

МАГНІТНЕ ПОЛЕ

План

1. Магнітне поле. Характеристики магнітного поля.
2. Дія магнітного поля на електричний струм. Сила Ампера.
3. Закон Біо-Савара-Лапласа. Магнітне поле прямолінійного провідника. Магнітне поле колового струму.
4. Взаємодія двох паралельних прямих струмів. Одиниця сили струму.
5. Закон повного струму. Вихровий характер магнітного поля. Магнітне поле соленоїда.
6. Сила Лоренца.
7. Ефект Холла
8. Контур зі струмом у магнітному полі. Магнітний момент струму.
9. Робота при переміщенні провідника в магнітному полі.
10. Магнітне поле у речовині. Вектор намагніченості, магнітна сприйнятливість, магнітна проникність.
11. Слабкі магнетики. Діамагнетики. Парамагнетики.
12. Феромагнетики. Доменна структура феромагнетиків. Магнітний гістерезис.

1. Магнітне поле. Характеристики магнітного поля.

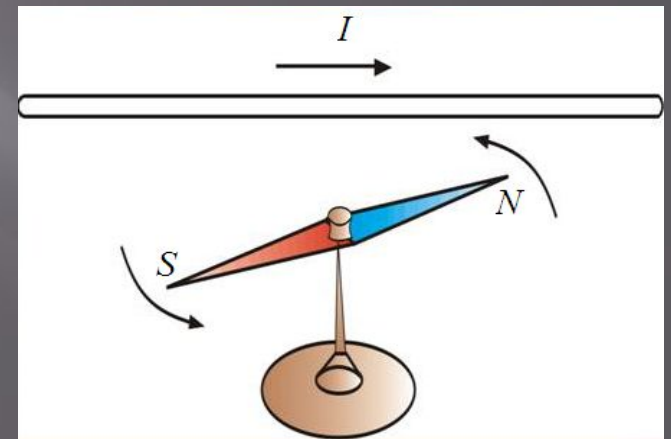
При проходженні по провіднику електричного струму, навколо провідника виникає магнітне поле.

Магнітне поле – це особлива форма існування матерії, яка створюється рухомими зарядами (струмами), і передає взаємодію між ними. Магнітне поле, як і електричне, є окремим проявом єдиного електромагнітного поля. Силовою характеристикою магнітного поля є вектор магнітної індукції.

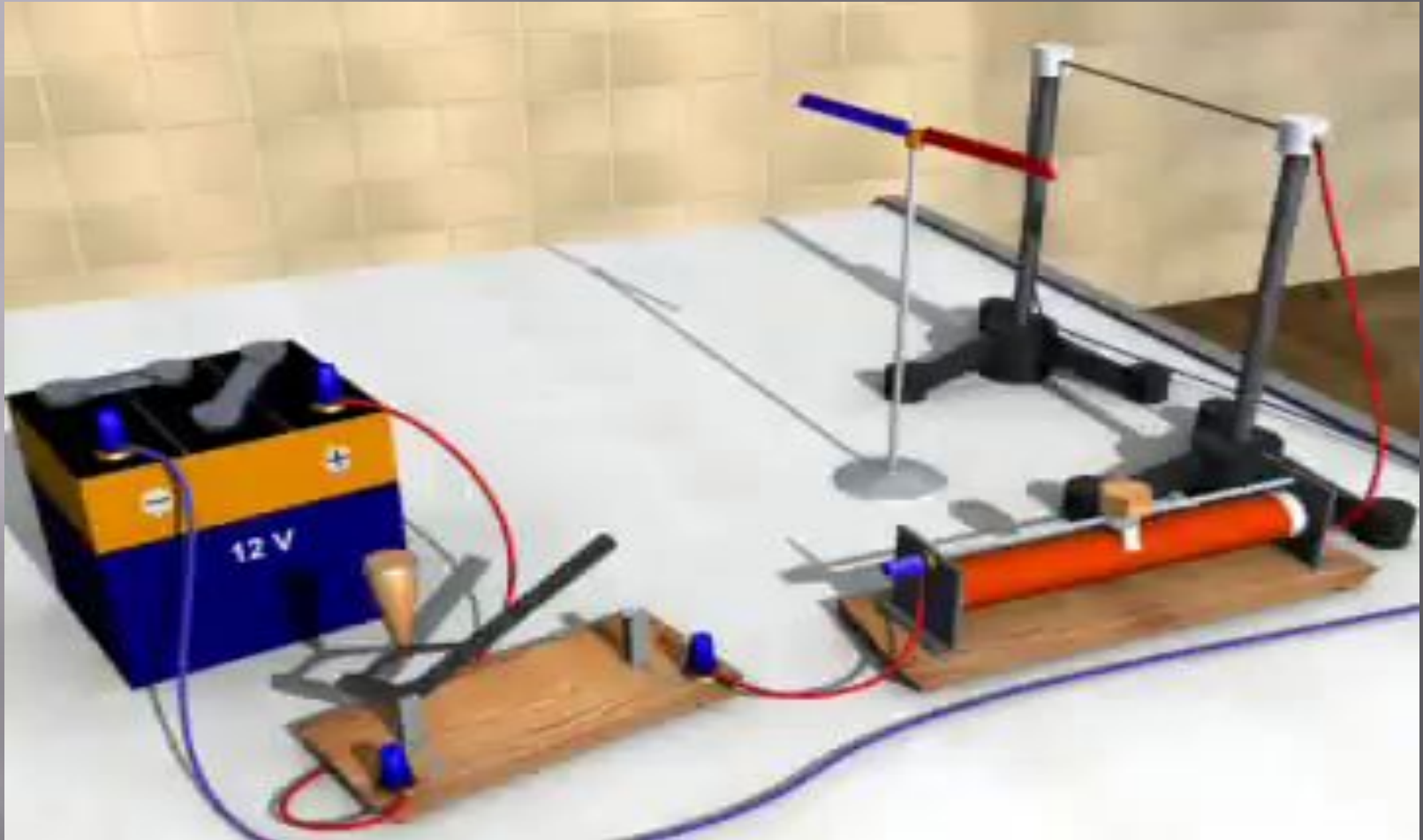
Дія магнітного поля провідника зі струмом на магнітну стрілку була виявлена данським фізиком Х. Ерстедом у 1820 р. Він дослідив, що при наявності струму у провіднику магнітна стрілка орієнтується перпендикулярно до провідника

Було зроблено висновок, що:

- Струм створює магнітне поле .
- Магнітне поле має напрямок.
- Величина поля залежить від відстані до провідника.

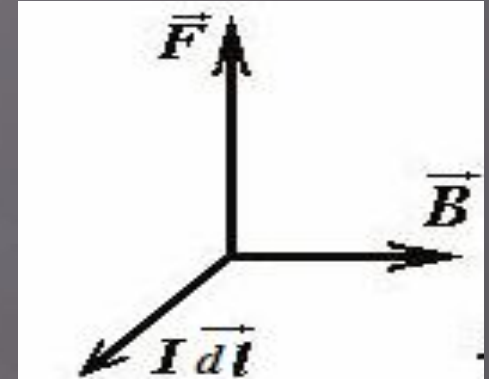


Дослід Ерстеда



Силовою характеристикою магнітного поля є вектор магнітної індукції.

$$\vec{B} = \frac{d\vec{F}}{Idl \sin \alpha}$$



Ще одна характеристика -- напруженість магнітного поля -- враховує властивості середовища в якому існує поле

$$\vec{H} = k \frac{d\vec{F}}{Idl \sin \alpha}$$

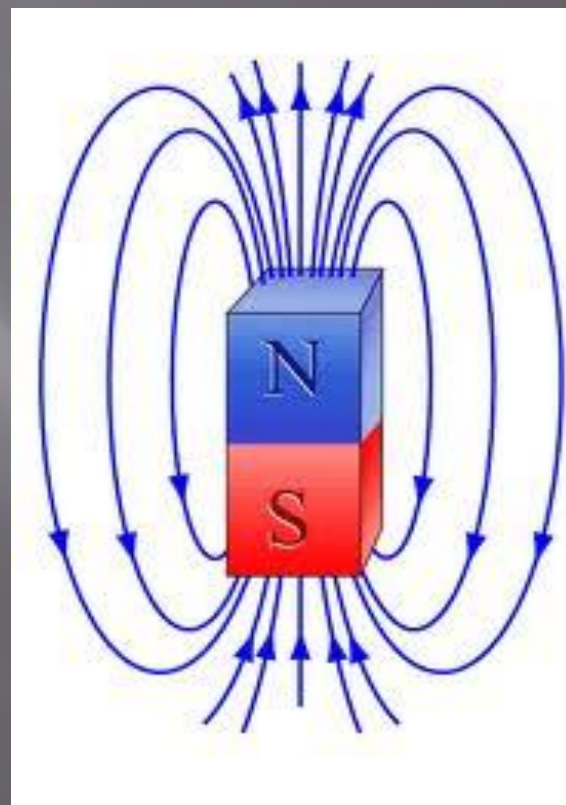
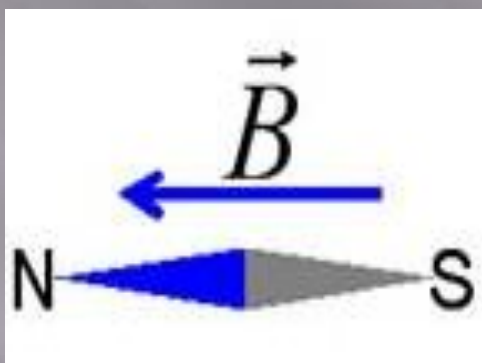
У	$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$
вакуумі	
$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{H}{A^2}$	магнітна стала

Одиниця індукції в СІ – тесла

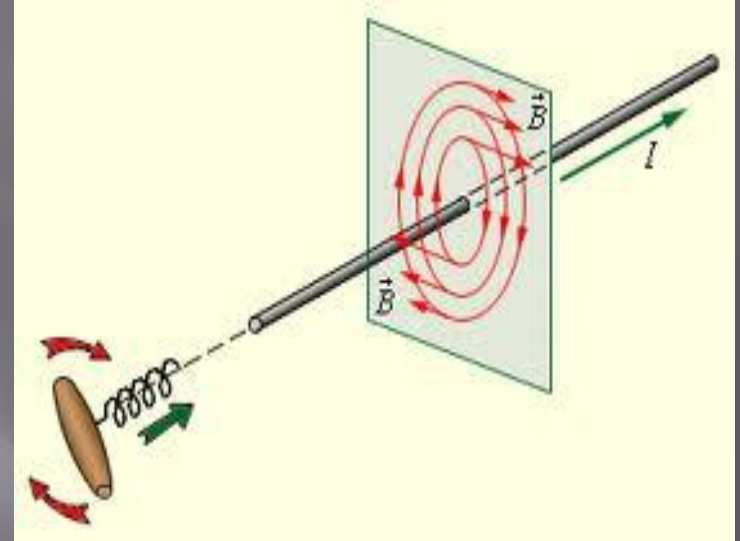
$$1Tл = \frac{1H}{1A \cdot м}$$

$$[H] = \frac{1 \frac{H}{A \cdot м}}{\frac{H}{A^2}} = 1 \frac{A}{м}$$

Графічно магнітні поля зображують з допомогою ліній магнітної індукції. Величина поля зображується різною густиною ліній індукції. Так біля полюсів постійного магніту поле досить сильне і зображується лініями, що розташовуються густіше ніж в точках віддалених від магніту.



Правило свердлика



Для магнітного поля справедливий принцип суперпозиції.

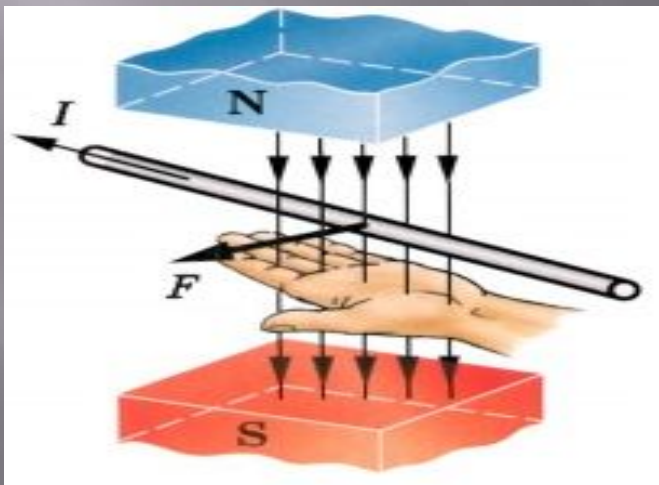
$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i$$

2. Дія магнітного поля на електричний струм. Сила Ампера.

Сила Ампера — це сила, з якою магнітне поле діє на провідник зі струмом. Сила Ампера пропорційна силі струму в провіднику та довжині частини провідника, що перебуває в магнітному полі і залежить від розташування провідника відносно ліній магнітного поля. Сила Ампера є максимальною, якщо провідник розташований перпендикулярно до магнітних ліній, і дорівнює нулю, якщо провідник розташований паралельно магнітним лініям.

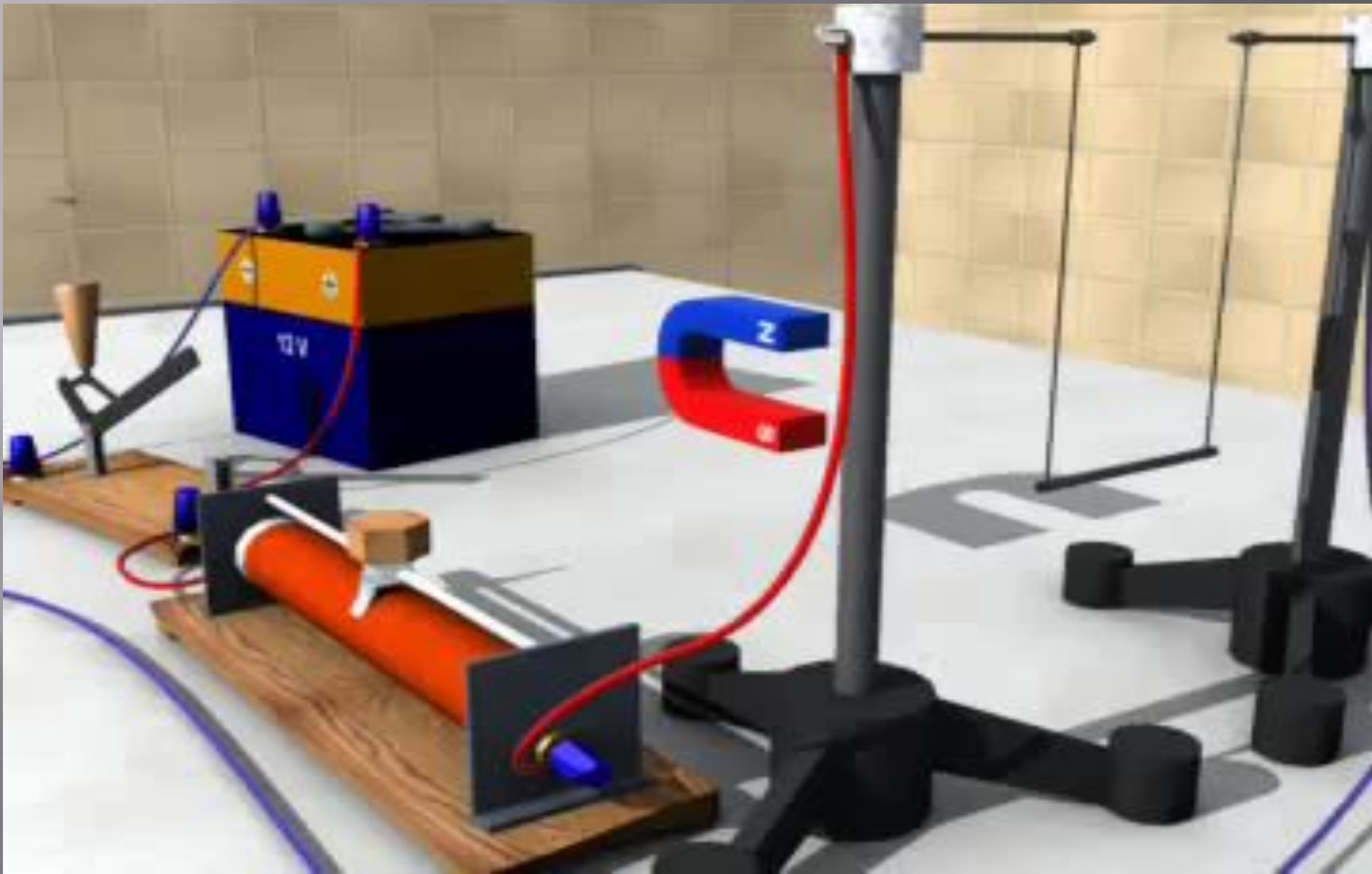
$$dF = B I dl \sin \alpha$$

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



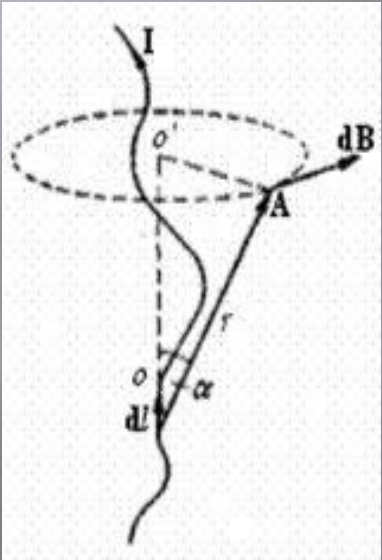
Напрямок сили Ампера зручно визначати за допомогою правила лівої руки. Якщо ліву руку розташувати так, щоб лінії магнітного поля входили в долоню, а чотири витягнуті пальці вказували напрямком струму в провіднику, то відігнутий на 90° великий палець укаже напрямком сили Ампера.

Сила



3. Закон Біо-Савара-Лапласа. Магнітне поле прямолінійного провідника. Магнітне поле колового струму.

Закон Біо-Савара-Лапласа — закон, який визначає магнітне поле провідника, в якому протікає електричний струм. Індукцію магнітного поля елемента струму в довільній точці поля A можна визначити користуючись законом Біо-Савара-Лапласа.

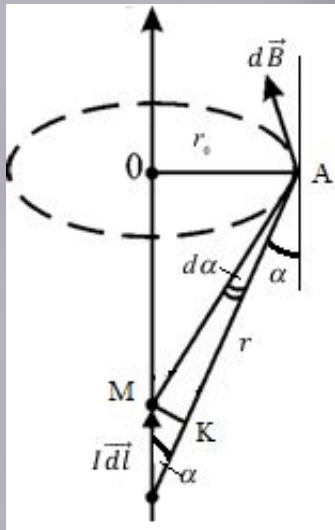


$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[dl \times r]}{r^3}$$

Закон Біо-Савара-Лапласа справедливий лише для лінійних струмів, поперечні розміри яких малі в порівнянні з відстанню до розглядуваних точок поля.

В випадку довільних об'ємних струмів їх розбивають на сукупність нескінченно тонких трубок струму і застосовують закони Біо-Савара-Лапласа до них.

Магнітне поле прямолінійного провідника.



Знайдемо магнітне поле прямого провідника з струмом I в точці A , на відстані r_0 .
Поділимо провідник на нескінченно малі елементи

$I dl$

Кожен елемент створює поле з індукцією

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}$$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I dl \sin \alpha}{r^2}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha} \quad dl = \frac{KM}{\sin \alpha} \approx \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0}{\sin \alpha} \frac{d\alpha}{\sin \alpha}$$

Для нескінченного провідника

$$\alpha_1 \rightarrow 0$$

$$\alpha_2 \rightarrow \pi$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$$

Магнітне поле колового струму.

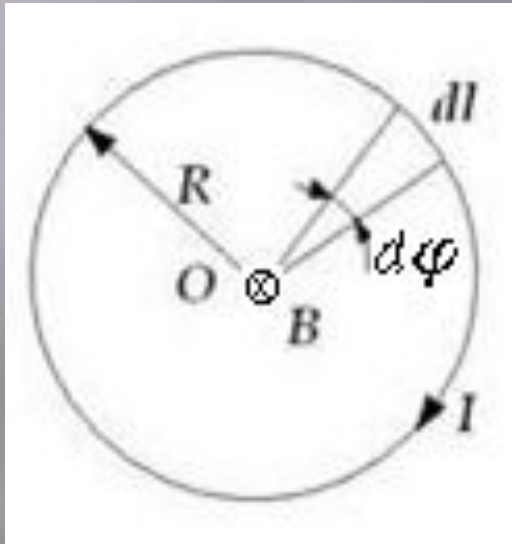
В центрі O витка вектори всіх елементів струму \vec{dl} напрямлені перпендикулярно за площину малюнка. Так само буде напрямлений результуючий вектор індукції магнітного поля

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I dl \sin \alpha}{r^2} \quad \alpha = \frac{\pi}{2} \quad r = r_0 \quad dl = r_0 d\varphi$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{\mu_0 I}{2r_0}$$

Для плоскої котушки з N витками

$$B = N \frac{\mu_0 I}{2r_0}$$

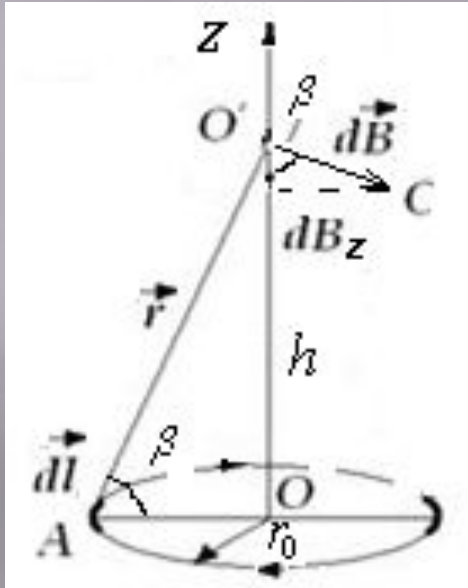


Магнітне поле колового струму.

Закон Біо-Савара-Лапласа запишеться як

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \sin \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l}}{r^2}$$

→ Вектор $d\vec{B}$ перпендикулярний до площини r
 векторів $I d\vec{l}$ і r нахилений до OA під кутом β , тому
 проекція вектора на вісь OZ



$$dB_z = dB \cos \beta \quad B_z = \int dB \cos \beta$$

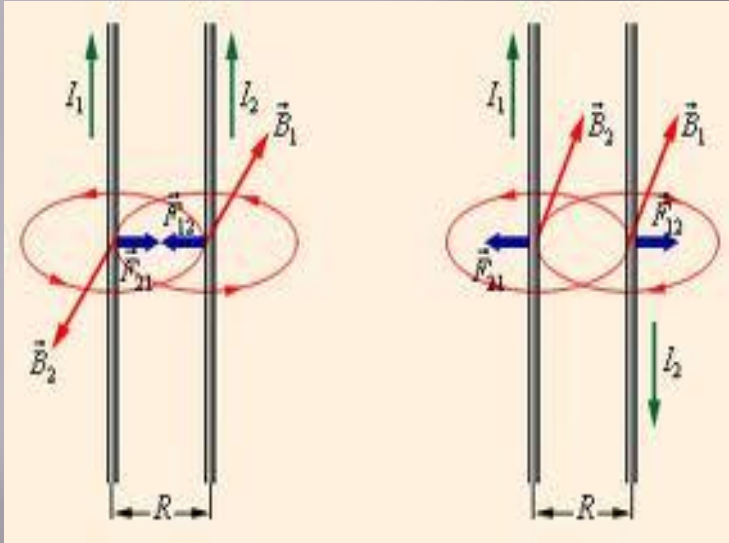
$$\cos \beta = \frac{r_0}{r} = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + h^2}}$$

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r_0^2 + h^2} \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + h^2}} \int_0^{2\pi r_0} dl = \frac{\mu_0 I r_0^2}{2(r_0^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Для плоскої котушки з N
 витків

$$B = N \frac{\mu_0 I r_0^2}{2(r_0^2 + h^2)^{\frac{3}{2}}}$$

4. Взаємодія двох паралельних прямих струмів. Одиниця струму.



За законом Ампера на провідник з струмом I_2 в магнітному полі, що створене струмом I_1

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0}$$

діє сила $F = I_2 l B_1 \sin \alpha$, де $\alpha = 90^\circ$

$$F = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi r_0} l$$

Тоді

Звідси встановлюємо одиницю сили струму, яка є основою в СІ: 1 Ампер величина постійного струму, який проходячи по двох провідниках нескінченною довжини і малого перерізу, створює силу взаємодії між ними на кожний метр довжини. З цього означення можна знайти магнітну сталу

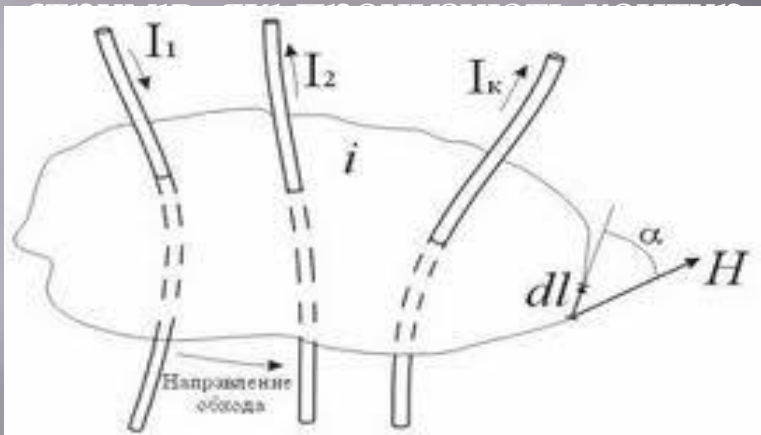
$$2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} = \mu_0 \frac{(1 \text{ А})^2}{2\pi \cdot 1 \text{ м}}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ Н}}{\text{ А}^2}$$

5. Закон повного струму. Вихровий характер магнітного поля. Магнітне поле соленоїда.

Теорема про циркуляцію (або закон повного струму) в інтегральній формі :

циркуляція вектора індукції магнітного поля постійних струмів по будь-якому контуру L завжди дорівнює добутку магнітної сталої μ_0 на суму усіх

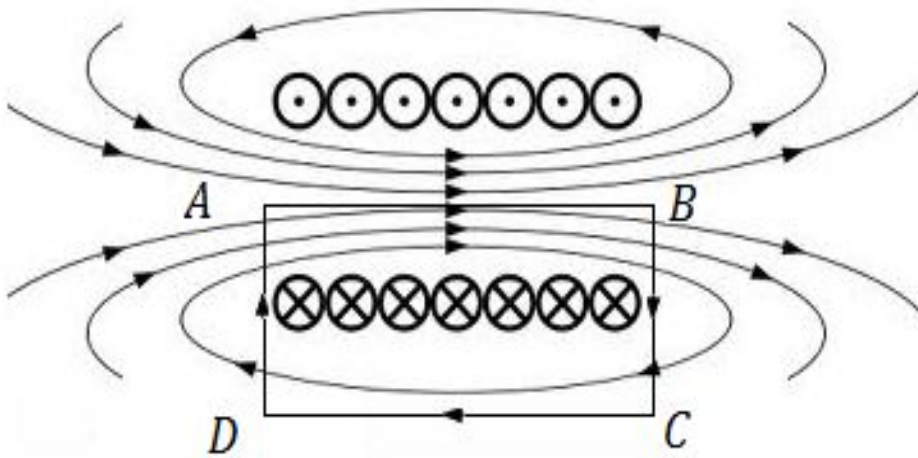


$$\oint_L \vec{B} dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k$$

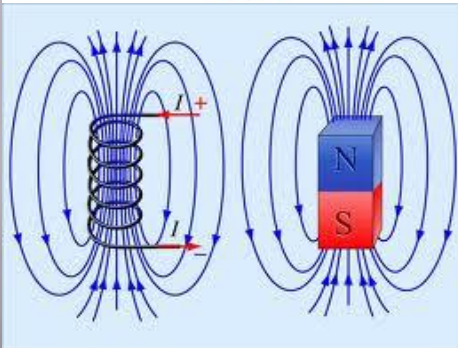
Циркуляція вектора напруженості магнітного поля по замкнутому контуру дорівнює алгебраїчній сумі струмів, що ним охоплюється.

$$\oint_L \vec{H} dl = \sum_{k=1}^n I_k$$

Робота по перенесені одиничного елемента струму по замкнутому контуру такі поля є вихровими (непотенціальними) лінії індукції таких полів замкнуті.



Соленоїд — провідник намотаний на циліндричну поверхню. Якщо довжина соленоїда набагато більша за його діаметр, то при протіканні струму всередині котушки виникає однорідне магнітне поле спрямоване вздовж осі. Воно є результатом додавання магнітних полів кожного витка і формою нагадує магнітне поле прямолінійного магніта.



Знайдемо, користуючись законом повного струму індукцію магнітного поля на осі нормального соленоїда довжиною L і з кількістю витків N .

$$\oint_{ABCD} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^N I_k = \mu_0 NI$$

$$\vec{B} = const$$

$$\oint_{ABCD} \vec{B} d\vec{l} = \int_{AB} \vec{B} d\vec{l} + \int_{BCDA} \vec{B} d\vec{l}$$

$$\oint_{ABCD} \vec{B} d\vec{l} \approx \int_{AB} \vec{B} d\vec{l} = B \int_{AB} d\vec{l} = BL = \mu_0 NI$$

$$\int_{AB} \vec{B} d\vec{l} \gg \int_{BCDA} \vec{B} d\vec{l}$$

$$B = \mu_0 \frac{NI}{L} = \mu_0 I \cdot n \quad n = \frac{N}{L}$$

6. Сила

Лоренца

Силу Ампера можна інтерпретувати як результат дії сили F_M з боку магнітного поля на кожен рухомий заряд провідника зі струмом

Таку силу називають силою Лоренца

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



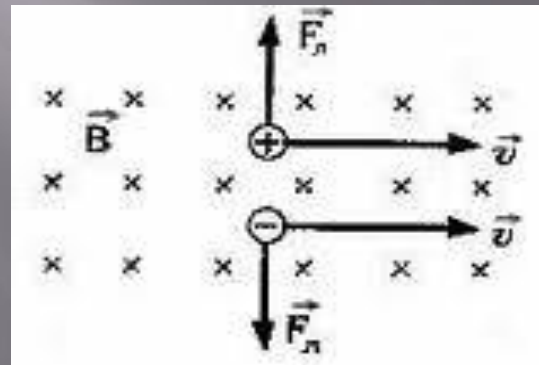
На практиці напрям сили Лоренца визначають за правилом лівої руки. Якщо ліву руку розмістити так, що витягнуті пальці напрямлені за напрямом швидкості позитивного заряду (або проти напрямку руху негативного заряду), а лінії індукції магнітного поля входять в долоню, то витягнутий під прямим кутом великий палець покаже напрямок сили Лоренца

Напрямок сили Лоренца перпендикулярний до швидкості, отже сила не виконує роботи, а лише викривляє траєкторію руху заряду не змінюючи його енергії.

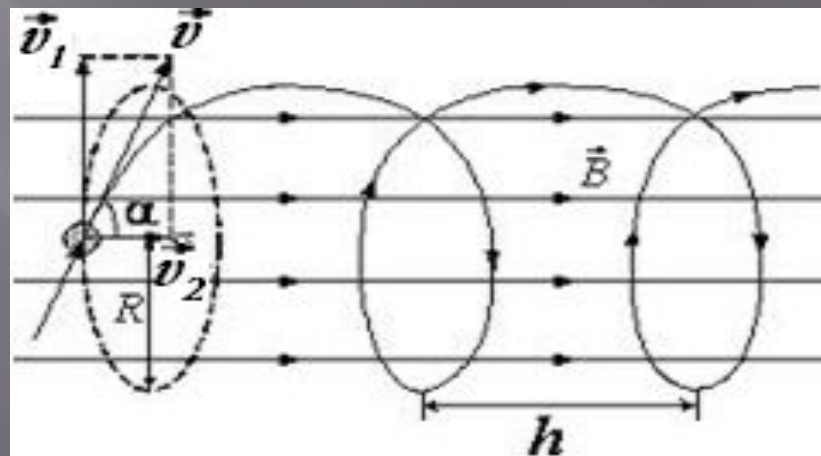
У електричному полі на заряд діє сила $F_e = qE$ незалежно чи рухається він чи ні. Результуюча сила

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}])$$

Сили Лоренца, що діють на позитивні і негативні заряди у магнітному полі напрямлені в різні боки, таким чином різнойменні заряди рухомого пучка можна розділяти за допомогою магнітного поля.

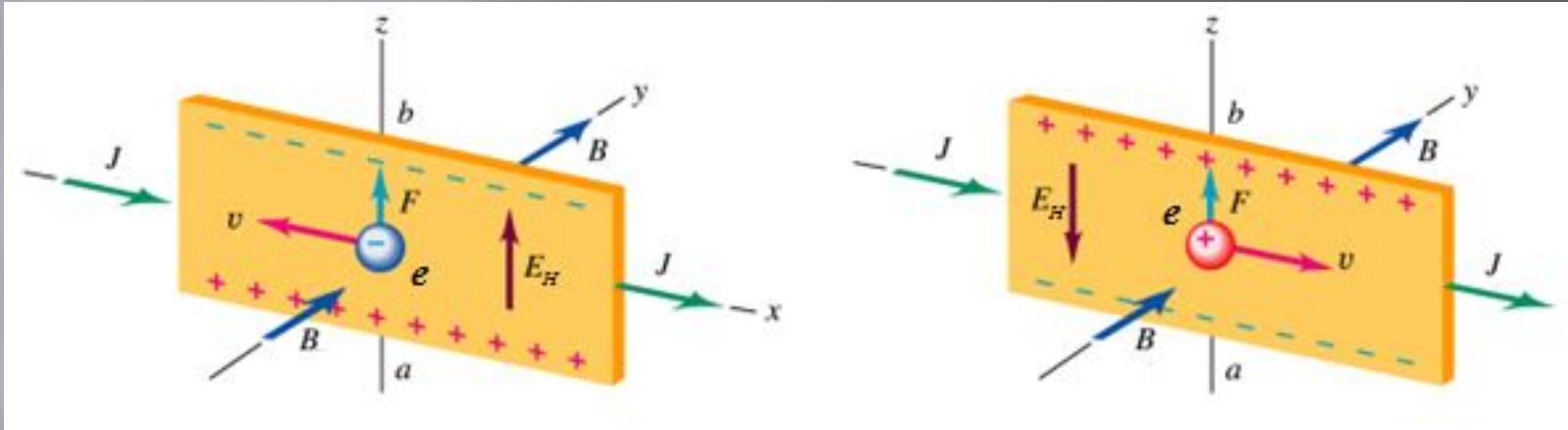


Якщо частинка влітає в магнітне поле під кутом, то траєкторією руху є гвинтова лінія.



7. Ефект Холла

у 1879 р. американський фізик Е. Холл виявив, що у провідниках зі струмом вміщених в магнітне поле виникає електричне поле, яке перпендикулярне до напрямку струму і магнітного поля.



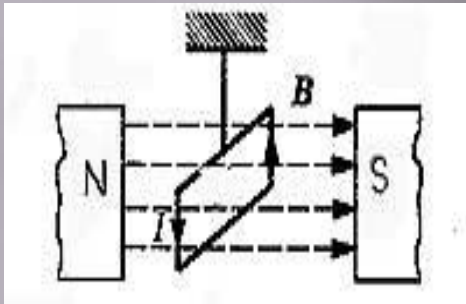
Пояснення: дія на заряджені частинки сили Лоренца

$$U_H = R_H \frac{IB}{h}$$

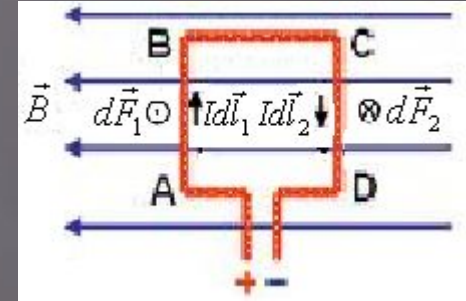
де R_H - коефіцієнт пропорційності і названий *сталю Холла* h - товщина пластини у напрямку магнітного поля

8. Контур з струмом в магнітному полі

Сила, що діє на замкнений контур L з струмом у постійному магнітному полі



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



Спочатку розглянемо випадок, коли площа контура паралельна до силових ліній магнітного поля. На сторони AB і DC контура діють сили Ампера

$$\vec{F}_1 = \vec{F}_2 = I [l \times \vec{B}]$$

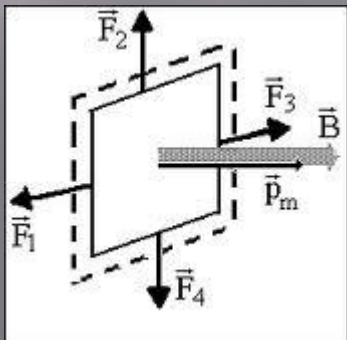
На струми, що проходять сторонами BC і DA сила Ампера не діє. Отже на контур діє пара сил, що утворюють обертальний момент

$$\vec{M} = I [S \vec{B}]$$

$$\vec{M} = [p_m \times \vec{B}]$$

$$p_m = IS$$

називається
магнітним моментом
струму



Тепер розглянемо контур, площа якого перпендикулярна до ліній магнітного поля, тобто Сила Ампера, що діє на кожний елемент контура буде спрямована так, що контур розтягуватиметься. При іншому напрямку струму контур буде стискатися

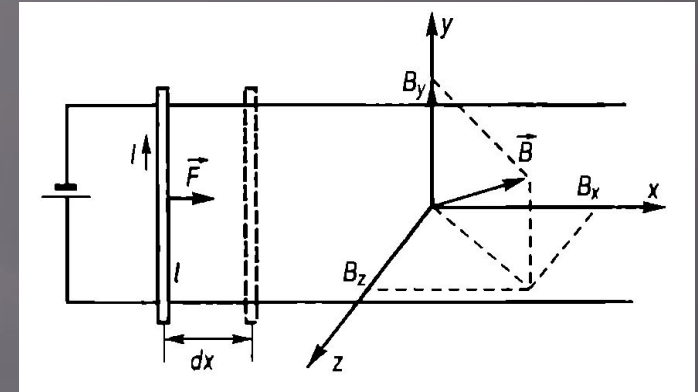
9. Робота при переміщенні провідника зі струмом в магнітному полі.

На провідник діє сила Ампера

$$F = I [l \cdot B]$$

яка при переміщенні dx виконує елементарну роботу

$$dA = F dx \cos \alpha$$



Вектор індукції B можна розкласти на складові B_x , B_y , B_z .

B_x створює силу Ампера \perp до переміщення і роботи не виконує. Складова B_y не утворює сили Ампера.

$$dA = I l B_z \sin(\angle B) dx \cos(\angle F dx)$$

$$dA = I l B_z dx = I l B_z dS = Id$$

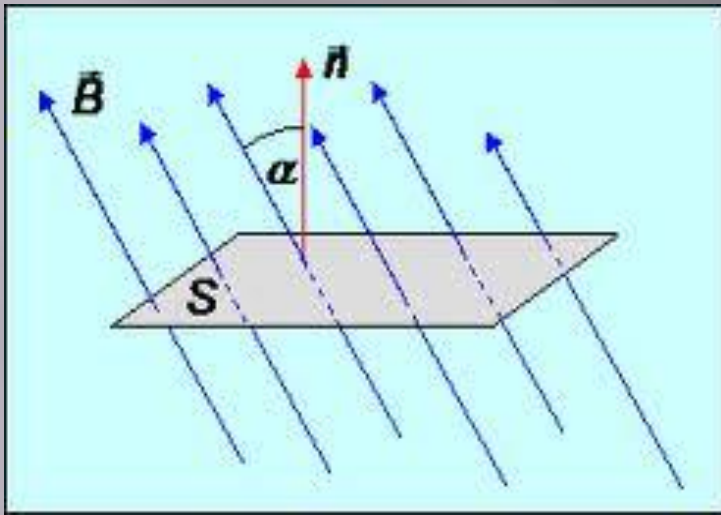
$$\Phi_z dS = d \quad - \text{елементарний магнітний}$$

В разі довільного переміщення провідника потік

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1)$$

Робота при переміщенні провідника з струмом в магнітному полі прямо пропорційна добутку струму на зміну магнітного потоку через площу поверхні, яку описує провідник.

Якщо провідник переміщається в напрямку протилежному до F_A то роботу виконують зовнішні сили і знак роботи зміниться на протилежний.



Елементарний магнітний потік

$$\Phi = B dS$$

$$B_n = B \cos \alpha$$

Потік через довільну
поверхню

$$\Phi = \int_S B_n dS$$

В СІ одиниця вимірювання магнітного потоку Вебер.
 $[\Phi] = \text{Вб}$

Оскільки магнітних зарядів не існує, то потік вектора індукції магнітного поля через довільну замкнену поверхню дорівнює нулю:

$$\oint_S B_n dS = 0$$

Це рівняння, а також закон повного струму.

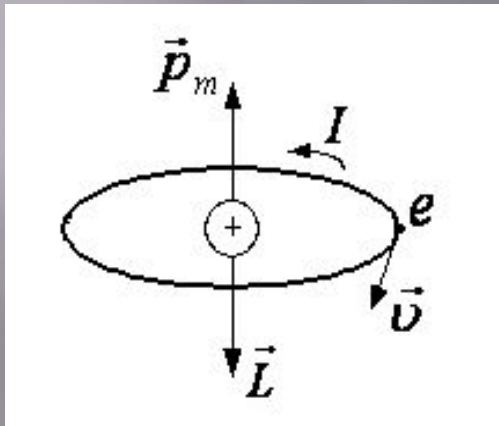
$$\oint_L B dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k$$

є основними рівняннями для стаціонарного магнітного поля.

10. Магнітне поле у речовині. Вектор намагніченості, магнітна сприйнятливість, магнітна проникність.

Магнітні властивості речовини пояснюються магнітними моментами атомів і молекул, які визначаються:

- Магнітним моментом електронів, що зумовлений обертанням навколо ядер.
- Магнітним моментом електронів, який зумовлений власним механічним моментом електрона – спіном.
- Магнітним моментом атомних ядер, що визначається їх спіном.



$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r},$$

Тоді магнітний орбітальний момент електрона

$$p_{me} = IS = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2}$$

Спіновий магнітний момент електрона

визначається як

$$p_{ms} = \pm \frac{e}{2m} \hbar$$

Магнетики можуть мати слабкі (діа- і парамагнетики) та сильні (ферромагнетики) магнітні властивості.

Магнітні поля збуджовані орбітальним та спіновим рухом електронів еквівалентні відповідним полям струмів, які називають молекулярними струмами.

Основною характеристикою магнітного поля як в речовині, так і у вакуумі є вектор індукції магнітного поля, який одержують усередненням макроскопічного поля по фізично нескінченному малому об'єму магнетика. Аналогічно усереднюють молекулярні струми, які називають струмами намагнічення.

$$\oint_S B dS = 0$$

$$\oint B dl = \mu_0 (I + I_m)$$

Струм намагнічення визначити безпосередньо не можна, тому вводять вектор намагніченості – магнітний момент одиниці об'єму магнетика.

$$\vec{M} = \frac{\sum p_m}{\Delta V} = n p_m$$

Експериментально встановлено, що для діа- і парамагнетиків $\vec{B} = \kappa \vec{H}$

Згідно принципу суперпозиції, магнітне поле в магнетику визначається

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_M$$

Отже магнітне поле в магнетиках складається з зовнішнього магнітного поля $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ і власного магнітного поля, створюваного магнетиком $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \kappa) \vec{H}$$

$1 + \kappa = \mu$ - магнітна проникність середовища. Для діамагнетиків $\mu > 1$, а для парамагнетиків $\mu < 1$.

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

Отже, основні рівняння постійного магнітного поля в магнетиках:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0, \quad \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_S \vec{j} d\vec{S}$$

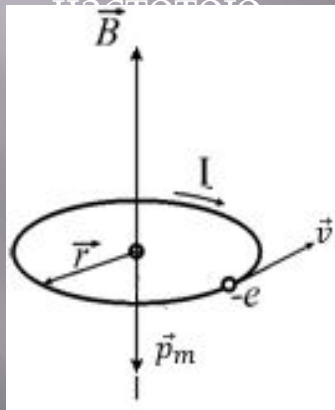
11. Слабкі магнетики. Діамагнетики.

Парамагнетики

Магнітний момент атома визначається сумою спінових і орбітальних магнітних моментів електронів. У деяких речовинах магнітний момент атома рівний нулю, тобто спінові і орбітальні магнітні моменти компенсуються. Такі речовини є діамагнетиками.

Атоми діамагнетика мають повністю заповнені електронні оболонки. Такими речовинами є інертні гази, H_2 , N_2 , вода, Zn , Hg , Pb , Ag , Au , ряд органічних і неорганічних сполук.

В зовнішньому магнітному полі в електронних оболонках атомів виникають індуковані полем додаткові обертяння електронів з частотою



$$\omega = -\frac{e\hbar}{2m}$$

Таким обертянням відповідають колові струми, які створюють додаткові магнітні моменти $\vec{\mu}_m$ напрямлені проти напрямку зовнішнього поля

Магнітна сприйнятливість діамагнетика не залежить від температури. Енергія теплового руху при не дуже високих температурах недостатня, для зміни внутрішнього стану атомів. Діамагнітна сприйнятливість має значення порядку 10^{-5} - 10^{-6} .

Парамагнетики

В атомах парамагнетиків магнітні моменти електронів повністю не компенсуються – атом подібно до колового струму має власний магнітний момент.

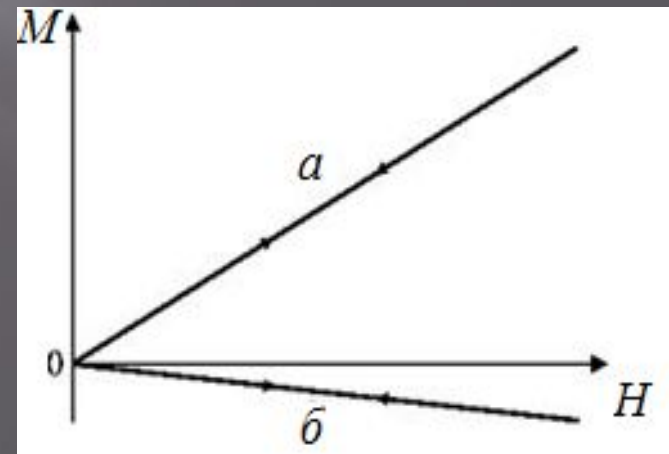
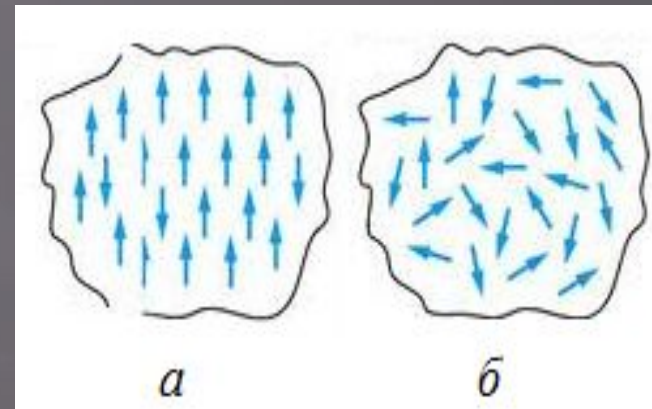
Температурна залежність парамагнітної сприйнятливості виражається законом Кюрі

$$\kappa = \frac{C}{T}$$

Парамагнітна сприйнятливість набуває значень порядку 10^{-3} - 10^{-4} .

До парамагнетиків відносяться: O_2 , Mg , Al , Ca , Cr , Mn , Li , U .

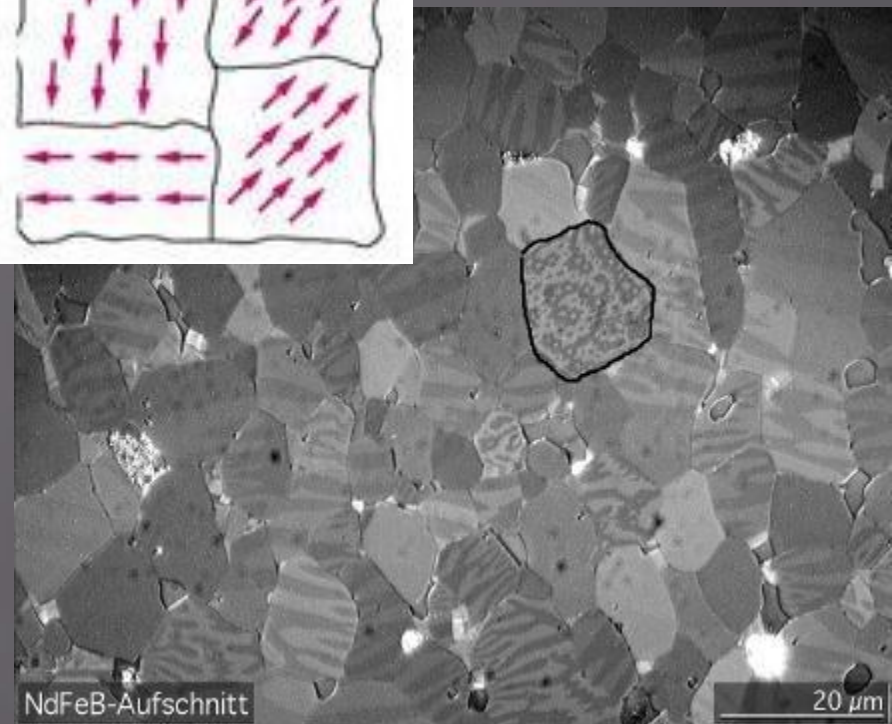
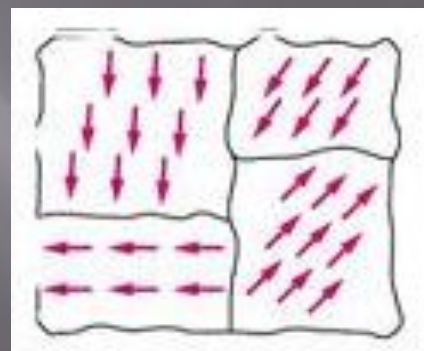
Діамагнетизм притаманний всім речовинам, проте часто діамагнетизм атомів не виявляється через порівняно сильнішу дію парамагнітних ефектів



12. Феромагнетики. Доменна структура феромагнетиків. Магнітний гістерезис

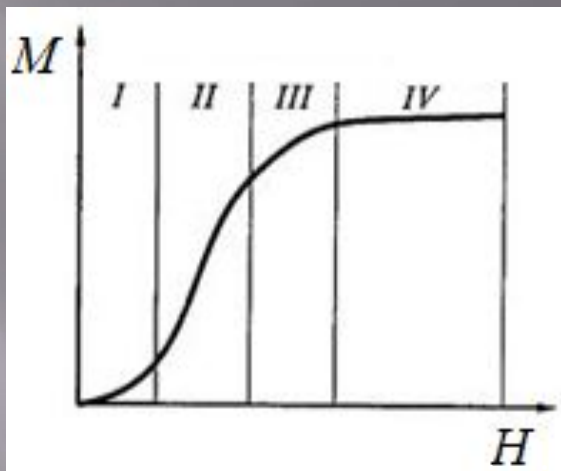
Феромагнетики – речовини, що володіють значно сильнішими порівняно з діа- і парамагнетиками магнітними властивостями. Типовими представниками феромагнетиків є *Fe*, *Co*, *Ni*. При цьому величина магнітної сприйнятливості залежить від зовнішнього магнітного поля і може досягати значень порядку 10^2 - 10^5 .

Феромагнетики розпадаються на малі порядку 10^{-5} - 10^{-4} м області – домени. Магнітний момент домена складається з порядку 10^{15} атомних магнітних моментів. Магнітні моменти доменів за відсутності зовнішнього магнітного поля розміщені хаотично. Намагнічення феромагнетика полягає у орієнтації доменів зовнішнім магнітним полем. При цьому залежність намагніченості магнетика M від напруженості зовнішнього магнітного поля H –



Модель доменної будови ферромагнетиків





На кривій намагнічення виділяють такі ділянки:

I - область оборотного намагнічення, зумовлена пружним зміщенням доменів;

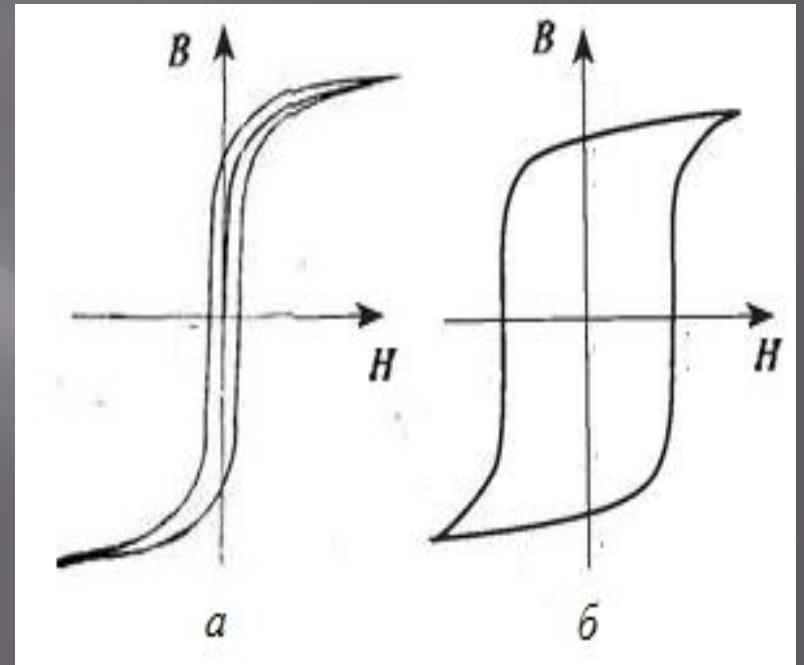
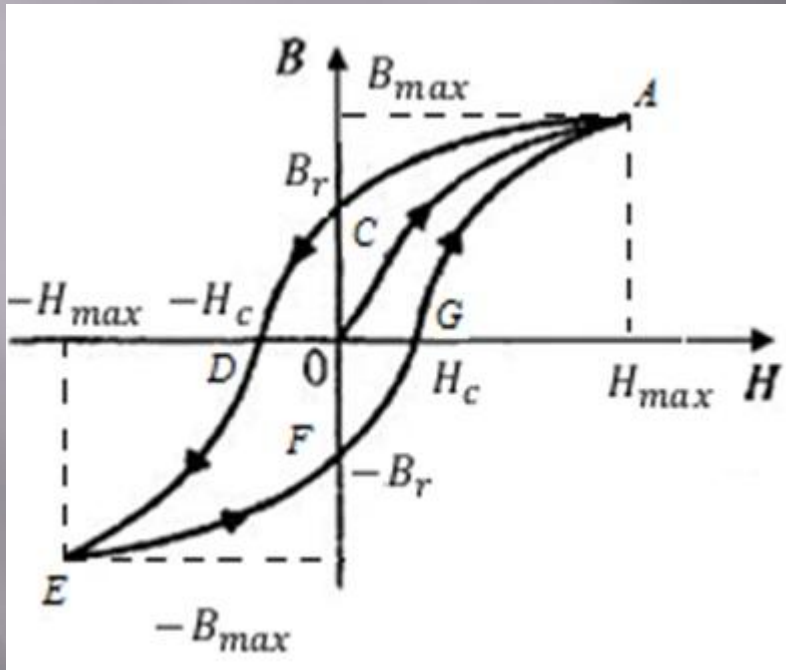
II - оборотне і необоротне зміщення доменів, залежність $M(H)$ квадратична;

III - необоротне зміщення меж доменів, та обертання магнітних моментів доменів намагніченість швидко зростає, магнітна проникність максимальна;

IV - область магнітного насичення, магнітні моменти доменів орієнтовані вздовж зовнішнього магнітного поля, намагніченість практично не змінюється.

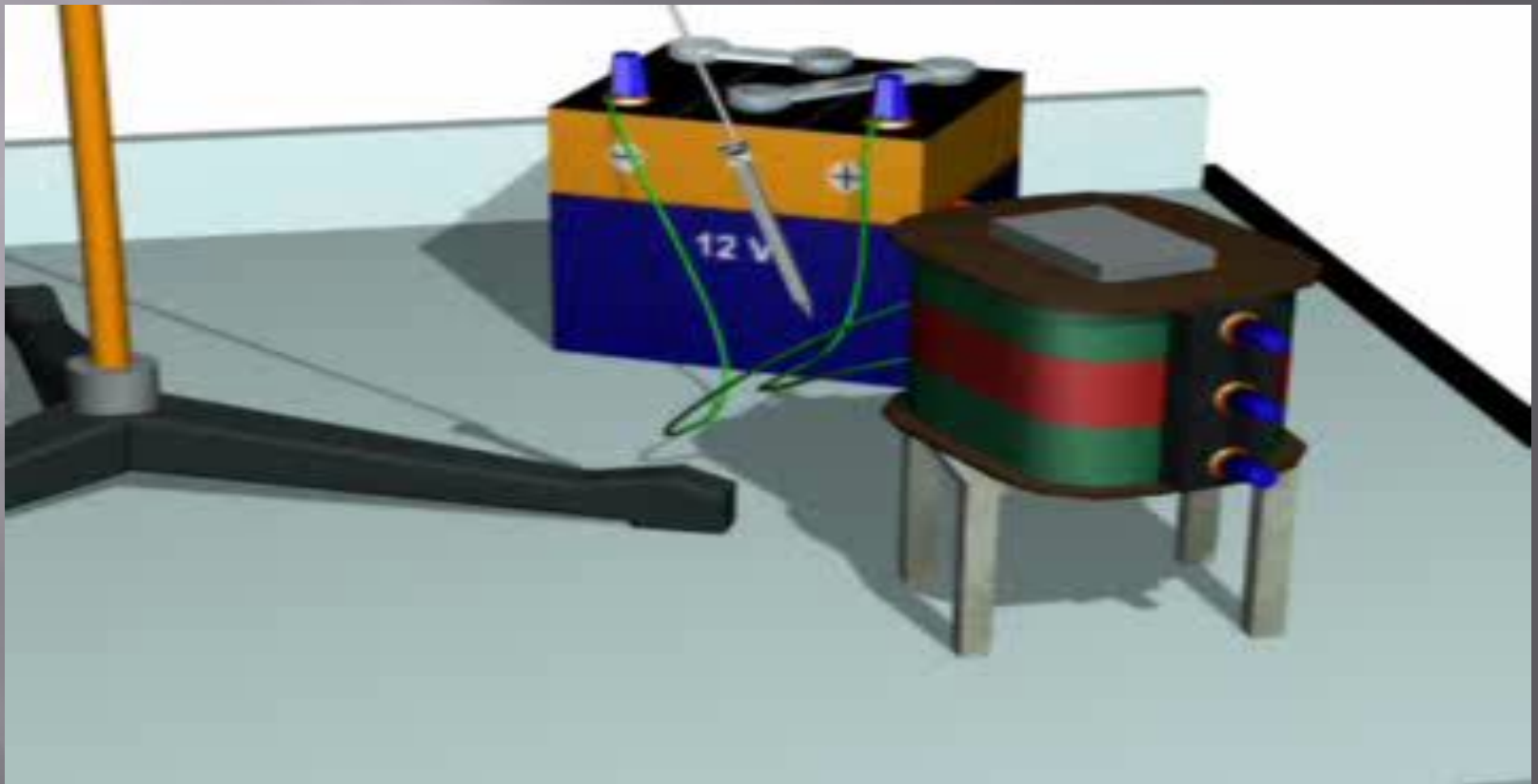
Особливістю феромагнетика є те, що за одних і тих самих значень напруженості зовнішнього поля значення індукції магнітного поля та намагніченості є неоднозначними

Магнітний гістерезис



Магнітна сприйнятливість феромагнетиків κ (як і магнітна проникність μ) залежить не тільки від напруженості зовнішнього поля, але і від температури за законом Кюрі – Вейса:

$$\kappa = \frac{C}{T - T_C}$$



Температура Кюрі для різних феромагнітних матеріалів має різні значення, зокрема для заліза – 1042 К, кобальту – 1423 К, нікелю – 631 К

Антиферромагнетики – речовини в яких основні магнітні моменти сусідніх частинок зорієнтовані антипаралельно в результаті чого магнітний момент домена риний нулю. Антиферромагнітний стан також руйнується при температурі вищій за критичну.

Антиферромагнетиками є сполуки: MnO , MnS , MnF_2 , FeF_2 , $FeCl_2$, FeS та ін.

Феримагнетики (ферити) – речовини, в яких підрешітки речовин неоднаково намагнічені, в межах домена магнітні моменти компенсуються повністю. Феримагнетиками є сполуки $MgO \cdot Fe_2O_3$, $NiO \cdot Fe_2O_3$, $MnO \cdot Fe_2O_3$, $CuO \cdot Fe_2O_3$ та ін.

Багато феритів мають малу коерцитивну силу і високі значення залишкової намагніченості, поряд із низькими значеннями електропровідності. Це зумовлює використання їх як матеріалу для виготовлення магнітних антен, осердь високочастотних трансформаторів, а також магнітних комірок пам'яті в комп'ютерній техніці

