

Магнітне поле. Сила Ампера. Сила Лоренца.

Розглядаємо силу \vec{F} , яка діє на заряд, залежить в загальному виразі не тільки від положення цього заряду, але і від його швидкості \vec{V} . Тому чи силу \vec{F} можна назвати складовою електричної (не залежить від руху заряду) і магнітною (залежить від \vec{V}). Остання діє з \vec{B} на магнітний поле. Цю ж силу має існує два додатні факти:

1) М.П. діє на рухомі заряди (струни)

2) рухомі заряди (струни) створюють М.П.

Цією рухомі заряди зуміють властивості струн та індуктування створюють уявлену магнітне поле, що погано проявляється в тому, що на заряди, які рухаються в ньому, діють ~~як~~ сили.

У загальному виразі додатні факти було отримано, що сила на рухомій заряд в М.П. залежить від

a) величини заряду

b) властивостей самої ной

b) величини швидкості

2) напрямку швидкості (нове!),

при цьому в залежності від напрямку сили змінюється від F_{max} до F_{min} .

Величина, яка характеризує властивості М.П. називається індукцією (B), що вектор, модуль якої

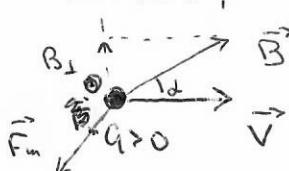
$$|\vec{B}| = \frac{q F_{max}}{q \cdot V}$$

$$[B] = T_n \text{ (текла)} \quad \& \quad T_n = \frac{1 \text{ H}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}} = \frac{1 \text{ H}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}}$$

Загальний вираз для сили має вигляд

$$\vec{F}_m = q [\vec{V}, \vec{B}] \quad ; \quad |\vec{F}_m| = q \cdot V \cdot B \cdot \sin \alpha$$

$\vec{F}_m \perp \vec{V}$, і тому робота не виконує (не може змінювати енергію)



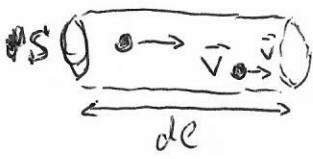
єкак рухається електрон, ~~то~~ ($q < 0$) то напротив сили змінюється на протилежний

В літературі синонім Лоренца називається

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = q \vec{E} + q [\vec{V}, \vec{B}] \quad - \text{вираз, який вживався в Е.П., і М.П.}$$

В нерівнотвірственому надмінцевому ($V \ll c$) \vec{F} не залежить від відсутності інерційного С.В. Проте \vec{V} , а отже: $[\vec{V}, \vec{B}]$ зуміються при нерівності від земній системі до іншої \Rightarrow має змінюватися і величина $q \vec{E}$ \Rightarrow розвинуті побудови електричну та магнітну складові залежать від відсутності С.В., єрз вказівки системи такий відповідний.

Достижимо в бівінію про M.П. з рухомими променями не з електричним зарядом, а з електричними струмами. Розглянемо сину. які є елемент проміння гравітації de



$$d\vec{F} = \epsilon d\vec{E} = d\vec{F}_i \cdot N_q = q [\vec{v}, \vec{B}] n \cdot dV =$$

$$= q [\vec{v}, \vec{B}] n \cdot S de.$$

$$\vec{j} = q \cdot n \cdot \vec{v}$$

$$d\vec{F} = [j, \vec{B}] S de = I [de, \vec{B}] - \text{сума} \\ \text{ампер}$$

До проміння виневої гравітації $\vec{F}_A = I \int [de, \vec{B}]$

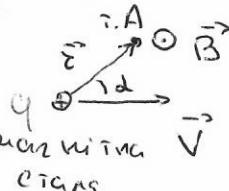
До проміння проміння $\vec{F}_A = I \int \vec{B} \cdot d\vec{l}$; $F_A = I \cdot R \cdot B \cdot \sin \frac{\pi}{2}$

Магнітне поле залежності рухомих зарядів. Закон Біо-Савара-Ланаре

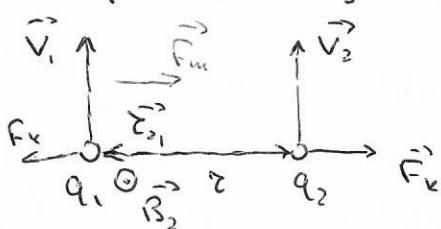
В результаті узагальнення законів Фарадея Відновлення, якою \vec{B} є M.P. для рухомих зарядів, отримав вираз

$$\vec{B}_q = \mu_0 \frac{q [\vec{v}, \vec{z}]}{r^3}$$

$$\text{В центрі CI } B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot q \cdot \frac{q_1 \cdot V_1}{r^3} \quad \text{де } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/А} - \text{єдиниця} \vec{V} \\ \vec{B}_q = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q [\vec{v}, \vec{z}]}{r^3} \quad : \quad |B_q| = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \cdot V \sin \frac{\pi}{2}}{r^2}$$



Розглянемо простий випадок, коли обидві точки рухомих зарядів паралельно з $\vec{V}_1 = \vec{V}_2 = \vec{V}$



Суму всіх зарядів q_1 :

$$F_{e^{(1)}} = F_{x^{(1)}} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2};$$

$$\vec{F}_{m^{(1)}} = q_1 [\vec{V}_1, \vec{B}_2] \quad ; \quad F_m = q_1 \cdot V_1 \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_2 V_2}{r^2}$$

$$\frac{F_e^{(1)}}{F_m^{(1)}} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} / \frac{q_1 q_2 V_1 V_2 \mu_0}{4\pi r^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \frac{1}{V^2} = \frac{c^2}{V^2} \quad ; \quad c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

Можна отримати вираз для c в метрах при протиканні електричного струму $V \approx 10^{-3} \text{ м/с}$

$$F_e/F_m = \frac{(3 \cdot 10^8)^2}{(10^{-3})^2} \approx 10^{23}$$

Але проміння, як і інші нелінійні тіла, характеризується скомплексованістю електричних зарядів, а отже і електричних сил. Магнітні та силні, наприклад, зумовлюють початок електромагнітних

Xan-Bernt

Розглянемо магнітне поле, яке створюється елементом $I \cdot d\vec{e}$.

1820 р. Бю-Гальпен вимірював М.П. струмів різної форми.

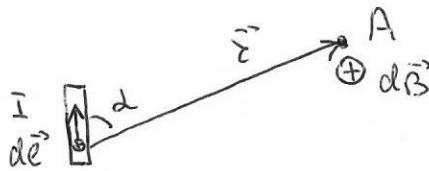
Відомо вимірювання, що $B \sim \sin \theta$ та струм I діє на магнітне поле залежністю $B \propto I$. Гальпен вимірював і токи, де B будувалася.

Ланас проводив вимірювання експериментальні дани, зробив будову, що дає М.П. спрощувальні припущення про поле:

$$\boxed{\vec{B} = \sum \vec{B}_i} \quad \text{Індукується в М.П., утворюється магнітне}$$

струм θ даний току, обертання векторами \vec{j} та

індукції магнітного поля, обертання струмів та току.



Буд. $I \cdot d\vec{e}$: $d\vec{B} = \sum \vec{B}_q = \vec{B}_q \cdot N_q = \vec{B}_q \cdot n \cdot S \cdot d\vec{e}$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q [V, \vec{z}]}{r^3} n \cdot S \cdot d\vec{e} = \frac{\mu_0 I [d\vec{e}, \vec{z}]}{r^3} S \cdot d\vec{e}$$

$$\vec{j} = q n \cdot \vec{V}; \quad \vec{j} \cdot S \cdot d\vec{e} = I \cdot d\vec{e}$$

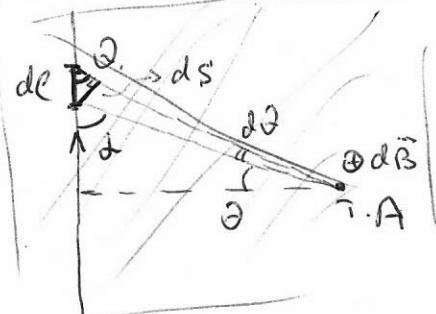
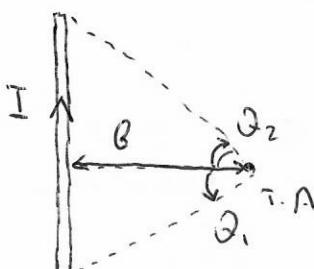
$$\boxed{d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{e}, \vec{z}]}{r^3}}$$

- закон Гю-Гальпа - [Ланаса]

упрощене уявлення

$$\vec{B} = \{d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left[\frac{[d\vec{e}, \vec{z}]}{r^3} \right]\}$$

Магнітне поле складається з прямих струмів.



$B \cdot A \cdot d\vec{B}$ буд. усіх $I \cdot d\vec{e}$ суму.

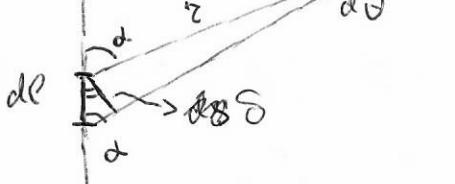
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{e} \sin \theta}{r^2}$$

$$d\vec{B} = r \cdot d\theta = d\vec{s} \sin \theta$$

$$B_{rf} \frac{B}{r} = \omega s \theta \quad r = B / \omega s \theta$$

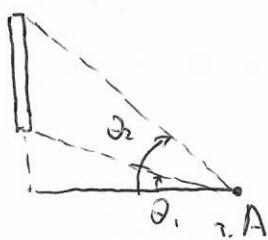
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot r \cdot d\theta}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi B} \omega s \theta d\theta$$

$$B = \sum d\vec{B} = \int_{-\theta_1}^{+\theta_2} \frac{\mu_0 I}{4\pi B} \omega s \theta d\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi B} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$

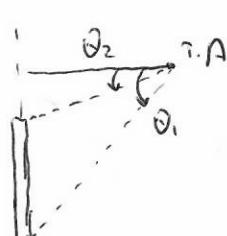


Для косинусового струму $\theta_2 = \theta_1 = \frac{\pi}{2}$

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



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi B} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi B} (\sin \theta_1 - \sin \theta_2)$$

9. Облачні провідники

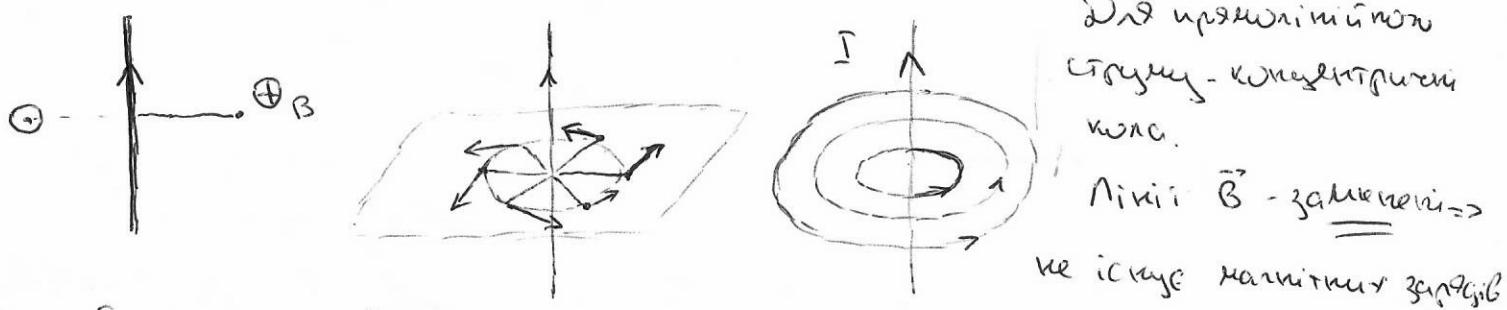
$$d\vec{F}_A = I_1 \cdot [d\vec{l}, \vec{B}_2], \quad d\vec{l} \perp \vec{B}_2, \quad \vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi l}$$

Сила на одиницю
довжини

$$\vec{P}_{AA} = f_A = \frac{dF_A}{dl} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi B}$$

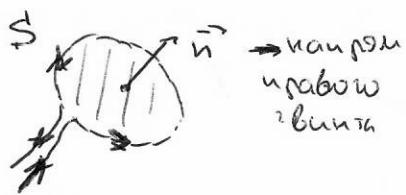
Сила струму провідника $I A$, яка при проходженні струмів з такою самою по зводах напрямами виникає провідникам, які розташовані у відстані $l m$, на конці якого діє діїння провідників єднакова сила $2 \cdot 10^{-7} N$.

Лінія магнітної індукції — це така лінія, що тут її силу в конці торця спирається за напрямом з вектором \vec{B} .



Завихрений виток зі струмом у магнітному полі

Магнітний момент витка зі струмом



Магнітні властивості таючої замкненої струму характеризуються його магнітним моментом

$$\vec{P}_m = \vec{\mu} = I \cdot S \cdot \vec{n} = I \cdot S \cdot \vec{s}$$

$$\vec{s} = S \vec{n}$$

$$|P_m| = A \cdot m^2$$

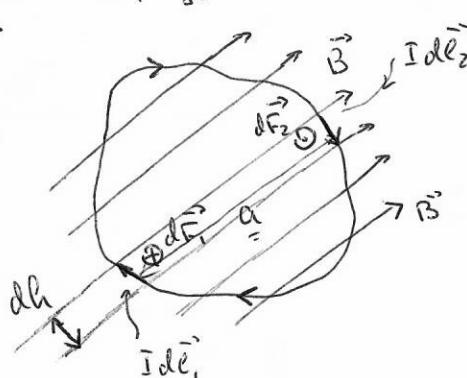
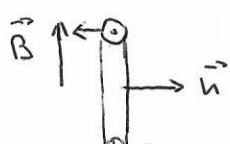
(аналог -
спиральний
момент
 $\Theta \vec{I} \times \vec{B}$
 $\vec{P} = a \vec{B}$

Виток зі струмом в однорідному полі

$$\vec{F}_B = I \cdot [d\vec{l}, \vec{B}] = [\vec{B}: \text{const}] = I \cdot [(\vec{l} \cdot d\vec{l}), \vec{B}] = \Phi I \cdot [\vec{l}, \vec{B}] = \Phi I$$

ане буде $B = \text{const}$, якою можна сказати не буде

a) $\vec{B} \perp \vec{n}$

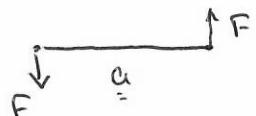


Провідник зі струмом I , розміщені витоки на напрям Idl , та Idl_2 . Сила, якою дієте на них елементи + індукція магнітна і струм. Вони притягують

$$dF_1 = Idl_1 \cdot B \cdot \sin \theta_1 = I \cdot B \cdot dl$$

$$dF_2 = Idl_2 \cdot B \cdot \sin \theta_2 = I \cdot B \cdot dl$$

$$M = F \cdot a$$



Since dF , τ_1 & τ_2 will have the same direction
momentum $dM = dF \cdot a = I \cdot B \cdot a \cdot dx = I \cdot B \cdot ds$

Resultant magnetic moment $M = \int dM = I \cdot B \cdot S = P_m \cdot B$

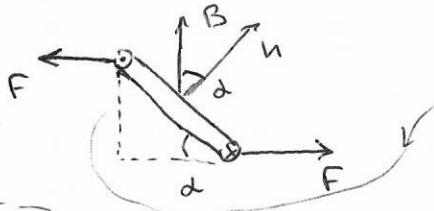
8) $\vec{B} \parallel \vec{n}$



get ~~maximum energy~~ $\vec{F} = 0$

$$M = 0$$

9) $\vec{n} \perp \vec{B}$

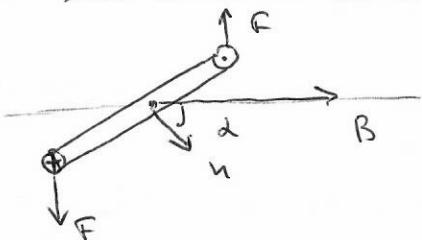


where $l = \text{asind}$

$$M = P_m B \sin \theta$$

$$\boxed{\vec{M} = [P_m, \vec{B}]} \quad \boxed{\vec{F} = 0}$$

Energia biegnąca: momentów kierunków i momentów sił



$$\delta A = M_s dd = P_m B \sin \theta dd$$

jeżeli biegnące za parametrem energii, zauważekli B nazywamy "momentem siłek" - zbiorniki u. p., to my

$$\delta A = -dW = P_m \cdot B \sin \theta dd$$

działy B nazywamy Cząsteczką z elektrycznością ($dd < 0$), tzn. polarną cząsteczką, aż $dd > 0$ (cząstka nagała, i nie ma żadnego momentu, $dd > 0$)

$$dW = P_m B \sin \theta dd$$

$$W = -P_m \cdot B \cos \theta + C \quad (C=0)$$

$$\boxed{W = -(P_m \cdot B)}$$

Dla niezrównoważonej

$$\vec{F} = (\vec{P}_m \cdot \text{grad}) \cdot \vec{B}$$

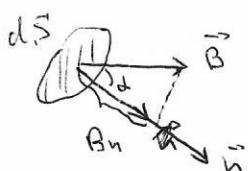
$$(P_{mx} \frac{\partial B}{\partial x} = F_x,$$

$$P_{my} \frac{\partial B}{\partial y} = F_y \dots$$

$$\vec{F} = P_m \frac{\partial \vec{B}}{\partial \vec{n}}$$

Теорема Стокса-Гаусса для магнитных полей.

Поле вектора магнитной индукции



погоди в-ра \vec{B} через поверхну dS разбивається
на нормальний компонент

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} = \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS = B_n dS \cos \theta = B_n dS = B dS$$

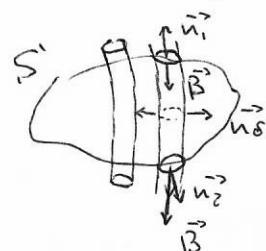
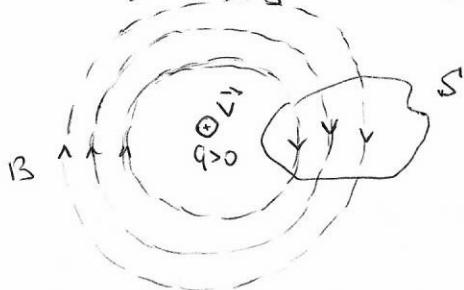
У випадку поверхні скінченої розмірів

$$\Phi = \int_S B_n dS = \int_S \vec{B} d\vec{S}$$

нормальний
 dS на поверхні
+ \vec{B}

$$[\Phi] = BS \quad (\text{Вебер}) \quad 1BS = 1Tn \cdot 1m^2$$

Теорема Гаусса. Для магнитних полів рухомих зарядів виникає такі принципи симетрії, тому достатньо розглянути випадок коли, якщо утворюючі елементи токових зон підуть від, то відповідно до закону Ампера, при цьому лінії магн. індукції - кінцевістю кола, паралельні площині мають розміри поверхні S , пронизувані їх симетричною токами трубою, відповідні лінії індукції.



До випадку ліній, використовуючи як основу метод замкненої поверхні відповідної форми можна зробити математично

$$d\Phi = d\Phi_1 + d\Phi_2 + \dots = \vec{B} \cdot d\vec{S}_1 + \vec{B} \cdot d\vec{S}_2 = -B dS_1 + B dS_2 = 0$$

Повний випадок можна звести до, пронизувавши всі окремі трубки, стебли

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

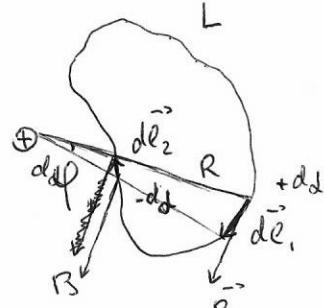
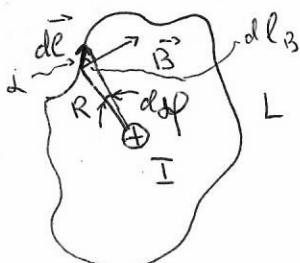
Цей закон є наслідком замкненності ліній \vec{B} (відсутності магнітних полів, які видають заряди)

В диференціальній формі, використавши теорему Гаусса, можна отримати:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_V (\operatorname{div} \vec{B}) dV = 0 \Rightarrow \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} S$$

тобто, якщо $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ тоді відсутні джерела та підстежники.

Теорема про кількість вектора магнітної індукції



$$\text{Оскільки } \vec{B} dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot R d\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi} d\phi$$

$$\oint_S \vec{B} dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint_S d\phi$$

К є стисли синонім I, перенесений первини до індукції розчину. Основним

є $\oint_S \vec{B} dl$ як A коніку

$$\vec{B} dl = B \cdot dl \cos \theta = B dl_B$$

dl_B - проекція dl на \vec{B} , $dl_B = R d\phi$

$$B dl = B dl_B \cos \theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

$$\text{Диагональний контур з однією струмом} \quad \oint \vec{B} d\vec{e} = \mu_0 I$$

- 11 - не окончено

$$\oint \vec{B} d\vec{e} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot 2\pi = \mu_0 I$$

Чи є виступом спрощення для струму \pm флуку

$$\boxed{\oint \vec{B} d\vec{e} = \mu_0 I}$$

переміщення по верхній межі

де $I = \sum I_k$ - сума струмів. Також оконченою контурам: струм відсутній, флукутів, також інші напрямки побудовані з напрямом струму контура навколо правої звінка.

Існує також залежність ωt

$$(\omega t \vec{A})_n = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{A} d\vec{e}}{S} \quad : \quad \omega t \vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}$$

$$\text{Знайдемо з теоремою Стокса} \quad \oint \vec{B} d\vec{e} = \int_S (\omega t \vec{B}) d\vec{s}$$

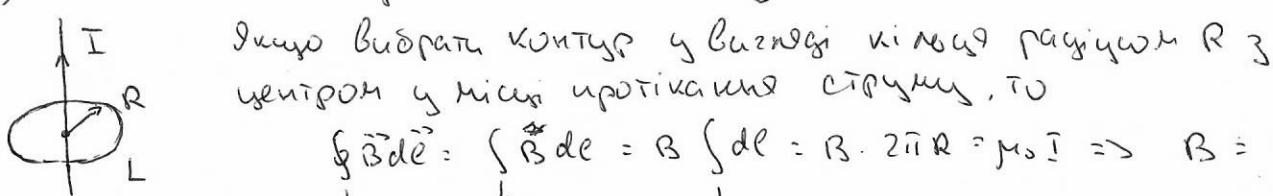
З іншою стороною, зокрема струм розподілений по всій поверхні, та окружності контуру, то $\vec{I} = \int_S \vec{j} d\vec{s}$

$$\int_S (\omega t \vec{B}) d\vec{s} = \mu_0 \int_S \vec{j} d\vec{s} \Rightarrow \boxed{\omega t \vec{B} = \mu_0 \vec{j}}$$

$\omega t \vec{B} \neq 0 \Rightarrow$ М.п. не нутричане (на відміну від електричності - коли коли $\omega t \vec{E} = 0$), але може виникнути. Наприклад можна ввести піще якщо додати простору, де відсутні струми.

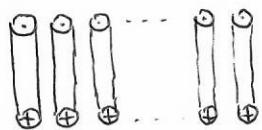
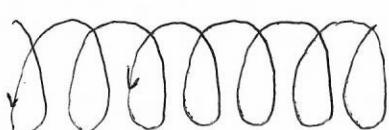
Застосування теореми про сумування по окремих систем

a) нескінченної прямолінійний струм



$$\oint \vec{B} d\vec{e} = \int_L \vec{B} d\vec{e} = B \int_L d\vec{e} = B \cdot 2\pi R = \mu_0 I \Rightarrow B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

b) конесій - прямій у вигляді спиралі на циліндричному каркасі
Трубчасті - система паралельних трубок зі струмами.

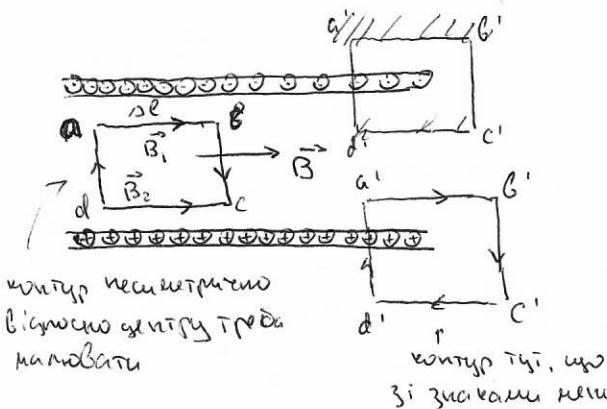


1) із спиралі виділивася, що лінії \vec{B} всередині паралельні осі.

2) тим самим спиралі, тим менша індукція М.п. зовні,
якщо ω збільшити $B_{\text{зовні}} = 0$

Через окрему поверхню S , проходячи
скрізь \perp лінії $\vec{B} \Rightarrow$ Через нескінченну
верхній S_2 має нулю та сама \perp та $\vec{B} \Rightarrow$ згідно з правилом $\vec{n} \rightarrow 0$, $B_{\text{зовні}} \rightarrow 0$





3) контур abcd :

$$\oint \vec{B} dl = \int_{abcd} \vec{B} dl + \int_{ab} \vec{B} dl + \int_{bc} \vec{B} dl + \int_{cd} \vec{B} dl = B_1 \cdot dL + 0 - B_2 \cdot dL + 0 = 0 \Rightarrow$$

$B_1 = B_2 \Rightarrow$ магнітне поле всередині симетричне $\vec{B} = \text{const}$

4) контур a'b'c'd' : $\oint \vec{B} dl = dL \cdot B = \mu_0 I_z$

a'b'c'd'

Всегда $n = \frac{N}{l}$ - кількість витків на одиницю довжини $\Rightarrow I_z = n \cdot l \cdot I_0$, як I_0 - сила струму в основу витку (споду вони є однакові)

$$dL \cdot B = \mu_0 n \cdot dL \cdot I_0 \quad | B = \mu_0 n I_0$$

(n · I₀) наз. число ампер-витків

5) Торсій - привідний, навитий на каркас у формі тора.

Із симетрії - лінії B - одна з симетрій на осі торса
Видільмо контур L - як кільце пагіском

$$\oint_L \vec{B} dl = B \oint_L dl = B \cdot 2\pi R_o = \mu_0 I = \mu_0 N \cdot I_0 = \mu_0 2\pi R_o n I_0$$

$$B = \mu_0 \frac{R_o}{R_o} n I_0$$

R_o - середній радіус
торса
n - кількість витків

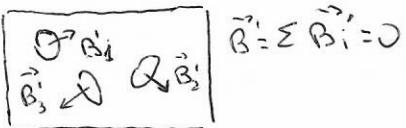
поле неоднорідне.

Магнітне поле в резонанси: Модифіковані струми. В -> помінки якщо резонанс відбувається, тоді вихідні струми зі струмом вноси в ті самі середовища, тоді М.П., які оточують привідний змінності. Це відбувається тут, якщо A резонанс є магнітним, тоді застосування намагнічуватися (надійсні магнітний момент) в М.П.

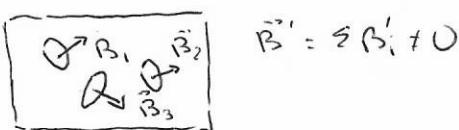
Зважаючи з сучасними підходами магнетизму обумовленій Зарядкою:

- 1) обертальним рухом ел.в навколо дзер (такий приводить до появі обертального магн. моменту)
- 2) наявностю власного магнітного моменту ел.-б
- 3) існуванням власного магніт. моменту дзер - чей момент на дії всіх зовнішніх магнітів, тобто електричний і чей фактор стає сутівним після поєднання з ел.моментом зачехли, які обертальні та ел.власні моменти

$$\vec{B}_0 = 0$$



$$\vec{B}_0 \neq 0$$



За відсутності зовнішньої м.п. ($\vec{B}_0 = 0$)
атоми речовини за рахунок теплового руху
зазивають дріготобами частинок і створю-
вати такі м.п. взаємодіячності (за
вимірюванням феромагнетиків). При наявності

зовнішньої м.п. відбувається не ве-
біоредукція, виникають співвідносні
коши в структурі \Rightarrow намагнічені

речовини створюють свій м.п. \vec{B}' , яке разом з \vec{B}_0 буде мати результатуючу

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

Засуванням, що \vec{B} та \vec{B}' - не паралельні. мікрошар (істинне) різко
змінюється як в просторі, так і в часі, тому відмінне в різних точках
атомів і проміжках між ними; що зуміє відповісти і не поєднує
макроскопічне в речовині - просторово однорідне мікрошар, усередині
відбувається по фізичному механізму напруженість σ (тисячі атомів
відчувають сили відстані на яких суттєво менші за макрошар).

До зваження з макроструктурами, струни в атомах називають макушками
чи струнами. Для розрахунку \vec{B}' її згладжується, замінюючи

макроскопічними струнами, які не змінюються
в просторі і називаються струнами намагніченими.
Поне \vec{B}' також не створюється за макротичними
зарядами, тому при наявності намагніченості

$$\oint \vec{B} d\vec{s} = 0 \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu (I + I_m) \quad \text{wt } \vec{B} = \mu (j + j_m)$$

j_m та j - частинки струнів намагнічених та неподвижні.

Намагніченість речовини \propto її намагніченості моментів I та I_m , який наз. В-м намагніченості

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{P}_{mi} \leftarrow \text{сума по всім макушкам } \vec{P}_{mi}$$

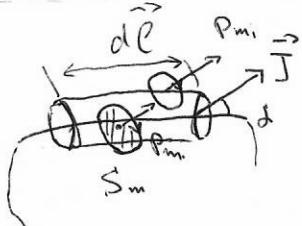
В невеликому надлишку $\vec{I} = n < \vec{P}_{mi} >$, n - концентрація макушок.

\vec{I} побудований з силами струнів намагніченістю $I_m = \oint \vec{I} d\vec{l}$
(I_m - амплітуда струнів намагнічуваних, що обмежують контур L)



$$I_m = \oint j_m d\vec{s}, \quad S - \text{поверхня макушка, на якій лежить контур } L$$

Вхідні у силу дають намагніченість струнів, які підіймають
на контур L та що передувають обсягу внесеної
змінної



К конен магниторімінің струм дарылғанда I_m ін, нәнші, дегенде ~~бір~~ він охоліле - S_m , біз P_m на паралемінде түбекшіккінде d з dL .

Тоғы элемент dL контура L өндестірілгенде ти магниторімінің струм, шеңберінің тиңкіліктерінің бөлігінде магниторімінің күнінің $dV = dL \cdot S_m \cos \alpha$

Конен з тих неретинаст S оғаның раз. а оның магниторімінің струм, шеңберінің охолілесуін елемесі

$$dI_m = i_m \cdot n \cdot dV = i_m \cdot n \cdot dL \cdot S_m \cos \alpha = \\ = n \underbrace{i_m}_{P_m} \underbrace{S_m}_{dL} \cos \alpha = n P_m dL \cdot \cos \alpha = J \cdot dL \cdot \cos \alpha = \vec{J} \cdot \vec{dL} - \text{струм} \text{ на } dL.$$

Отың магниторімінің струм $I_m = \sum dI_m = \oint \vec{J} \cdot \vec{dL}$

Таким тәртіп

$$\oint \vec{B} \cdot \vec{dL} = \oint_L (\vec{B}_0 + \vec{B}') \cdot \vec{dL} = \mu_0 \vec{I} + \mu_0 \oint_L \vec{J} \cdot \vec{dL}$$

$$\text{так } \text{ де } I_m = \oint_S j_m dS = \oint_L \vec{J} \cdot \vec{dL} = \oint_S (w + \vec{J}) dS, \text{ то } w + \vec{J} = \vec{j}_m \\ w + \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 w + \vec{J}$$

Напруженістің магниторімінің мақсаты. Магниторімінің магнитнау нұрнау мөрдесінің мақсаты.

Бұлға $\oint_L \vec{B} \cdot \vec{dL} = \mu_0 (I + I_m)$ 6 замандастырылғанда ғанағын же ғанағынан магниторімінің \vec{B} , таңдауға нәтиже I_m таңдауға ғанағынан магниторімінің \vec{H}

$$\oint_L \vec{B} \cdot \vec{dL} = \mu_0 \vec{I} + \mu_0 \oint_L \vec{J} \cdot \vec{dL} \Rightarrow \oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) \cdot \vec{dL} = \vec{I}$$

$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ - Вектор напруженістің магниторімінің мақсаты.

$$\boxed{\oint_L \vec{H} \cdot \vec{dL} = \vec{I}} \quad \boxed{w + \vec{H} = \vec{j}} \quad - \text{шеркүнгерілік } B-\text{ра } \vec{H} \text{ ны } A \text{ замандастырылғанда} \\ \text{контуры} = \text{антедр. сым струмов} \\ \text{напруженістің, шеңберінің охолілесуінің} \\ \text{модулдерінің алгебра. 3-жады} \quad \text{контуры}$$

\vec{H} - ғадомелешкінің B -ра, не має $[H] = A/m$

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

Оғаның, янаң $\vec{J} \sim \vec{H}$ (тәнгисшілдік \vec{J} магниторімінің салынған \vec{H} , аның \vec{B})

$\vec{J} = \chi \vec{H}$, χ - өзгерішкірінген величина, үсіккірек анықтаудағы контурорынан магнетика, називаласында магниторімінің магнитикалық

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

$\mu = f + \chi$ - [відносна] магнітна проникливість, $\boxed{\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}}$

магнітні субстанції:

1) діамагнетики $\chi = -(10^{-4} \div 10^{-6})$, $\chi < 0$, $\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$, $\vec{B}^* < \vec{B}_0$

$\mu < 1$ (інерпіни, заліз, нобітіт, бор, N_2 , ...)

2) парамагнетики $\chi = (10^{-2} \div 10^{-5})$, $\chi > 0$, $\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$, $\vec{B}^* > \vec{B}_0$

$\mu > 1$ (Al, Bt, O₂, які не реагують з металами)

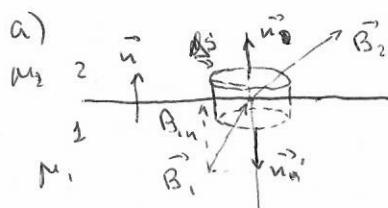
3) феромагнетики $\chi = (10^2 \div 10^6)$, $\chi \gg 0$, $\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$, $\vec{B}^* \gg \vec{B}_0$

$\mu \gg 1$ (3d-метали, феррити $MeO \cdot Fe_2O_3$, $Me = Mn, Cu, Ni, Cu, Mg, Zn$)

Діа- та пар-слабкомагнітні речовини, фер- сильномагнітні.

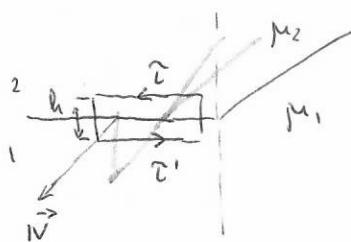
Магнітне поле на границі двох магнітіків

З'ясуємо, що відповідь на цю питання залежить від різниці μ . Використаємо $\oint \vec{B} d\vec{s} = 0$, щоб:



Возможний наслідок:
некоторі вектори через діру поверхні
 $B_{2n} \neq B_{1n} \neq 0$
 $B_{1n} = -B_{2n}$ $(B_{2n} - B_{1n}) \Delta S = 0$
 $\boxed{B_{1n} = B_{2n}}$

$$\mu_0 \mu_1 H_{1n} = \mu_0 \mu_2 H_{2n} \quad \boxed{H_{1n}/H_{2n} = \mu_2/\mu_1}$$



Для зручності припустимо, що вздовж поверхні розподілу магнітіків тече поверхневий струм з пів. зростанням i
некоторі вектори виходять вилуково на дірух сторонах контура ($h \rightarrow 0$)

$$H_{2\sigma} \cdot dl + H_{1\sigma} \cdot dl = i_N \cdot dl$$

(i_N - провідник i на \vec{N} , \vec{N} вибирає з напрямом одногу контура праворівній) \Rightarrow

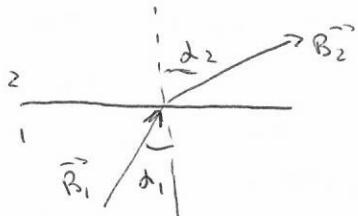
$$H_{1\sigma} = -H_{2\sigma}$$

$$\boxed{H_{2\sigma} - H_{1\sigma} = i_N}$$

$$\text{при } i \rightarrow 0$$

$$\boxed{H_{2\sigma} = H_{1\sigma}}$$

$$H_{2\sigma} = \frac{B_{2\sigma}}{\mu_2 \mu_0} = H_{1\sigma} = \frac{B_{1\sigma}}{\mu_1 \mu_0} \Rightarrow \boxed{\frac{B_{1\sigma}}{\mu_1} = \frac{B_{2\sigma}}{\mu_2}}$$



$$\frac{\tan \alpha_2}{\tan \alpha_1} = \frac{B_{2\sigma}/B_{2n}}{B_{1\sigma}/B_{1n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

- з-за замкненості
німіні ск. гле \vec{B} ,
так і гле \vec{H} .

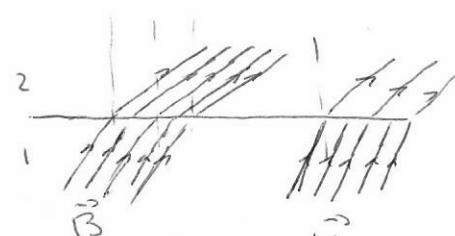
$$\mu_2 > \mu_1, \frac{B_{2\pi}}{B_{1\pi}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}; B_{2\pi} > B_{1\pi}$$

$$B_1 = \sqrt{B_{1n}^2 + B_{1\pi}^2} < B_2 = \sqrt{B_{2n}^2 + B_{2\pi}^2} = \sqrt{B_{1n}^2 + B_{1\pi}^2 \frac{\mu_2^2}{\mu_1^2}}$$

↓
ніжни магнітні вектори у ділянках симетричної області

$$H_1 = \sqrt{H_{1\pi}^2 + H_{1n}^2} > H_2 = \sqrt{H_{2n}^2 + H_{2\pi}^2} = \sqrt{H_{1\pi}^2 + \frac{\mu_1^2}{\mu_2^2} H_{1n}^2}$$

На заміщеннях ніжній ділянковий створений магнітний зважчук, який викликає дії змінення та змінення: якщо змінити єдиницю відповідної величини, то ніжній вектор буде змінюватися відповідно.



ніжній B - поперечний
ніжній H - після розподілу через
змінність відповідної величини

Магнітні властивості атомів



Згідно з теорією Бора $L_e = mVr = n\hbar$ - відповідно до спіну $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34} \text{Дж}\cdot\text{с}$. Також маємо

Згідно з класичною зображенням магнітного момента

$$P_{me} = I \cdot S = -\frac{e}{T} \cdot \pi r^2$$

$$T = \frac{2\pi r}{V} : P_{me} = -e\pi r^2 \frac{V}{2\pi r} = -\frac{e}{2m} L_e = -\frac{e}{2m} n\hbar, \mu_B = \frac{e\hbar}{2m} - \text{магнітний момент} \quad M_B = 0.927 \cdot 10^{-23} \text{Дж/Тн}$$

$\frac{P_{me}}{L} = F_e = -\frac{e}{2m}$ - гравітаційне відхилення від орбітального руху.
Крім орбітального момента електрон має і власний магн. момент (спін), а також власний магн. момент

$$\frac{P_{ms}}{L_s} = \Gamma_s = 2F_e = -2 \cdot \frac{e}{2m} = -\frac{e}{m}$$

Гравітаційна магнетизація

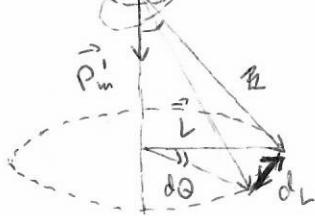
Дослід показує, що у діамагнетика $\sum \vec{P}_{me} = 0$

Припустимо, що електрон у статі (магн. момент) відповідає B д.г.

\Rightarrow це момент сил $\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}]$, що виникає

орієнтованих \vec{P}_m в напрямку \vec{B}

$$\text{Рівнення моментів } \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}, \quad d\vec{L} = \vec{M} dt \quad \vec{M} \perp \text{напрямок} \quad \Rightarrow \frac{d\vec{L}}{dt} \perp \vec{P}_m, \vec{B}$$



За час dt \vec{M} виникає приріс моменту

$$|d\vec{L}| = \vec{B}L |d\vec{M}| = P_m B \sin\theta dt$$

За цей же час можна віднести вектор розташування $\vec{P}_m, \vec{L}, \vec{B}$ на $d\theta$. Тому $dL \approx L \sin\theta \cdot d\theta$

$$P_m B \sin\theta dt = L \sin\theta \cdot d\theta$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{P_m}{L} \cdot B = -\frac{e}{2m} B = \omega_L - \text{кру}.$$

тачка паралізованої пресції:

Оскільки за кількості зображеннях д.г. орбітальний рух електронів не змінюється, але вони вимірюють обертання уздовж вектора \vec{B} з $\omega_L = -\frac{eB}{2m}$, то є приріснованою змінною зображення магнітного момента \vec{P}_m , супроводженою зміною \vec{B} (до зображення відстані). Цей процес не залежить від B .

- 1) 7-рк
 - 2) жіңінек науқаның әрдін
 - 3) науқаса әрдін

$$\vec{\omega}_L = - \frac{e \vec{B}}{2m}$$

того ви упаковий аж від on.-B. Саме це збирає (зіборює) засновкову структуру і (індузованою \tilde{p}_m) зумовлює симетричні властивості.

$$B_{3G_2} := \tilde{B}_3 + \tilde{B}' , \quad |\tilde{B}_{3G_2}| < |\tilde{B}_3|, \quad X \leq 0.$$

Рівняння з власними для стоків відповідь, але утворюється
таке ж саме випадок, як і в заг. випадку моментів (сез. 4.6) = 0.
В противеному випадку вистачає розв'язати.

Диамагнетизът резонанс при възникване може за час $\sim 10^{-8}$ с.

Маритні аспекти не можуть виникати ніби паралічевої преселі (Вони є зовсім іншими ніж під виникненням роботи), вони зуміють погано зберігати. Створюючи руку за фахівця Е.Л. інженерії міг так виникнути м.п.

Diamantiger brachii Bui : Biawak Paketnam. Kaukasus

дінамічного панорам - зумовлені відхиленням рухом ла-с'ї
пробігності (Віктор, 4/17) у чиновни, переважно кур'єрів т.т
(зменшити викинення \Rightarrow зробити їх меншими), спостерігаючи
менше при перевезенні т-рах

Пример нападающих змеи

Другим атомам можно задавать моменты (если $\vec{P}_{m,at} \neq 0$ при $\vec{B}=0$), то гиантские оптические преобразования становятся возможными.

При $\vec{B} = 0$ - харизматична спільнота, при $\vec{B} \neq 0$ - непреліктична спільнота $\Rightarrow \vec{J} \neq 0$.
Розглянемо елементи теорії, яка висуває додаткові умови на гравітаційні та згас.

а также поглощать волны, где атомы (ион) являются деполяризаторами заряда. В магн. поле атома из Пуар + О мат. описательно выражают $W = -(\vec{p}_{\text{магн.}} \cdot \vec{B})$

$$n(\omega_{SD}) \sim \exp\left(-\frac{w}{\kappa}\right) = \exp\left(\frac{\mu_{n,AT} B \cdot \omega_{SD}}{h \cdot T}\right) \Rightarrow B \text{ cikani}$$

рівноважен за коефіцієнтом динамічного елементу виконано

также $\tau = \frac{1}{3} \pi \cdot \rho_m \cdot \omega_0$ (аналогично можно выразить время вращения магнитного поля $T = \frac{\pi \rho_m^2}{3 \beta_m} \vec{B}$)

$$\vec{J} = f \vec{H} = \pi \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{n \Phi_{air}^2 \vec{H}_0}{3kT} \quad \mu_0 \vec{H} = \frac{n \Phi_{air}^2 H_0}{3kT} (1+x) \vec{H}$$

$$\frac{x}{1+x} = [x \ll 1] \approx x = \frac{u \mu_{\text{max}}^2}{3kT} M_0 = \frac{C}{T} - \underbrace{\text{закон Кюри}}_{C = M_0 u \mu_{\text{max}}^2 / 3kT}$$

$$\mu = 1 + \chi = 1 + \frac{u_{\text{mol}} P_{\text{sat}}}{3kT}$$

Гармонічні зони Плаун - власивості матеріалу, що мають магнітні співвідношення індукції та притягності.

Магнітне поле може підривати розсмоктіння ρ_{mat} за умовами, які виникли внаслідок співбудови атомів.

Властивості ферромагнетиків за природу ферромагнетизму

1. В таких матеріалах магнітні властивості зумовлені співвідношеннями магнітних моментів електронів ρ_{mat} . Різниця природи цього явища висуває зрозуміти гіпотезу за умовами квантової механіки. Гайдельберг дійсно, що існує особливі взаємодії - обміни, що приводять до співвідношень електронів паралельно ($m_s = \pm (\rho_{mat}, \rho_{mag})$). При певних умовах (зокрема при цьому обміні) (ане нерозрізані) можуть у випадку присутності зовнішніх сил стати з необхідністю виникнення $3d_{4s^2}$ виникають щонасі співвідношенні магнітнічності - атоми, Fe, Co, Ni розподіляються (I-IV) між, в кожній з них ρ_{mat} виникають ρ_{mat} .

За висутих умов для різних фазових напрямків магнітів виникнення ρ_{mat} \Rightarrow зразок в залежності від температурних вимірювань



$$\rho_{mat} : 1) \quad B_0 \quad B_0$$

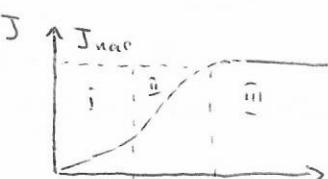
$$B = 0$$

$$2) \quad B_0 \quad B_0$$

Фактичні зміни вимірювань зростають за рахунок зменшення зовнішніх сил

в кожній зоні виникають магнітні моменти атомів, що виникають в залежності від

1) та 2) існує залежність, що при зовнішніх силах H виникає 1), а при зовнішніх силах J_{mag} виникає 2). Розглянемо залежність J_{mag} від H в залежності від J_{mag} .



$$J = f(H) \quad f = \frac{dJ}{dH}$$

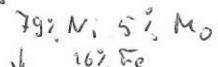
$$B = \mu_0(H + w_{mag})$$

$$B \text{ одн. } \text{III} \quad dB = \mu_0 dH$$

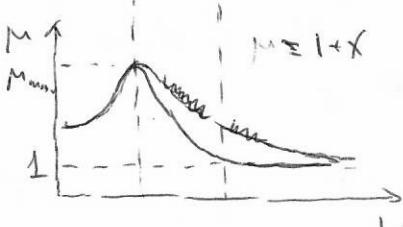
$$B = \mu_0 \mu H \quad dB = \mu_0 \mu dH$$

$$\mu = \frac{dB}{dH} \text{ - коефіцієнт відповідності}$$

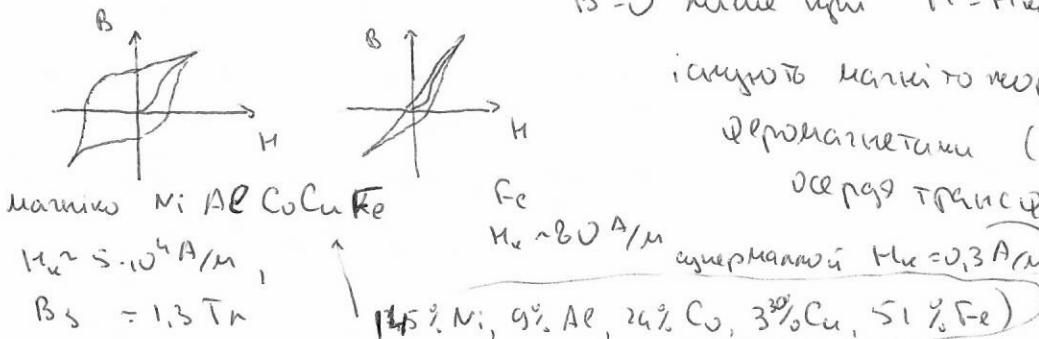
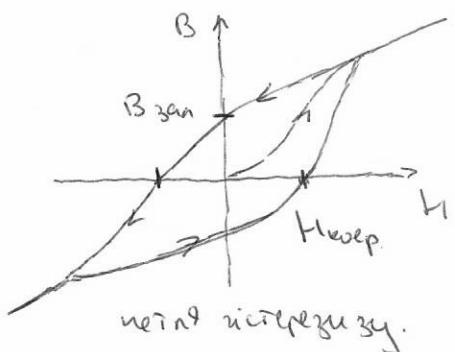
певної зони виникнення. Що характеризує даний матеріал.



$$\mu_{max} \text{ при } Fe \sim 5 \cdot 10^3, \text{ де сила виникнення } \sim 2 \cdot 10^5$$



Крім магнітних характеристик існують інші характеристики - магніточутливість залежності $B(H)$ - залежності виникнення від зовнішніх сил, що виникає - залежність зміни остаточного магнітного поля від зовнішніх сил.



Існує 2-ри типи, при яких феромагнетизм розвинутий (відбувається паралельний перехід) і розвивана стає парамагнетизм, при цьому

$$f = \frac{C}{T - T_e} ; \quad \text{- 2-й тип - Reichenbach}$$

T_{ex} : 770°C (Fe), 360°C (Ni), 1150°C (Co)

Існують антиферомагнетики ($\text{Mn}_3\text{Cr}_2\text{O}_4$, Cr_2O_3) - їхні спільні пізгребінки оптимальні назустріч одній іншій, що веде до зменшення намагніченості пізгребінка (існує келіївські антиферомагнетики $\text{MnO}\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Co}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Ni}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$)

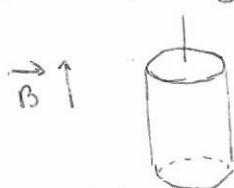
Феримагнетики ($\text{MnO}\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Co}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Ni}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3$) - синтетичне намагнічення пізгребінок приводить (існує келіївські нечовбаний антиферомагнетизм) \Rightarrow може бути знижений J (температура перехіду - 2-ри тип).

наші дієві магнітні спірі, які не мають з феромагнетиками

Репри - феромагнетики з наявністю високих властивостей - use of these магнітні матеріали в техніці високих частот

Гіромагнітні явища

1) дослід Ейнштейна - Ге. Гаусса (магнітно-механічний ефект) 1915



Пара зі феромагнетиків має одинакові магнітні поєднання. Когерентність

$$\text{індукції } \sum P_m = 0 ; \quad \sum L_i = 0$$

чи не намагнічені $J \neq 0 \Rightarrow$ суми магнітних моментів електронів $\neq 0$

$$L_{\text{ен}} = \frac{I}{\Gamma} V$$

$$\Gamma = \frac{1}{V} \sum p_m$$

$$\frac{P_m}{V} = \Gamma$$

Але сумарний момент системи (гратка + барабан) $= 0$

$$\Rightarrow L_{\text{ен}} = - L_{\text{струбін}}$$

яке необхідно уникати у процесі зміни Γ

Також зміни суми визначено $\Gamma = -2 \frac{e}{2m}$; При розмежуванні

найдіє обернена змінність

$\frac{\partial \Gamma}{\partial \theta}$

$\frac{\partial \Gamma}{\partial \theta}$

$\frac{\partial \Gamma}{\partial \theta}$