

BADANIE PĘTLI HISTEREZY MAGNETYCZNEJ FERROMAGNETYKÓW I FERRYTÓW PRZY UŻYCIU OSCYLOSKOPU

1. Podstawy fizyczne

1.1 Rodzaje uporządkowania momentów magnetycznych

Podstawowym parametrem określającym właściwości magnetyczne materiału jest podatność magnetyczna opisująca zachowanie się materiału w polu magnetycznym. Podatność magnetyczna na jednostkę objętości zdefiniowana jest jako:

$$\chi = M/H$$

gdzie M jest momentem magnetycznym na jednostkę objętości lub wektorem namagnesowania, zaś H jest wartością wektora pola magnetycznego.

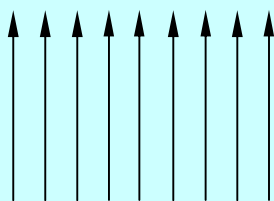
Wszystkie substancje można podzielić na: **diamagnetyki** dla których podatność magnetyczna jest ujemna oraz **paramagnetyki** o dodatniej podatności magnetycznej. Osobną grupę stanowią substancje w których w określonym przedziale temperatur i odpowiedniej fazie krystalicznej występuje uporządkowanie momentów magnetycznych atomów* bez obecności zewnętrznego pola magnetycznego, a wartość podatności magnetycznej zależy od natężenia pola magnetycznego. Efekt porządkowania momentów magnetycznych jest wynikiem oddziaływań zachodzących pomiędzy elektronami sąsiednich atomów. Ten rodzaj oddziaływań nosi nazwę oddziaływań wymiany i jest opisane przy użyciu reguł mechaniki kwantowej.

Uwzględnienie oddziaływań wymiennych może prowadzić do sytuacji, gdy uporządkowanie momentów magnetycznych atomów w materiale może prowadzić do obniżenia całkowitej energii układu. Wiadomo, że każdy układ fizyczny np. zespół atomów tworzących dane ciało, dąży do zminimalizowania swojej energii. Dla pewnych ciał, w określonych warunkach fizycznych (temperatura, rodzaj sieci krystalicznej,...) uporządkowanie momentach magnetycznych atomów będzie stanem o minimalnej energii całkowitej.

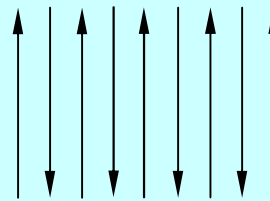
Omówimy teraz najczęściej występujące rodzaje uporządkowania momentów magnetycznych.

Ferromagnetyki

Ten rodzaj materiałów posiada momenty magnetyczne atomów ustawione równolegle (patrz rys.1)



Rys.1. Uporządkowanie momentów magnetycznych w ferromagnetyku



Rys.2. Uporządkowanie momentów magnetycznych w antyferromagnetyku.

* Momentem magnetycznym atomu $\vec{\mu}$ nazywamy współczynnik w iloczynie wektorowym, wiążący wektor momentu sily \vec{M} działającej na atom z wektorem zewnętrznej indukcji magnetycznej \vec{B} , zgodnie z wzorem: $\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$.

Drgania termiczne przeciwdziałają porządkującemu oddziaływaniu wymiany. Przy dostatecznie wysokiej temperaturze, zwanej temperaturą Curie, uporządkowanie znika i ferromagnetyk przechodzi w zwykły paramagnetyk. Typowymi ferromagnetykami są: żelazo, kobalt, nikiel, pierwiastki ziem rzadkich oraz liczne stopy i związki chemiczne.

Antyferromagnetyki

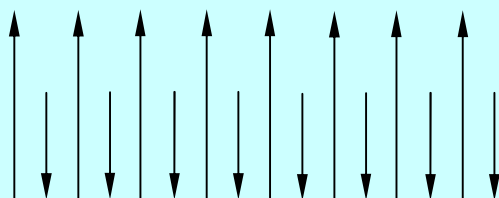
W niektórych substancjach, np. w sieci krystalograficznej chromu, zwrot momentu magnetycznego zmienia się na przeciwny od atomu do atomu (rys.2). Chrom, chociaż posiada uporządkowanie momentów magnetycznych, nie wykazuje zewnętrznych cech tego uporządkowania ze względu na to, że wypadkowy moment magnetyczny jest równy zero.

Temperatura, w której uporządkowanie antyferromagnetyczne zostaje zniszczone, nosi nazwę temperatury Neela.

Oprócz chromu, do antyferromagnetyków należą: mangan (odmiana α), niektóre metale ziem rzadkich, a także liczne związki np. tlenki, siarczki, tellurki, selenki, chlorki itp.

Ferrimagnetyzm

W niektórych materiałach występują dwa rodzaje momentów magnetycznych o różnych wartościach, ustawionych na przemian antyrównolegle. Jest to więc nieskompensowany antyferromagnetyzm (rys.3), o wypadkowym momencie magnetycznym różnym od zera.



Rys.3. Uporządkowanie momentów magnetycznych w domenie ferrimagnetyka.

Dlatego w odróżnieniu od antyferromagnetyków, takie materiały wykazują zewnętrzne własności magnetyczne, zachowując się jak słabe ferromagnetyki. Noszą nazwę ferrimagnetyków. Szczególne znaczenie posiadają ferrimagnetyki będące związkami chemicznymi tlenku żelazowego Fe_2O_3 z tlenkami metali dwuwartościowych MeO , o ogólnym wzorze: MeOFe_2O_3 (Me - metal dwuwartościowy). Tego typu związki noszą nazwę ferrytów.

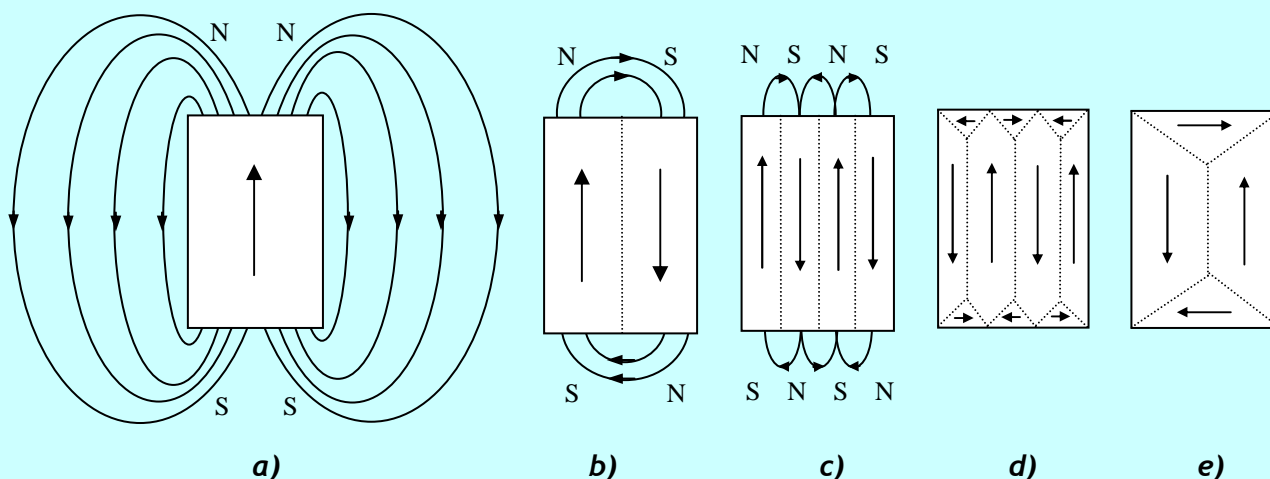
1.2. Struktura domenowa

Wspomniane uporządkowanie występuje jednak nie w całej próbce, tylko w małych objętościach zwanych **domenami**. Kierunki momentów magnetycznych w poszczególnych domenach są różne. Istnienie domen daje się wyjaśnić dążeniem układu do zminimalizowania jego całkowitej energii. Wydawać by się więc mogło, że energia ciała o uporządkowanych momentach magnetycznych będzie najniższa wówczas, gdy w całej próbce momenty będą równoległe (rys.4a). Taka sytuacja prowadziłaby do powstania pola magnetycznego o energii W , której wartość jest równa:

$$W = \int \frac{\vec{B}\vec{H}}{2} dV$$

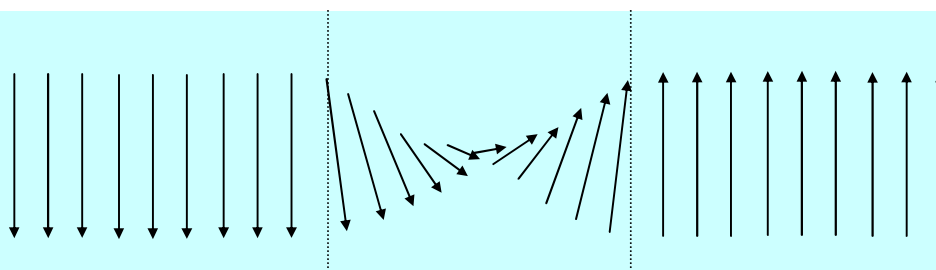
(1)

Całka (1) zależy od objętości V , w której istnieje niezerowe pole magnetyczne reprezentowane przez wektory: indukcji \vec{B} i natężenia pola \vec{H} (istniejące w danym punkcie). W przypadku pokazanym na rys.4a, gdy moment magnetyczne w całej próbce są równoległe, pole magnetyczne rozciągać się będzie na znaczną odległość od próbki. Energia pola magnetycznego osiągnęłaby duże wartości. Układ będzie „starał się” pozbyć nadmiaru tej energii, zamykając pole magnetyczne tylko w objętości próbki, czemu sprzyja struktura domenowa. (Rys.4 b, c, d, e).



Rys.4. Tworzenie domen ferromagnetycznych - sposób na ograniczenie obszaru występowania pola magnetycznego.

Domenowa konfiguracja uporządkowania momentów magnetycznych niesie konieczność powstania ścian domenowych (obszarów, w których zmieniają się kierunki momentów magnetycznych - rys. 5).



Rys.5. Zmiana kierunków momentów magnetycznych pomiędzy dwiema domenami - ściana domenowa.

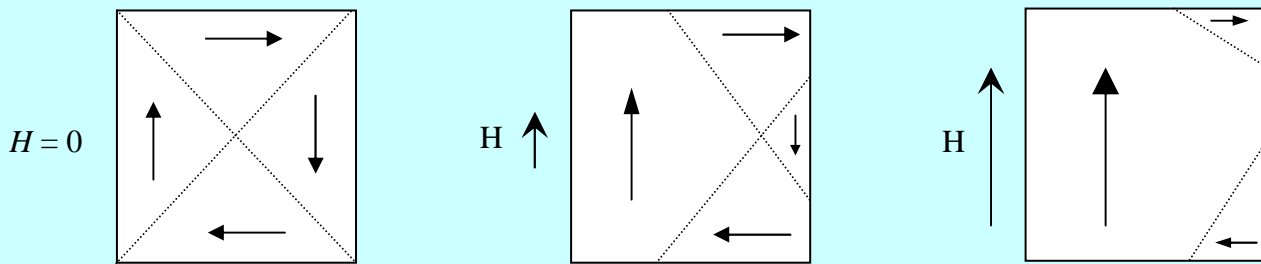
Każde odchylenie kierunków momentów magnetycznych od położenia równoległego prowadzi do wzrostu energii (energia ścian domenowych). Objętość ścian domenowych może być zbyt duża, a więc domeny zbyt małe. Ponadto nie wszystkie kierunki w sieci krystalicznej są jednakowo „łatwe” do uporządkowania (energia anizotropii magnetycznej).

Tak więc wzajemne oddziaływanie wszystkich czynników prowadzi do kompromisu, którego ostatecznym rezultatem jest powstanie domen, zapewniających minimum energii układu. Teoretycznie, w antyferromagnetyku również powinna istnieć struktura domenowa, gdyż w momencie powstawania tej fazy istnieje wiele zarodków uporządkowania antyferromagnetycznego. Brak jest jednak bezpośrednich dowodów eksperymentalnych potwierdzających jej istnienie.

1.3. Struktura domenowa w zewnętrznym polu magnetycznym

Zewnętrzne pole magnetyczne, działające na materiały o strukturze domenowej nie tylko porządkuje poszczególnych momentów magnetycznych, ale w pierwszej kolejności przesuwają ściany domen, w których kierunki wypadkowego momentu magnetycznego pokrywają się lub są zbliżone do kierunku pola \vec{H} , a potem obraca całe domeny (rys.6).

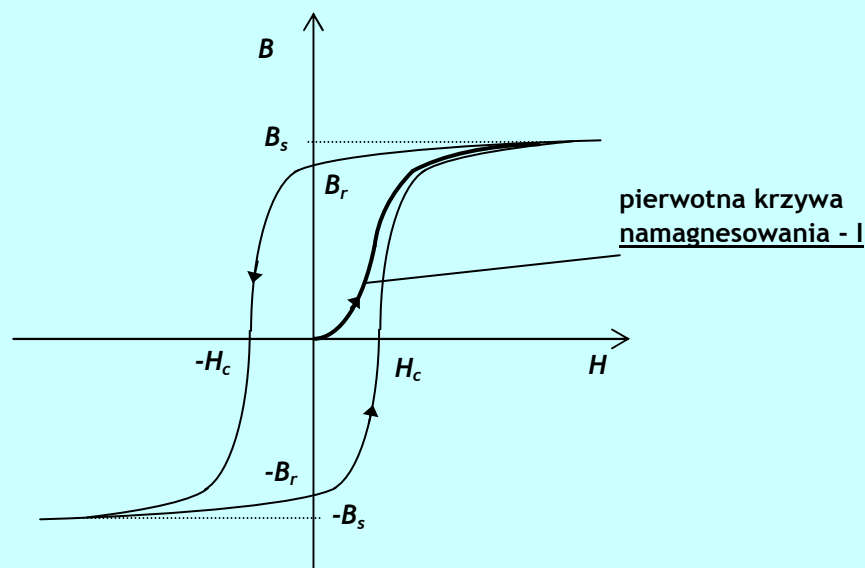
Ustawienie domen zgodnie z zewnętrznym polem powoduje wzrost indukcji magnetycznej w próbce (krzywa I na rys.7 zwana krzywą pierwotnego namagnesowania) aż do osiągnięcia nasycenia (wartość B_s na rys.7). Odpowiada to całkowitemu uporządkowaniu domen. Dalszy wzrost indukcji magnetycznej w próbce spowodowany będzie tylko wzrostem pola H (gdyż wszystkie domeny są już uporządkowane).

Rys.6. Zachowanie się domen podczas narastania pola H

1.4. Pętla histerezy magnetycznej

Przy zmniejszaniu natężenie pola magnetycznego H , indukcja próbki będzie maleć, ale wzdłuż innej krzywej (krzywa II - rys.7). Oznacza to, że domeny nie wracają do pierwotnej orientacji. Przy całkowitym zaniku pola H (patrz rys.7) indukcja w próbce posiadać będzie wartość B_r różną od zera, zwaną **indukcją szczytkową** (pole remanencji, indukcja szczytkowa, pozostałość magnetyczna). Przyłożenie pola H w kierunku przeciwnym, o wartości H_c zwanym **połem koercji**, spowoduje zmniejszenie indukcji do zera. Przy dalszym wzroście pola natężenia H w tym kierunku indukcja będzie rosta osiągnąć nasycenie w kierunku przeciwnym ($-B_s$).

Przy zmniejszaniu pola H (dla tego kierunku) sytuacja staje się symetrycznie podobna, a krzywa zamknie się.



Rys.7. Pętla histerezy z jej charakterystycznymi punktami.

Pole zawarte wewnątrz tej pętli, zwaną pętlą histerezy, przedstawia straty energii związane z przeorientowaniem domen (wzór 1). Jeżeli pole H nie będzie osiągać wartości, przy których wszystkie wartości domen będą uporządkowane, to kształt pętli będzie się zmieniał (rys.8a), przechodząc w krzywą zbliżoną do wydłużonej elipsy, a dla niektórych materiałów nawet w prostą. Krańcowe punkty pętli histerezy, nie wchodzącej w obszar nasycenia, leżą zawsze na krzywej pierwotnego namagnesowania (gruba linia na rys.8a).

Jeżeli indukcję pola magnetycznego B oraz wartość pola H będziemy rejestrować przy pomocy przyrządów o bardzo dużej czułości, to okaże się, że wykres $B(H)$ nie będzie linią gładką (rys. 8b). Barkhausen jako pierwszy uznał „schodkowy” kształt tego wykresu za obraz rzeczywistych procesów zachodzących w badanym materiale magnetycznym, a nie za błąd niedoskonałej aparatury pomiarowej. Dziś wiadomo, że efekt ten pochodzi m. in. od defektów struktury krystalicznej materiału. Ściany domen, przesuując się w materiale pod wpływem zmiany zewnętrznego pola magnetycznego, „zaczepiają” się o te defekty. Zanim pole H wzrośnie na tyle, aby ściana domenowa „ruszyła” dalej, indukcja B prawie nie ulega zmianie, a następnie gwałtownie rośnie do wartości wyznaczonej przez

względną przenikalność magnetyczną materiału. Istnienie pętli histerezy jest więc obrazem oddziaływania domen z zewnętrznym polem magnetycznym.

Podstawowym parametrem opisującym własności magnetyczne ośrodka jest jego **względna przenikalność magnetyczna** μ :

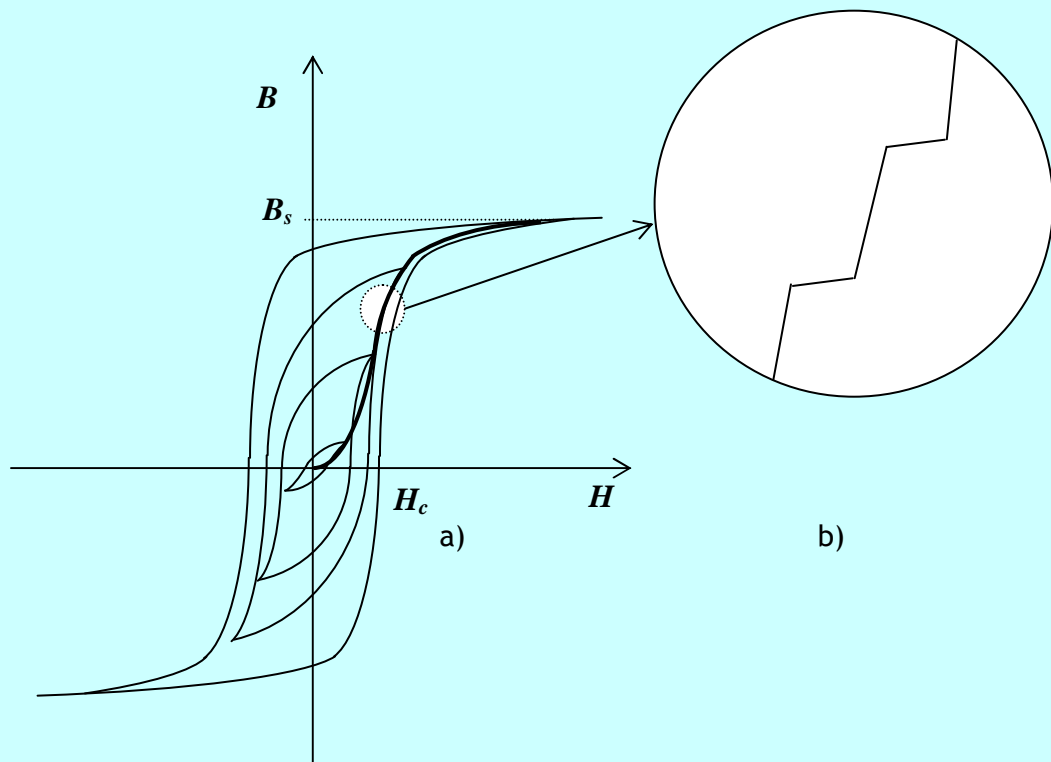
$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (2)$$

gdzie μ_0 - przenikalność magnetyczna próżni, równa $4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{N}{A^2} \right]$.

Dla badanych w opisywanym ćwiczeniu materiałów μ zależy od pola H a definicja (2) odnosi się do krzywej pierwotnego namagnesowania. Istnieje szereg innych, szczególnych definicji μ ,

np.: **przenikalność magnetyczna początkowa**: $\mu = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{\mu_0 H}$, czy różniczkowa: $\mu = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \Big|_{f=const}$,

mierzona przy stałej częstotliwości zmiennego pola magnetycznego.



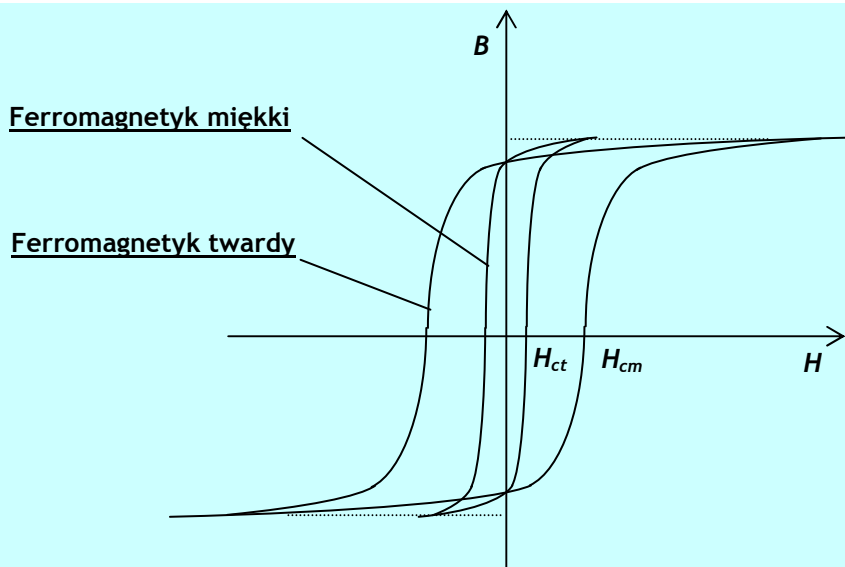
Rys.8. a) - kształt pętli histerezy w zależności od wartości zewnętrznego pola H ,
b) - efekt Barkhausena.

1.5. Pętle histerezy różnych materiałów ferromagnetycznych

Każdy rodzaj ferromagnetyka (substancji posiadającej uporządkowane momenty magnetyczne) charakteryzuje się własnym kształtem pętli histerezy. Zasadniczy ich podział to **materiały twarde i miękkie** (rys.9).

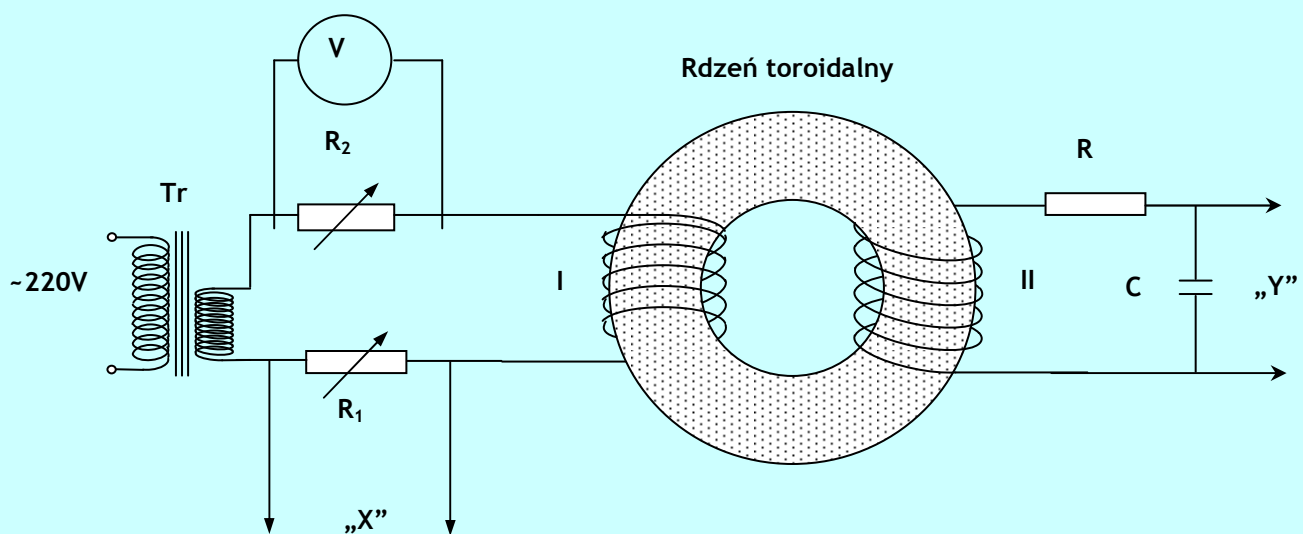
Materiały (magnetycznie) twarde posiadają szeroką pętlę histerezy. Wartość indukcji resztkowej B_r jest niewiele mniejsza od indukcji w nasyceniu B_s . Również duża jest wartość pola koercji H_c . Te cechy czynią materiały twarde doskonałymi magnesami trwałymi.

Materiały (magnetycznie) miękkie posiadają cechy przeciwne w stosunku do materiałów twardych. Z tego powodu nadają się do budowy rdzeni transformatorów, dławików itp. (jeżeli są dobrymi przewodnikami to tylko dla prądów o małej częstotliwości z powodu prądów wirowych indukowanych w materiale rdzenia i powodujących jego przegrzanie).



Rys.9. Pętla histerezy ferromagnetyka twardego i miękkiego.

2. Opis ćwiczenia



Rys.10. Schemat układu pomiarowego.

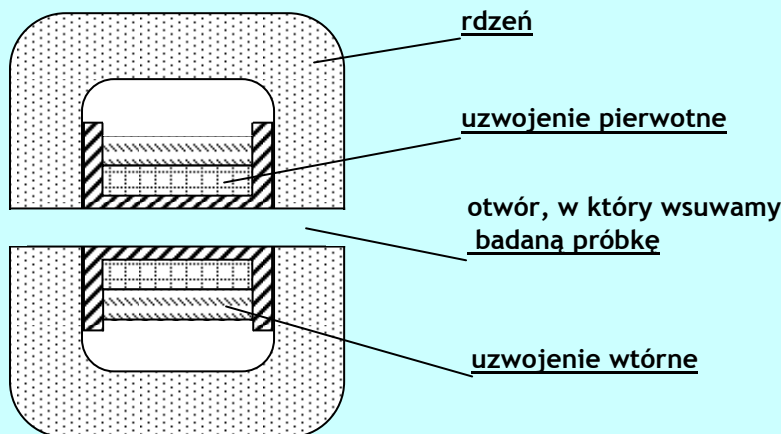
Jednym ze sposobów otrzymania pętli histerezy omawianej w poprzednim paragrafie jest zastosowanie oscyloskopu. Układ pomiarowy musi być tak dobrany aby wytwarzał napięciowy proporcjonalny do pola H (podawany jest on na płytce odchylające X) i sygnał napięciowy proporcjonalny do pola B (podawany na płytce odchylające Y). Warunki te spełnia układ pomiarowy, którego schemat przedstawiony jest na rys.10.

Najważniejszym elementem zestawu doświadczalnego jest toroid wykonany z badanego materiału, na którym nawinięte są dwa uzwojenia: pierwotne (I), wytwarzające pole H w toroidzie i wtórne (II). Prąd płynący w uzwojeniu wtórnym I poprzez układ całkujący (rezystor R i kondensator C) powoduje powstanie sygnału napięciowego U podawanego następnie na płytce Y oscyloskopu. Na wyjściu układu całkującego sygnał napięciowy jest proporcjonalny do wartości indukcji pola magnetycznego B .

W zestawie ćwiczeniowym używany jest również rdzeń o kształcie pokazanym na rys.11, wykonany z materiału o dużej przenikalności magnetycznej. W środkowej części rdzenia znajduje się przelotowy otwór, który otaczają uzwojenia: pierwotne i wtórne. W otwór ten wsuwamy dopasowany pręt wykonany z badanego materiału.

Taki rdzeń, niewymagający każdorazowego nawijania uzwojeń przy zmianie badanego materiału, ułatwia wykonanie doświadczenia, ale dokładność pomiarów staje się problematyczna jeśli przenikalność magnetyczna badanego materiału staje się porównywalna z przenikalnością rdzenia. Wówczas wyniki mogą mieć charakter tylko orientacyjny. Wady tej pozbawiony jest rdzeń toroidalny, w którym linie pola magnetycznego zamykają się (po przebiegnięciu całej długości toroidu) w tym samym materiale.

W układzie przedstawionym na rys.10 pole H wytwarzane jest przez uzwojenie (I), zasilane przez transformator sieciowy Tr . W obwodzie uzwojenia pierwotnego znajdują się, włączone szeregowo dwa rezystory regulowane R_1 i R_2 . Rezystor R_1 służy do regulacji napięcia podawanego na płytki X oscyloskopu, a R_2 reguluje prąd płynący przez uzwojenie pierwotne, czyli reguluje wartość pola H (bez istotnej zmiany napięcia na płytkach X). Zwracamy uwagę, że wartość prądu w uzwojeniu pierwotnym, obliczona na podstawie wartości rezystancji R_2 oraz wskazań woltomierza będzie natężeniem skutecznym I_{sk} .



Rys. 11. Przekrój rdzenia używanego do orientacyjnego badania pętli histerezy prądów.

Wiadomo, że natężenie maksymalne prądu zmiennego jest więc równe: $I_{max} = \sqrt{2}I_{sk}$. W chwili przepływu prądu o maksymalnym natężeniu napięcie na rezystorze R_1 będzie też maksymalne i największe będzie wychylenie plamki x_{max} na ekranie oscyloskopu w kierunku X . Ponieważ zachodzi proporcjonalność pomiędzy aktualną wartością natężenia przepływającego prądu przez rezystor R_1 , a wychyleniem plamki w kierunku X ($I/I_{max} = x/x_{max}$), to możemy określić wartość natężenia prądu płynącego przez obwód pierwotny I odpowiadającą danemu wychyleniu x , zgodnie ze wzorem:

$$I = \sqrt{2}I_{sk} \frac{x}{x_{max}}. \quad (3a)$$

Znając liczbę zwojów N_1 uzwojenia pierwotnego, długość uzwojenia l , możemy wyliczyć (po uwzględnieniu (3a)) aktualną wartość natężenia pola magnetycznego H ze wzoru:

$$H = \frac{IN_1}{l} = \frac{\sqrt{2}I_{sk} x N_1}{l x_{max}}. \quad (3b)$$

Z wzoru (3b) możemy łatwo znaleźć pole koercji H_c jeżeli podstawimy $x = x_c$, x_c - wartość wychylenia w kierunku X dla punktu koercji. Napięcie wytworzone w zwoju wtórnym (II) jest równe, zgodnie z prawem Faraday'a:

$$U = N_2 \frac{d\phi}{dt}, \quad (3c)$$

gdzie N_2 - ilość zwojów uzwojenia wtórnego.

Ponieważ badany materiał ma dużą przenikalność magnetyczną możemy przyjąć, że linie indukcji magnetycznej zamykają się wyłącznie w próbce; zatem: $\phi = BS$, (B - wartość wektora indukcji magnetycznej, S - pole przekroju rdzenia). Napięcie wytworzone w obwodzie wtórnym (II) będzie więc na podstawie (3c) proporcjonalne do $\frac{dB}{dt}$.

Nie jest ono odpowiednie do obserwacji pętli histerezy, ponieważ potrzebne jest nam napięcie proporcjonalne do B . Uzyskać je możemy w układzie, w którym wyjście uzwojenia wtórnego połączymy z obwodem złożonym z rezystora R i kondensatora C w sposób pokazany na rys.10, czyli zastosujemy obwód całkujący.

Na podstawie praw Kirchhoffa:

$$U = U_R + U_C = RI + \frac{Q}{C}$$

Jeżeli poprzez dobór odpowiedniej wartości R i C spełnimy warunek: $RI \gg \frac{Q}{C}$ (dla prądu zmiennego o częstotliwości ω warunek ten jest równoważny wyrażeniu: $R \gg \frac{1}{C\omega}$), to wartość prądu w obwodzie II określona będzie tylko wartością rezystancji R i wynosić będzie $I_2 = \frac{N_2}{R} \cdot \frac{d\phi}{dt}$. Natomiast napięcie U_C na kondensatorze C , podawane na płytce Y oscyloskopu, wynosić będzie:

$$U_C = \int \frac{d\Phi}{dt} dt = \frac{Q}{C} = \frac{\int I_2 dt}{C} = \frac{N_2}{RC} \Phi = \frac{N_2 BS}{RC} \quad (4)$$

Okazuje się więc, że w tych warunkach napięcie na kondensatorze jest już proporcjonalne do wartości indukcji B . Nastąpiło scałkowanie napięcia wytworzonego w uzwojeniu wtórnym. Napięcie U_C możemy zmierzyć korzystając z oscyloskopu, a z równania (5) wyliczyć wartość indukcji B w interesującym nas punkcie pętli, ze wzoru:

$$B = \frac{U_C RC}{N_2 S} \quad (5)$$

Obserwując na ekranie oscyloskopu pętlę histerezy możemy określić z równania (5) jej charakterystyczne parametry: indukcję nasycenia (B_s) i indukcję resztkową (B_r), mierząc U_C dla tych punktów.

3. Wykonanie ćwiczenia

1. Zestawić układ pomiarowy wg. rys.10 zastępując toroid rdzeniem przedstawionym na rys.11.
2. Po sprawdzeniu układu przez prowadzącego ćwiczenie otrzymać pętlę histerezy dla dołączonych prętów.
Uwaga! Pręt ferrytowy posiada bardzo wąską pętlę histerezy. Należy więc rozciągać obraz w kierunku osi OX zmniejszając jednocześnie wartość prądu w uzwojeniu pierwotnym.
3. Zamienić rdzeń z wsuwanymi prętami na rdzenie toroidalne i po sprawdzeniu układu przez prowadzącego otrzymać pętlę histerezy dla takiego natężenia prądu aby indukcja magnetyczna próbki osiągnęła wartość nasycenia. Wpisać potrzebne dane do wyliczenia charakterystycznych parametrów badanego materiału, według tabeli 1

Tabela 1.

Badany materiał	Pole przekroju próbki	Liczba zwojów uzwojenia pierwotnego	Liczba zwojów uzwojenia wtórnego	Długość uzwojenia
	S [m ²]	N ₁	N ₂	l [m]
Permaloj				
Ferryt				

4. Ustawić wartość R_2 tak, aby otrzymać największą pętlę histerezy i w tabeli 2 zanotować: R_2 - wartość rezystancji, U_{R2} - wartość napięcia na rezystorze R_2 , I_{sk} - skuteczną wartość natężenia prądu płynącego w uzwojeniu pierwotnym, x_{max} - maksymalne wychylenie plamki w kierunku OX, x_c - wychylenie plamki w kierunku OX odpowiadające polu koercji H_c , x_s - wychylenie plamki w kierunku OX odpowiadające indukcji nasycenia B_s , α - czułość wejścia „Y” oscyloskopu, y_{sc} - wychylenie plamki w kierunku OY odpowiadające indukcji nasycenia B_s , y_{cr} - wychylenie plamki w kierunku OY odpowiadające indukcji resztkowej B_r , szacując również dokładność wyznaczenia x , I_{sk} , y .

Tabela 2

Badany materiał:											
R_2	U_{R2}	I_{sk}	x_{max}	x_c	x_s	α	y_{cs}	y_{cr}	u(x)	u(y)	u(I_{sk})
[Ω]	[V]	[A]	[cm]	[cm]	[cm]	[V/cm]	[cm]	[cm]	[cm]	[cm]	[A]

5. Zasilic badany rdzeń małym prądem magnesującym tak, aby na ekranie była widoczna prosta lub wydłużona elipsa. Zmierzyć parametry I_{sk} i U_c , pozwalające określić krańcowe wartości pól H i B (wzory (3b) i (5)). Następnie zwiększać stopniowo natężenie prądu w uzwojeniu I i za każdym razem notować parametry pozwalające wyznaczyć krańcowe wartości pól B i H. Wyniki notować w tabeli 3.
6. Zmienić badany rdzeń na rdzeń toroidalny, przeznaczony do zanurzenia w podgrzewanej kąpieli olejowej i podłączyć miernik temperatury.

Tabela 3.

Badany materiał:										
R_2	U_{R2}	I_{sk}	x_{max}	x_c	α	y_{cs}	U_{cs}	H	B	
[Ω]	[V]	[A]	[cm]	[cm]	[V/cm]	[cm]	[V]	[A/m]	[T]	
...										

7. Po otrzymaniu pętli histerezy na ekranie oscyloskopu, włączyć napięcie zasilające, grzałkę i napęd wiatraczka usuwającego pary oleju. Zanurzyć rdzeń w oleju i obserwować pętlę na ekranie oscyloskopu. Z chwilą kiedy pętla posiadać będzie niewielkie rozmiary, włączyć zasilanie grzałki. W momencie jej zniknięcia odczytać i zanotować temperaturę Curie.
8. Wyjąć rdzeń z kąpieli olejowej i zaobserwować ponowne pojawienie się pętli histerezy, notując temperaturę przy której zaczyna się ona pojawiać.
9. Po podpisaniu wyników przez prowadzącego rozmontować i uporządkować stanowisko pomiarowe.

4. Opracowanie wyników

- Korzystając z wyników pomiarów oraz wzorów (5) i (3b) przeprowadzić obliczenia B_s , μ (w punkcie pętli $B=B_s$), B_r i H_c oraz niepewności $u(B_s)$, $u(\mu)$, $u(B_r)$ i $u(H_c)$ dla badanych materiałów i wyniki wpisać do tabeli 4:

Tabela 4.

Badany materiał	B_s [T]	B_r [T]	H_c [A/m]	μ
permaloj				
ferryt				

- Wykonać wykresy krzywych namagnesowania pierwotnego $B(H)$ dla badanych materiałów, pamiętając o jednostkach na skali wykresów, a na ich tle naszkicować przybliżony obraz części odpowiedniej pętli histerezy, z zaznaczeniem wartości B_s , B_r i H_c z tabeli 4.
- Określić, który z badanych materiałów lepiej nadaje się do wykonania magnesu trwałego.

5. Pytania kontrolne

- Jakie jest uporządkowanie momentów magnetycznych w ferromagnetyku, antyferromagnetyku i ferrimagnetyku?
- Wyjaśnić przyczynę występowania domen magnetycznych.
- Jakie charakterystyczne punkty wyróżniamy w pętli histerezy magnetycznej?
- Jaka jest rola układu całującego w obserwacji pętli histerezy na ekranie oscyloskopu?
- Jak można zinterpretować efekt Barkhausena?

6. Literatura

- D.Holliday, Fizyka t.2, PWN Warszawa 1994
- Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M.: "Feynmana wykłady z fizyki" tom II, część II, W-wa 1972
- Sz. Szczeniowski, Fizyka doświadczalna cz.3 - elektryczność i magnetyzm, PWN, W-wa 1980
- C. Kittel „Wstęp do fizyki ciała stałego” PWN, Warszawa 1976