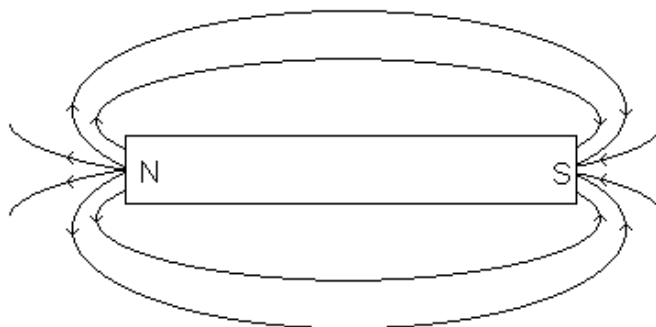


ĆWICZENIE 68

**POMIAR INDUKCJI MAGNETYCZNEJ ZA POMOCĄ TESLOMIERZA
POLE MAGNETYCZNE****Wprowadzenie**

Pole magnetyczne występuje wokół magnesów trwałych, przewodników z prądem, ruchomych ładunków elektrycznych a także wokół wielu ciał niebieskich w tym również i Ziemi. Źródłem pola są ruchome ładunki elektryczne, przepływ prądu elektrycznego oraz obiekty posiadające moment magnetyczny.

Każdy magnes jest dipolem posiadającym dwa bieguny magnetyczne: północny (N) i południowy (S).

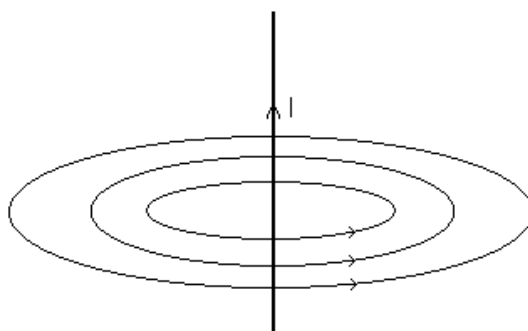


Rys. 1

Pole magnetyczne możemy opisać graficznie przy pomocy linii sił. Zgodnie z przyjętą umową wybiegających z bieguna północnego a wbiegających do bieguna południowego (rys. 1). Bieguny jednoimienne odpychają się a różnoimienne przyciągają się.

Źródłem pola magnetycznego w magnesach trwałych są uporządkowane prądy atomowe dające w konsekwencji uporządkowane momenty magnetyczne.

Pole magnetyczne powstaje wokół przewodników z prądem. Zależnie od natężenia płynącego prądu oraz od środowiska wypełniającego przestrzeń wokół przewodnika. Wokół linowego przewodnika z prądem powstaje pole magnetyczne, którego linie sił są współśrodkowymi okręgami o środkach leżących w środku przewodnika.

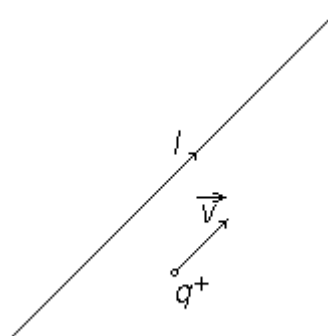


Rys. 2

Kierunek linii sił wyznaczamy stosując regułę śruby prawoskrętnej, którą możemy sformułować następująco: „*jeżeli śrubę prawoskrętną będziemy wkręcili zgodnie z umownym kierunkiem przepływającego prądu, wówczas kierunek obrotu śruby wskaże nam zwrot linii sił pola magnetycznego*”.

Zmysły człowieka nie są wrażliwe na bezpośrednie oddziaływanie magnetyczne, aby je obserwować musimy się posłużyć wskaźnikami. Mogą nimi być małe magnesy obracające się z niewielkim tarcie (igły magnetyczne) lub ruchome ładunki na nośnikach o niewielkiej masie.

Weźmy pod uwagę przewodnik linowy, w którym płynie prąd o natężeniu I . Niech równoległe do przewodnika przemieszcza się z prędkością \vec{v} punktowy ładunek q^+ .



Rys. 3

Łatwo się przekonać, że siła z jaką oddziałuje pole magnetyczne prądu na ładunek q

$$F \sim q \quad \text{ i } \quad F \sim v .$$

Jeżeli odległość ładunku q od przewodnika w danej chwili jest ustalona, wówczas

$$F \sim q v .$$

Zapisując ostatnią proporcjonalność równaniem otrzymamy

$$F = k q v \quad , \quad (1)$$

skąd

$$k = \frac{F}{qv},$$

gdzie: k - jest parametrem zależnym od położenia rozważanego punktu względem przewodnika i od natężenia I płynącego prądu.

Wielkość ta jest charakterystyczna dla ośrodka w pobliżu przewodnika, a więc dla pola magnetycznego. Nazywamy ją indukcją magnetyczną i oznaczamy literą B .

Zatem

$$B = \frac{F}{qv}, \quad (2)$$

gdzie F jest siłą Lorentza.

Nie trudno zauważyć, że:

$$F = B \cdot q \cdot v. \quad (3)$$

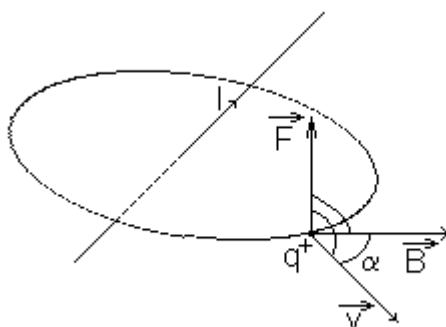
Ładunek może przemieszczać się w sposób dowolny, wówczas siła Lorentza wyrazi się wzorem.

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (4)$$

Stąd wynika, że $\vec{F} \perp \vec{v}$ i $\vec{F} \perp \vec{B}$. W tym przypadku moduł siły

$$F = qvB \sin \alpha, \quad (5)$$

gdzie: α - jest kątem jaki tworzą wektory \vec{v} i \vec{B} . Zjawisko opisane wzorem 4 i 5 ilustruje rysunek 4.



Rys. 4

Wektor indukcji magnetycznej \vec{B} jest styczny do linii sił i zgodnie skierowany z ich zwrotem.

Analizując wzór 5, stwierdzamy, że jeśli

$$\alpha = 0 \text{ lub } \alpha = \pi, \text{ to } \sin \alpha = 0 \text{ i } F = 0,$$

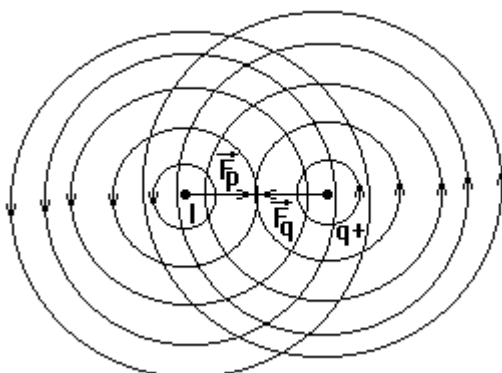
to znaczy, że jeżeli ładunek porusza się zgodnie lub niezgodnie z kierunkiem linii sił, wówczas nie ma oddziaływań między ładunkiem a polem. Zdajemy sobie sprawę, że poruszający się ładunek jest miniprądem, a zatem źródłem

poła magnetycznego. Oddziaływanie między przewodnikiem z prądem a ruchomym ładunkiem jest oddziaływaniem między polami magnetycznymi.

Zwrot siły Lorentza zależy od kierunku ruchu ładunku elektrycznego, jego znaku oraz zwrotu wektora indukcji magnetycznej pola wytworzonego przez przewodnik z prądem.

Umowny kierunek przepływającego prądu jest wyznaczony przez kierunek i zwrot prędkości ładunków dodatnich.

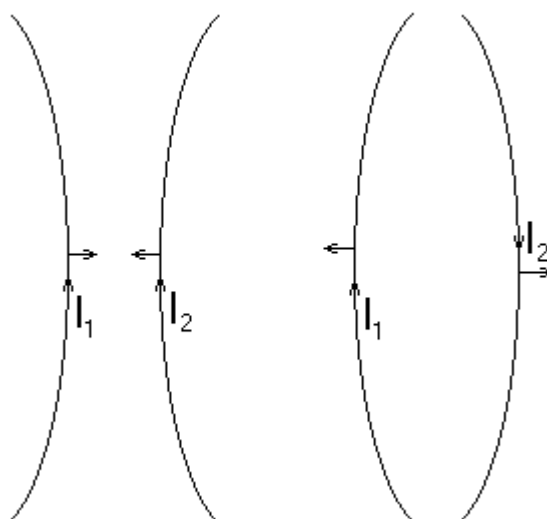
Niech prąd o natężeniu I płynie prostopadle do kartki papieru i jest skierowany do góry, dodatni ładunek q porusza się równoległe do przewodnika również ku górze, wówczas siła Lorentza będzie zakrzywiała tor ładunku do przewodnika, co dobrze ilustruje rysunek 5.



Rys. 5.

Zgodnie z trzecią zasadą dynamiki Newtona $|\vec{F}_p| = |\vec{F}_q|$, gdzie F_p jest siłą działającą na przewodnik a F_q siłą działającą na ładunek. Pole magnetyczne między przewodnikiem a ładunkiem ulega osłabieniu ponieważ wektory indukcji magnetycznej skierowane są przeciwnie, a na zewnątrz zgodnie, co daje wzmocnienie pola. Siły działają od pola silniejszego do słabszego, dlatego ładunek będzie przyciągany a jego tor zakrzywi się w kierunku przewodnika. Łatwo zauważyć, że w przypadku ruchu ładunku dodatniego w przeciwną stronę nastąpi odpychanie i tor zakrzywi się będzie od przewodnika.

W ten sposób sprowadziliśmy oddziaływanie między ruchomym ładunkiem a płynącym prądem do oddziaływania między polami magnetycznymi. Można sądzić, że jeżeli ładunek biegnący równoległe do przewodnika zastąpimy przewodnikiem z prądem, to oddziaływanie między nimi sprowadzi się do oddziaływań między polami wytworzonymi przez prądy równoległe. Zatem dwa przewodniki równoległe, w których płyną prądy zgodnie skierowane będą się przyciągały, a przeciwnie skierowane - odpychały.



Rys. 6

Ważną cechą pola magnetycznego jest jego względność. Rodzaj pola zależy od umiejscowienia obserwatora. Dla obserwatora spoczywającego względem ładunku elektrycznego istnieje tylko pole elektryczne. Jeżeli ten sam obserwator stanie się obserwatorem ruchomym względem ładunku, wówczas stwierdzi istnienie pola magnetycznego. Można zatem przyjąć, że pole magnetyczne jest wynikiem miejsca obserwacji i ruchu ładunków lub spoczynku względem obserwatora. Wygodniej mówić o istnieniu pola elektromagnetycznego. Korzystając ze szczególnej teorii względności i względności pola magnetycznego oraz związku (2) łatwo obliczyć wartość wektora indukcji magnetycznej. Dla przewodnika liniowego, w którym płynie prąd o natężeniu I w odległości r od jego osi indukcja magnetyczna

$$B = \frac{\mu_o I}{2\pi r}, \quad (6)$$

gdzie

$$\mu_o = \frac{1}{\epsilon_o c^2},$$

jest współczynnikiem charakteryzującym własności magnetyczne próżni i zależnym od wyboru jednostek, ϵ_o oznacza tu przenikalność elektryczną próżni, a c - prędkość rozchodzenia się światła. W układzie SI: $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m (H- henr, m - metr).

Indukcja magnetyczna jest ściśle związana ze środowiskiem, ujawnia się to występowaniem we wzorach współczynnika μ_o , gdy otoczenie jest próżnią, lub μ , gdy otoczeniem jest dowolne środowisko materialne.

Analizując wzór (6), łatwo zauważyć, że dla $I = \text{const}$, indukcja magnetyczna B zależy tylko od położenia,

$$\vec{B} = \vec{r}^o f(\vec{r}), \quad (7)$$

gdzie $|\vec{r}^o| = 1$,

a zatem jest funkcją położenia.

Badając różne przypadki indukcji, stwierdzamy, że zależność (7) jest prawdziwa nie tylko dla prądów liniowych, więc wektor \vec{B} jest wielkością charakteryzującą pole magnetyczne. Badając indukcję magnetyczną w znacznej mierze badamy pole magnetyczne.

Natężenie pola magnetycznego H w układzie SI jest wielkością niemierzalną. Dla przewodnika liniowego z prądem o natężeniu I

$$H = \frac{I}{2\pi r}. \quad (8)$$

Porównując (6) i (7) łatwo dostrzec związek między B i H

$$B = \mu_o H, \quad (9)$$

lub wektorowo

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H}, \quad (10)$$

ponieważ $\mu_o > 0$, to

$$\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{H}.$$

Dla dowolnego środowiska

$$\vec{B} = \mu \mu_o \vec{H}. \quad (11)$$

Oznaczając

$$\vec{B}_o = \mu_o \vec{H}, \quad (12)$$

dostaniemy

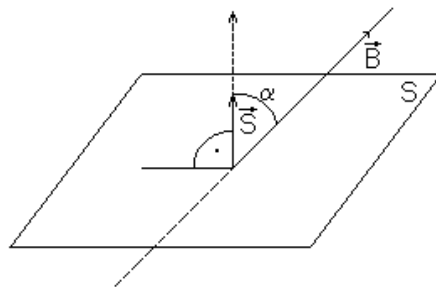
$$\vec{B} = \mu \vec{B}_o. \quad (13)$$

Analizę μ zajmiemy się nieco później.

Miarą strumienia indukcji magnetycznej

$$\phi = \vec{B} \circ \vec{S}, \quad (14)$$

gdzie $\vec{S} = \vec{n}S$; \vec{n} - jednostkowy wektor normalny, S - wielkość powierzchni przez którą strumień przepływa.



Rys. 7

Posługując się skalarami wzór (14) da się zapisać w postaci

$$\phi = B \cdot S \cos \alpha. \quad (15)$$

Zagadnienie to dobrze ilustruje rysunek 7.

W przypadku ogólnym, gdy powierzchnia jest dowolna, a indukcja magnetyczna zmienna, strumień

$$\phi = \int \vec{B} \vec{n} dS \quad (16)$$

Strumień indukcji magnetycznej przez powierzchnię zamkniętą zawsze jest równy zero. Własność dość łatwo odczuć intuicyjnie.

Korzystając z wzoru (16), możemy zapisać

$$\phi = \oint \vec{B} \vec{n} dS = 0 \quad (17)$$

Zakładając, że powierzchnia S jest rozpięta na objętości V , możemy posłużyć się twierdzeniem Gaussa, wówczas otrzymamy zależność

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (18)$$

Stąd wynika solenoidalność pola magnetycznego. Jest to pole bezźródłowe. Objawia się to między innymi tym, że linie sił pola są zamknięte.

Jeżeli odcinek przewodnika dl , w którym płynie prąd o natężeniu I umieścimy w polu magnetycznym \vec{B} , to podziała na niego siła będąca sumą sił Lorentza działających na wszystkie elektrony przewodnika.

Skorzystajmy z równania (4). Oznaczmy przekrój przewodnika przez S liczbę elektronów przewodnika w jednostce objętości przez N . Ładunek elementarny przez e , to siła Lorentza działająca na ten odcinek wyrazi się wzorem

$$d\vec{F} = -NeSdl(\vec{v} \times \vec{B}) \quad .$$

Ponieważ nośniki przemieszczają się wzdłuż przewodnika z prędkością v to możemy zapisać

$$dl\vec{v} = v d\vec{l} \quad .$$

Natężenie prądu $I = NeSv$.

Zatem

$$d\vec{F} = I(d\vec{l} \times \vec{B}) \quad .$$

Jest to siła Ampere'a działająca na element przewodnika $d\vec{l}$ umieszczony w polu magnetycznym \vec{B} .

Dla całego przewodnika

$$\vec{F} = I \int (d\vec{l} \times \vec{B}) \quad (19)$$

Dla przewodnika liniowego i pola jednorodnego ostatni wzór przechodzi w wyrażenie

$$\vec{F} = I(\vec{l} \times \vec{B}), \quad (20)$$

a jeżeli $\vec{l} \perp \vec{B}$, to

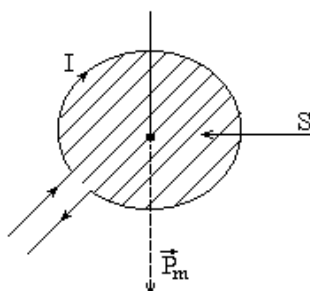
$$F = I \cdot l \cdot B. \quad (21)$$

\vec{F} jest siłą elektrodynamiczną.

Ważną wielkością charakteryzującą własności magnetyczne prądów elementarnych jest moment magnetyczny. Dla dowolnego prądu o natężeniu I opływającego powierzchnię S moment magnetyczny obliczymy ze wzoru

$$\vec{P}_m = I\vec{S}. \quad (22)$$

Kierunek i zwrot momentu magnetycznego opisany jest przez kierunek i zwrot wektora normalnego do powierzchni S .



Rys. 8

W planetarnym modelu Bohra atomu wodoru można uważać, że ruch elektronu wokół jądra jest elementarnym prądem o natężeniu

$$I = \frac{ev}{2\pi r}.$$

Moment magnetyczny

$$P_m = -\frac{1}{2} evr.$$

Przypisując elektronowi moment pędu $L = mvr$ otrzymamy

$$\vec{P}_m = -\frac{1}{2m} \vec{L}, \quad (23)$$

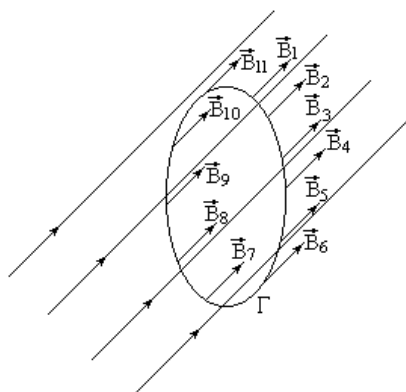
zależność na moment magnetyczny elementarnego prądu elektronowego.

Dużym problemem, w przypadku pola magnetycznego, jest znajdowanie indukcji magnetycznej. Ze względności pola magnetycznego indukcję liczymy w najprostszych przypadkach.

W dalszych rozważaniach przedstawimy dwa prawa ułatwiające rachunki.

Wprowadźmy pojęcie wirowania pola C . Zdefiniujmy je całką liczoną wzdłuż konturu Γ .

$$C = \oint_{\Gamma} \vec{B} d\vec{l} \quad (24)$$



Rys. 9

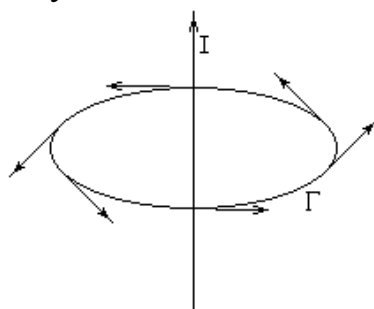
W przykładzie przedstawionym na rysunku 9 wirowanie można obliczyć z sumy

$$C = \sum_{i=1}^n \vec{l}_i \vec{B}_i ,$$

gdzie $\sum l_i = \Gamma$.

Zbadajmy pole magnetyczne utworzone wokół przewodnika liniowego.

Dla wygody poprowadźmy kontur Γ wzdłuż linii sił.



Rys. 10

Wektory B w różnych punktach konturu mają taką samą wartość i są styczne do konturu Γ , zatem

$$C = \oint_{\Gamma} \vec{B} \circ d\vec{l} = \oint_{\Gamma} B \cdot dl = B \oint dl ,$$

ostatecznie

$$C = B \cdot 2\pi r .$$

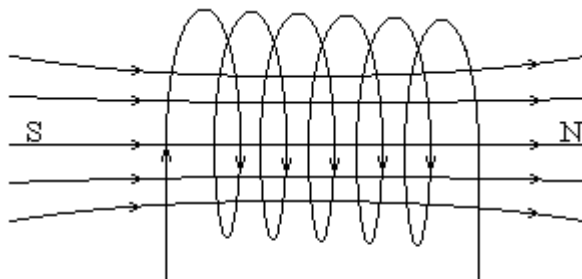
Ponieważ

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} , \text{ stąd } C = \mu_0 I .$$

Okazuje się, że dla każdego konturu zamykającego prądy o natężeniu I ostatnia zależność jest prawdziwa. Możemy zatem napisać

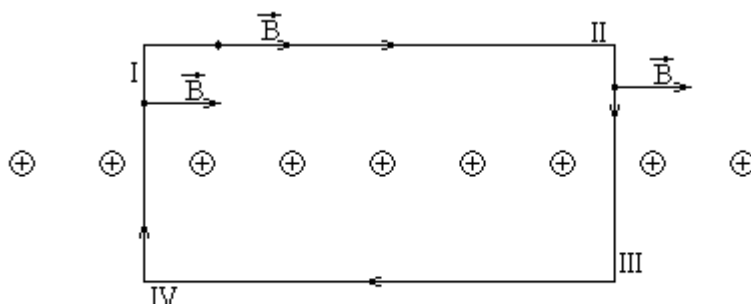
$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \circ d\vec{l} = \mu_0 I \quad (25)$$

Jest to matematyczna postać prawa Ampere'a. Zastosujmy ją do obliczenia indukcji magnetycznej wewnątrz solenoidu zawierającego n zwojów w jednostce długości.



Rys. 11

Narysujmy kontur w kształcie prostokąta o dłuższych bokach równoległych do osi solenoidu. Zrzutujmy bok solenoidu na płaszczyznę.



Rys. 12.

Kierunek obiegu konturu oznaczyliśmy strzałkami i jest on zgodny z kierunkiem pola wewnątrz.

Cyrkulacja

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4 ,$$

liczona na każdym boku konturu. Łatwo zauważyć, że $C_1 = -C_3$
a suma

$$C_1 + C_3 = 0$$

Na zewnątrz pole jest bardzo słabe i możemy je zaniedbać, zatem $C_4 = 0$, więc $C = C_2$.

Ale

$$C_2 = Bl .$$

Korzystając z prawa Ampere'a (25) otrzymujemy

$$Bl = \mu_0 NI ,$$

gdzie N jest liczbą prądów zamkniętych wewnątrz konturu, więc

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I . \quad (26)$$

Pole wewnątrz nieskończenie długiego solenoidu jest jednorodne i zależy od natężenia płynącego prądu.

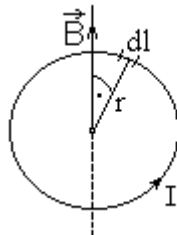
Zauważmy, że prawo Ampere'a jest całkową postacią równania Maxwella dla prądów przewodzenia.

Innym ważnym prawem jest prawo Biota - Savarta. Sformułujemy je w postaci całkowej

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l} \times \vec{r}^o}{r^2} . \quad (27)$$

Stosowanie jego zależy od możliwości wykonania całkowania. W niektórych przypadkach wyniki otrzymuje się bardzo prosto.

Stosując prawo Biota - Savarta obliczymy indukcję magnetyczną w środku prądu kołowego.



Rys. 13

Równanie (27) dla tego przypadku zapisuje się bardzo prosto, bo $d\vec{l} \perp \vec{r}^o$, stąd $|d\vec{l} \times \vec{r}^o| = dl$, oraz $r = \text{const}$, wówczas

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \int dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} 2\pi r ,$$

czyli

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r} . \quad (28)$$

Środowisko, ze względu na własności dzielimy na diamagnetyki, paramagnetyki i ferromagnetyki. Diamagnetyki to substancje, które w polu magnetycznym zmniejszają indukcję magnetyczną. Momenty magnetyczne prądów atomowych znoszą się i wypadkowy moment jest równy zero.

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 ,$$

gdzie $\mu < 1$, $\mu = \text{const}$, i $B < B_0$, i $B \sim B_0$.

Wartość indukcji słabo zależy od pola magnetycznego. Przykładem diamagnetyków są: wodór, woda, szkło.

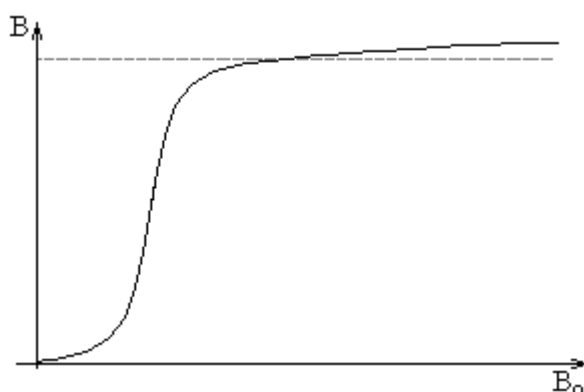
Najpowszechniej w przyrodzie występują paramagnetyki. Momenty magnetyczne pojedynczych prądów atomowych są niewielkie ale $P_m \neq 0$, mierzymy je zgodnie z kierunkiem pola magnetycznego. Indukcja magnetyczna w środowisku paramagnetycznym nieco wzrasta, $\mu > 1$, $\mu = \text{const}$, $\vec{B} = \mu\vec{B}_0$, $B > B_0$ i $B \sim B_0$.

Przykładem paramagnetyków są: platyna, grafit, tlen.

Bardzo silnie na zewnętrzne pole magnetyczne reagują ferromagnetyki. Wewnątrz wyróżnia się obszary o uporządkowanym momencie magnetycznym tzw. domeny. W zewnętrznym polu, momenty magnetyczne obszaru w zależności od wielkości pola magnesującego ustawiają się zgodnie z polem. Stopień uporządkowania momentów magnetycznych domen względem pola zależy od wielkości B zewnętrznego pola magnesującego. Współczynnik μ zależy od pola magnesującego i jest dużo większy od jedności.

$$\vec{B} = \mu\vec{B}_0 \text{ ale } B \neq B_0.$$

Zależność indukcji magnetycznej od pola magnesującego przedstawiona jest na wykresie poniżej.



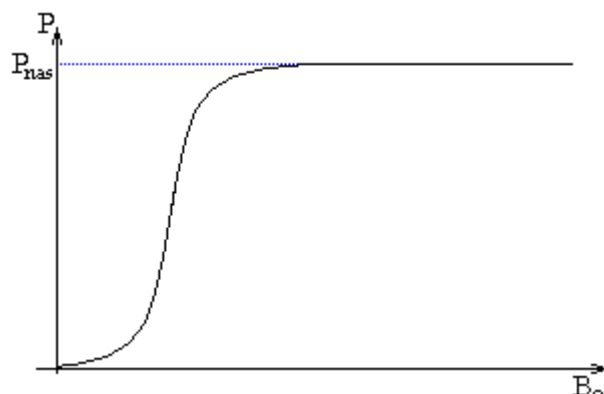
Rys. 14

Różnica $\vec{B} - \vec{B}_0 = \vec{P}$ nosi nazwę namagnesowania.

Uwzględniając (13) otrzymamy na namagnesowanie zależność

$$(\mu - 1)B_0 = P.$$

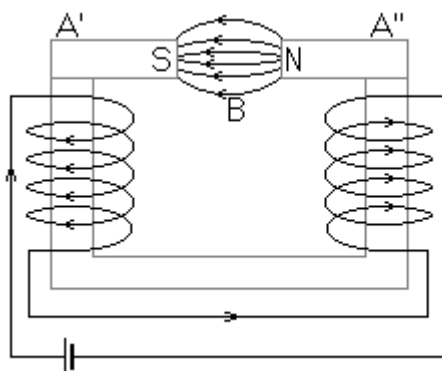
Przy pewnym granicznym polu magnesującym następuje nasycenie ferromagnetyka i namagnesowanie nie wzrasta. Dzieje się to wtedy, gdy wszystkie momenty magnetyczne domen zostaną uporządkowane zgodnie z polem magnesującym. Zależność namagnesowania od pola magnesującego przedstawiono na rysunku poniżej.



Rys. 15.

Ferromagnetyki twarde znalazły zastosowanie do budowy magnesów trwałych, wykorzystywanych w różnych urządzeniach technicznych. Ferromagnetyki miękkie doskonale nadają się do budowy rdzeni elektromagnesów, dławików, transformatorów.

Elektromagnes składa się z ferromagnetycznego rdzenia, na który nawinięto cewki z izolowanego drutu. Po przepuszczeniu prądu stałego na końcach rdzenia pojawiają się bieguny magnetyczne, których rodzaj zależy od kierunku przepływającego prądu. Weźmy pod uwagę rdzeń w kształcie litery U tak skonstruowany, aby na jego końcach można było umieszczać nabiegunniki różnych kształtów.



Rys. 16

Na rdzeń nawinięto dwie cewki, jak pokazuje rys. 16 i nałożono nabiegunniki A' i A'' . Przepuszczając prąd stały przez uzwojenie, rdzeń magnesuje się tak, że na końcach nabiegunników na brzegach szczeliny powstają bieguny N i S . Rodzaj biegunów zależy od kierunku przepływającego prądu. Jeżeli powierzchnia ścianek szczeliny jest wystarczająco duża, to możemy uważać, że w środku szczeliny pojawia się pole jednorodne o indukcji magnetycznej B . Zakłócenie jednorodności następuje dopiero na krawędziach. Zasilając uzwojenie elektromagnesu prądem elektrycznym dostarczamy energię elektryczną do układu. Zgodnie z zasadą zachowania energii część jej przekształca się w energię wewnętrzną uzwojeń i rdzenia, część rozprasza się do otoczenia, a część przekształca się w energię pola magnetycznego.

Dla wąskiej szczeliny energię pola magnetycznego obliczymy korzystając z zależności

$$E_m = \frac{1}{2\mu\mu_0} B^2 V, \quad (29)$$

gdzie: V - objętość szczeliny, B - indukcja magnetyczna we wnętrzu szczeliny.

Zjawisko Halla. Hallotrony.

Jeżeli przewodzącą płytkę umieścimy w polu magnetycznym prostopadłym do kierunku przepływu prądu w tej płytce, wówczas między ściankami równoległymi do przepływającego prądu i przyłożonego pola wytworzy się różnica potencjałów. Sprawcą tego zjawiska jest siła Lorentza działająca na elektrony przewodnika w płytce. Ścianka do której płyną elektrony ładuje się ujemnie a przeciwna dodatnio. Między ściankami pojawia się pole elektryczne o natężeniu

$$E = \frac{U}{l} ,$$

gdzie: U - napięcie, a l - odległość między ściankami. Siła pochodząca od tego pola przeciwdziała sile Lorentza. W stanie równowagi

$$F_E = F_L ,$$

$$e\vec{E} = e(\vec{v} \times \vec{B}) .$$

czyli

Napięcie

$$U = E \cdot l = lvB ,$$

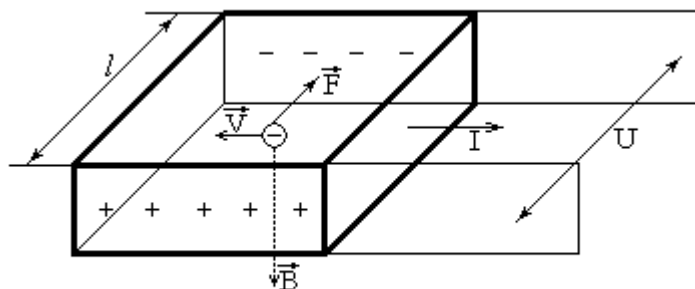
ponieważ $\vec{v} \perp \vec{B}$. Pamiętając, że $I = nvSe$, gdzie n - gęstość nośników, v - ich prędkość, S - przekrój płytki prostopadły do linii płynącego prądu, otrzymamy

$$v = \frac{I}{nSe} ,$$

zatem

$$U = \frac{IB}{nSe} .$$

Ostatni wzór pozwala obliczyć napięcie między ściankami płytki.



Rys. 17

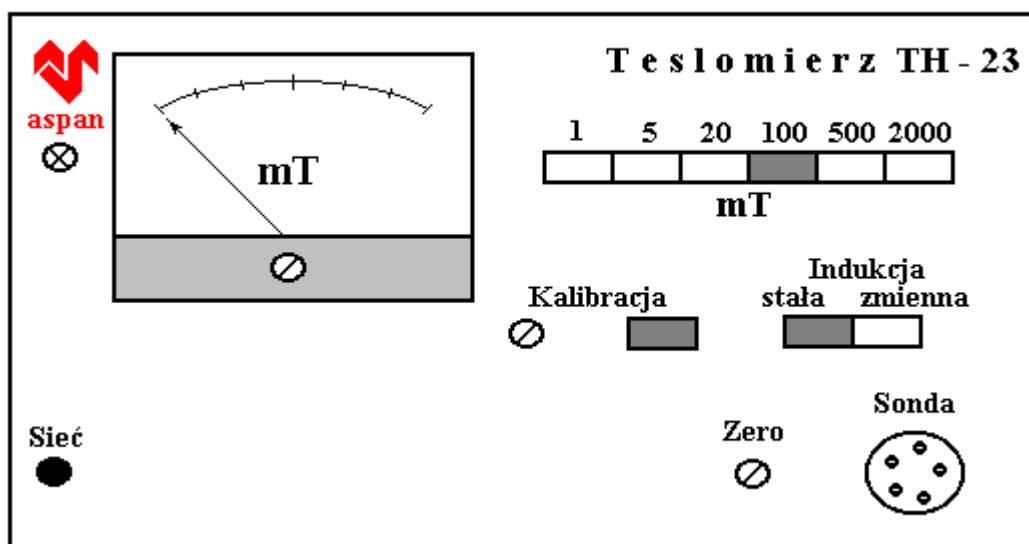
Zjawisko Halla zostało wykorzystane do budowy hallotronów.

Podstawową częścią hallotronu jest prostokątna płytka krystaliczna lub naporowana w próżni cienka warstwa na podłożu dielektrycznym. Z hallotronu wyprowadzone są dwie pary elektrod umożliwiające doprowadzenie prądu I oraz dwie elektrody umożliwiające wykorzystanie napięcia Halla (patrz rys. 17).

Hallotron jest częścią sondy pomiarowej współpracującej z teslomierzem.

Przygotowanie teslomierza do pomiarów

Płyta czołowa teslomierza TH-23 została pokazana na rysunku 18



Rys. 18

Oznaczenia

sieć - włącznik prądu elektrycznego,

1,2,20,100,500,2000 - przełączniki zakresów

indukcja stała, zmienna - przełącznik indukcji mierzonej przy zasilaniu sondy prądem stałym lub zmiennym

Obsługa przyrządu.

1. Uruchamianie i zerowanie przyrządu.

- a) sprawdzamy zero mechaniczne miernika magnetoelektrycznego.
- b) w przypadku odchylenia zgłosić prowadzącemu zajęcia do korekty.
- c) przełącznikiem „sieć” włączamy przyrząd.

UWAGA! Po włączeniu należy odczekać 15 minut celem nagrzania przyrządu.

- d) przełącznik „indukcja stała - zmienna” ustawiamy w pozycji „indukcja stała.”
- e) przełącznikiem zakresów ustawiamy zakres 1 mT.
- f) ustawiamy czujnik hallotronowy w osłonie magnetycznej i odczytujemy wskazanie zerowe. W przypadku znacznej odchyłki prosimy prowadzącego o regulację.

1. Kalibracja przyrządu.

- a) Umieszczamy czujnik hallotronowy tak, aby nie znajdował się w polu magnetycznym o wartości przekraczającej 100 Gs.

b) Przełącznikiem zakresów ustawiamy zakres 100 mT. Wciskamy przycisk „kalibracja”. W przypadku odchylenia od czerwonej kreski prosimy prowadzącego zajęcia o ustawienie potencjometrem wskazówki na czerwoną kreskę podziałki.

3. Pomiar

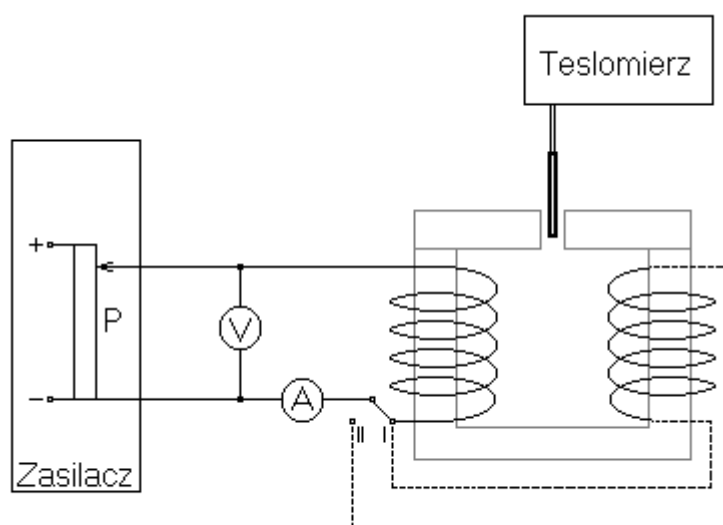
a) Ustawiamy zakres wskazany przez prowadzącego.

UWAGA: Czujnik hallotronowy wyjąć z osłony i wsunąć równoległe w szczelinę nabiegunników.

A. BADANIE ZALEŻNOŚCI INDUKCJI MAGNETYCZNEJ OD NATEŻENIA PRĄDU MAGNESUJĄCEGO I KSZTAŁTU NABIEGUNNIKÓW. OBLICZANIE ENERGII POLA MAGNETYCZNEGO W SZCZELINIE

Przebieg pomiarów

1. Przygotowujemy teslomierz do pomiarów zgodnie z instrukcją „Obsługa przyrządu”.
2. Montujemy obwód wg schematu.



Rys. 19

3. Do obwodu włączamy jedną cewkę elektromagnesu (na rys. 19 połączenie I). Nabiegunniki ustawiamy powierzchniami płaskimi zwróconymi do siebie.
4. Sondę hallotronową umieszczamy między nabiegunnikami elektromagnesu.
5. Potencjometr P „regulacja napięcia” ustawiamy tak aby, regulacja ciągła i skokowa ustawione były na zero.
6. Przełącznik zakresów teslomierza ustawiamy po uzgodnieniu z prowadzącym ćwiczenia wymaganego zakresu.

UWAGA! Włączenie obwodu do sieci następuje za zgodą prowadzącego zajęcia.

7. Włączamy obwód wciskając przycisk „sieć” zasilacza.
8. Zmieniamy natężenie prądu zasilania o stałą wartość ustaloną przez prowadzącego zajęcia.
9. Dokonujemy odczytów napięcia, natężenia i indukcji magnetycznej przynajmniej dla 20 różnych wartości natężenia.

UWAGA! Nie przekraczać zakresów wskazań przyrządów.

10. Powtórzyć pomiary z punktu 9 dla takich samych wartości natężenia przy jego obniżaniu.

11. Oszacować błędy pomiarowe.
12. Sporządzić wykres zależności $B = f(I)$.
13. Zmierzyć wymiary szczeliny między nabiegownikami. Obliczyć objętość szczeliny.
14. Obliczyć energię pola magnetycznego.
15. Włączyć do obwodu obie cewki elektromagnesu. (na rys. 19 połączenie II).
16. Powtórzyć czynności z punktów 8-14.
17. Zmienić nabiegunki i powtórzyć czynności z punktów 8-15.
18. Przeprowadzić rachunek błędów i dyskusję wyników.

B. WYZNACZANIE WZGLĘDNEJ INDUKCJI MAGNETYCZNEJ W ŚRODKU OBWODU KOŁOWEGO.

Teoria

Małeńki magnes (igła magnetyczna) zawieszona poziomo w środku ciężkości, wychylana z położenia równowagi wykonuje drgania torsyjne wokół osi obrotu przechodzącej przez zawieszenie. Jeżeli nić jest doskonale niesprężysta to okres drgań zależy od momentu bezwładności magnesu J_o , od momentu magnetycznego P_m oraz od składowej poziomej indukcji magnetycznej pola ziemskiego B_z .

$$T_o = 2\pi \sqrt{\frac{J_o}{P_m B_z}} .$$

Stąd

$$\frac{1}{T_o^2} = \frac{P_m B_z}{4\pi^2 J_o} .$$

Dla danego magnesu J_o i P_m są stałe, zatem,

$$k = \frac{P_m}{4\pi^2 J_o} = const ,$$

więc

$$\frac{1}{T_o^2} = kB_z .$$

Jeżeli magnes umieścimy w środku obwodu kołowego, a pole ziemskie i wytworzone w obwodzie są równoległe, wówczas indukcja pola magnetycznego

$$B = B_z + B_u$$

lub

$$B = B_z - B_u ,$$

gdzie B_u - indukcja magnetyczna pola wytworzonego przez prąd w środku obwodu kołowego.

Okresy wahań magnesu w polach wypadkowych będą spełniały równanie

$$\frac{1}{T_1^2} = k(B_u + B_z),$$

gdy pola są zgodnie skierowane
oraz

$$\frac{1}{T_2^2} = k(B_u - B_z),$$

gdy pola skierowane są przeciwnie.

Stąd

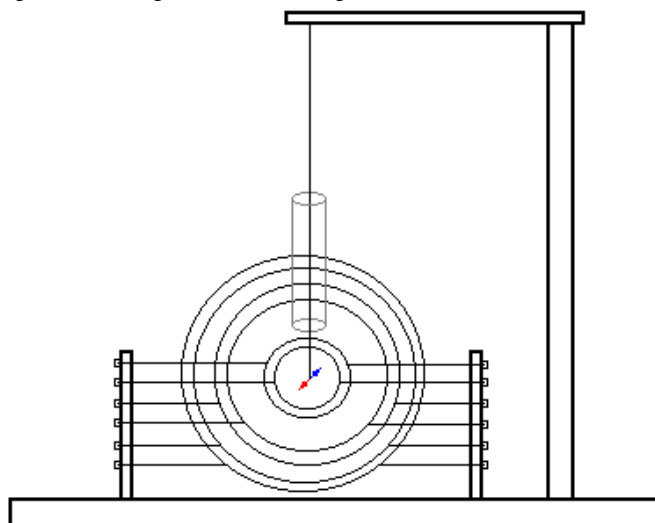
$$B_u = k \left[\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} \right].$$

Eliminując k , ostatni związek zapiszemy w postaci

$$\frac{B_u}{B_z} = \frac{T_o^2}{2} \left[\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2} \right]. \quad (30)$$

Ostatnia zależność pozwala na wyznaczenie względnej indukcji magnetycznej w środku prądu kołowego.

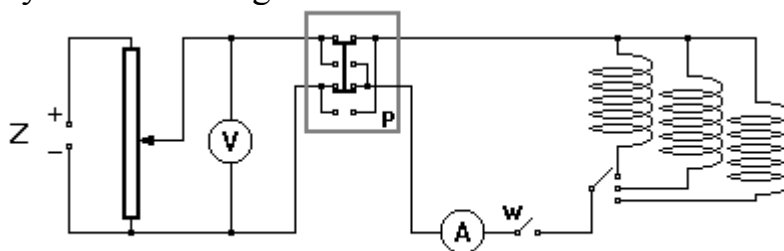
Przyrząd składa się z trzech pierścieni kołowych o średnicach 14 cm, 21 cm, 28 cm. Każdy z nich zawiera dwa razy po 10 zwojów, których końce wyprowadzone są na deskę rozdzielczą.



Rys. 20

Przebieg pomiarów

1. Montujemy obwód według schematu:



Rys. 21

2. Ustawiamy stolik tak aby płaszczyzny uzwojeń były prostopadłe do południka magnetycznego (igła magnetyczna ustawia się prostopadłe do płaszczyzny uzwojeń).
3. Pobudzamy do drgań torsyjnych igłę magnetyczną oddziałując na jeden z biegunów magnesem sztabkowym.
4. Mierzmy czas dwudziestu wahań T_0 . Pomiar powtarzamy dwukrotnie.
5. Wyznaczamy średni okres wahnienia.
6. Włączamy do obwodu 10 zwojów największego uzwojenia zamykamy obwód i przepuszczamy prąd o natężeniu 1A.
7. Wykonujemy czynności jak w punkcie 3 - 5.
8. Powtarzamy czynności jak z punktu 7 zmieniając natężenie na 2A, 3A.
9. Zmieniamy kierunek prądu przełącznikiem P i powtarzamy czynności z punktów 3 - 8.
10. Przełączamy układ na uzwojenie pierścienia środkowego, powtarzamy czynności z punktów 3 - 8.
11. Przełączamy układ na uzwojenie pierścienia najmniejszego, powtarzamy czynności z punktów 3 - 8.
12. Sporządzamy wykres zależności $\frac{B_u}{B_z} = f(I)$ (natężenia).
13. Przeprowadzamy rachunek błędów przyjmując $\Delta B_z = 0$ oraz szacując ΔT_0 , ΔT_1 , ΔT_2 , ΔI oraz Δr .
14. Przeprowadzamy dyskusję wyników i błędów, wyciągamy wnioski.

UWAGA! Należy się zastanowić nad wpływem pola grawitacyjnego oraz niedoskonałej niesprężystości nitki na wyniki.

Literatura

1. J. Orear - Fizyka t. I.
2. B. Jaworski, A. Dietław, L. Miłkowska - Kurs fizyki t.2.
3. R.G. Gieworkian - Fizyka (dla biologów i rolników).
4. I. Tarian - Fizyka dla przyrodników (dla biologów i rolników).
5. A. Zawadzki, H. Hofmokl - Laboratorium fizyczne.