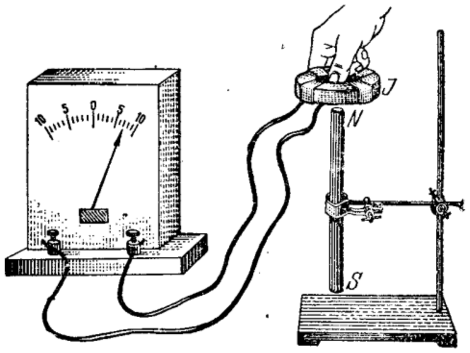
## *Електромагнітне поле*

### 5.1 Явище електромагнітної індукції

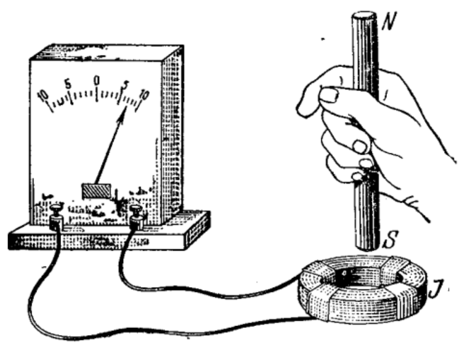
### 5.1.1 Закон електромагнітної індукції Фарадея

Розглянемо деякі досліди, вперше здійснені великим англійським фізиком Майклом Фарадеєм (1791-1867 рр.), у результаті яких було відкрите явище електромагнітної індукції.

Один з таких дослідів зображений на рис. 5.1, *а* і б. Якщо котушку, що складається з великого числа витків дроту, швидко надівати на магніт NS або стягувати з нього (рис. 5.1, *а*), то в ній виникає короткочасний індукований струм, який можна виявити за відкидом стрілки гальванометра, з'єднаного з кінцями котушки. Те ж відбувається, якщо магніт швидко вдвигати у котушку або висмикувати з неї (рис. 5.1, б). Значення має, очевидно, тільки відносний рух котушки і магнітного поля. Струм зникає, коли зникає цей рух.




*а*)




б)

Рис. 5.1, *а* і б. При відносному переміщенні котушки і магніту у котушці виникає індукований струм. *а*) Котушка J надівається на магніт NS; б) магніт NS вдвигають у котушку J.

Розглянемо тепер рамку J, розміщену у магнітному полі між полюсами електромагніту (рис. 5.2).

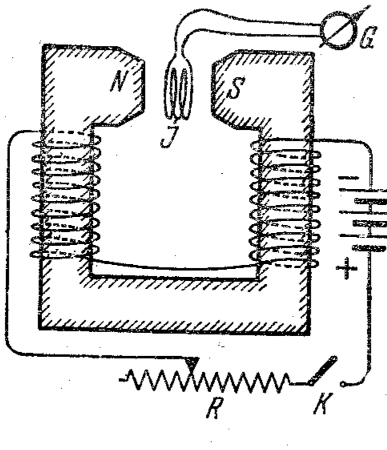



Рис. 5.2. Котушка J у полі електромагніту NS [11]

Майкл Фарадей (1791-1867) – англійський фізик. Відкрив явище електромагнітної індукції, ввів поняття магнітного поля, відкрив явище пара- і діамагнетизму.

При кожній зміні магнітного поля (площина витків рамки J перпендикулярна до силових ліній магнітного поля), стрілка гальванометра дає різкий відкид, що вказує на виникнення у ланцюзі котушки J індукованого електричного поля.

Уважне розглядання індукційних дослідів показує, що індукційний струм виникає тоді і тільки тоді, коли змінюється магнітний потік Ф.

При будь-якій зміні магнітного потоку крізь провідний контур у цьому контурі виникає електричний струм.

У цьому і полягає один з найважливіших законів природи – закон електромагнітної індукції, відкритий М. Фарадеєм у 1831 р.

Суть цього явища полягає у тому, що у замкненому електричному колі, яке знаходиться у змінному потоці магнітного поля, виникає індукційний струм. Індукційний струм пов’язаний з виникненням у змінному магнітному полі замкненого вихрового електричного поля сторонніх сил $E^{x}$ (рис.5.3), електрорушійна сила якого пропорційна змінному потоку магнітного поля.

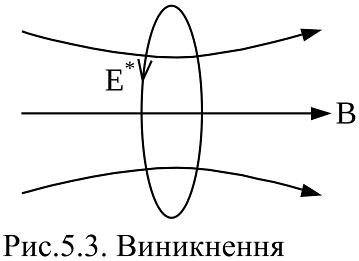



Рис.5.3. Виникнення вихрового електричного поля.

Справді, розмірність е.р.с. індукції $\varepsilon_{інд}$

$$\varepsilon_{інд} = \oint E^{ч} d\lambda, \qquad (5.1)$$

пропорційна приросту потоку магнітного поля. Робота при переміщенні контуру в магнітному полі дорівнює

$$\Delta A = J\Delta \Phi, \tag{5.2}$$

де $\Delta \Phi$ - приріст потоку магнітного поля.

Враховуючи, що сила струму дорівнює

$$J = \frac{\Delta q}{\Delta t}, \tag{5.3}$$

одержуємо, що робота одиничного заряду дорівнює приросту потоку за одиницю часу:

$$\frac{\Delta A}{\Delta q} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}. \tag{5.4}$$

Враховуючи, що е.р.с. чисельно дорівнює роботі по переміщенню одиничного заряду, одержуємо, що е.р.с. повинна бути пропорційна приросту потоку:

$$\varepsilon_{інд} \sim \frac{\Delta A}{\Delta q} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}. \tag{5.5}$$

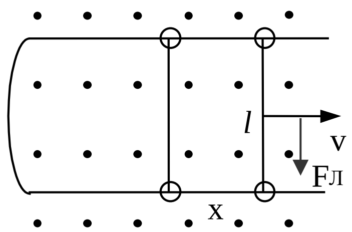


Рис. 5.4. Провідник, який рухається у магнітному полі.

Відкриття Фарадея полягає в тому, що він встановив зв’язок між вихровим електричним полем та зміною потоку магнітного поля.

Закон Фарадея в сучасній формі має такий вигляд:

$$\oint_{\Gamma} E d\lambda = -\frac{d\Phi}{dt}, \tag{5.6}$$

де враховано визначення е.р.с. як інтегралу по замкненому контуру

$$\varepsilon_{інд} = \oint_{\Gamma} E d\lambda,$$

а від’ємний знак у (5.6) визначає напрямок індукційного струму (правило Ленца): і<u>ндукційний струм повинен мати такий напрямок, щоб утворене ним магнітне поле протидіяло зміні потоку зовнішнього магнітного поля</u>. Підкреслимо вихровий характер індукційного струму – якщо розімкнути електричне коло, що розташоване у магнітному полі, то індукційний струм не виникає.

Розглянемо прямолінійний провідник довжиною λ, який рухається в перпендикулярному магнітному полі (рис.5.4) з швидкістю $V$ .

При русі провідника довжиною λ в магнітному полі виникає сила Лоренца, яка змушує електрони у провіднику переміщуватися вздовж провідника. Сила Лоренца дорівнює

$$F_л = e \cdot VB, \tag{5.8}$$

а робота цієї сили

$$A = \int_0^{\lambda} F_Л d\lambda = eVB\lambda \tag{5.9}$$

дозволяє визначити е.р.с., для якої сила Лоренца відіграє роль сторонніх сил:

$$\varepsilon_{інд} = \frac{A}{e} = VB \cdot \lambda. \tag{5.10}$$

З іншого боку, одержане співвідношення можна записати як зміну потоку магнітного поля:

$$V \cdot B \cdot \lambda = \frac{dx}{dt} \cdot B \cdot \lambda = \frac{d}{dt}(B \cdot x \cdot \lambda) = \frac{d}{dt}(B \cdot S) = \frac{d\phi}{dt}.$$

Таким чином, з (5.10) одержуємо закон Фарадея (без урахування правила Ленца):

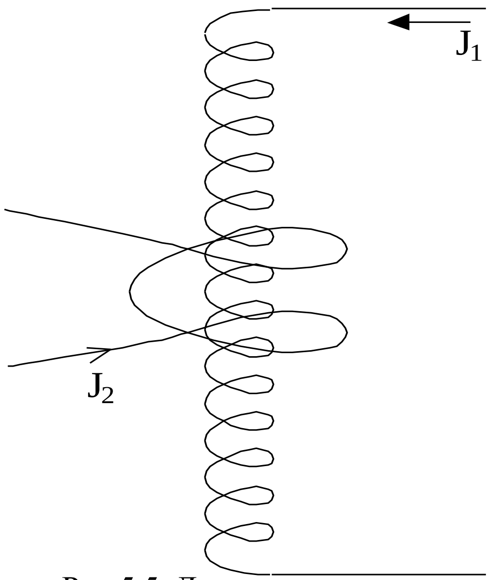



Рис.5.5. До визначення взаємної індукції.

$$\varepsilon_{інд} = \frac{d\phi}{dt} \qquad (5.11)$$

Необхідно відзначити, що відкриття Фарадея ширше за те явище, яке ми розглянули – індукційний струм виникає не тільки при русі провідника в магнітному полі, тобто внаслідок сили Лоренца, але виникає завжди, коли змінюється потік магнітного поля, який пронизує коло, безвідносно до причин змінення потоку.

### 5.1.2 Взаємна індукція. Самоіндукція

Розглянемо два соленоїди, по першому з них тече струм $J_1$. Знайдемо струм у другому соленоїді.

У першому соленоїді поле

$$B = \mu_o n_1 J_1, \qquad (5.12)$$

де $n_1 = \frac{N_1}{\lambda_1}$ - густина витків першого соленоїда. Потік магнітного поля (5.12) крізь витки другого соленоїда

$$\phi_2 = N_2 S_2 B = \mu_o \frac{N_1 N_2 S_2}{\lambda_1} J_1.$$

Тоді е.р.с., яка виникає в другому соленоїді, дорівнюватиме

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d\phi_2}{dt} = -\frac{\mu_o N_1 N_2 S_2}{\lambda_1}\frac{dJ_1}{dt} = -M_{21}\frac{dJ_1}{dt}. \qquad (5.13)$$

Коефіцієнт пропорційності $M_{21}$ називається коефіцієнтом взаємної індукції.

$$M_{21} = \frac{\mu_o N_1 N_2 S_2}{\lambda_1}. \qquad (5.14)$$

Розглянемо соленоїд, який має N витків, довжину $\lambda$. По соленоїду тече змінний струм $J$. Поле соленоїда

$$B = \mu_o nJ\,, \qquad (5.15)$$

де $n$ - густина витків $n = \dfrac{N}{\lambda}$.

Потік, утворений полем $B$ у витках соленоїда

$$\phi = N \cdot B \cdot S = \frac{\mu_o N^2 S}{\lambda} J\,, \qquad (5.16)$$

де S – площа витка соленоїда. Тоді е.р.с. індукції в соленоїді

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(NB \cdot S) = -\frac{d}{dt}\left(\mu_o \frac{N^2}{\lambda} SJ\right) = -\frac{\mu_o N^2 S}{\lambda}\frac{dJ}{dt}\,,$$

або е.р.с. самоіндукції

$$\varepsilon_c = -L\frac{dJ}{dt}\,, \qquad (5.17)$$

де

$$L = \frac{\mu_o N^2 S}{\lambda}\,, \qquad (5.18)$$

- індуктивність соленоїда. Потік, відповідно з (5.16) можна подати у вигляді:

$$\phi = LJ\,. \qquad (5.19)$$

Якщо одиниця вимірювання магнітного потоку Вебер ($Вб$) :

$$[\phi] = Вб = Тл \cdot м^2\,,$$

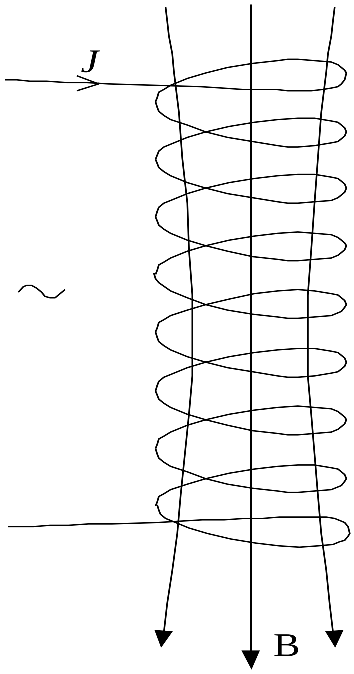



Рис.5.6.Поле соленоїда

то одиниця вимірювання індуктивності – Генрі (Гн):

$$1Гн = 1\frac{Вб}{А}\,.$$

Струм самоіндукції завжди перешкоджає зміні зовнішнього струму – спрямований у напрямку зовнішнього струму у випадку, коли він зменшується, та спрямований у протилежному напрямку, коли зовнішній струм збільшується.

### 5.1.3 Власна енергія струму

Робота, яку виконує струм самоіндукції при переміщенні заряду $dq$ дорівнює

$$dA = \varepsilon_C \cdot dq\,,$$

де е.р.с. індукції

$$\varepsilon_C = -L\frac{dJ}{dt}\,.$$

Тоді приріст роботи буде дорівнювати

$$dA = -L\frac{dJ}{dt}dq = -LJdJ\,. \qquad (5.20)$$

Тут враховано, що $\dfrac{dq}{dt} = J$. Інтегруючи (5.20), одержуємо вираз для роботи, яка відбувається у контурі з індуктивністю L:

$$A = -L\frac{J^2}{2}. \qquad (5.21)$$

Енергія, що збирається від зовнішнього джерела, щоб виконати роботу (5.21), дорівнює

$$W = -A = \frac{LJ^2}{2}.$$

Знайдемо енергію магнітного поля одиниці об'єму соленоїда. Для цього скористаємося значенням індуктивності (5.18):

$$L = \frac{\mu_o N^2 S}{\lambda}:$$

і

$$W = \frac{\mu_o N^2 S}{2\lambda}J^2. \qquad (5.22)$$

Враховуючи значення індукції $B$ у соленоїді

$$B = \mu_o \frac{N}{\lambda}J,$$

енергію (5.22) можна представити у вигляді

$$W = \frac{1}{2\mu_o}S \bullet \lambda \bullet B^2 = \frac{1}{2\mu_o}VB^2,$$

де $V = S \cdot \lambda$ - об'єм соленоїда. Тоді густина енергії магнітного поля буде дорівнювати

$$U = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu_o}.$$

### 5.1.4 Зникнення та виникнення струму в колі з індуктивністю

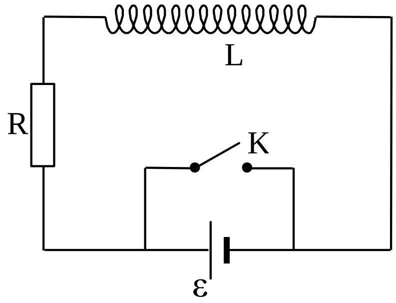


Рис. 5.7. Коло з індуктивністю.

Розглянемо коло, до складу якого входить джерело струму з е.р.с. ε, опір $R$ та індуктивність $L$ (рис. 5.7). Якщо ключ К розімкнений, у колі буде діяти е.р.с. джерела та виникне струм з силою $J_0 = \frac{\varepsilon}{R}$. Якщо замкнути ключ К, то джерело струму вимикається і струм почне зникати. Позначимо $J$ миттєву силу струму в момент часу $t$ і врахуємо, що падіння напруги в колі дорівнює сумі е.р.с., які діють

$$RJ = \varepsilon_C = -L\frac{dJ}{dt}.$$

Якщо розділити змінні в цьому рівнянні

$$\frac{dJ}{J} = -\frac{R}{L}dt$$

та проінтегрувати, знаходимо

$$J = J_0 e^{-\frac{R}{L}t},$$

де $J_0$ визначається початковою умовою

$$J = J_0 \text{, при } \quad t = 0. \qquad (5.23)$$

Закон зникнення струму (рис. 5.8) можна записати у вигляді

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \qquad (5.24)$$

де використана стала часу

$$\tau = \frac{L}{R}. \qquad (5.25)$$

Якщо в колі (рис.5.7) ключ К спочатку був замкненим, а потім його розімкнули, то в колі почнеться процес встановлення струму. При цьому, крім е.р.с. самоіндукції діє е.р.с. джерела струму і падіння напруги дорівнюватиме:

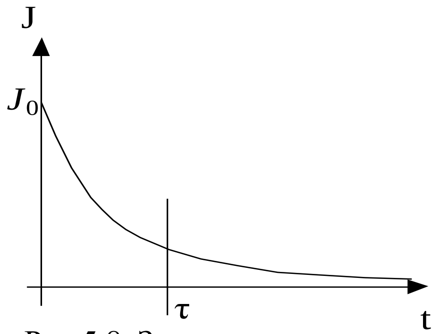


Рис.5.8. Зникнення струму.

$$RJ = \varepsilon - L\frac{dJ}{dt}. \qquad (5.26)$$

або

$$\frac{dJ}{dt} = -\frac{1}{L}(RJ - \varepsilon) \qquad (5.27)$$

де $R$ - повний опір кола.

Використовуючи змінну

$$\mathrm{U} = RJ - \varepsilon, \qquad (5.28)$$

одержуємо $\frac{d\mathrm{U}}{dt} = R\frac{dJ}{dt}$, або $\frac{dJ}{dt} = \frac{1}{R}\cdot\frac{d\mathrm{U}}{dt}$.

Тоді рівняння (5.27) набуває вигляду

$$\frac{1}{R}\cdot\frac{d\mathrm{U}}{dt} = -\frac{\mathrm{U}}{L},$$

або $\frac{d\mathrm{U}}{\mathrm{U}} = -\frac{R}{L}dt$. (5.29)

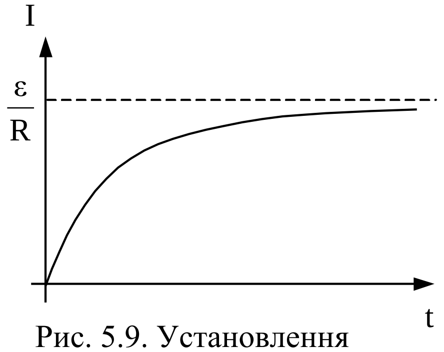


Рис. 5.9. Установлення струму.

Враховуючи сталу часу (5.25), рівняння (5.29) має такий розв'язок:

$$U = C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}. \qquad (5.30)$$

Початкові умови мають вигляд

$t = 0$, $J = 0$, U = -ε,

враховуючи які, знаходимо з (5.30) сталу:

-ε = C, $\mathrm{U} = -\varepsilon \cdot \mathrm{e}^{-t/\tau}$. (5.31)

Повертаючись до старих змінних,

одержуємо

$$
\begin{aligned}
&\mathrm{U} = RJ - \varepsilon, \\
&J = \frac{1}{R}(\mathrm{U} + \varepsilon) = \frac{1}{R}\left(-\varepsilon \cdot \mathrm{e}^{-t/\tau} + \varepsilon\right), \qquad (5.32) \\
&J = \frac{\varepsilon}{R}\left(1 - \mathrm{e}^{-t/\tau}\right).
\end{aligned}
$$

Ця залежність (рис.5.9) показує, що сила струму, який виникає, асимптотично зростає до значення $\frac{\varepsilon}{R}$. Швидкість виникнення струму визначається сталою $\tau = \frac{L}{R}$. Якщо ключ періодично вмикати та вимикати, то залежність струму від часу буде мати вигляд пилоподібної кривої (рис.5.10).

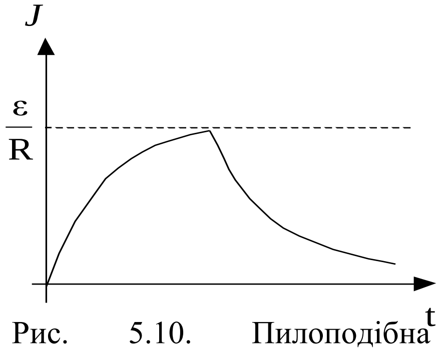



Рис. 5.10. Пилоподібна залежність струму.

## 5.2 Магнітні властивості речовини

### 5.2.1 Атомні струми. Напруженість магнітного поля. Магнітна сприйнятливість

Дослід показує, що речовина в магнітному полі намагнічується, тобто сама є джерелом магнітного поля. Магнітне поле середовища має складову поля струмів електропровідності та складову поля речовини і відрізняється від магнітного поля струмів електропровідності у вакуумі. Речовини, здатні намагнітитися, називаються магнетиками.

Ш. Кулон, що провів величезної важливості роботу, звернув увагу на надзвичайно істотну і глибоку різницю між електричними і магнітними явищами. Ця різниця полягає в тому, що ми можемо **розділити** електричні заряди і одержати тіло з **надлишком** позитивної або від'ємної електрики, але ***ми не можемо розділити у тілі північний і південний магнетизм і одержати магнітне тіло з одним тільки полюсом***. Більше того: обидва полюси будь-якого магніту представляють собою рівні за величиною кількості магнетизму, так що ми не можемо мати тіло, яке містить «у надлишку» північний або південний магнетизм.

Через неможливість розділити північний і південний магнетизм у тілі Кулон зробив висновок: ці два види магнітних зарядів **нерозривно зв'язані** один з одним у кожній елементарній частинці речовини, що намагнічується.

Іншими словами, було визначено, що кожна невелика частинка такої речовини – його атом, молекула або невелика група атомів або молекул – представляє собою щось начебто маленького магніту з двома полюсами на кінцях. Таким шляхом Кулон прийшов до дуже важливої гіпотези про існування **елементарних магнітів** з нерозривно зв'язаними полюсами.

Ампер рішуче відмовився від уявлення про існування у природі особливих магнітних зарядів. З точки зору Ампера, ***елементарний магніт – це круговий струм, що циркулює всередині невеликої частинки речовини: атома, молекули або групи їх.*** При намагнічуванні більша або менша частина таких струмів встановлюється паралельно один одному.

З точки зору теорії Ампера стає зовсім зрозумілою невіддільність один від одного північних і південних полюсів. Кожний елементарний магніт представляє собою круговий виток струму. Ми бачили вже, що одна сторона цього витка відповідає північному, інша – південному полюсу. Саме тому не можна відокремити один від одного північний і південний полюси, як не можна відокремити одну сторону площини від іншої.

Таким чином, ***ніяких магнітних зарядів не існує. Кожний атом речовини можна розглядати у відношенні його магнітних властивостей як круговий струм. Магнітне поле намагніченого тіла складається з магнітних полів цих кругових струмів.***

У не намагніченому тілі всі елементарні струми розташовані хаотично, і тому ми не спостерігаємо у зовнішньому просторі ніякого магнітного поля.

Процес намагнічування тіла полягає в тому, що під впливом зовнішнього магнітного поля його елементарні струми у більшій або меншій мірі установлюються паралельно один одному і створюють результуюче магнітне поле.

Таким чином, намагнічування речовини пов'язано з мікроелектричними атомними струмами, які існують у кожному атомі будь-якої речовини. Атомні струми можна розглядати як замкнений кільцевий контур. Такий контур має магнітний момент.

Магнітний момент атома обчислюємо за формулою

$$P_m = J \cdot S \qquad (5.33)$$

де $J$ - атомний струм, який дорівнює

$$J = \frac{e\text{v}}{2\pi r}, \qquad (5.34)$$

а $\frac{e}{2\pi r}$ - лінійна густина заряду в атомі ($2\pi r$ - довжина кола), $S = \pi r^2$ - площа перерізу атома. Тоді магнітний

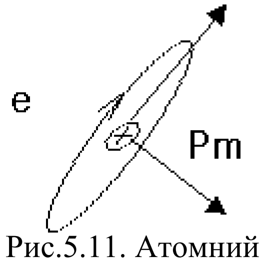


Рис.5.11. Атомний струм.

момент атома має вигляд

$$P_m = \frac{e\text{v}}{2\pi r}\cdot \pi r^2 = \frac{e\text{v}r}{2}.$$

Враховуючи значення моменту імпульсу електрона, який обертається по колу з радіусом $r$ та швидкістю v:

$$L = m\text{v}r,$$

магнітний момент атома має вигляд

$$\vec{P}_m = \frac{e}{2m}\vec{L}. \qquad (5.35)$$

Напрям магнітного моменту $\vec{P}_m$, визначається за допомогою правила свердлика та збігається з напрямом моменту імпульсу $\vec{L}$. Проекція магнітного моменту на вісь Z буде дорівнювати відповідно:

$$P_{mz} = \frac{e}{2m}L_z. \qquad (5.36)$$

Якщо магнетик не намагнічений, то він не утворює магнітне поле. Це означає, що атомні струми орієнтовані в ньому хаотично, та їх сумарний магнітний момент, а також магнітне поле магнетика, дорівнюватиме нулю. При намагнічуванні магнетика атомні струми орієнтуються таким чином, що створюють магнітне поле речовини. Намагнічування речовини характеризується вектором намагнічування $M$.

Вектор намагнічування визначається як середній (сумарний) магнітний момент одиниці об'єму речовини

$$\vec{M} = \frac{\sum_{i=1}^{N}\vec{P}_{mi}}{\text{v}}. \qquad (5.37)$$

Вектор намагнічування є фізичною величиною, що характеризує магнітний стан речовини.

Запишемо теорему про циркуляцію індукції магнітного поля, враховуючи, що в середовищі присутні як струми електропровідності, так і атомні струми:

$$\oint_{\Gamma} B_\tau d\lambda = \mu_o J = \mu_o(J_{np} + J_{AT}) \qquad (5.38)$$

Атомний сумарний струм визначається циркуляцією вектора намагнічування:

$$J_{AT} = \oint_{\Gamma} M_\tau d\lambda. \qquad (5.39)$$

Тоді циркуляція магнітного поля має вигляд:

$$\oint_{\Gamma} B_\tau d\lambda = \mu_o J_{np} + \mu_o \oint M_\tau d\lambda,$$

або

$$\oint_{\Gamma} (B - \mu_o M)_\tau d\lambda = \mu_o J_{np}. \qquad (5.40)$$

Перетворюючи вираз (5.40), маємо:

$$\oint_{\Gamma}\left(\frac{B}{\mu_o}-M\right)_{\tau} d\lambda = J_{np}. \qquad (5.41)$$

Вектор

$$\frac{\vec{B}}{\mu_o}-\vec{M}=\vec{H} \qquad (5.42)$$

називається напруженістю магнітного поля. Напруженість $\vec{H}$ магнітного поля – це поле струмів електропровідності. Циркуляція напруженості $H$ має вигляд:

$$\oint_{\Gamma} H_{\tau} d\lambda = J_{np}. \qquad (5.43)$$

Одиниця вимірювання напруженості магнітного поля

$$[\mathrm{H}]=\frac{\mathrm{А}}{\mathrm{М}},[\mathrm{B}]=\mathrm{Тл}=\frac{\mathrm{Н}}{\mathrm{А}\bullet\mathrm{м}}=\frac{\mathrm{Вб}}{\mathrm{м}^2}.$$

На відміну від напруженості поля $\mathrm{H}$, індукція магнітного поля $\mathrm{B}$ має сенс поля всіх струмів у середовищі та складається з поля атомних струмів і поля струмів електропровідності. Між індукцією поля $\vec{\mathrm{B}}$ і напруженістю $\vec{\mathrm{H}}$ можна одержати співвідношення за допомогою магнітної сприйнятливості $\chi$, яка визначає спроможність речовини до намагнічування:

$$\vec{\mathrm{M}}=\chi\vec{\mathrm{H}} \qquad (5.44)$$

яке пропорційне напруженості магнітного поля.

Тоді (5.42) після перетворення:

$$\frac{\mathrm{B}}{\mu_o}-\mathrm{M}=\frac{\mathrm{B}}{\mu_o}-\chi\mathrm{H}=\mathrm{H}, \qquad (5.45)$$

дозволяє одержати співвідношення

$$B=\mu_o(1+\chi)H. \qquad (5.46)$$

Якщо ввести магнітну проникність речовини $\mu$:

$$\mu=1+\chi, \qquad (5.47)$$

то формула зв'язку напруженості $H$ та індукції магнітного поля $B$ набуває остаточного вигляду

$$\vec{B}=\mu_o\mu\vec{H}. \qquad (5.48)$$

Розрізняють три типи магнетиків за їх природою намагнічування. Діамагнітною називають речовину, для якої магнітна проникність $\mu$ менша за одиницю

$$\mu<1 \text{ (діамагнетик).} \qquad (5.49)$$

Отже, магнітна сприйнятливість $\chi$ діамагнетиків має від'ємний знак:

$$\chi=\mu-1<0 \quad , \qquad (5.50)$$

вектор намагнічування $\vec{M}$ діамагнетиків спрямований протилежно напруженості магнітного поля:

$$\vec{M}=\chi\vec{H} \text{ або } \vec{M}=-[\chi]\bullet\vec{H}. \qquad (5.51)$$

Це означає, що діамагнетики виштовхуються з магнітного поля $H$, в яке вони потрапляють.

На відміну від діамагнетиків, магнітна проникність парамагнетиків більша за одиницю

$$\mu > 1 \text{ (парамагнетики)} \qquad (5.52)$$

і вони втягуються магнітним полем.

Окрім цього, до магнетиків відносять феромагнетики, в яких

$$\mu >> 1 \text{ (феромагнетики).} \qquad (5.53)$$

**5.2.2 Намагнічування діамагнетиків**

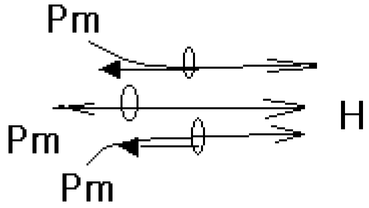



Рис.5.12. Орієнтація магнітних моментів атомів діамагнетика у магнітному полі.

Природа діамагнетизму пояснюється індукційними струмами, які виникають в атомних колах унаслідок явища електромагнітної індукції. У діамагнетиків власні атомні струми скомпенсовані та за відсутності поля як атомні струми, так і магнітні моменти атомів, дорівнюють нулю. Якщо вмикають зовнішнє поле, в атомах, унаслідок явища електромагнітної індукції, виникають кільцеві струми індукції, спрямовані, згідно з правилом Ленца, таким чином, щоб протидіяти зовнішньому полю (рис.5.12).

Отже, вектор намагнічування діамагнетиків має від'ємний знак, а діамагнетик виштовхується із магнітного поля.

Необхідно відмітити, що діамагнітний ефект не залежить від температури магнетика.

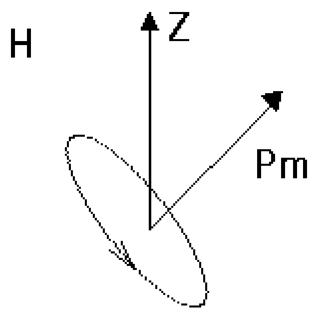



Рис. 5.13. Орієнтація атома парамагнетика в магнітному полі.

**5.2.3 Намагнічування парамагнетиків**

Парамагнетизм проявляється у магнетиках, атоми яких за відсутності магнітного поля мають магнітні моменти.

У магнітному полі H в атомах парамагнетиків виникає діамагнітне намагнічування, але воно значно слабше ніж намагнічування, пов'язане з орієнтацією магнітних моментів у магнітному полі (рис.5.13), тобто у магнітному полі атоми парамагнетиків обертаються таким чином, щоб магнітні моменти атомів $P_m$ були спрямовані вздовж напрямку поля $H$ (рис.5.14):

Вектор намагнічування $M$ дорівнює сумі проекцій магнітних моментів на напрямок поля $H$

$$M = \sum_i \cdot P^i_{m_z} \cdot n_i(\theta) \qquad (5.54)$$

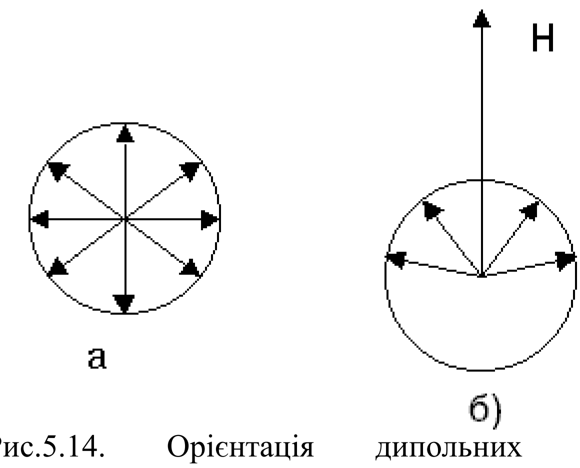



Рис.5.14. Орієнтація дипольних моментів парамагнетика: а) поле $H$ дорівнює нулю, б) орієнтація у полі.

Для обчислення суми необхідно підрахувати число магнітних моментів, що повернулися у полі на кут θ (рис.5.13). Враховуючи те, що енергія магнітного моменту, орієнтованого під кутом $\theta$ у магнітному полі визначається формулою

$$W = -P_m H\cos\theta \quad ,$$

а число атомів, які повернулися на кут $\theta$, визначається розподілом Больцмана:

$$n(\theta) = Ne^{-\frac{w(\theta)}{kT}} = Ne^{\frac{P_m H\cos\theta}{kT}} , \qquad (5.55)$$

та враховуючи нерівність

$$\frac{P_m H}{kT} < 1 \qquad (5.56)$$

після розкладу (5.55) в ряд $(e^x = 1 + x + ...)$, маємо

$$n(\theta) = N(1 + \frac{P_m H}{kT}\cos\theta + ...) . \qquad (5.57)$$

Перший доданок цього виразу дає значення вектора намагнічування, який відповідає умовам насичення (велика напруженість магнітного поля Н та низька температура):

$$M_{нас} = P_m \cdot N , \qquad (5.58)$$

коли усі магнітні моменти орієнтовані за напрямком поля $H$. При високих температурах тепловий рух атомів руйнує паралельну орієнтацію моментів. Тоді другий доданок (5.57) дає вектор намагнічування при високих температурах та невеликих напруженостях поля Н

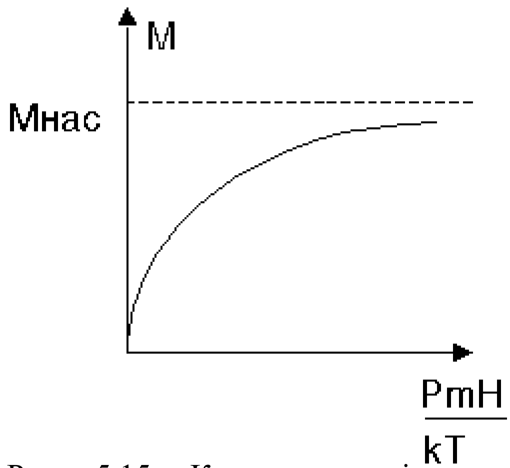


Рис. 5.15. Крива намагнічування парамагнетиків

$$\begin{aligned} M &= \int_0^{\pi}\left(P_m\cos\theta\cdot N\cdot\frac{P_m H}{kT}\cdot\cos\theta\right)\cdot\sin\theta\cdot d\theta = \\ &= N\frac{P^2 mH}{kT}\cdot\int_0^{\pi}\cos^2\theta\cdot\sin\theta\cdot d\theta = \frac{NP^2 mH}{3kT} \end{aligned} . \qquad (5.59)$$

У формулі (5.59) врахований перехід у полярну систему координат

$$d(P_m\cos\theta) = P_m\sin\theta d\theta .$$

Вираз $\quad M = \dfrac{NP_m^{\ 2}H}{3kT} \qquad (5.60)$

має назву закону Кюрі. Крива намагнічування парамагнетиків, з урахуванням ефекту насичення (5.58), має такий вигляд (рис.5.15). Використовуючи співвідношення $M = \chi H$ та (5.60), знаходимо магнітну сприйнятливість парамагнетиків

$$\chi = \frac{NP_m^{\ 2}}{3kT}. \qquad (5.61)$$

Необхідно зауважити, що намагнічування парамагнетиків залежить від температури – збільшення температури руйнує намагнічування та зменшує сприйнятливість $\chi$.

### 5.2.4 Феромагнетики

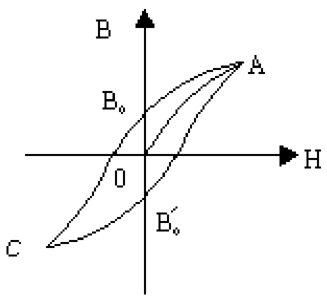



Рис. 5.16. Магнітний гістерезис.

Феромагнетики визначаються складною нелінійною залежністю між індукцією $B$ і напруженістю $H$. Якщо поле, яке намагнічує, періодично змінюється, згідно синусу або косинусу, то за відрізок часу, що дорівнює четвертій частці періоду, залежність індукції В феромагнетику від поля Н має той же вигляд, що і для парамагнетиків (крива ОА рис.5.16).

Після насичення (точка $A$) на другій половині півперіоду, коли магнетик розмагнічується, цей процес проходить згідно з кривою $AB_oC$. Повторне намагнічування відповідає кривій $CB_0^1A$. Таким чином, при періодичному намагнічуванні крива намагнічування має вигляд петлі гістерезису (рис.5.16). Тут $B_0$ - поле залишкового спонтанного намагнічування.

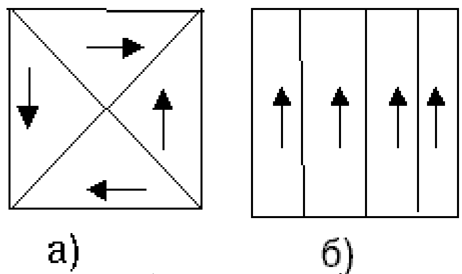



Рис. 5.17. Намагнічування доменів : а) поле $H = 0$, б) поле включено.

Феромагнітні властивості критичні за температурою. Кожний феромагнетик має характерну температуру, яка називається температурою Кюрі $Tc$, вище якої феромагнітні властивості зникають та феромагнетик змінює свою структуру і переходить у звичайний парамагнетик. Намагнічування феромагнетиків при температурах нижчих за температуру Кюрі визначається законом Кюрі-Вейсса

$$M = M_{нас}\frac{P_m H}{k(T - Tc)}. \qquad (5.62)$$

Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює енергії, яка витрачається при перемагнічуванні феромагнетику

$$u = \oint HdB, \qquad (5.63)$$

де $u$ - густина енергії.

Феромагнітний стан магнетиків виникає завдяки структурній перебудові речовини при температурі Кюрі $T = T_c$, внаслідок якої відбувається спонтанне намагнічування окремих груп атомів з одним напрямком магнітних моментів. Такі групи мають назву доменів. Орієнтація доменів у магнітному полі спричиняє виникнення намагнічування, значно більшого, ніж у парамагнетиків, та петлі гістерезису. Доменна структура зникає при підвищенні температури над температурою Кюрі $T_c$.

Таблиця 1

Температура Кюрі для деяких феромагнетиків

| Речовина | Tc, $^0$C | Речовина | Tc, $^0$C |
|---|---|---|---|
| Залізо | 770 | Нікель<br>Гадоліній | 360<br>17 |