frac{\overline{OP}^2}{\mu_0 \overline{OA}^2} \cdot d\omega.$$

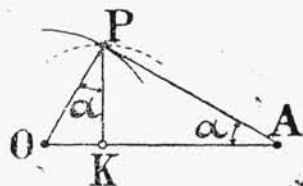
Dla otrzymania całego natężenia dodajemy poszczególne natężenia cząstkowe, uwzględniając całą powierzchnię kuli,

$$H = g \cdot \frac{\overline{OP}^2}{\mu_0 \cdot \overline{OA}^2} \cdot \int d\omega.$$

Suma cząstek kąta bryłowego $d\omega$ dla całej powierzchni kuli, na której rozłożona jest masa magnetyczna, wynosi oczywiście 4π ,¹⁾ a więc:

$$H = \frac{g \cdot 4\pi \overline{OP}^2}{\mu_0 \cdot \overline{OA}^2}.$$

¹⁾ Wypływa to stąd, że powierzchnia kuli o promieniu r jest $4\pi r^2$, więc kąt bryłowy, odpowiadający całej powierzchni kuli wypadnie $\frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi$.



Rys. 26.

$4\pi \overline{OP}^2$ wyraża powierzchnię kuli, na której jest rozłożona jednostajnie masa magnetyczna, przeto, gdy oznaczymy całą masę przez m , otrzymamy:

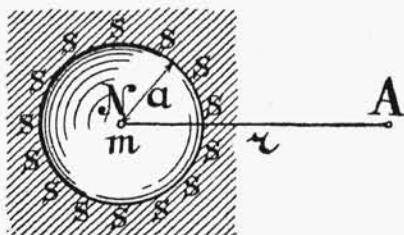
$$m = g \cdot 4\pi \overline{OP}^2$$

A więc:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{OA^2}$$

Z tego wzoru widzimy, że natężenie pola w punkcie A jest takie, jak gdyby całą masę była skupiona w środku kuli — O .

3. Natężenie pola magnetycznego w ośrodku magnesującym się.



Rys. 27.

Gdy mamy masę magnetyczną m (rys. 27), umieszczoną w ośrodku magnesującym się, to w punkcie A na odległości r masa ta nie wywoła takiego samego natężenia pola, jak poprzednio.

Możemy sobie przedstawić wokół masy m przestrzeń, w kształcie kuli o dowolnie małym promieniu a , wydrążoną w magnesującym się ośrodku.

Jeżeli założymy, że masa m jest pół-

nocna, to na wewnętrznej powierzchni kulistego wydrążenia wytworzy się przez wpływ warstwa masy magnetycznej południowej.

Wyznamy zależność tej masy od magnesującej masy m .

Przy wyznaczeniu masy magnetycznej w magnesującym się ośrodku, należy uwzględnić całe natężenie pola na powierzchni kuli o promieniu a .

Na podstawie poprzednio wyprowadzonych wzorów wypada, że w próżni natężenie pola magnetycznego w odległości a od masy magnetycznej m wyrażamy wzorem:

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{a^2},$$

a natężenie pola, wywołanego w tym samym miejscu przez masę magnetyczną m' ¹⁾, znajdującą się na wewnętrznej powierzchni kuli o promieniu a , wyrażamy wzorem:

$$-\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m'}{a^2}.$$

Całkowite natężenie pola w odległości a od masy m wynosi:

$$H' = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{1}{a^2} \cdot (m - m').$$

¹⁾ m jest masa północna. a m' południowa.

Takie natężenie wywołuje stan magnetyczny w ośrodku a więc i masę m' ilość masy magnetycznej, przypadającą na jednostkę powierzchni wydrążenia kulistego, oznaczymy przez g . Zależność tej gęstości od natężenia pola magnesującego H' wyrażamy przy pomocy współczynnika χ , który nazywamy podatnością magnetyczną magnesującego się ośrodka.

Zazwyczaj dla wyrażenia gęstości g stosujemy wzór, w którym, niezależnie od współczynnika χ , wprowadzamy współczynnik μ_0 , określający własności magnetyczne próżni:

$$g = \chi \cdot \mu_0 H', \quad \text{def.}$$

a stąd, uwzględniając poprzednie równanie:

$$g = \frac{\chi}{a^2} \cdot (m - m');$$

ponieważ jednak:

$$4\pi a^2 g = m',$$

przeto:

$$g = \frac{m'}{4\pi a^2}.$$

Zestawiając w jedno równanie dwa wyrażenia tej samej wielkości, otrzymamy:

$$\frac{m'}{4\pi a^2} = \frac{\chi}{a^2} (m - m'),$$

i stąd otrzymamy:

$$m' = \frac{4\pi\chi}{1 + 4\pi\chi} \cdot m.$$

Natężenie pola, wywołane w rozważanych warunkach przez masę m w punkcie A (rys. 27), znajdującym się np. w żelazie w odległości r od masy m , składa się z dwóch czynników: natężenia, wywołanego przez masę m w próżni, i natężenia, wywołanego w tym samym punkcie przez masę m' , wzbudzoną w magnesującym się ośrodku. Przy wyrażeniach tych dwóch natężeń uwzględniamy przenikalność magnetyczną próżni — μ_0 . Na podstawie takiego rozumowania otrzymamy:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{r^2} - \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m'}{r^2} = \frac{m}{\mu_0 r^2} \left(1 - \frac{4\pi\chi}{1 + 4\pi\chi} \right),$$

albo:

$$H = \frac{m}{\mu_0 r^2} \cdot \frac{1}{1 + 4\pi\chi} \dots \dots \dots (c)$$

Możemy jednak rozumować jeszcze inaczej. W punkcie A umieścimy masę magnetyczną m_1 i oznaczymy przenikalność magnesującego się

ośrodka przez μ , wtedy siła działania masy m na masę m_1 według wzoru Coulomb'a będzie:

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m \cdot m_1}{r_2^2},$$

a natężenie pola według określenia, podanego w rozdziale I, będzie:

$$H = \frac{f}{m_1} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m}{r_2^2} \dots \dots \dots (d)$$

Porównyując wzory (c) i (d), widzimy, że:

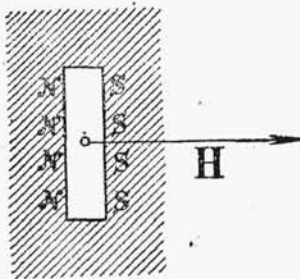
$$\mu = \mu_0 (1 + 4\pi\kappa) \dots \dots \dots (e)$$

W układzie jednostek bezwzględnych elektromagnetycznych $\mu_0 = 1$, więc:

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa.$$

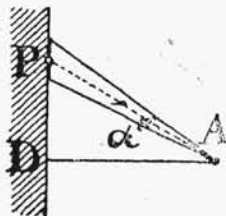
Z tych wywodów widzimy wyraźnie, że wpływ współczynnika μ na natężenie pola tłumaczy się powstawaniem mas magnetycznych otaczających masę m wprowadzoną do ośrodka.

4. Wzór na indukcję magnetyczną. Magnesujący się ośrodek znajduje się pod wpływem natężenia pola magnesującego H . Przedstawiamy sobie



Rys. 28.

wewnątrz tego ośrodka (rys. 28) szczelinę nieskończenie wąską, prostopadłą do kierunku natężenia pola magnesującego. Całkowite natężenie pola wewnątrz takiej szczeliny składa się z dwóch części: z natężenia pola magnesującego i natężenia pola powstającego od mas magnetycznych północnych i południowych, pokrywających ścianki szczeliny.



Rys. 29.

Rozważmy nieograniczoną płaszczyznę (rys. 29), pokrytą jedostajnie magnetyzmem o gęstości g . Określmy natężenie pola w punkcie A w pobliżu tej płaszczyzny.

Z symetrii układu wypływa, że natężenie wypadkowe będzie skierowane wzdłuż linii AD prostopadłej do płaszczyzny.

Dla określenia więc natężenia całkowitego należy wyznaczyć sumę rzutów natężeń, wywołanych przez wszystkie cząstki masy magnetycznej na płaszczyźnie.

Masa magnetyczna $ds \cdot g$, znajdująca się w punkcie P , wywoła natężenie pola w punkcie A , które wyrażamy wzorem:

$$\frac{ds \cdot g}{\mu_0 \overline{AP}^2},$$

a rzut na kierunek AD :

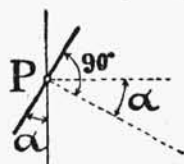
$$dH = \frac{ds \cdot g}{\mu_0 \overline{PA}^2} \cdot \cos \alpha.$$

Z rys. 30 widzimy, że $ds \cdot \cos \alpha$ jest rzutem płaszczyzny ds na powierzchnię prostopadłą do AP , więc, oznaczając przez $d\omega$ kąt bryłowy mający wierzchołek w A i odpowiadający części powierzchni ds , możemy napisać:

$$ds \cdot \cos \alpha = d\omega \cdot \overline{AP^2}.$$

Podstawiając tę wartość we wzór powyższy, otrzymamy:

$$dH = \frac{1}{\mu_0} g \cdot d\omega.$$



Rys. 30.

Biorąc sumę natężeń cząstkowych dla całej nieograniczonej płaszczyzny, będziemy mieli:

$$H = \frac{1}{\mu_0} 2\pi g \cdot l^1)$$

Ten sam wzór otrzymamy oczywiście i wtedy, gdy płaszczyzna będzie wprawdzie ograniczona, lecz odległość AD będzie nieskończenie mała.

Wracając do rys. 28, widzimy, że mamy tam dwie płaszczyzny, pokryte masami magnetycznymi różnoimiennymi, wobec tego natężenia pola, wzbudzonego przez obie warstwy magnetyzmu, wewnątrz szczeliny są zwrócone wprawo.

Natężenie pola, wywołane przez obie warstwy, wyniesie:

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi g.$$

Całkowite natężenie pola wewnątrz szczeliny — H_1 znajdziemy, dodając natężenie powyższe do natężenia magnesującego, a więc:

$$H_1 = H + \frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi g.$$

Indukcją magnetyczną — B w danym ośrodku nazywamy iloczyn $\mu_0 \cdot H_1$, więc:

$$B = \mu_0 H_1.$$

Uwzględniając poprzednie równanie, otrzymamy:

$$B = \mu_0 H + 4\pi g.$$

Według określenia wartości współczynnika podatności magnetycznej ciał — κ , otrzymujemy:

$$g = \kappa \mu_0 H.^2)$$

Podstawiając wartość g w równanie powyższe, otrzymamy:

$$B = \mu_0 H(1 + 4\pi \kappa).$$

Z poprzednich wywodów [wzór (e)] wiemy, że:

$$\mu_0 (1 + 4\pi \kappa) = \mu,$$

więc:

$$B = \mu \cdot H.$$

¹⁾ Kąt bryłowy całkowity odpowiada w tym wypadku półkuli, a więc $= 2\pi$.

²⁾ Tutaj niema dodatkowego natężenia magnesującego, bo wewnątrz szczeliny działania mas magnetycznych znoszą się nawzajem.

Spółczynnik μ wyraża własności magnetyczne ośrodka, w którym wyobrażamy sobie szczelinę. Wzór ten pozostaje bez zmiany dla wszystkich układów jednostek. ¹⁾ Wartość jednak współczynnika μ w rozmaitych układach jest różna. W układzie bezwzględny elektromagnetyczny μ wyraża stosunek przenikalności magnetycznej danego ośrodka do przenikalności powietrza — jest więc liczbą oderwaną; H i B mierzymy przeto w tych samych jednostkach.

Wszystkie ciała w przyrodzie dadzą się pod względem własności magnetycznych podzielić na trzy zasadnicze grupy: ciała magnetycznie obojętne, diamagnetyczne i paramagnetyczne.

Dla ciał magnetycznie obojętnych $\kappa = 0$, a więc $\mu = \mu_0$ i $B = \mu_0 H$.

Dla ciał diamagnetycznych $\kappa < 0$, $\mu < \mu_0$, a $B < \mu_0 H$.

Dla ciał paramagnetycznych $\kappa > 0$, $\mu > \mu_0$ i $B > \mu_0 H$.

Są to wzory ogólne, inne równania i nierówności otrzymamy, stosując bezwzględny układ elektromagnetyczny jednostek; w tym układzie przyjmujemy, że przenikalność magnetyczna próżni (powietrza) $\mu_0 = 1$, wtedy będzie np. dla ciał paramagnetycznych $\kappa > 0$, $\mu > 1$, a $B > H$.

Najważniejsze ciała diamagnetyczne są bismut i antymon, a paramagnetyczne żelazo, kobalt, nikiel, sole tych metali, palad, platyna, glin i wreszcie stop miedzi, manganu i glinu ²⁾, wynaleziony w roku 1901 przez Heusler'a. Niektórzy wyróżniają jeszcze ciała ferromagnetyczne, do których zaliczają żelazo, kobalt, nikiel i stop Heusler'a. Ciała te mają znacznie większą przenikalność magnetyczną niż wszystkie inne ciała paramagnetyczne.

5. Własności magnetyczne żelaza. Jako materiał dobrze magnesujący się, tylko żelazo we wszystkich odmianach ma zastosowanie w elektrotechnice.

Inne materiały, stosowane w elektrotechnice, są praktycznie niemagnesujące się, np. miedź, mosiądz, materiały izolacyjne i t. p. Umieszczone w polu magnetycznym, magnesują się one nadzwyczaj słabo, podobnie jak powietrze; magnetyzm ich nie ma praktycznego znaczenia, przeto na podstawie powyższych rozważań otrzymamy dla tych ciał:

$$\mu = 1 \text{ i } B = H. \text{ } ^3)$$

Wszędzie więc, gdzie mamy do czynienia z ciałami tego rodzaju, przyjmujemy przy obliczeniach przenikalność magnetyczną tych ciał równą jedności.

Żelazo natomiast magnesuje się silnie i B jest zawsze większe od H , a więc $\mu > 1$.

Wzór określający własności magnetyczne żelaza jest następujący:

$$B = \mu \cdot H.$$

¹⁾ Patrz Rozdział XXX

²⁾ Aluminium.

³⁾ Patrz paragraf 1 Rozdział VI, tu H' i $H'' = 0$.

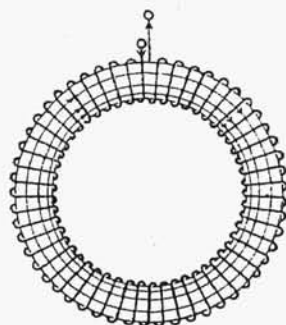
B oznacza tu indukcję magnetyczną w żelazie, które zostało poddane wpływowi pola magnesującego o natężeniu H , wywołanego czynnikami zewnętrznymi, np. prądem elektrycznym, przebiegającym po drutach, którymi owinięto żelazo; μ — przenikalność magnetyczna żelaza. Wzór ten nie przedstawia jednak własności żelaza wyczerpująco. Według określenia przenikalności magnetycznej podanego w paragrafie pierwszym tego rozdziału, wzór ten z całą ścisłością może być stosowany tylko w tym przypadku, gdy kawałek żelaza nie ma biegunów rozmagnesowujących, które wywołują natężenie pola, skierowane w stronę przeciwną względem pola magnesującego, jak wyjaśniono w paragrafie pierwszym tego rozdziału. Bieguny rozmagnesowujące powstają na końcach kawałka żelaza, gdzie wchodzi i wychodzą linie indukcji.

Gdyby kształt kawałka żelaza i układ linii indukcji były takie, że linie indukcji nigdzie nie wychodziłyby z żelaza, to wzór powyższy w takim przypadku mógłby być stosowany z całą ścisłością. Można to praktycznie urzeczywistnić przez nadanie kawałkowi żelaza kształtu pierścienia, który magnesuje się prądem, przepływającym po drucie nawiniętym na pierścieniu, jak to wskazuje rys. 31. Linie sił magnetycznych mają wtedy postać kół spółśrodkowych, przebiegających całkowicie w żelazie, i oczywiście żadnych biegunów żelazo posiadać nie będzie; ¹⁾ dla indukcji zaś magnetycznej można zastosować wzór: ²⁾

$$B = H + H'',$$

w tym więc wypadku:

$$\frac{B}{H} = \mu.$$



Rys. 31.

Należy jednak zaznaczyć, że doświadczenie wykazuje pewną zależność μ od B , czyli innymi słowy: współczynnik μ nie jest wielkością stałą. Wreszcie, przy danym B , wielkość μ nie zawsze jest jedną i tą samą; zależy to jeszcze od poprzednich stanów magnetycznych żelaza.

Skład chemiczny i temperatura, warunki obróbki hutniczej i mechanicznej żelaza wpływają bezwątpienia także na przenikalność magnetyczną; trudno jest jednak ująć wzorem te wpływy krótko i ściśle. To też wszędzie, gdzie chodzi o wartości ściśle, należy przeprowadzać próby szczegółowe z każdym gatunkiem żelaza, a nawet w wypadkach wyjątkowych z poszcze-

¹⁾ Ściśle mówiąc, linie magnetyczne nie wybiegają nazewnątrz pierścienia tylko wtedy, gdy zwoje zupełnie szczelnie owijają cały pierścień wokół.

²⁾ Patrz paragraf pierwszy tego rozdziału.

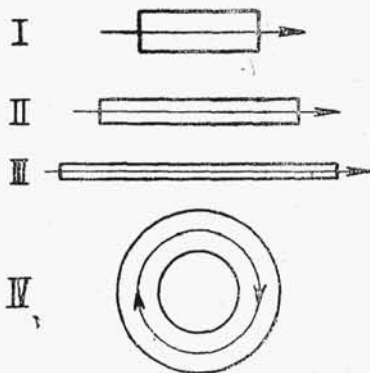
gólnymi kawałkami żelaza, celem dokładniejszego zbadania omawianych tu własności. Większe fabryki elektrotechniczne systematycznie poddają próbom kawałki żelaza z poszczególnych dostaw, stosując w tym celu odpowiednie przyrządy.

W dalszym ciągu rozważymy szczegółowo szereg najważniejszych czynników, wpływających na własności magnetyczne żelaza. Czynniki te są następujące: 1) kształt kawałka żelaza, 2) wielkość indukcji B , 3) poprzednie stany magnetyczne, 4) skład chemiczny, 5) temperatura, 6) czas działania pola magnesującego.

6. Wpływ kształtu kawałka żelaza. Z określenia wielkości B za pomocą wzoru: ¹⁾

$$B = H - H' + H''$$

wynika, że na B mają wpływ bieguny, powstające na końcach kawałka żelaza. Z tego powodu, im kawałek żelaza będzie krótszy i grubszy, tym większy wpływ będą miały bieguny na stan magnetyczny wewnątrz kawałka żelaza. Jak widać ze wzoru, działanie biegunów H' jest rozmagnesowujące, im więc stosunek grubości do długości kawałka żelaza będzie większy, tym mniejszą indukcję magnetyczną B otrzymamy wewnątrz żelaza.



Rys. 32.

Magnesując kawałki żelaza rozmaitego kształtu (rys. 32), łatwo przekonać się można, że w I-ym kawałku otrzymamy indukcję najslabszą, w II-im już nieco większą, a w III-im i w IV-ym — największą.

W dalszym ciągu dla uniknięcia nieporozumień, o ile nie będzie odpowiedniego omówienia, będę miał na myśli zawsze żelazo w kształcie pierścienia.

7. Wpływ indukcji magnetycznej. We wzorze $B = \mu \cdot H$ dla żelaza μ jest wielkością zmienną, różną dla rozmaitych B , zależność

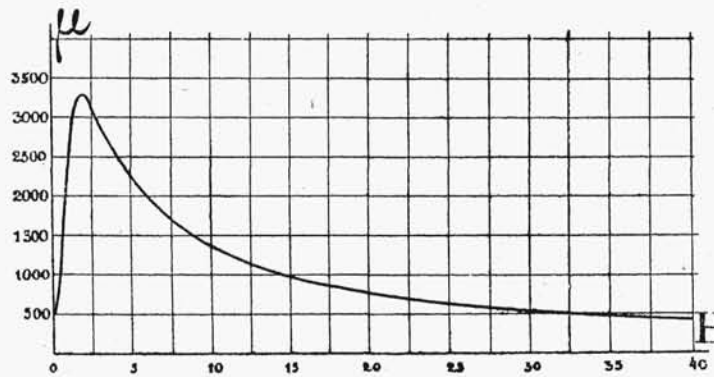
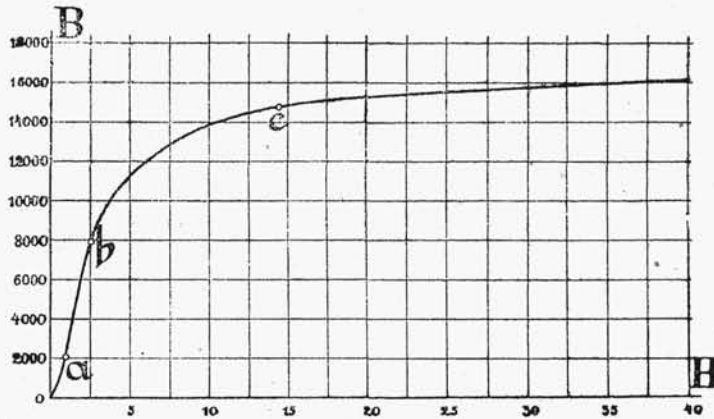
μ od B jest o tyle zawiła, że w praktyce nie są stosowane żadne wzory, które mogłyby mniej lub więcej dokładnie przedstawić zależność μ od B . Natomiast posługujemy się odpowiednimi tablicami i krzywymi. Dane praktyczne będą przytoczone we właściwym miejscu, obecnie zaś zwracam uwagę na dwie krzywe, przedstawiające zależność B od H i μ od H na rys. 33 i 34.

Na wykresie rys. 33 skala dla B jest znacznie większa niż dla H , ponieważ przy względnie niewielkich wartościach natężenia pola otrzymujemy w żelazie znaczną indukcję magnetyczną.

¹⁾ Patrz rys. 18.

Krzywa $B = f(H^1)$ ma kilka części charakterystycznych. Przy małych natężeniach pola magnesującego (odcinek oa) krzywa jest nieco wypukłą ku dołowi, co świadczy, że indukcja B wzrasta więcej, niż proporcjonalnie do przyrostu H .

Przy średnich wielkościach natężenia pola magnesującego odcinek ab krzywej jest prawie prosty, indukcja zmienia się prawie proporcjonalnie do przyrostu natężenia pola magnesującego. Dalej zaś w części bc widzimy wypukłość ku górze, co świadczy, że indukcja magnetyczna wzrasta coraz wolniej, aż wreszcie poza punktem c linia zbliża się do prostej, pochylonej pod małym kątem względem osi H . Wtedy żelazo jest namagnesowane prawie do nasycenia i zachowuje się względem przyrostu pola magnesującego



Rys. 33 i 34.

prawie tak samo, jak ciało magnetycznie obojętne. Linia prosta, do której zbliża się rozważana krzywa za punktem c , może być wyrażona wzorem:

$$B = B' + H, \dots \dots \dots (a)$$

¹⁾ Czytaj: B funkcja H .

gdzie B' oznacza dla tej prostej odcinek rzędnych, odpowiadający $H=0$. B' jest tu oczywiście wielkością stałą, określającą stan magnetyczny żelaza. Stan ten nie zmienia się przy wzroście pola magnesującego.

Odpowiednio do krzywej $B=f(H)$ wykreślono na rys. 34 krzywą $\mu=f(H)$, która wskazuje zależność przenikalności magnetycznej od natężenia pola magnesującego; μ obliczono ze wzoru $\mu = \frac{B}{H}$. Przy małych natężeniach

pola magnesującego, μ wzrasta szybko. Największa przenikalność żelaza odpowiada temu punktowi krzywej $B=f(H)$ (rys. 33), gdzie krzywa ta jest styczną do prostej, przeprowadzonej z początku współrzędnych do punktu na krzywej. Punkt taki znajduje się trochę niżej od punktu b . Dalej ze wzrostem pola magnesującego przenikalność zmniejsza się z początku prędko, potem powoli. Gdy stan magnetyczny żelaza zbliża się do nasycenia, zmienność μ zbliża się do zmiany według wzoru, który otrzymamy, uwzględniając równanie (a).

Ponieważ:

$$\mu = \frac{B}{H},$$

więc:

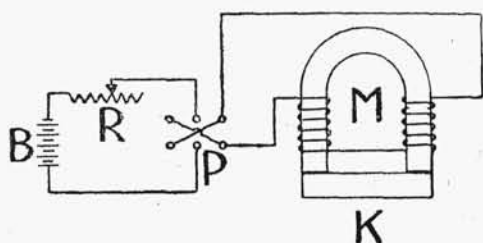
$$\mu = \frac{B'}{H} + 1.$$

Z tego równania wypływa, że przy nieskończone wielkim natężeniu pola magnesującego przenikalność staje się równą jedności w układzie bezwzględnych jednostek elektromagnetycznych.

Krzywe podane na rys. 33 i 34 stosują się do żelaza kutego.

Największą przenikalność magnetyczną 3300 ma żelazo przy $B = 6800$ i $H = \text{około } 2$.

8. Wpływ poprzednich stanów magnetycznych. Histereza. Za pomocą urządzenia, wskazanego na rys 35, łatwo przekonać się o wpływie poprzednich stanów magnetycznych na własności żelaza. Litera B oznacza tu źródło prądu, R — opór regulacyjny, P — przełącznik, M — elektromagnes, K — kotwicę elektromagnesu.



Rys. 35.

Załóżmy, że żelazo w elektromagnecie nie posiada całkiem własności magnetycznych, gdy prąd nie płynie, wtedy kotwica K nie będzie przyciągana do podkowy i — o ile nie jest podparta — odpadnie.

Gdy zamkniemy prąd i będziemy go stopniowo zwiększali, przesuwać kontakt opornika R , to podkowa będzie przyciągała kotwicę

coraz silniej w miarę wzrostu prądu. Siła przyciągania takiej kotwicy, jak to zobaczymy dalej, jest proporcjonalna do drugiej potęgi indukcji magnetycznej w żelazie, możemy więc twierdzić, że wraz ze wzrostem prądu powiększa się stopniowo indukcja B . Mierzając prąd i siłę przyciągania, możemy wyrazić zależność B od H za pomocą krzywej OA na rys. 36, odkładając na rzędnych pierwiastki kwadratowe z liczb, wyrażających siły przyciągania, proporcjonalne do B , a na odciętych — prądy, proporcjonalne do H .

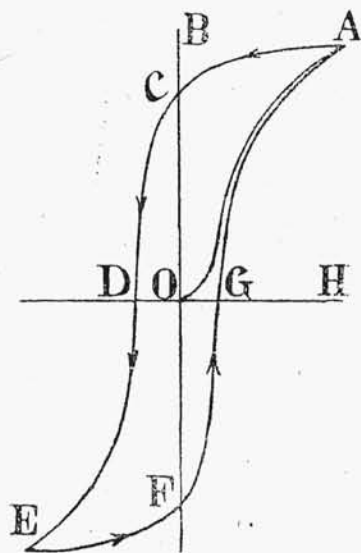
Gdy dojdziemy w ten sposób na krzywej do punktu A i za pomocą opornika R zaczniemy zmniejszać prąd stopniowo aż do zera, mierząc siły przyciągania podkowy przy różnych prądach, przekonamy się, że krzywa będzie inna, niezgodna z OA ; mianowicie, pójdzie ona wzdłuż AC . Indukcja magnetyczna pozostanie, że tak powiem, w tyle względem natężenia pola magnesującego. Od greckiego słowa *υστερησις* — spóźnianie się — pochodzi właśnie „histereza“, nazwa omawianego tu zjawiska.

Żelazo posiada zatem własność histerezy. Przy natężeniu prądu równym zeru kotwica K już nie odpada, bo w żelazie mamy tak zwany magnetyzm szczątkowy, którego wielkość wyraża się indukcją B , odpowiadającą $H=0$; miarą jej jest więc odcinek OC .

Jeżeli zmienimy teraz za pomocą przełącznika P kierunek prądu w elektromagnesie i będziemy go powoli zwiększać, przesuwając kontakt opornika R , to ostatecznie przy pewnym natężeniu prądu kotwica odpadnie, żelazo będzie rozmagnesowane, a indukcja $B=0$. Przebieg zjawiska odpowiada tu części krzywej CD . Wielkość natężenia pola magnesującego H , wyrażona odcinkiem OD , jest miarą, t. zw. koercji magnetycznej żelaza. To natężenie pola będziemy nazywać koercyjnym.

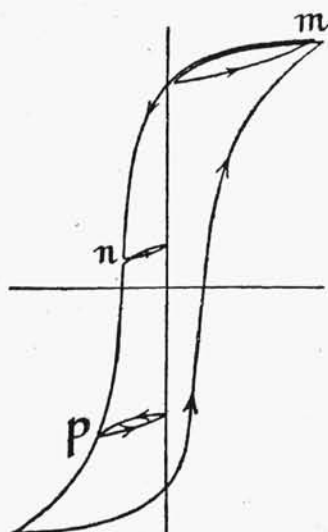
Przesuwając kontakt opornika dalej, zwiększymy jeszcze natężenie prądu aż do wielkości największej, jaką miał, w poprzednim kierunku. Kotwica będzie przyciągana równie mocno, jak i w tym stanie elektromagnesu, który odpowiada punktowi A krzywej histerezy. Zmieniając następnie prąd z powrotem, otrzymamy dalszy ciąg krzywej $EFGA$. Krzywą linję zamkniętą $ACDEFGA$ nazywamy pętlą histerezy. W takiej pętli: $\overline{OC} = \overline{OF}$ i $\overline{OD} = \overline{OG}$.

Bardzo charakterystyczną przytem jest ta okoliczność, że powyższa krzywa zachowuje ogólną swą postać nawet w tym przypadku, gdy zmiany w prądzie nie są tak prawidłowe jak wyżej.



Rys. 36.

Na rys. 37 widzimy krzywą, otrzymaną przez zmianę cykliczną prądu, taką jak poprzednio, z tą tylko różnicą że w chwilach, odpowiadających



Rys. 37.

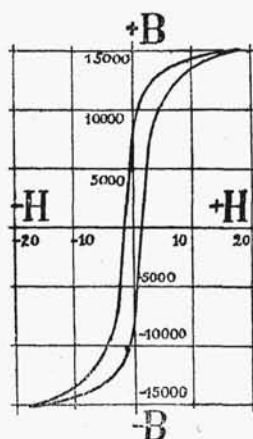
punktom krzywej *m*, *n* i *p*, prąd zmniejszono i znowu zwiększano do poprzedniej wielkości; odpowiedni przebieg zmian indukcji magnetycznej wskazują pętliczki ze strzałkami. Z kierunku tych strzałek widzimy, że dla pętliczki *m* zmianie wielkości *B* przy zmniejszaniu prądu odpowiada górna część pętliczki, a przy zwiększaniu siły prądu dolna, dla pętliczki zaś *n* i *p* — naodwrot.

Kształt pętlicy histerezy w wysokim stopniu zależy od gatunku żelaza.

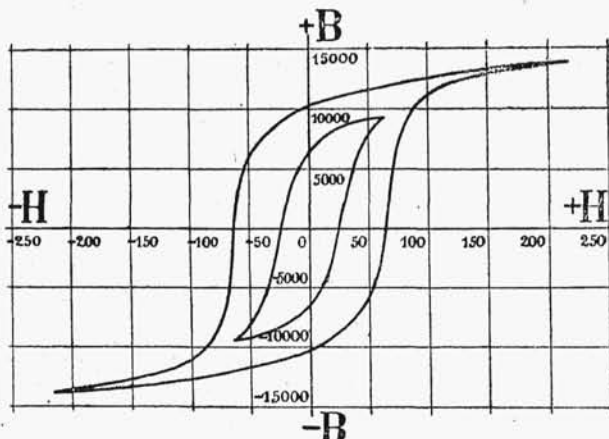
Na rys. 38 wskazana jest pętlica histerezy miękkiego żelaza kutego, a na rys. 39 dla stali hartowanej. Porównując te dwa rysunki, widzimy, że po doprowadzeniu stali nawet do mniejszej indukcji maksymalnej magnetyzm szczątkowy w takiej stali jest większy niż w żelazie. Koercja w stali

jest również znacznie większa niż w żelazie. Należy tu jednak mieć na względzie, że do magnesowania stali użyto pole magnetyczne dziesięć razy większe niż do magnesowania żelaza.

Pętlica wewnętrzna pokazana na rys. 39 odpowiada tej samej stali przy mniejszym maksymalnym natężeniu pola magnesującego. Kształt ogólny



Rys. 38.



Rys. 39.

pętlicy pozostaje bez zmiany, zniknęły tu tylko ostre występy. Porównując tę małą pętlę z pętlą histerezy żelaza na rys. 38, łatwo spostrzec, że

magnetyzm szczątkowy w żelazie jest tym razem większy niż w stali, jakkolwiek maksymalne natężenie pola magnetycznego, magnesującego stal, jest i tu większe od takiej wartości pola dla żelaza.

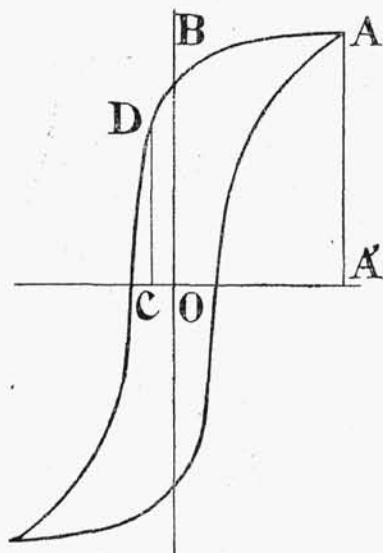
Własność histerezy umożliwia otrzymanie magnesów stałych. Gdy kawałek żelaza ma kształt pierścienia i bieguny na nim nie powstają (rys. 31), to stan magnetyczny żelaza po przerwaniu prądu określa magnetyzm szczątkowy. Z wyżej podanych krzywych histerezy dla żelaza i stali wynika, że przy zastosowaniu tej samej maksymalnej wartości natężenia pola magnesującego, magnetyzm szczątkowy w żelazie jest silniejszy. Stały więc magnes żelazny w kształcie pierścienia będzie silniejszy od stalowego.

Gdy jednak chodzi o otrzymanie stałego magnesu z biegunami np. w kształcie pręta, lub igły magnesowej, należy mieć na względzie rozmagnesowujący wpływ biegunów.

Gdy magnesujemy taki kawałek żelaza lub stali prądem, jego stan magnetyczny przy maksymalnym natężeniu pola magnesującego wyraża indukcja magnetyczna A, A' (rys. 40). Po przerwaniu prądu magnesującego, rozważany kawałek żelaza lub stali będzie magnesem stałym. Jego stanu magnetycznego nie wyraża jednak odcinek OB , odpowiadający szczątkowemu magnetyzmowi w pierścieniu, lecz odcinek mniejszy CD , ponieważ, po przerwaniu prądu, pozostaje rozmagnesowujące działanie biegunów, wyrażone odcinkiem OC .

Mając to na uwadze widzimy, że stan magnetyczny takiego stałego magnesu wyłącznie prawie określa koercja, t.j. natężenie pola, znoszące magnetyzm szczątkowy. Koercyjne natężenie pola w stali jest znacznie większe, więc na krzywej histerezy stali odcinek CD będzie większy, niż na krzywej histerezy żelaza. Dlatego to magnesy stałe z biegunami wyrabiane są ze stali. Im krótszy jest magnes w porównaniu do grubości, tym z twardszej i lepiej zahartowanej stali należy go wykonać. Dla otrzymania magnesów stałych trwałych trzeba je po silnym namagnesowaniu pozostawić przez pewien czas w temperaturze około 100° . Magnetyzm wtedy trochę słabnie, ale jest trwalszy.

9. Wpływ składu chemicznego na przenikalność magnetyczną żelaza. Skład chemiczny żelaza ma znaczny wpływ na wielkość indukcji magnetycznej.



Rys. 40.

W praktyce technicznej stosujemy zwykle pięć gatunków żelaza. Najlepiej magnesuje się, a więc największą ma przenikalność żelazo miękkie normalne w postaci cienkiej blachy. Dla przykładu podaję, że przy natężeniu pola magnesującego 25 c. g. s.¹⁾, indukcja magnetyczna w takim żelazie wynosi 15100 c. g. s.

Znacznie gorzej magnesują się niektóre gatunki blachy nakrzemionej (do 40% krzemu), bo przy tymże natężeniu pola magnetycznego indukcja wynosi 13900 c. g. s.

Odlewy stalowe magnesują się nieco lepiej, przy tem samem bowiem natężeniu pola magnesującego indukcja wynosi w nich 14600 c. g. s.

Najmniejszą indukcję w tych samych warunkach otrzymamy w żeliwie, mianowicie: 6100 c. g. s.

Twarda stal hartowana magnesuje się trochę lepiej niż żeliwo i w warunkach powyższych indukcja wynosi w niej 7000 c. g. s.

Niektóre inne szczegóły podaję według wyników prac pp. Gumlich'a i Szmidt'a w tablicy:

Gatunek żelaza:	Indukcja maksymalna	Indukcja szczytkowa.	Natężenie pola koercyjne.	Przenikal- ność maksymalna
Żelazo czyste, bardzo miękkie .	18000	8000	0,7	6100
Blacha żelazna do dynamomaszyn	18300	10000	1,2	4500
Odlew stalowy	18200	10000	2,4	2800
Żeliwo	10000	5000	11	200
Stal twarda	18000	11000	15—60	300

Wszystkie podane wyżej gatunki żelaza znajdują zastosowanie przy budowie maszyn i przyrządów elektrycznych.

10. Wpływ temperatury na przenikalność magnetyczną żelaza.

W warunkach zwykłej praktyki zmiany temperatury wpływają bardzo mało na przenikalność magnetyczną żelaza.

Wzrost temperatury ma rozmaite skutki, zależnie od tego, czy natężenie pola magnesującego jest małe, czy też duże. Gdy ogrzewamy żelazo, poczynając od temperatury pokojowej przy słabem polu magnesującym, np. 25 c. g. s., przenikalność magnetyczna narazie wzrasta, osiąga maximum i dalej szybko zmniejsza się. Gdy natężenie pola magnesującego jest znaczne, np. 1000 c. g. s. przenikalność żelaza przy ogrzewaniu odrazu zmniejsza się,

¹⁾ c. g. s.— skrócone oznaczenie jednostek w układzie bezwzględny.

z początku do 600° powoli, a potem szybko. Około 800° dla żelaza i 650° dla stali przenikalność staje się prawie równą jedności.

11. Wpływ czasu działania pola magnetycznego. Gdy puścimy prąd do zwojów elektromagnesu (patrz rys. 35), indukcja magnetyczna nie osiąga zaraz wartości, odpowiadającej natężeniu prądu, przebiegającego w zwojach. Indukcja magnetyczna wzrasta stopniowo z biegiem czasu. Przy dużych natężeniach pola indukcja wzrasta dość szybko, natomiast gdy natężenie pola magnesującego jest małe, np. 0,1 do 0,5 c. g. s., wzrost indukcji odbywa się nieraz w ciągu kilku minut. Również powoli zmienia się indukcja, gdy zmieniamy natężenie pola magnesującego w nieznacznym stopniu.
