

ЛЕКЦІЯ 7

МАГНЕТНЕ ПОЛЕ РУХОМОГО ЗАРЯДУ. ЯВИЩЕ ЕЛЕКТРОМАГНЕТНОЇ ІНДУКЦІЇ

7.1. Магнетне поле рухомого заряду. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у магнетному полі.

7.2. Ефект Холла. Магнетогазодинамічний генератор та його використання.

7.3. Явище електромагнетної індукції.

7.4. Самоіндукція. Індуктивність. Е.р.с. самоіндукції.

7.1. Магнетне поле рухомого заряду. Сила Лоренца. Рух заряджених частинок у магнетному полі

Покажемо, що будь-яка заряджена частинка в процесі руху утворює у навколишньому просторі магнетне поле.

Скористаємось законом Біо – Савара – Лапласа для елемента струму:

$$dB = \frac{\mu\mu_0 Idl \sin|dl \wedge r|}{4\pi r^2}, \quad (7.1.1)$$

де μ - магнетна проникність середовища (для не феромагнетиків наближено дорівнює одиниці); μ_0 – магнетна стала ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$); I – струм у провіднику; dl - елемент провідника; r - відстань від елемента струму, до точки знаходження індукції магнетного поля; $(dl \wedge r)$ - кут між елементом провідника і радіусом-вектором r .

Струм I у провіднику виразимо через густину струму j переріз S , а саме

$$I = jS. \quad (7.1.2)$$

Густину струму виразимо із електронної теорії

$$j = nq_0\bar{v}, \quad (7.1.3)$$

де n – концентрація вільних носіїв струму в провіднику; q_0 – елементарний заряд; \bar{v} - середня швидкість направлено руху носіїв струму в провіднику.

Підставимо (7.1.2) і (7.1.3) у (7.1.1), одержимо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 nq_0\bar{v}Sdl \sin|v \wedge r|}{4\pi r^2}. \quad (7.1.4)$$

Напрямок вектора v збігається з напрямком dl , тому

$$\sin(\hat{dl} \cdot \hat{r}) = \sin(\hat{v} \cdot \hat{r}).$$

Замінімо у співвідношенні (7.1.4) Sdl на dV і ndV на dN , одержимо

$$dB = \frac{\mu\mu_0 q_0 \bar{v} dN \sin|\hat{v} \cdot \hat{r}|}{4\pi r^2}, \quad (1.2.1.5)$$

де dB - індукція магнетного поля, яка створюється dN зарядами на відстані r від елемента струму, у якому рухаються ці заряди.

Магнетне поле одного рухомого заряду легко розрахувати, поділивши ліву і праву частини (7.1.5) на dN :

$$B_0 = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu\mu_0 q_0 \bar{v} \sin(\hat{v} \cdot \hat{r})}{4\pi r^2}, \quad (7.1.6)$$

де B_0 - магнетне поле одного рухомого заряду (рис. 7.1); q_0 - величина цього заряду; \bar{v} - середня швидкість направлено руху заряду.

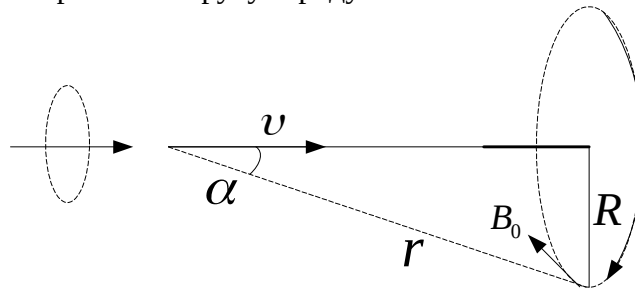


Рис. 7.1

На рис.7.1 індукція магнетного поля одного заряду B_0 є дотичною до силової лінії, яка має напрям обертання правого гвинта.

У векторній формі індукція магнетного поля рухомого заряду записується так

$$\vec{B}_0 = \frac{\mu\mu_0 q_0}{4\pi r^3} [\vec{v} \cdot \hat{r}]. \quad (7.1.7)$$

Оскільки рухомий електричний заряд в навколишньому просторі створює магнетне поле, то з сторони зовнішнього поля на цей заряд має діяти магнітна сила. Цю силу називають **силою Лоренца**.

Величину сили Лоренца визначимо, скориставшись силою Ампера

$$dF_A = IBdl \sin(\hat{B} \cdot \hat{dl}), \quad (7.1.8)$$

де dF_A - сила, з якою зовнішнє магнетне поле діє на елемент провідника із струмом Idl .

Замінюємо струм I на густину струму в провіднику j і його значення з електронної теорії

$$I = jS = nq_0 \bar{v} S,$$

де n – концентрація носіїв струму в провіднику; q_0 – елементарний позитивний заряд; \bar{v} - середня швидкість направлено руху носіїв струму; S – переріз провідника.

У цьому випадку сила Ампера буде дорівнювати

$$dF_A = nq_0\bar{v}SdlB\sin(B \wedge dl), \quad (7.1.9)$$

де dF_A - сила, з якою зовнішнє магнетне поле діє на магнетні поля всіх рухомих електричних зарядів, які є у виділеному елементі dl провідника.

Оцінімо число рухомих електричних зарядів у елементі струму Idl , яке в нашому випадку дорівнює

$$nSdl = dN.$$

Поділимо (7.1.9) на указане число електричних зарядів dN й одержимо

$$F_n = \frac{dF_A}{dN} = q_0\bar{v}B\sin(B \wedge r), \quad (7.1.10)$$

де F_n - сила Лоренца – сила з якою зовнішнє магнетне поле діє на магнетне поле окремого електричного заряду; q_0 - величина елементарного заряду; \bar{v} - середня швидкість направлено руху носіїв струму; B - індукція зовнішнього магнетного поля.

У векторній формі сила Лоренца записується так:

$$F_n = q_0[v \cdot B]. \quad (7.1.11)$$

Напрямок вектора сили Лоренца визначається правилом лівої руки, аналогічно правилу лівої руки для напрямку сили Ампера.

При дії на рухому заряджену частинку електромагнетного поля сила Лоренца буде складатися із двох складників, електричної сили qE і магнетної сили $q_0[v \cdot B]$, тобто

$$F_n = qE + q_0[v \cdot B]. \quad (7.1.12)$$

Формула (7.1.12) є найбільш загальним виразом сили Лоренца для малих швидкостей руху заряду.

Розглянемо рух зарядженої частинки в зовнішньому магнітному полі.

а) нехай заряджена частинка влітає перпендикулярно до напрямку силових ліній зовнішнього магнетного поля (рис.7.2).

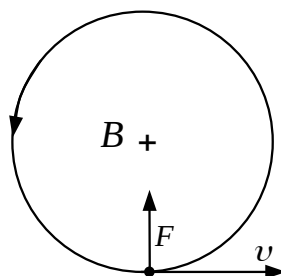


Рис.7.2

Сила Лоренца в цьому випадку виконує роль доцентрової сили, під дією якої заряджена частинка буде рухатися по коловій траєкторії. Рівняння руху зарядженої частинки запишеться

$$q_0 v B = \frac{m v^2}{R}, \quad (7.1.13)$$

де $\sin(\vec{B} \wedge \vec{v}) = \sin \frac{\pi}{2} = 1$; m - маса частинки.

Визначимо радіус траєкторії обертання, а також період обертання, вважаючи, що

$$v = \omega R, \quad \text{і} \quad v = \frac{2\pi}{T} R.$$

У цьому випадку радіус кривизни траєкторії й період обертання заряду будуть дорівнювати

$$R = \frac{m v}{q_0 B}; \quad T = \frac{q_0 B}{2\pi m}, \quad (7.1.9)$$

де R - радіус кривизни траєкторії; m - маса частинки; v - лінійна швидкість обертання; q_0 - елементарний позитивний заряд; B - індукція магнетного поля.

б) у випадку руху зарядженої частинки паралельного напрямку силових ліній зовнішнього магнетного поля (рис.7.3) будемо мати.

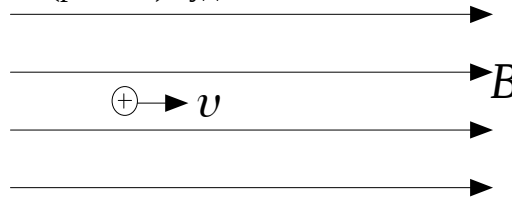


Рис. 7.3

Сила Лоренца в цьому випадку буде дорівнювати нулю, оскільки кут між векторами v і B дорівнює нулю. Зовнішнє магнетне поле не буде діяти на магнетне поле рухомої зарядженої частинки, якщо вона рухається паралельно силовим лініям зовнішнього магнетного поля.

в) якщо заряджена частинка попадає у зовнішнє магнетне поле під деяким кутом α до напрямку силових ліній поля, то вона буде рухатись уздовж гвинтової траєкторії, як це показано на (рис.7.4).

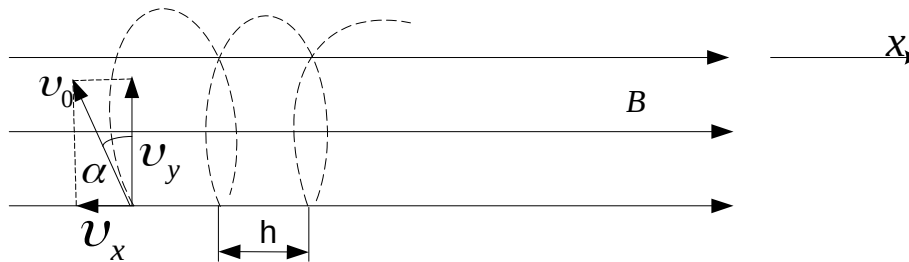


Рис.7.4

З рисунка видно, що

$$F_L = qv_y B = qv_0 B \sin \alpha . \quad (7.1.15)$$

Рівняння руху по коловій траєкторії буде мати вигляд

$$\frac{mv_y^2}{R} = qv_y B , \quad (7.1.16)$$

де $v_y = v_0 \sin \alpha$; R - радіус колової траєкторії.

Крок гвинтової лінії h , або шлях, який проходить заряджена частинка за один повний оберт у горизонтальному напрямі, можна розрахувати так:

$$h = v_x \cdot T , \quad \text{де } v_x = v_0 \cos \alpha . \quad (7.1.17)$$

Період обертання визначають із рівняння руху (7.1.16), шляхом заміни лінійної швидкості на кутову, яку в свою чергу виражають через період обертання

$$v_y = \omega R = \frac{2\pi}{T} R .$$

7.2. Ефект Холла. Магнетогазодинамічний генератор та його використання

Розмістимо провідник зі струмом у перпендикулярне зовнішнє магнетне поле, як це показано на рис.7.5.

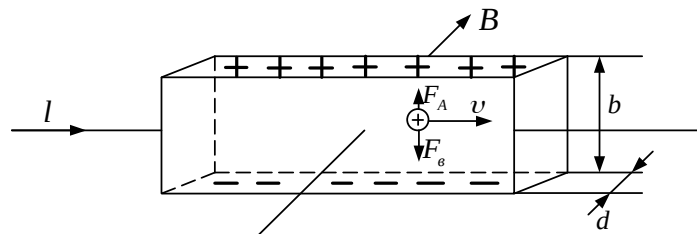


Рис. 7.5

Сила Лоренца F_L зміщує рухомі електричні заряди, створюючи на гранях провідника різницю потенціалів, яку називають **холлівською різницею потенціалів** U_x .

Перерозподіл зарядів буде завершений, якщо сила Лоренца F_L стане дорівнювати електричній силі F_e , тобто

$$q\bar{v} B = qE = q \frac{U_x}{b} , \quad (7.2.1)$$

де b - ширина провідника; U_x – холлівська різниця потенціалів; q – елементарний позитивний заряд.

З (7.2.1) одержуємо

$$U_x = \bar{v} B b .$$

Середню швидкість направлено руху зарядів у провіднику знайдемо із електронної теорії, в цьому випадку

$$I = jS = nq\bar{v}S = nq\bar{v}bd, \quad (7.2.3)$$

звідки

$$\bar{v} = \frac{I}{nqbd}. \quad (7.2.4)$$

Підставимо (7.2.4) в (7.2.2) і після відповідних скорочень будемо мати

$$U_x = \frac{1}{nq} \frac{IB}{d}, \quad (7.2.5)$$

де U_x - холлівська різниця потенціалів, яка створюється на гранях провідника із струмом у зовнішньому магнетному полі; I – величина струму у провіднику; d – товщина провідника; n – концентрації вільних носіїв; q – елементарний позитивний заряд.

Величину $\frac{1}{nq} = R_x$ - називають сталою Холла.

Ефект Холла має широке практичне використання. За допомогою ефекту Холла легко визначають знак носіїв струму у провіднику або напівпровіднику. Ефект Холла дає можливість визначити концентрацію вільних носіїв, а також будувати датчики Холла, які використовуються для вимірювання індукції зовнішнього магнетного поля.

Для підвищення к.к.д. теплових електростанцій може бути використаний магнетогазодинамічний генератор, який працює на принципі ефекту Холла (рис.7.6).

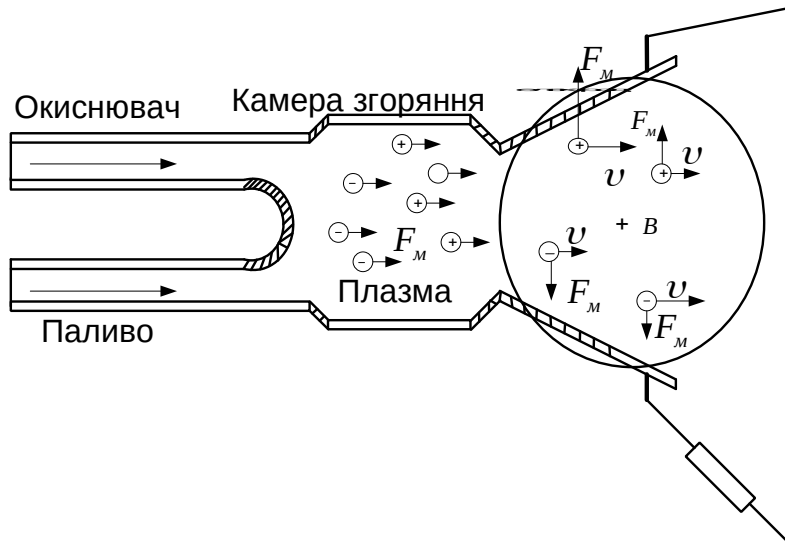


Рис. 7.6

Перерозподіл поперечним магнетним полем електричних зарядів нагрітих відпрацьованих газів (утворюються в котлі при спалюванні палива), приводить до виникнення різниці потенціалів на пластинах конденсатора $\varphi_1 - \varphi_2$, яку можна практично використати для живлення струмом обладнання самої теплової станції. При цьому зниження температури нагрітих газових продуктів горіння від T_1 до T_2 дає можливість підвищити к.к.д. енергетичного блоку

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Якщо на вході в магнетогазодинамічний генератор (показаний на рис.7.6) продукти горіння матимуть температуру $T_1 = 3000\text{K}$, а на виході - $T_2 = 2500\text{K}$, то к.к.д. блока станції може підвищитись майже на 15%, що суттєво покращує показники роботи самої теплової електростанції.

7.3. Явище електромагнетної індукції

У 1831 році Фарадей відкрив один із найбільш фундаментальних законів електродинаміки – **явище електромагнетної індукції**.

З'єднаємо соленоїд з гальванометром, як це показано на рис.7.7. Якщо постійний магніт вводити в котушку і виводити з котушки, то гальванометр покаже наявність електричного струму. Напрямок відхилення стрілки гальванометра змінюється при введенні і виведенні постійного магнету.

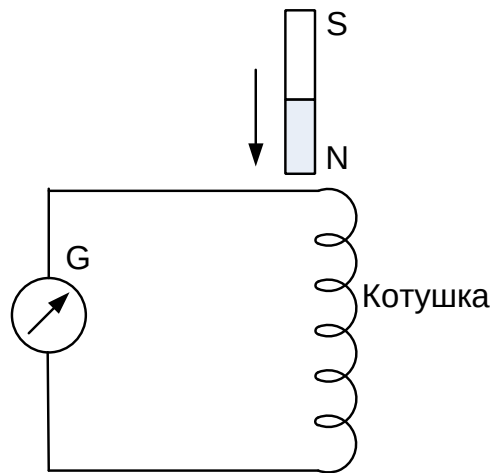


Рис. 7.7

Відхилення стрілки буде більшим, якщо швидкість введення або виведення магнету збільшувати. Цей же ефект можна спостерігати і у випадку руху не постійного магнету, а котушки.

Відкрите Фарадеєм фізичне явище носить назву **явища електромагнетної індукції**. Суть явища полягає у тому, що у замкнутому контурі при зміні в ньому потоку магнетної індукції, виникає електричний струм, який був названий індукційним.

Основні властивості індукційного струму такі:

- виникає завжди при зміні в контурі потоку магнітної індукції;

- сила індукційного струму не залежить від способу зміни потоку магнетної індукції, а визначається лише швидкістю зміни потоку.

Відкриття явища електромагнетної індукції підтвердило тісний зв'язок електричних і магнітних явищ та дало можливість побудувати генератори електричного струму з використанням у них змінного магнетного поля.

На основі виявленого фізичного явища був сформульований **закон електромагнетної індукції**, який називають законом Фарадея-Ленца

$$\varepsilon_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad , \quad (7.3.1)$$

де $d\Phi = BdS$ - зміна магнетного потоку (вимірюється у Вб); dt – час, за який відбувається ця зміна; ε_i – електрорушійна сила індукції.

Електрорушійна сила індукції у контурі чисельно дорівнює швидкості зміни магнетного потоку крізь поверхню, обмежену цим контуром. Знак мінус характеризує правило Ленца. Суть цього правила в тому, що в замкнутому контурі виникає індукційний

струм такого напрямку, що його власне магнетне поле протидіє будь-якій зміні зовнішнього магнетного поля.

Е.р.с. індукції вимірюється у вольтах

$$\left[\frac{d\Phi}{dt} \right] = \frac{B\delta}{c} = B.$$

На явищі електромагнетної індукції працюють практично всі генератори електричного струму, які діють на різних електростанціях.

7.4. Самоіндукція. Індуктивність. Е.р.с. самоіндукції

При зміні сили струму в контурі буде змінюватись зчеплений з контуром магнетний потік. Це приводить до виникнення в цьому ж контурі електрорушійної сили, яку назвали е.р.с. **самоіндукції**. Іншими словами це явище пояснюється так – зменшення або збільшення струму в котушці приводить до утворення власної е.р.с. і, як наслідок, ще одного струму, який називається струмом самоіндукції. Магнетне поле струму самоіндукції перешкоджає зміні основного магнетного поля у відповідності з правилом Ленца.

Електрорушійна сила самоіндукції залежить від швидкості зміни струму в котушці та від кількості в ній витків

$$\varepsilon_c = - \frac{d\Phi}{dt} = - L \frac{dI}{dt}, \quad (7.4.1)$$

де L - індуктивність котушки ($L = \mu\mu_0 n^2 V$), визначається числом витків на одиницю довжини n і об'ємом котушки V , а також наявністю феромагнетного осердя μ ; $\frac{dI}{dt}$ - швидкість зміни струму в котушці.

Знак мінус у формулі (7.4.1) показує, що при зменшенні струму у котушці струм самоіндукції за напрямком збігається з основним струмом і таким чином своїм магнетним полем перешкоджає його зменшенню. При наростанні основного струму у котушці струм самоіндукції миттєво змінює свій напрям на протилежний і створеним струмом самоіндукції магнетним полем протидіє наростанню основного магнетного поля.

Індуктивність котушки є її характеристикою, подібно до ємності конденсатора. Індуктивність вимірюється у генрі (Гн)

$$[L] = \frac{[\varepsilon_c] \cdot [dt]}{dI} = \frac{B \cdot c}{A} = \text{Гн}.$$

З іншого боку, якщо в просторі, де перебуває контур зі струмом I , відсутні феромагнетики, то поле B , а це означає і повний магнетний потік Φ через контур, буде пропорційним силі струму, тобто

$$\Phi = LI. \quad (7.4.2)$$

Тому розмірність індуктивності дорівнює

$$[L] = \left[\frac{\Phi}{I} \right] = \frac{B\delta}{A} = \text{Гн}.$$

Визначимо **індуктивність соленоїда**. Магнетний потік через довгу котушку з витками, яку називають соленоїдом, дорівнює

$$\Phi = BNS = \frac{\mu\mu_0 N^2}{l} IS. \quad (7.4.3)$$

З другого боку

$$\Phi = LI. \quad (7.4.4)$$

В обох випадках магнетний потік є повним, тобто зчепленим з усіма витками соленоїду. Прирівняємо праві сторони рівностей (7.4.3) і (7.4.4), одержимо

$$LI = \frac{\mu\mu_0 N^2}{l} IS.$$

Звідки індуктивність соленоїда буде дорівнювати

$$L = \frac{\mu\mu_0 N^2}{l} S = \mu\mu_0 n^2 V,$$

де

$$n^2 = \frac{N^2}{l^2}; \quad \text{і} \quad V = lS.$$

ЛЕКЦІЯ 8 ВИХРОВИЙ ХАРАКТЕР МАГНЕТНОГО ПОЛЯ

8.1. Закон повного струму. Використання закону повного струму для розрахунку магнетного поля.

8.2. Магнетний потік. Теорема Гаусса для магнетного поля.

8.3. Робота переміщення провідника із струмом і контуру із струмом у магнетному полі.

8.4. Енергія магнетного поля.

8.1. Закон повного струму. Використання закону повного струму для розрахунку магнетного поля

Скористаємось рівнянням Максвелла для циркуляції вектора напруженості магнетного поля

$$\oint_L H dl = \oint_S (j + \frac{\partial D}{\partial t})_n dS, \quad (8.1.1)$$

де j – густина струму провідності вільних електричних зарядів; $\frac{\partial D}{\partial t}$ – струм зміщення, не пов'язаний з наявністю вільних електричних зарядів; H – напруженість магнетного поля.

У провідниках, в яких є вільні електричні заряди, струм зміщення відсутній (він може існувати лише у діелектричному середовищі), тобто

$$(\frac{\partial D}{\partial t})_n dS = 0.$$

У цьому випадку рівняння (8.1.1) набуває вигляду:

$$\oint_L H dl = \oint_S j dS = \sum_{i=1}^n I_i. \quad (8.1.2)$$

Рівняння (8.1.2) називається **законом повного струму**. Для написання закону повного струму через індукцію магнетного поля слід замінити H у формулі (8.1.2) на

$$H = \frac{B}{\mu\mu_0}.$$

Закон повного струму у цьому випадку матиме вигляд

$$\oint_L B dl = \mu\mu_0 \sum_{i=1}^n I_i. \quad (8.1.3)$$

Рівняння (8.1.3) формулюється так:

Циркуляція вектора індукції магнетного поля уздовж довільного замкнутого контуру дорівнює алгебраїчній сумі всіх струмів, охоплених цим контуром і помноженій на $\mu\mu_0$.

Як видно з рівняння (8.1.3)

$$\oint_L B dl \neq 0.$$

Таке магнітне поле називається вихровим. Силкові лінії магнетного поля є завжди замкнутими.

Скористаємось законом повного струму (8.1.3) для розрахунку магнетного поля соленоїда і тороїда.

а) знайдемо циркуляцію вектора B вздовж замкнутого контуру ABCD (рис.8.1). У нашому випадку витки в соленоїді щільно прилягають один до одного. Соленоїд має довжину, значно більшу за діаметр.

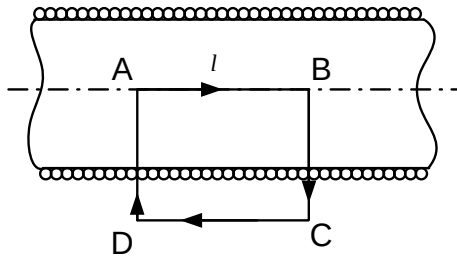


Рис.8.1

$$\oint_L Bdl = \int_A^B Bdl + \int_B^C Bdl + \int_C^D Bdl + \int_D^A Bdl .$$

На ділянках DA і BC $\int Bdl = 0$; Тут $\vec{B} \wedge \vec{dl} = \frac{\pi}{2}$, а $\cos \frac{\pi}{2} = 0$

На ділянці CD $\int Bdl = 0$; Цю ділянку можна вибрати досить далеко від соленоїда, де магнетне поле відсутнє.

Тому з урахуванням цих зауважень маємо:

$$\int Bdl = \mu\mu_0 NI . \quad (8.1.4)$$

де N – число витків, які вкладаються в інтервалі довжини соленоїда AB;
I – струм, який протікає в цих витках.

Але $\int Bdl = Bl$, де $l = AB$. Закон повного струму в цьому випадку переписеться:

$$Bl = \mu\mu_0 IN . \quad (8.1.5)$$

Звідки індукція магнетного поля на осі довгого соленоїда буде дорівнювати:

$$B = \mu\mu_0 \frac{N}{l} I = \mu\mu_0 nI . \quad (8.1.6)$$

Вираз (8.1.6) показує, що на осі довгого соленоїда зі струмом I індукція магнетного поля дорівнює:

$$B = \mu\mu_0 nI.$$

б) магнітне поле на осі тороїда.

Розглянемо тороїд, який має вигляд довгого соленоїда, кінець і початок якого збігаються (рис.8.2).

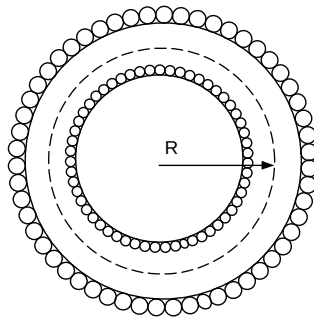


Рис.8.2

Витки в такій котушці щільно прилягають один до одного, а радіус осьової лінії R . Знайдемо циркуляцію вектора B вздовж осьової лінії тороїда

$$\oint_L B dl = \mu\mu_0 NI,$$

де N - число витків у тороїді; I - струм у витках.

Але $\oint_L dl = 2\pi R$ - довжина кола вздовж осьової лінії, тому

$$B = \frac{\mu\mu_0 N}{2\pi R} I = \mu\mu_0 nI,$$

де $n = \frac{N}{2\pi R}$ - число витків на одиницю довжини осьової лінії тороїда.

Таким чином, індукція магнетного поля на осі тороїда визначається такою ж формулою, що і для довгого соленоїда, тобто

$$B = \mu\mu_0 nI . \quad (8.1.7)$$

8.2. Магнетний потік. Теорема Гаусса для магнетного поля

Потоком магнетної індукції або магнетним потоком називають скалярну величину, яка дорівнює:

$$d\Phi = B_n dS_n = B dS \cos(B \wedge n) , \quad (8.2.1)$$

де B_n - вектор індукції магнетного поля у напрямку нормалі до площадки dS (рис.8.3)

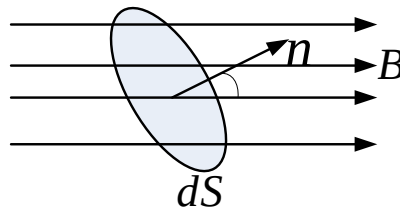


Рис.8.3

Повний магнетний потік через поверхню S знаходять шляхом інтегрування.

Розмірність магнетного потоку визначається так:

$$[\Phi] = [B] \cdot [S] = \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = \text{Вб}.$$

Магнетному потоку в 1 Вб відповідає 10^8 силових ліній індукції магнітного поля крізь площадку в 1 м^2 .

У випадку замкнутої поверхні слід відрізнити між собою такі особливості:

- силові лінії, які входять у поверхню, мають від'ємний потік, тому в цьому випадку

$$(\vec{B} \wedge \vec{n}) > \frac{\pi}{2};$$

- силові лінії, які виходять з поверхні мають

$$(\vec{B} \wedge \vec{n}) < \frac{\pi}{2};$$

- у загальному випадку

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (8.2.2)$$

Вираз (8.2.2) є теоремою Гаусса для магнетного поля. Суть цієї теореми полягає в тому, що силові лінії магнетного поля не пов'язані з магнетними зарядами. Магнетних зарядів у природі не існує. Описане явище показане на рис. 8.4.

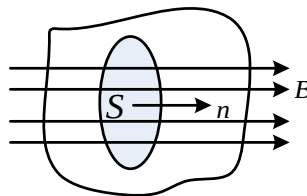


Рис.8.4

$$\oint \vec{B} d\vec{S} n = NS - NS = 0. \quad (8.2.3)$$

8.3. Робота переміщення провідника із струмом і контуру із струмом у магнетному полі

Знайдемо роботу, яку слід виконати для переміщення провідника із струмом I у магнетному полі, як це показано на рис. 8.5

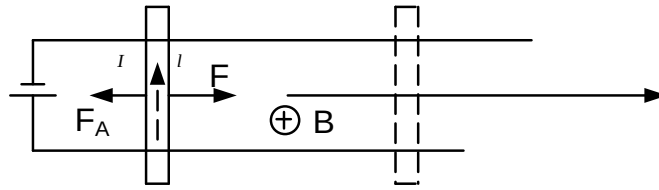


Рис.8.5

Провідник, що має довжину l і струм I виготовлений у вигляді коточка і має можливість переміщуватись. На рухому частину провідника з сторони магнетного поля діє сила Ампера, напрям якої визначається правилом лівої руки.

Для переміщення такого коточка вздовж направляючих дротів слід прикладати силу F , яка має бути рівною силі Ампера. Робота в цьому випадку буде дорівнювати:

$$\delta A = - F_A dx, \quad (8.3.1)$$

де $F_A = IBl$ – величина сили Ампера, яка діє на рухомий коточок, тому:

$$\delta A = -Ibldx = -IbdS = -Id\Phi \quad (8.3.2)$$

Знак мінус показує, що робота виконується проти сили Ампера.

Якщо роботу виконує сила Ампера, то

$$\delta A = Id\Phi \quad (8.3.3)$$

де δA – позитивна робота, виконана силою Ампера.

Після інтегрування одержуємо роботу сили по переміщенню провідника із струмом у магнетному полі.

$$A = -I\Delta\Phi,$$

або

$$A = I\Delta\Phi. \quad (8.3.4)$$

У випадку контуру із струмом, який рухається у магнетному полі, слід враховувати як позитивну роботу, так і негативну роботу переміщення двох частин цього контуру (рис.8.6)

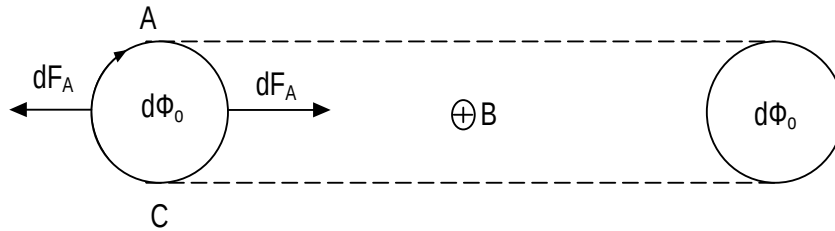


Рис.8.6

При русі частини контуру AC (зліва) робота виконується позитивна. Тому в цьому випадку

$$\delta A_1 = I(d\Phi_1 + d\Phi_0), \quad (8.3.5)$$

де $d\Phi_1$ – потік, який визначається площею лівої частини контуру AC (заштрихована площа),

$d\Phi_0$ - потік, який визначається площею самого контуру з струмом.

При переміщенні правої сторони цього контуру робота буде дорівнювати

$$\delta A_2 = -I(d\Phi_2 + d\Phi_0), \quad (8.3.6)$$

де $d\Phi_2$ – потік, який утвориться переміщенням правої частини контуру; $d\Phi_0$ – потік за рахунок площі самого контуру.

Ця площа перекривається площею правої сторони контуру. Робота δA_2 – від’ємна.

У загальному випадку робота переміщення контуру з струмом у магнетному полі буде дорівнювати

$$\delta A = I(d\Phi_1 - d\Phi_2) = Id\Phi. \quad (8.3.7)$$

Після інтегрування одержимо

$$A = I\Delta\Phi. \quad (8.3.8)$$

Висновок. Робота переміщення провідника із струмом і контуру із струмом визначається однаковою формулою.

8.4. Енергія магнетного поля

Розглянемо замкнуте коло, в якому є резистор R, котушка L і джерело струму ε (рис.8.7)

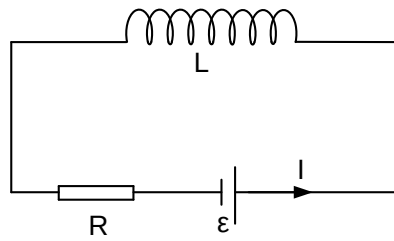


Рис.8.7

Скористаємось другим правилом Кірхгофа для замкнутого контуру, показаного на рис.8.7.

У цьому випадку

$$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i = \sum_{i=1}^n I_i R_i, \quad (8.4.1)$$

або

$$\varepsilon - L \frac{dI}{dt} = IR, \quad (8.4.2)$$

де $L \frac{dI}{dt}$ - електрорушійна сила самоіндукції, діє лише в момент замикання або розмикання кола.

З рівняння (8.4.2) визначимо електрорушійну силу джерела

$$\varepsilon = L \frac{dI}{dt} + IR. \quad (8.4.3)$$

Зведемо цей вираз до спільного знаменника

$$\varepsilon dt = I r dt + L dI. \quad (8.4.4)$$

Помножимо вираз (8.4.4) на струм I , одержимо

$$I \varepsilon dt = I^2 r dt + L I dI, \quad (8.4.5)$$

де $I^2 r dt$ - джоулеве тепло; $I \varepsilon dt$ - робота сторонніх сил джерела струму; $L I dI$ - енергія магнетного поля, локалізована в котушці зі струмом.

Тому

$$dW_M = L I dI . \quad (8.4.6)$$

Інтегруємо цей вираз у межах зміни енергії магнетного поля від 0 до W_M , а струму від 0 до I , одержимо

$$\int_0^{W_M} dW_M = L \int_0^I I dI ,$$

або

$$W_M = \frac{L I^2}{2} . \quad (8.4.7)$$

Вираз (8.4.7) визначає енергію магнетного поля котушки зі струмом.

Для довгого соленоїда $L = \mu \mu_0 n^2 V$. Підставимо це значення L у (8.4.7), одержимо

$$W_M = \frac{\mu \mu_0 n^2 I^2 V}{2} . \quad (8.4.8)$$

де $\mu^2 \mu_0^2 n^2 I^2 = B^2$ – квадрат індукції магнетного поля соленоїда.

З урахуванням цього зауваження одержуємо:

$$W_M = \frac{B^2}{2 \mu \mu_0} V . \quad (8.4.9)$$

При діленні енергії магнетного поля на об'єм одержимо об'ємну густину енергії магнетного поля, локалізованого в котушці

$$\varpi = \frac{W_M}{V} = \frac{B^2}{2 \mu \mu_0} ,$$

або

$$w = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}. \quad (8.4.10)$$

ЛЕКЦІЯ 9

МАГНЕТНЕ ПОЛЕ В РЕЧОВИНІ

9.1. Струми і механізм намагнечування. Намагнечуваність речовини.

9.2. Магнетна сприйнятливність і проникність.

9.3. Циркуляція намагнечування. Вектор напруженості магнетного поля.

9.4. Феромагнетики та їх основні властивості.

9.1. Струми і механізм намагнечування. Намагнечуваність речовини

Розглянемо орбітальний рух електрона в атомі. Цей рух подібний до деякого колового струму, який називають мікрострумом. Мікрострум утворює в просторі магнетне поле, яке можна характеризувати за допомогою вектора магнетного моменту P_m . Розглянемо орбітальний рух електрона (рис. 9.1).

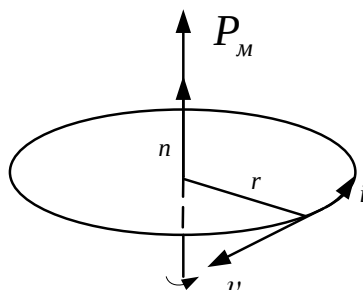


Рис. 9.1

Струм i направлений у протилежну сторону орбітального руху електрона. Напрямок магнетного моменту збігається з поступальним рухом правого гвинта, якщо його обертати за напрямком струму.

За означенням орбітальний магнетний момент визначається за формулою:

$$P_m = iSn, \quad (9.1.1)$$

де i – коловий струм; S - площа колового струму; n - нормаль до контуру з напрямком поступального руху правого гвинта.

Величину колового струму оцінимо за формулою

$$i = \frac{q_0}{T}, \quad (9.1.2)$$

де q_0 - заряд електрона; T – період обертання електрона навколо ядра. З рисунка видно, що

$$S = \pi r^2; \quad v = \omega \cdot r = \frac{2\pi}{T} r; \quad T = \frac{2\pi r}{v}.$$

З урахуванням цих зауважень одержимо:

$$\vec{P}_m = \frac{q_0}{T} \pi r^2 \vec{n} = \frac{q_0 v}{2\pi r} \pi r^2 \vec{n} = \frac{q_0 v r}{2} \vec{n} . \quad (9.1.3)$$

У випадку атома, в якому є z електронів, сумарний магнетний момент всіх z електронів буде дорівнювати:

$$\vec{P}_v = \sum_{i=1}^z \vec{P}_{m,i} \quad (9.1.4)$$

2. Внесемо такий атом у змінне зовнішнє магнетне поле, величина якого змінюється від 0 до B протягом часу dt .

Змінне магнетне поле породжує у просторі вихрове електричне поле, величина якого описується рівнянням Максвелла

$$\oint_L \vec{E} dl = - \oint \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)_n dS , \quad (9.1.5)$$

де $\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)_n$ - змінне в часі магнетне поле; dS – площа контуру вздовж якого рухається електрон; E – напруженість вихрового електричного поля, породжена зміною магнетного поля.

Вихрове електричне поле має напрям силових ліній, які збігаються з напрямком струму в контурі. Напрямок замкнутих силових ліній електричного поля теж визначається правилом правого гвинта, тобто напрям силових ліній збігається з напрямком струму в контурі.

Однак у цьому випадку електрони рухаються в сторону, протилежну напрямку струму. Тому вихрове електричне поле гальмує рух цих електронів.

На електрон у вихровому електричному полі діє електрична сила F , напрям якої дотичний до силової лінії в сторону мікроструму (рис.9.2).

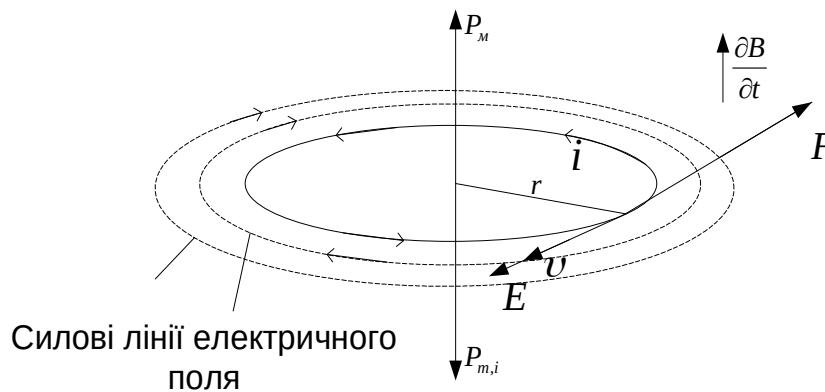


Рис.9.2

Згідно з рівнянням (9.1.5) змінне в часі магнетне поле породжує вихрове електричне поле, струм якого згідно з правилом Ленца має бути протилежний до діючого мікроструму i . Силі лінії вихрового електричного поля у випадку наростаючого магнетного поля мають такий напрям, щоб визваний ним струм індукції

протилежним до i , а магнетний момент $P_{m,i}$ такого струму теж був протилежний до P_m .

Розглянемо цей випадок трохи детальніше. Скористаємось другим законом Ньютона

$$q_0 E = m \frac{dv}{dt}, \quad (9.1.6)$$

де $q_0 E$ - електрична сила індукована змінним в часі магнетним полем; m - маса електрона; $\frac{dv}{dt}$ - прискорення гальмування.

З рівняння (9.1.6) прискорення руху електрона дорівнює

$$\frac{dv}{dt} = \frac{q_0}{m} E. \quad (9.1.7)$$

Напруженість вихрового електричного поля E знайдемо з рівняння Максвелла (9.1.5)

$$\oint E dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

де $\oint \partial B = B$; $B dS = d\Phi$, а $\oint dl = 2\pi r$, тому $E 2\pi r = - \frac{d\Phi}{dt}$, звідки

$$E = - \frac{1}{2\pi r} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Тому

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{q_0}{2\pi m r} \frac{d\Phi}{dt}, \quad \text{або} \quad dv = - \frac{q_0}{2\pi m r} d\Phi = - \frac{q_0 S}{2\pi m r} dB.$$

Інтегруємо останній вираз у межах зміни швидкості від v_0 до v , а індукції магнетного поля від 0 до B

$$\int_{v_0}^v dv = - \frac{q_0 S}{2\pi m r} \int_0^B dB.$$

Після інтегрування одержимо:

$$v = v_0 - \frac{q_0 S}{2\pi m r} B. \quad (9.1.8)$$

Значення швидкості з (9.1.8) підставимо у вираз орбітального магнетного моменту (9.1.3)

$$\vec{P}_m = \frac{q_0 v_0 S}{2\pi r} \vec{n} - \frac{q_0^2 S}{4\pi m} B. \quad (9.1.9)$$

Для атома, в якому є z електронів, одержимо:

$$\vec{P}_a = \frac{q_0 v_0 z S}{2\pi r} \vec{n} - \frac{q_0^2 z S}{4\pi m} B, \quad (9.1.10)$$

де $\frac{q_0 v_0 z S}{2\pi r} \vec{n}$ - складова, яка пов'язана з орбітальним рухом електрона в атомі;

$\frac{q_0^2 z S}{4\pi m} \vec{B}$ - складова, яка появляється лише у зовнішньому магнетному полі.

Одержана формула (9.1.10) показує, що магнетний момент атома у випадку дії змінного в часі магнетного поля зменшується за рахунок намагнечування атома у протилежному напрямі.

Магнетики, для яких характерна ця особливість, називаються **діамагнетиками**.

Покажемо, що у випадку, коли \vec{P}_m не збігається з напрямком дії змінного в часі магнетного поля, такі атоми здійснюють прецесію. Частота цієї прецесії дорівнює

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = -\frac{qS}{2\pi m r} B ;$$

але $\Delta\nu = \Delta\omega \cdot r$, тому

$$\Delta\omega = -\frac{q_0 S}{2m\pi \cdot r^2} B = \frac{q_0}{2m} B, \quad \text{де } S = \pi r^2.$$

Величину $\frac{q_0}{2m} = g$ - називають гіромагнетним відношенням, а $\Delta\omega = gB$ - Ларморова частота прецесії.

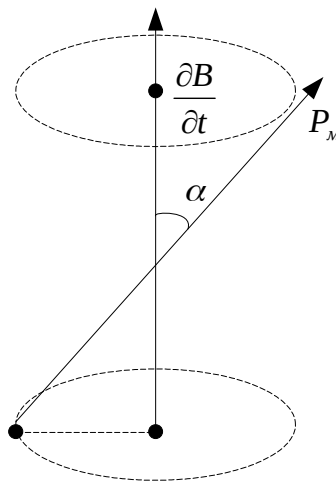


Рис.9.3

9.2. Магнетна сприйнятливність і проникність

Якщо магнетики намагнечуються у ту ж сторону, що і \vec{P}_m , то вони називаються **парамагнетиками**.

Кількісною мірою намагнечування є вектор намагнеченості, який можна подати через одиницю об'єму речовини:

$$\vec{j} = \frac{\sum P_i}{\Delta V} = \frac{N P_i}{\Delta V} = n P_i, \quad (9.2.1)$$

де n - концентрація атомів або їх число в одиниці об'єму магнетика; P_i - індукований магнетний момент атома, друга складова у рівнянні (9.1.10).

З урахуванням викладеного одержуємо

$$\vec{j} = - \frac{q_0 z n S}{4\pi \cdot m} \vec{B},$$

або

$$\vec{j} = - \frac{q_0^2 z n S \mu_0}{4\pi \cdot m} \vec{H}. \quad (9.2.2)$$

Величину $-\frac{q_0^2 z n S \mu_0}{2\pi m} = \chi$ називають магнетною сприйнятливістю.

Якщо магнетна сприйнятливість $\chi < 0$, то такі магнетики називають **діамагнетиками**. За розрахунками Кюрі-Венса для парамагнетиків

$$\chi = \frac{n P_a^2 \mu_0}{3kT} > 0.$$

У цьому випадку магнетна сприйнятливість обернено пропорційна до абсолютної температури.

З інших міркувань встановлено, що

$$\mu = 1 + \chi, \quad (9.2.3)$$

де μ - відносна магнетна проникність середовища; χ - магнетна сприйнятливість.

Із співвідношення (9.2.3) одержуємо:

$\mu > 1$ - парамагнетики; $\mu < 1$ - діамагнетики.

Прикладом діамагнетних речовин є металевий вісмут. При внесенні шматочка вісмуту, підвішеного до нитки у зовнішнє магнетне поле, останнє цей шматочок виштовхує з магнетного поля.

Парамагнітна мідь або латунь слабо втягуються у зовнішнє магнетне поле.

9.3. Циркуляція намагнечування. Вектор напруженості магнетного поля

Нехай у деякому середовищі діє зовнішнє магнетне поле, напрям якого показаний на рис. 9.4

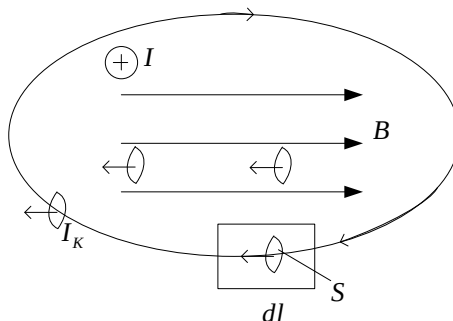


Рис.9. 4

Замкнутий контур, показаний на рис.9.4, охоплює певну кількість атомних струмів i_k , а також струм провідності I .

Знайдемо циркуляцію вектора B вздовж замкнутого контуру

$$\oint B dl = \mu_0 I + \mu_0 \sum_{k=1}^n i_k, \quad (9.3.1)$$

де I – струм провідності; $\sum_{k=1}^n i_k$ - алгебраїчна сума всіх атомних струмів, нанизаних на цей контур.

Виділимо об'єм Sdl , у якому міститься idN елементарних атомних струмів. У виділеному об'ємі

$$idN = niSdl = nP_a dl = jdl , \quad (9.3.2)$$

де j – вектор намагненості магнетика.

З урахуванням (9.3.2) алгебраїчну суму всіх атомних струмів можна записати так:

$$\sum_{k=1}^n i_k = \oint jdl . \quad (9.3.3)$$

Закон повного струму (9.3.1) з урахуванням останніх зауважень буде мати вигляд:

$$\oint Bdl = \mu_0 I + \mu_0 \oint jdl ; \quad (9.3.4)$$

або

$$\oint \left(\frac{B}{\mu_0} - j \right) dl = I , \quad (9.3.5)$$

де $\frac{B}{\mu_0} - j = H$ – напруженість магнетного поля.

З урахуванням цього позначення закон повного струму набуде вигляду:

$$\oint Hdl = I \quad (9.3.6)$$

Оскільки вектор намагнення магнетика визначається через магнетну сприйнятливість і напруженість магнетного поля співвідношенням (9.2.2)

$$j = \chi \cdot H ,$$

то індукція магнетного поля буде дорівнювати

$$\frac{B}{\mu_0} - \chi \cdot H = H ,$$

або

$$B = \mu_0(1 + \chi)H . \quad (9.3.7)$$

Введемо позначення $1 + \chi = \mu$, тоді

$$B = \mu \cdot \mu_0 \cdot H ,$$

де $1 + \chi = \mu$ відносна магнетна проникність середовища; μ_0 – магнетна проникність вакууму.

Оскільки $1 + \chi = \mu$, а $\chi = \frac{j}{H}$, то

$$\mu = 1 + \frac{j}{H} . \quad (9.3.8)$$

Графічно цю залежність виражають так:

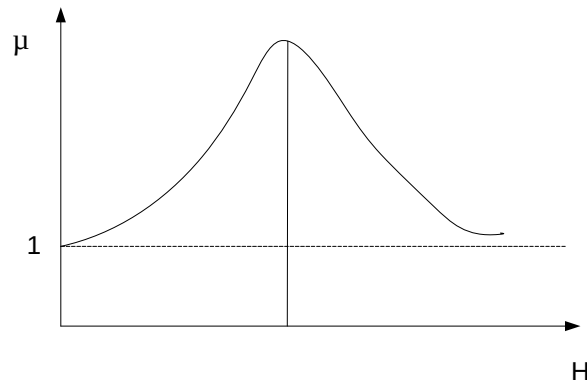


Рис.9.5

Всі магнетики діляться на три групи, для яких:

$$\chi = -\frac{q^2 z \mu_0 n S}{4 \pi m} < 0; \mu < 1 - \text{діамагнетики};$$

$$\chi = \frac{P_a^2 n \mu_0}{3 k T} > 0; \mu > 1 - \text{парамагнетики};$$

$$\chi \gg 0; \mu \gg 1 - \text{феромагнетики}.$$

9.4. Феромагнетики та їх основні властивості

Поряд із слабомагнітними речовинами діамагнетиками і парамагнетиками, існують сильно магнетні речовини - **феромагнетики**.

До феромагнетиків відносяться речовини, які мають від природи спонтанну намагненість, тобто зберігають намагненість при відсутності зовнішнього магнетного поля.

У діамагнетиках вектор намагненості \mathbf{j} лінійно змінюється із зростанням напруженості зовнішнього магнетного поля. У феромагнетиках при зростанні H вектор \mathbf{j} росте до насичення, а потім залишається постійним.

Магнетна проникність μ у феромагнетиках може досягати значень, які вимірюються сотнями тисяч одиниць.

Магнетна проникність і магнетна індукція у феромагнетиках залежить від величини напруженості зовнішнього магнетного поля. (рис.9.6)

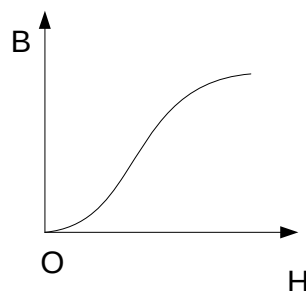


Рис.9.6

Як видно з рис. 9.6 в слабих магнітних полях індукція магнетного поля з ростом H зростає досить швидко. В сильних магнетних полях через властивості насичення, зростання індукції магнетного поля феромагнетика не спостерігається.

Класичну теорію феромагнетизму розробив французький фізик Вейсс. В основу цієї теорії він поклав дві гіпотези. Перша з них полягає в тому, що для феромагнетиків властиве спонтанне намагнечування лише в певній області температур (починається біля абсолютного нуля і закінчується температурою Кюрі), яке не залежить від наявності зовнішнього намагнечувального поля. Однак досліди показують, що у випадку відсутності зовнішнього намагнечувального поля будь-яке феромагнітне тіло в цілому буде розмагнічене. Наступна гіпотеза стверджує, що нижче температури Кюрі будь-яке феромагнітне тіло поділяється на малі області, для яких характерне однорідне спонтанне намагнечування. Такі області називаються **доменами**. Лінійні розміри домен не перевищують 0,1 мм.

При відсутності зовнішнього магнетного поля магнетні моменти окремих домен орієнтовані у просторі хаотично, так що сумарний магнетний момент всього феромагнетика дорівнює нулю. Зовнішнє магнетне поле, що діє на феромагнетик, орієнтує магнетні моменти не окремих атомів, як це було у парамагнетиків, а цілих областей спонтанного намагнечування. З цих міркувань зрозуміло, що магнетне насичення настає тоді, коли вектори магнетних моментів всіх домен будуть встановлені паралельно до напрямку зовнішнього магнетного поля.

Для феромагнетиків властива така особливість намагнічування, як магнетний гістерезис (рис.9.7).

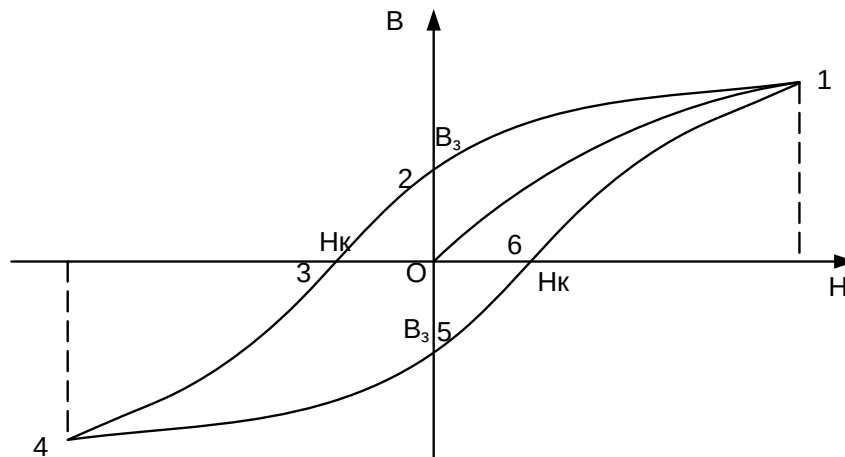


Рис.9.7

Нехай намагнечування феромагнетика до насичення (точка 1 на рис. 9.7) відбувається по кривій 01. Якщо далі зменшувати напруженість H зовнішнього намагнечувального поля, то як показує дослід, розмагнечування феромагнетика відбуватиметься за кривою 1-2, розміщеної вище кривої намагнечування. Якщо напруженість намагнечувального поля досягне нуля $H=0$, у феромагнетика спостерігається деяке **залишкове намагнечування I_z** , обумовлене тим, що і після припинення дії зовнішнього магнетного поля в частині доменів зберігається переважна орієнтація їхніх магнетних моментів. Щоб повністю розмагнетити даний зразок феромагнетика, треба створити намагнечувальне поле H_k у протилежному напрямку. Величину цього поля H_k називають **коерцитивною силою**. При дальшому збільшенні зовнішнього поля у протилежному напрямку, намагнічування зразка знову досягне насичення у точці 4. Повертаючись поступово до початкового намагнічування, дістанемо замкнуту криву, яка називається **петлею гістерезису**.

Залишкова намагніченість I_s і коерцитивна сила H_k характеризують властивість феромагнетика намагнечуватись і зберігати це намагнечування для тих чи інших практичних цілей.

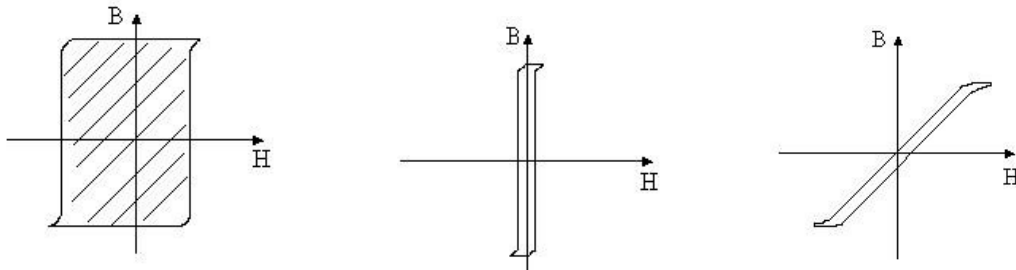
При намагнечуванні феромагнетика відбувається зміна його форми і об'єму. Це явище називають **магнетострикцією**, яке було відкрите Джоулем ще в середині 19 століття.

Сучасна теорія феромагнетизму була розроблена на початку минулого століття. Відповідальними за діамагнітні властивості феромагнетиків є власні магнетні моменти електронів (спінові магнетні моменти). При певних умовах в кристалах виникають так звані обмінні сили, які примушують магнетні моменти електронів встановлюватись паралельно один одному, внаслідок чого і виникають області спонтанного намагнечування – домени.

Природа феромагнетизму має квантове пояснення. За магнетні властивості феромагнетиків несуть відповідальність електрони недобудованих 3-d - оболонки феромагнетиків. В цих оболонках частина електронів мають не скомпенсовані спіни. **Спін електрона** – це невіддільна квантова властивість електрона. Тому природа феромагнетизму є спінова.

Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює роботі перемагнічування. Чим менша площа петлі, тим менше енергії витрачається на перемагнічування феромагнетика.

Далі наведено приклади петлі гістерезису для різних типів феромагнетиків:



- а) магнетожорсткий феромагнетик; б) магнетом'який феромагнетик; в) феромагнетик із незадовільними магнетними властивостями

Для кожного феромагнетика є своя температура, яку називають **температурою Кюрі**. При температурі Кюрі феромагнетик втрачає магнетні властивості і перетворюється у парамагнетик. При цій температурі зникають області спонтанного намагнечування, які називають доменами.