

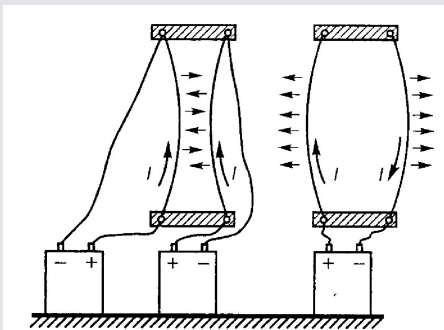


Лекція 1

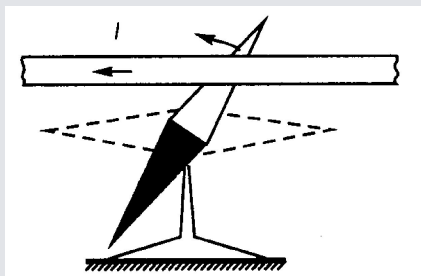
Магнітне поле

Взаємодія струмів. Магнітна індукція

Експерименти, які дали початок дослідженням магнітного поля (1820р.):
дослід Ампера



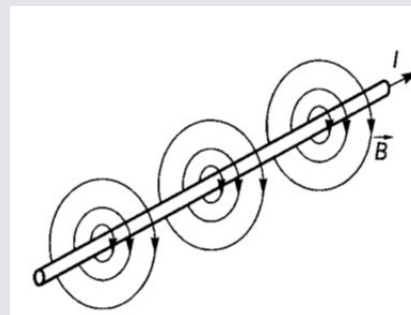
дослід Ерстеда



Магнітне поле створюється рухомими електричними зарядами та діє на рухомі електричні заряди.

Основна силова характеристика магнітного поля – магнітна індукція. Це векторна фізична величина, яка позначається \vec{B} і має розмірність Тесла (Тл).

Напрямок вектора магнітної індукції узгоджується з напрямком струму в провіднику правилом правого гвинта (свердлика). Магнітне поле можна представити за допомогою силових ліній, які завжди є замкнутими.



Принцип суперпозиції магнітних полів: індукція магнітного поля, що створюється системою струмів, у даній точці простору дорівнює векторній сумі індукцій магнітних полів, що створюються в цій точці кожним струмом окремо: $\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i, \quad \vec{B} = \int d\vec{B}.$

Закон Біо-Савара-Лапласа дозволяє визначити індукцію магнітних полів струмів у довільній точці простору.

($I dl$ – елементарний струм, аналог точкового заряду в електриці).

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I dl \cdot r \sin \alpha}{4\pi r^3}$$

Застосування закону Біо–Савара–Лапласа

- для прямого нескінченного провідника (b – найкоротша відстань до провідника):

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi b}$$

- для відрізка прямого провідника:

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

- для колового витка струму в його центрі (R – радіус витка):

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

- для колового витка струму на його осі (z – відстань вздовж осі від центру витка):

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

Теорема про циркуляцію та теорема Гауса для вектора магнітної індукції

Теорема про циркуляцію: циркуляція вектора магнітної індукції вздовж довільного замкнутого контуру дорівнює алгебраїчній сумі струмів, що охоплюється цим контуром, помноженій на магнітну сталу:

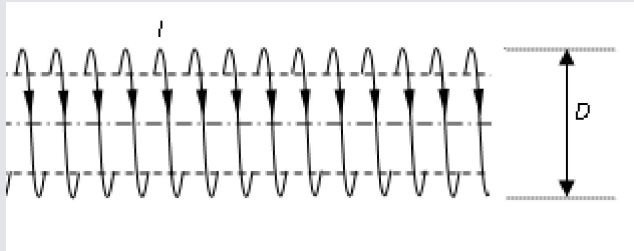
$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_i I_i$$

Теорема Гауса: потік вектора магнітної індукції через довільну замкнену поверхню дорівнює нулю (це фізичний зміст того, що у природі не існує магнітних зарядів):

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

$$\oint_S B_n dS = 0$$

Магнітне поле соленоїда та тороїда

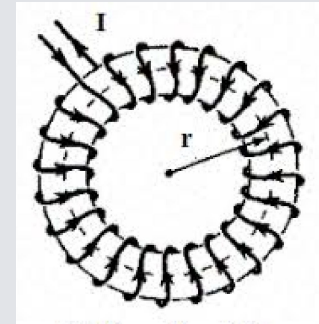


Поле всередині нескінченного соленоїда, у якого довжина набагато перевищує діаметр витка:

$$B = \mu_0 n I$$

(n – кількість витків, що припадає на одиницю довжини, $n = N/l$).

Зовні соленоїда поле відсутнє.



Поле всередині тороїда (r – відстань до осі тороїда, N – кількість витків):

$$B = \frac{\mu_0 N \cdot I}{2\pi r}$$

Поле зовні тороїда відсутнє.

Сила Лоренца. Сила Ампера

На заряджену частинку, що рухається з певною швидкістю в магнітному полі, з боку поля діє **сила Лоренца** (векторний та скалярний вид):

$$\vec{F}_L = q [\vec{v} \times \vec{B}]$$

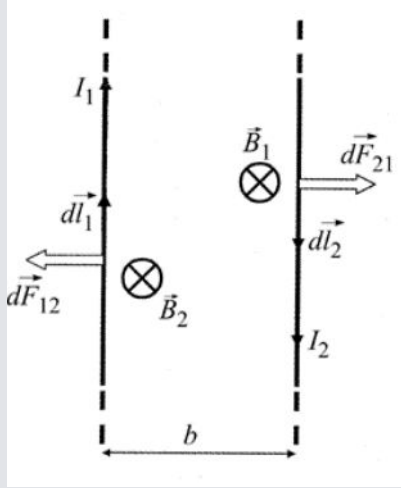
$$F_L = |q| v B \sin \alpha$$

На провідник зі струмом в магнітному полі діє **сила Ампера**, яка є результуючою всіх сил Лоренца, що діють на окремі носії струму.

$$d\vec{F}_A = I [d\vec{l} \times \vec{B}]$$

$$dF_A = IBdl \sin \alpha$$

Напрямок сили Лоренца та сили Ампера знаходять за правилом лівої руки, за умови, що заряд є позитивним: чотири пальці вказують напрям швидкості (або напрям струму), лінії магнітної індукції входять у долоню, а великий палець вказує напрям сили.



Сила взаємодії двох нескінченно довгих провідників зі струмом у вакуумі.

На елемент струму Idl_1 , що знаходиться у полі струму I_2 , діє сила

$$d\vec{F}_{1,2} = I_1 \left[dl_1 \times \vec{B}_2 \right] \quad B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi b}$$

Так само на елемент струму Idl_2 , що знаходиться у полі струму I_1 , діє сила

$$d\vec{F}_{21} = I_2 \left[dl_2 \times \vec{B}_1 \right] \quad B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi b}$$

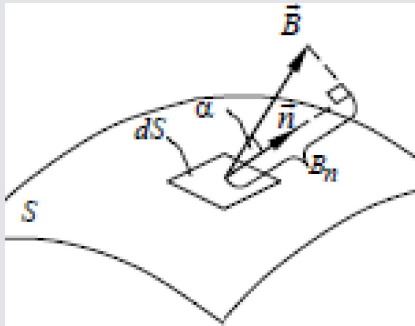
Модулі цих сил з врахуванням виразу магнітної індукції запишуться як:

$$dF_{12} = I_1 dl_1 B_2 \sin \frac{\pi}{2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_1 I_2}{b} dl_1 \quad dF_{21} = I_2 dl_2 B_1 \sin \frac{\pi}{2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_1 I_2}{b} dl_2$$

Звідси можна виразити силу, яка припадає на одиницю довжини нескінченного провідника:

$$\frac{dF_{12}}{dl_1} = \frac{dF_{21}}{dl_2} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_1 I_2}{b}$$

Магнітний потік. Робота по переміщенню провідника зі струмом у магнітному полі



Магнітний потік являє собою скалярний добуток вектора магнітної індукції з вектором площини. Елементарний потік знаходиться як:

$$d\Phi = (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = B \cos \alpha dS = B_n dS$$

Повний потік знаходиться шляхом інтегрування: $\Phi = \int_S B_n dS$

Розмірність магнітного потоку – вебер (Вб).

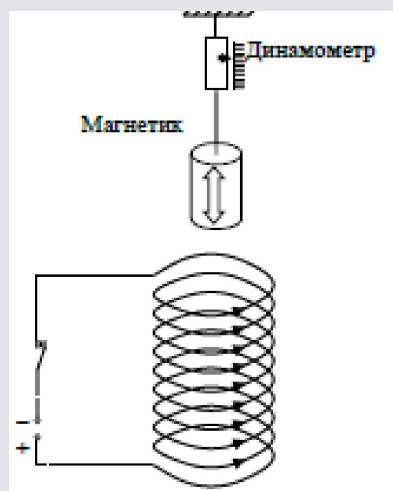
Елементарна робота при переміщенні провідника зі струмом в магнітному полі, яку виконує сила Ампера, знаходиться як:

$$\delta A = Id\Phi = IBdS \cos \alpha = IB_n dS$$

Якщо контур з постійним струмом виконує скінченне переміщення, то роботу можна розрахувати через магнітні потоки через даний контур у його початковому та кінцевому положеннях: $A = I(\Phi_2 - \Phi_1)$

Якщо контур має N витків, то повний потік через контур позначається $\Psi = N\Phi$ і називається потокозчепленням.

Магнітне поле в речовині



Класифікація речовин (магнетиків) за їх здатністю впливати на магнітне поле, в яке вони внесені:

- **діамагнетики**: всередині індукується слабе магнітне поле у протилежному напрямку до зовнішнього, в результаті чого зовнішнє поле незначно послаблюється;
- **парамагнетики**: всередині індукується слабе магнітне поле в одному напрямку із зовнішнім, в результаті чого зовнішнє поле незначно підсилюється;
- **феромагнетики**: всередині індукується сильне магнітне поле в одному напрямку з зовнішнім, в результаті чого зовнішнє поле значно посилюється.

Фізичні величини, які описують магнітне поле у магнетиках

Вектор намагніченості – сумарний магнітний момент одиниці об'єму:

$$\vec{J} = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^N \vec{p}_{mj} \qquad \vec{J} = \chi \vec{H}$$

Напруженість магнітного поля (вимірюється в амперах на метр, А/м):

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \qquad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

Магнітна проникність речовини – безрозмірна величина, що показує, у скільки разів дана речовина підсилює зовнішнє магнітне поле, може бути більше або менше одиниці, є сталою для діа- та парамагнетиків та залежить від зовнішнього поля у феромагнетиків:

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

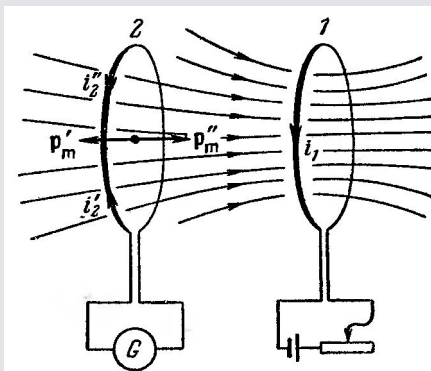
(не плутати з магнітною сталою вакууму, яка має розмірність та сталє значення!)

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1.26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$$

Магнітна сприйнятливість речовини – безрозмірна характеристика, що показує міру здатності до намагнічування у зовнішньому магнітному полі, віємна для діамагнетиків, додатна для пара- та феромагнетиків:

$$\chi$$
$$\mu = \chi + 1$$

Закон електромагнітної індукції



При зміні магнітного потоку через контур у контурі (на рисунку контур 2) виникає **індукційний струм**. Зміну магнітного потоку можна викликати в три способи:

- змінюючи величину струму в іншому контурі (на рисунку – у контурі 1);
- змінюючи відстань між контурами;
- повертаючи один контур відносно іншого.

Правило Ленца: індукційний струм завжди спрямований таким чином, щоб перешкоджати причині, яка його викликає.

Закон Фарадея:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}, \text{ або } \varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt}$$

(для випадку одиничного контура, або коли контур містить декілька витків)

Індуктивність. Енергія магнітного поля

Струм у контурі та повний магнітний потік, що він викликає пропорційні. Коефіцієнтом пропорційності виступає фізична величина, що називається **індуктивність** (вимірюється у генрі, Гн):

$$\Psi = LI$$

Провідник з індуктивністю L , по якому тече струм I , має енергію: $W = \frac{LI^2}{2}$

Як і у випадку електричного поля, енергію магнітного поля можна виразити через густину енергії:

$$W = \int \omega dV$$

Густина енергії може бути виражена через магнітну індукцію та/або напруженість магнітного поля:

$$\omega = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{BH}{2}$$

Система рівнянь Максвела

Пари рівнянь Максвела у диференціальній формі:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \\ \text{div} \vec{D} = \rho \end{array} \right.$$

Пари рівнянь Максвела в інтегральній формі:

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint \vec{E} d\vec{l} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \\ \oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \oint \vec{H} d\vec{l} = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} + \int \vec{j} d\vec{S} \\ \oint \vec{D} d\vec{S} = \int \rho dV \end{array} \right.$$

Граничні умови та матеріальні співвідношення:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{1\tau} = E_{2\tau} \\ D_{1n} = D_{2n} \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} H_{1\tau} = H_{2\tau} \\ B_{1n} = B_{2n} \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \\ \vec{j} = \sigma \vec{E} \end{array} \right.$$