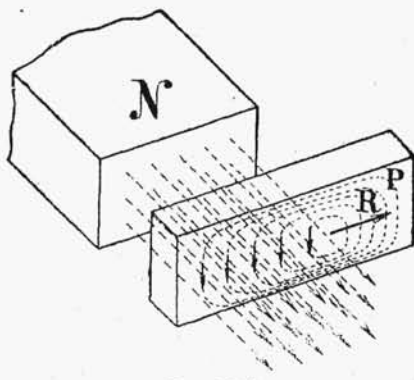


ROZDZIAŁ XXV.

Prądy wirowe (Foucault'a).

1. Powstawanie prądów wirowych. W elektrotechnice bardzo ważne znaczenie posiadają prądy indukcyjne, powstające w częściach metalowych przyrządów i maszyn przy przecinaniu linii sił magnetycznych. Prądy te nie wybiegają na zewnątrz przyrządu lub maszyny, a zamykając się na drodze najkrótszej, tworzą rodzaj wirów elektrycznych i stąd nazywają się prądami wirowymi albo prądami Foucault'a, ponieważ badacz ten pierwszy je spostrzegł.

Najważniejsze są następujące dwa przypadki powstawania prądów wirowych: W polu magnetycznym mamy płytkę metalową P (rys. 254),



Rys. 254.

poruszającą się w kierunku strzałki R . W tej części płytki, która znajduje się w polu magnetycznym powstanie siła elektromotoryczna indukcji skierowana na dół, jak to właśnie wskazuje rysunek. Siła ta wywoła prąd elektryczny wirowy, wskazany na rysunku.

Gdyby cała płytkę znajdowała się w polu magnetycznym, którego natężenie byłoby wszędzie jednakowe, to siła elektromotoryczna powstałaby w całej masie metalu wszędzie w jednakowym kierunku i jednakowej wielkości, przeto

w masie tego metalu nie byłoby ani jednego obwodu zamkniętego, w którym wypadkowa siła elektromotoryczna nie równałaby się zeru. Oczywiście w takich warunkach prądy wirowe nie mogłyby powstać.

Wogóle z powyższego rozważania wynika, że prądy wirowe powstają w poruszających się kawałkach metalu wtedy, gdy metal wchodzi w pole magnetyczne lub z niego wychodzi, albo też gdy natężenie pola nie jest wszędzie jednakowe, t. j. gdy pole magnetyczne jest niejednostajne.

Zjawisko odbywa się w ten sam sposób, gdy kawałek metalu jest nieruchomy, a poruszają się linie sił magnetycznych.

Prądy wirowe ogrzewają przewodnik, w którym przebiegają. Ciepło to w rozważanym wyżej przypadku powstaje z pracy mechanicznej, zużytkowanej na poruszanie płytki metalowej w polu magnetycznym.

Chcąc zmniejszyć moc prądów wirowych, należy podzielić płytkę na szereg cienkich warstw (rys. 255), izolowanych jedna od drugiej. Powierzchnie rozdziału muszą być prostopadłe do kierunku sił elektromotorycznych.

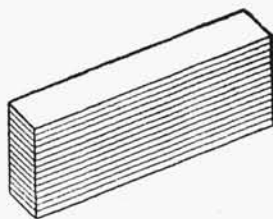
Prądy wirowe powstają również w rdzeniu żelaznym zwojnicy (rys. 256), gdy w niej przepływa prąd zmienny. Pole magnetyczne jest wtedy oczywiście również zmienne i liczba linii objętych dowolnym obwodem zamkniętym wewnątrz żelaza¹⁾ zmienia się, powstają więc w tych obwodach siły elektromotoryczne indukcji oraz prąd.

Prądy wirowe powstające w rdzeniach, wykonanych z żelaza masywnego, mogą ogrzać je do bardzo wysokiej temperatury. Energia cieplna powstaje tu kosztem pracy prądu w zwojnicy. Obwody elektryczne w żelazie są to obwody wtórne, do których energia przenosi się z obwodu zwojnicy w sposób, wskazany w rozdziale XXIII.

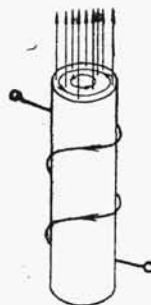
Dla osłabienia prądów wirowych rdzenie żelazne zwojnic zasilanych prądem zmiennym, wykonywa się z cienkich blach żelaznych, grubości od 0,3 do 0,5 mm.

Blachy te pokryte warstwą lakieru, lub też oklejone cienką bibułą, układa się szczelnie jedną obok drugiej i znitowuje w sposób wskazany na rys. 257. Nity muszą być od żelaza izolowane lub też tak rozłożone, aby obwody, zamykające się przez nie, miały płaszczyzny dokładnie równoległe do linii sił magnetycznych.

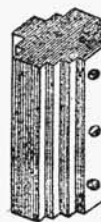
W tych przypadkach, gdy chodzi o jak największe zmniejszenie ilości energii, przetwarzającej się w ciepło wskutek prądów wirowych, stosuje się blachę żelazną nakrzemioną,²⁾ której opór elektryczny jest znacznie większy od oporu zwykłej blachy. W tych warunkach moc prądów wirowych będzie mniejsza, ponieważ przy tej samej sile elektromotorycznej przepłynie prąd słabszy.



Rys. 255.



Rys. 256.



Rys. 257.

¹⁾ Z wyjątkiem obwodów, których płaszczyzny są równoległe do linii magnetycznych.

²⁾ Po niemiecku: legiertes Blech.

2. Moc prądów wirowych. Moc energii przetwarzającej się w ciepło w cienkich blachach, można wyrazić za pomocą wzoru, który daje się wyprowadzić teoretycznie.

Rozważmy przypadek następujący. Mamy kawałek blachy (rys. 258) długości l , szerokości a i grubości d , bardzo małej w porównaniu do szerokości a . Załóżmy że w tej blaszce przechodzi strumień magnetyczny, którego linie są równoległe do krawędzi płytki l , a indukcja magnetyczna równą się B . Wewnątrz płytki wytnijmy rurkę prostokątną o ściankach nieskończenie małej grubości dx , obejmującą ze wszystkich stron pewną wiązkę linii sił. Wiazkę tę w chwili t wyrażamy wzorem:

$$B_t \cdot a \cdot 2x.$$

Siła elektromotoryczna indukcji w ściankach rozważanej rurki wyniesie:

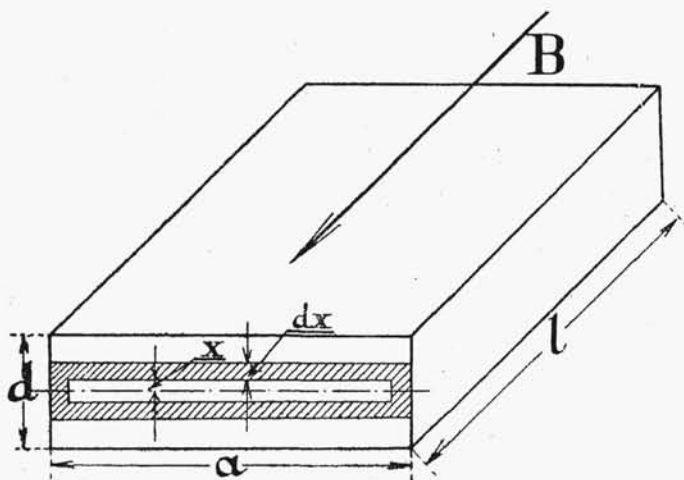
$$E_t = a \cdot 2x \cdot \frac{dB_t}{dt}.$$

Możemy również wyrazić wzorem przewodność ścianek rurki w kierunku powyższej siły elektromotorycznej. Tu długość przewodnika równa się $2a$, o ile pominiemy części boczne, które są małe w porównaniu do

$2a$, gdy płytka jest cienka. Przekrój poprzeczny dla prądu wirowego będzie $l \cdot dx$; przewodność właściwą metalu, z którego zrobiona jest płytka, oznaczmy przez γ , a całą przewodność ścianek rurki wokoło przez dg .

Wtedy:

$$dg = \frac{l \cdot dx}{2a} \cdot \gamma.$$



Rys. 258,

Moc, zamieniającą się na ciepło Joule'a, wyrażamy wzorem:

$$v^2 \cdot g.$$

W danym więc razie moc prądów wirowych w dwóch warstwach o wymiarach: l , a , dx będzie:

$$E_t^2 \cdot dg = a^2 \cdot 4x^2 \cdot \left(\frac{dB_t}{dt} \right)^2 \cdot \frac{l \cdot dx}{2a} \cdot \gamma.$$

Moc zaś zamieniającą się w całej płytce na ciepło Joule'a obliczymy według równania:

$$2 a \cdot l \cdot \gamma \cdot \left(\frac{d B_t}{d t} \right)^2 \int_0^{\frac{d}{2}} x^2 \cdot dx = \frac{1}{12} \cdot a \cdot l \cdot d^3 \cdot \gamma \cdot \left(\frac{d B_t}{d t} \right)^2.$$

Objętość płytki jest $a \cdot d \cdot l$, zatem moc, przypadająca na jednostkę objętości będzie:

$$\frac{1}{12} \cdot d^2 \cdot \gamma \cdot \left(\frac{d B_t}{d t} \right)^2.$$

Jeżeli $B_t = B_m \cdot \sin \frac{2 \pi t}{T}$, to:

$$\frac{d B_t}{d t} = B_m \cdot \frac{2 \pi}{T} \cdot \cos \frac{2 \pi t}{T}.$$

Maksymalna wartość $\frac{d B_t}{d t}$, jak widać z powyższego wzoru, wynosi:

$$B_m \cdot \omega$$

Wobec tego średnia wartość $\left(\frac{d B_t}{d t} \right)^2$ będzie: ¹⁾

$$\frac{1}{2} \cdot (B_m \cdot \omega)^2.$$

Mając to na względzie, średnią moc na jednostkę objętości, zamieniającą się na ciepło przy prądach wirowych, wyrazimy wzorem:

$$\frac{1}{12} \cdot d^2 \cdot \gamma \cdot \frac{1}{2} (B_m \cdot \omega)^2,$$

albo:

$$\frac{\pi^2}{6} \cdot \gamma \cdot (d \cdot f \cdot B_m)^2 = 1,648 \cdot \gamma \cdot (d \cdot f \cdot B_m)^2.$$

Z tego wzoru widzimy, że im blacha jest grubsza, tym większa ilość ciepła w niej się wywiązuje, np. w blasze dwa razy grubszej wywiązuje się cztery razy więcej ciepła na jednostkę, objętości. Poza tem z tego samego wzoru widzimy, że im większą przewodność posiada metal, z którego zrobiona jest blacha, tem więcej wydzieli się ciepła. Gdy blacha jest żelazna, to γ wynosi około 10^5 mo na cm długości przy cm^2 przekroju. Chcąc otrzymać moc w watach, należy wyrażać siłę elektromotoryczną prądów wirowych w woltach, a w tym celu wyraz $\frac{d B_t}{d t}$ trzeba pomnożyć przez 10^{-8} , wtedy w ostatecznym wzorze wejdzie spółczynnik 10^{-16} .

¹⁾ Patrz rozdział I-szy o średniej z kwadratów wielkości zmiennych sinusoidalnie.

Jeżeli uwzględnimy podane powyżej współczynniki, to wzór, wyrażający moc energii, w watach na cm^3 , która wytwarza ciepło w blasze żelaznej, będzie następujący:

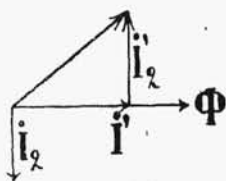
$$1,648 \cdot 10^5 (d \cdot f \cdot B_m)^2 \cdot 10^{-16} \text{ } ^1)$$

lub:

$$1,648 \cdot 10^{-11} \cdot (d \cdot f \cdot B_m)^2.$$

Doświadczenie potwierdza słuszność powyższego wzoru co do zależności tej mocy od d , f i B_m , lecz współczynnik liczbowy z doświadczeń wypada nieraz inny, jak to wskazują liczby, zaczerpnięte z praktyki i podane w rozdziale XXVII. Na ten współczynnik wpływa rozkład indukcji magnetycznej, która nie jest w całym przekroju wszędzie jednakowa. Kształt krzywej wyrażającej zmienność strumienia magnetycznego, również nie jest dokładnie sinusoidalny, co wprowadza czynnik nie uwzględniony w powyższym wzorze. Wreszcie chemiczne i fizyczne własności żelaza są bardzo zmienne i mają wpływ znaczny na współczynnik γ .

3. Wpływ prądów wirowych na pole magnetyczne zwojnicy z prądem zmiennym. Zjawisko prądów wirowych jest szczególnym przypadkiem powstawania prądów wtórnych pod wpływem zmiennych prądów w obwodzie pierwotnym. Opierając się na wywodach podanych w rozdziale XXIII, zastanówmy się nad zjawiskami, zachodzącymi w układzie przedstawionym na rys. 256 i stanowiącym zwojnicę nawiniętą na rdzeniu żelaznym. Jeżeli wektor Φ (rys. 259) wyraża strumień magnetyczny w rdzeniu, to i' stanowi prąd magnesujący.



Rys. 259.

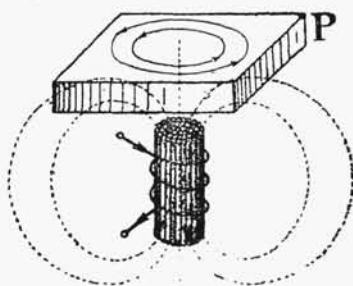
Wektor wyrażający siłę elektromotoryczną, która wywołuje prądy wirowe, spóźnia się względem wektora Φ o 90° , z nim będzie zgodny i wektor prądów wirowych I_2 , o ile pominiemy niewielką samoindukcję w ich obwodzie. Pole wywołuje suma geometryczna amperozwojów zwojnicy i prądów wirowych, więc I' jest sumą geometryczną dwóch prądów: prądu I_1 , rzeczywiście przebiegającego w zwojnicy, i prądu I'_2 , który, przebiegając w zwojnicy, wywierałby takie same magnetyczne działanie, jak prądy wirowe.

Z układu wektorów wyraźnie widzimy, że prądy wirowe w znacznym stopniu zmniejszają magnesujące działanie prądu zwojnicy. Gdyby prądów wirowych nie było cały prąd I_1 wytwarzałby pole, w obecności zaś prądów wirowych tylko składowa I' stanowi wypadkowy prąd magnesujący.

¹⁾ d wyrażone jest tu w cm .

Na podstawie powyższych wywodów również łatwo zrozumieć, że płytka metalowa, (najlepiej miedziana) (rys. 260), umieszczona nad elektromagnesem, zasilanym prądem zmiennym, zasłania w znacznym stopniu przestrzeń nad płytką od działania magnetycznego zwojnicy. Prądy wirowe, powstające w tej płytce, znacznie osłabiają strumień magnetyczny, którego linie idą do góry.

Pozatem należy jeszcze zwrócić uwagę na to, że płytka taka będzie odpychana od elektromagnesu, co wynika z działania prądów pierwotnych na wtórne, wyjaśnionego szczegółowo w rozdziale XXIII.



Rys. 260,