**Лекція № 13** **Тема 4.3. Магнітне поле у речовині**

## 4.3.1. Магнітна модель атома.

Згідно з моделлю атома Бора електрони рухаються по круговим орбітам, в центрі яких знаходиться позитивне ядро. Рух електрона можна розглядати як мікрострум (молекулярний струм), напрямок якого протилежний напрямку руху негативного заряду (електрона) з швидкістю $\vec{\upsilon}$ по колу радіусом $r$ (рис. 4.15). Його момент імпульсу дорівнює

$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{\upsilon}]$.

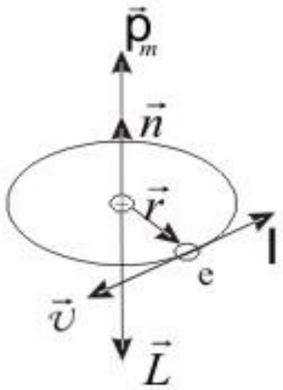



Рисунок 4.15

Зважаючи на те, що кут між $\vec{r}$ і $\vec{p}$ дорівнює $90^0$, маємо

$$L = rm\upsilon \tag{4.28}$$

Магнітний момент такого струму дорівнює $\vec{p}_{me} = IS\vec{n}$, де $I = \frac{e}{T}$ - величина струму, $e$ – заряд електрона, $T = \frac{2\pi r}{\upsilon}$ - період його обертання навколо ядра, $S = \pi r^2$ - площа всередині орбіти електрона. Магнітній момент такого струму дозволяє кожний атом розглядати як маленький елементарний магнітик.

**Орбітальний магнітний момент**

Величина орбітального магнітного моменту електрона

$$p_{me} = \left(\frac{e\upsilon}{2\pi r}\right)\pi r^2 = \frac{e\upsilon r}{2},$$

Якщо порівняти величини (4.28) і вираз для $p_{me}$ , одержимо

$$p_{me} = \frac{e}{2m}L, \tag{4.29}$$

тобто величина орбітального магнітного моменту пропорційна величині орбітального механічного моменту електрона в атомі і з урахуванням протилежних напрямків цих моментів (рис. 4.15), маємо:

$$\vec{P}_{me} = -\frac{e}{2m}\vec{L},$$

де $\frac{e}{2m}$ – має назву ***гіромагнітного відношення.***

Але виявляється, що додатково до орбітального механічного моменту імпульсу, електрон має власний механічний момент імпульсу – ***спін*** $\vec{L}_s$ що не пов'язаний з рухом електрона, а є його фундаментальною характеристикою.

**Спіновий магнітний момент**

Спіну електрона відповідає власний (спіновій) магнітний момент $\vec{p}_{ms}$, пропорційний $L_s$ і направлений в протилежний бік

$$\vec{p}_{ms} = -\frac{e}{m}\vec{L}_s$$

В цьому випадку гіромагнітне відношення спінових моментів дорівнює $\frac{e}{m}$ і є вдвічі більше, ніж для орбітальних моментів.

Тоді повний магнітний момент електрона $\vec{p}_{mi}$ є векторною сумою орбітального $\vec{p}_{me}$ і спінового $\vec{p}_{ms}$ і магнітних моментів:

$\vec{p}_{mi} = \vec{p}_{me} + \vec{p}_{ms}$.

Взагалі магнітний момент атома – це векторна сума магнітних моментів всіх електронів і магнітного моменту ядра атома. Але магнітні моменти ядер в тисячі разів менше магнітних моментів електронів, тому ними можна знехтувати.

Загальний магнітний момент атома $\vec{p}_m$ дорівнює векторній сумі орбітальних і спінових магнітних моментів електронів, що входять в атом

$\vec{p}_m = \sum \vec{p}_{mi} = \sum \vec{p}_{me} + \sum \vec{p}_{ms}$

Однак, незважаючи на наявність магнітних моментів у електронів, слід зауважити, що не всі матеріали магнітні у відсутності зовнішнього магнітного поля. Це пояснюється тим, що електронні орбіти мають довільну орієнтацію у просторі і сумарний магнітний момент атома (особливо при парній кількості електронів в атомі) може дорівнювати нулю без зовнішнього магнітного поля.

### 4.3.2. Види магнетиків та їх намагнічування. Теорема Гауса для магнітного поля в речовині.

**Види магнетиків**

*Магнетиком* називається будь-яка речовина по відношенню до магнітного поля. В залежності від магнітного моменту $\vec{p}_m$ атомів магнетики поділяються:

- *діамагнетики* – у відсутності зовнішнього магнітного поля $\vec{p}_{mi}$ =0;
- *парамагнетики* - $\vec{p}_m \neq 0$, але по об'єму магнетика $\sum \vec{P}_{m_i} = 0$ внаслідок хаотичної орієнтації магнітних моментів атомів;
- *феромагнетики* – у окремих частинах об'єму магнетика (доменах) $\sum \vec{P}_{m_i} \neq 0$, що обумовлено їх спонтанним намагнічуванням.

**Намагнічування магнетика**

***Намагнічування*** *– процеси, що мають місце у речовині при внесені її у магнітне поле.* В залежності від виду магнетика процеси протікають по-різному.

**Діамагнетизм**

Процес намагнічування діамагнетика називається *діамагнетизмом.* Він полягає у виникненні індуцированого магнітного моменту у атомів за рахунок *прецесії* електронних орбіт – коливань площини орбіт під дією зовнішнього магнітного поля. Індуцировані магнітні моменти атомів за правилом Ленца направлені проти цього поля.

**Парамагнетизм**

*Парамагнетизм* – це намагнічування парамагнетика. Магнітні моменти атомів, що мали хаотичну орієнтацію, розташовуються вдовж силових ліній зовнішнього магнітного поля.

**Вектор намагнічування**

***Ступень намагніченості магнетика характеризується сумарним магнітним моментом молекулярних струмів одиниці об'єму. Ця величина називається вектором намагнічення і позначається*** $\vec{J}$ **:**

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}; \qquad (4.30)$$

де $\vec{p}_m$ - магнітний момент окремої молекули (атома), $\Delta V$ - фізично нескінченно малий об'єм, який повинен бути настільки малим, щоб поле в ньому можна було вважати однорідним і достатньо великим , щоб можна було застосувати статистичні методи.

Одиниця вимірювання намагніченості

$$[J] = 1\frac{A \cdot м^2}{м^3} = 1\frac{A}{м}.$$

Вектор намагніченості схожий на вектор поляризації, тому його можна було б назвати вектором магнітної поляризації.

**Результуюче магнітне поле у магнетику**

Намагнічена речовина створює додаткове магнітне поле $B'$ мікрострумів, яке накладається на зовнішнє магнітне поле $\vec{B}_0$.

Сума зовнішнього $\vec{B}_0$ і внутрішнього $B'$ магнітних полів утворює результуюче поле $\vec{B}$, яке залежить від магнітних властивостей магнетика

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

Ці поля неоднорідні в межах атома, але усереднені по фізично нескінченно малому об'єму.

Для діамагнетиків, де індуковані магнітні моменти атомів спрямовані проти зовнішнього поля, $\vec{B}'$ також протилежне $\vec{B}_0$, тому у скалярній формі маємо:

$$B = B_0 - B'.$$

Іншими словами *діамагнетик послабляє зовнішнє поле.*

У парамагнетику (а також і у феромагнетику – див.нижче) магнітні моменти атомів орієнтуються вздовж зовнішнього поля, тому *ці види магнетиків підсилюють зовнішнє поле:*

$$B = B_0 + B'.$$

**Теорема Гаусса для магнітного поля в речовині**

Поле $\vec{B}'$, як і поле $\vec{B}_0$, не має джерел (магнітних зарядів) тому і для магнетика теорема Гаусса:

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0 \qquad (4.31)$$

***Потік результуючого вектора магнітної індукції через замкнену поверхню дорівнює нулю.***

### 4.3.3. Закон повного струму для речовини.

**Теорема про циркуляцію $\vec{B}$ для магнітного поля в речовині**

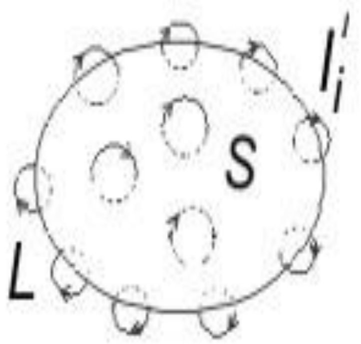
Закон повного струму для магнітного поля в вакуумі (4.11) можна узагальнити для магнітного поля в речовині:

$$\oint_L \vec{B}\vec{dl} = \mu_0 \left( I + I' \right), \qquad (4.32)$$

де $I = \sum_{i=1} I_i$ – алгебраїчна сума макрострумів;

$I' = \sum_i I_i'$ – алгебраїчна сума мікрострумів, які охоплюються контуром $L$.

Рисунок 4.17




Розрахуємо алгебраїчну суму молекулярних струмів, охоплених деяким контуром $L$. Нехай на цей контур спирається довільна поверхня $S$ (рис. 4.17). Струми, які перетинають поверхню двічі (в протилежних напрямках), не дають ніякого внеску в результуючий струм намагнічення $I'$ через поверхню $S$.

**Закон повного струму для $\vec{J}$**

Можна показати, що цей сумарний струм дорівнює циркуляції вектора намагніченості $\vec{J}$ по довільному замкненому контуру $L$:

$$\oint \vec{J}\vec{dl} = I'. \qquad (4.33)$$

***Циркуляція вектора намагніченості $\vec{J}$ по довільному замкнутому контуру L дорівнює алгебраїчній сумі молекулярних струмів, охоплених контуром L.***

Підставимо вираз (4.33) в (4.32) і одержимо

$$\oint_L \vec{B}\vec{dl} = \mu_0 I + \mu_0 \oint_L \vec{J}\vec{dl};$$

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right)\vec{dl} = I. \quad (4.34)$$

**Закон повного струму для речовини**

Введемо допоміжний вектор $\vec{H}$ – вектор напруженості магнітного поля, який дорівнює:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, \quad (4.35)$$

Тоді (4.34) перетвориться на

$$\oint_L \vec{H}\vec{dl} = I, \quad (4.36)$$

де $I = \sum_i I_i$ – алгебраїчна сума макрострумів (струмів провідності).

Тобто ***циркуляція вектора напруженості по довільному замкнутому контуру L дорівнює алгебраїчній сумі струмів провідності (макрострумів) крізь поверхню S, що спирається на цей контур.***

**Напруженість магнітного поля**

Перетворимо (4.35) до виду

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{j} \quad (4.37)$$

і врахуємо, що вектор намагніченості $\vec{j}$ залежить від $\vec{H}$ відповідно формулі

$$\vec{j} = \mu_0 \chi \vec{H} \quad (4.38)$$

Де $\chi$ - **магнітна сприятливість речовини**, що характеризує *здатність магнетика намагнічуватися.*

Підставив (4.38) у (4.37), отримаємо:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 \vec{H}(1+\chi) = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (4.39)$$

Де $\mu$*=1+*$\chi$ - ***магнітна проникливість речовини*** *– характеристика здатності намагнічуватися.*

З іншого боку $\mu$ показує, у скільки разів магнетик підсилює або послаблює зовнішнє магнітне поле

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

З формули (4.39) витікає визначення ***напруженості*** $\vec{H}$ *як силової характеристики магнітного поля, яка не залежить від властивостей (μ) речовини*

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}, \quad (4.40)$$

Тому що при збільшенні $\mu$ збільшується і $\vec{B}$, а їх відношення у (4.40) залишається сталим.

Одиниця напруженості магнітного поля – ампер на метр

$$[\mathrm{H}] = 1\frac{\mathrm{А}}{\mathrm{м}}.$$