

Функціональні матеріали для високоенергетичної електроніки

Лекція 9

- **Магнітні матеріали. Класифікація речовин за магнітними властивостями. Процеси при намагнічуванні феро- і феромагнетиків. Поводження феромагнетиків у змінних магнітних полях . Доменні структури в тонких магнітних плівках**

- **1 Класифікація речовин за магнітними властивостями**

- Будь-яка речовина, будучи поміщеною у магнітне поле, здобуває деякий магнітний момент ΔM . Магнітний момент одиниці об'єму JM речовини називають намагніченістю \square

- $JM = \Delta M/V$, де V - об'єм, m^3 .

- При нерівномірному намагнічуванні тіла $\square JM = \square dM/dV$.

- Намагніченість є векторною величиною; в ізотропних тілах вона спрямована або паралельно, або антипаралельно напруженості магнітного поля $\square H$. Намагніченість виражається в одиницях напруженості магнітного поля (А/м) і пов'язана з напруженістю магнітного поля спіє

$$\vec{J}_M = \chi_M \cdot \vec{H} \quad 1$$

- де χ_M - безрозмірна величина, що характеризує здатність даної речовини намагнічуватися в магнітному полі й називана **магнітною сприйнятливістю**.
- Магнітна сприйнятливість чисельно дорівнює намагніченості при одиничній напруженості поля. Крім об'ємної магнітної сприйнятливості χ_M іноді використовують поняття питомої й молярної магнітних сприйнятливостей, які відносять відповідно до одиниці маси або до моля речовини.
- Намагнічене тіло, що перебуває в зовнішньому полі, створює власне магнітне поле, що в ізотропних матеріалах спрямовано паралельно або антипаралельно зовнішньому полю. Тому сумарна магнітна індукція $\square B$ в речовині визначається алгебраїчною сумою індукції зовнішнього й власного полів:

Магнітний момент одиниці об'єму J_M речовини називають **намагніченістю**

$$J_M = \bar{M}/V \quad \text{де } V - \text{об'єм, м}^3; \bar{M} - \text{магнітний момент}$$

$$\bar{J}_M = \chi_M \cdot \bar{H} \quad (1)$$

де χ_M - безрозмірна величина, що характеризує здатність даної речовини намагнічуватися в магнітному полі й називана **магнітною сприйнятливістю**; \bar{H} - напруженість магнітного поля

$$\bar{B} = \bar{B}_0 + \bar{B}_i = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \bar{J}_M, \quad (2)$$

де $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} (1 + \chi_M) = \mu_0 \mu \bar{H} \quad (3)$$

де $\mu = 1 + \chi_M$ **відносна магнітна проникність**, що показує у скільки разів магнітна індукція в поля в даному середовищі більше, ніж магнітна індукція \bar{B}_0 у вакуумі.

$$\bar{B} = \bar{B}_0 + \bar{B}_i = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \bar{J}_M, \quad 2$$

де $\mu = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м - магнітна постійна. З (1) і (2) знаходимо

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} (1 + \chi_M) = \mu_0 \mu \bar{H} \quad 3$$

$$\mu = 1 + \chi_M$$

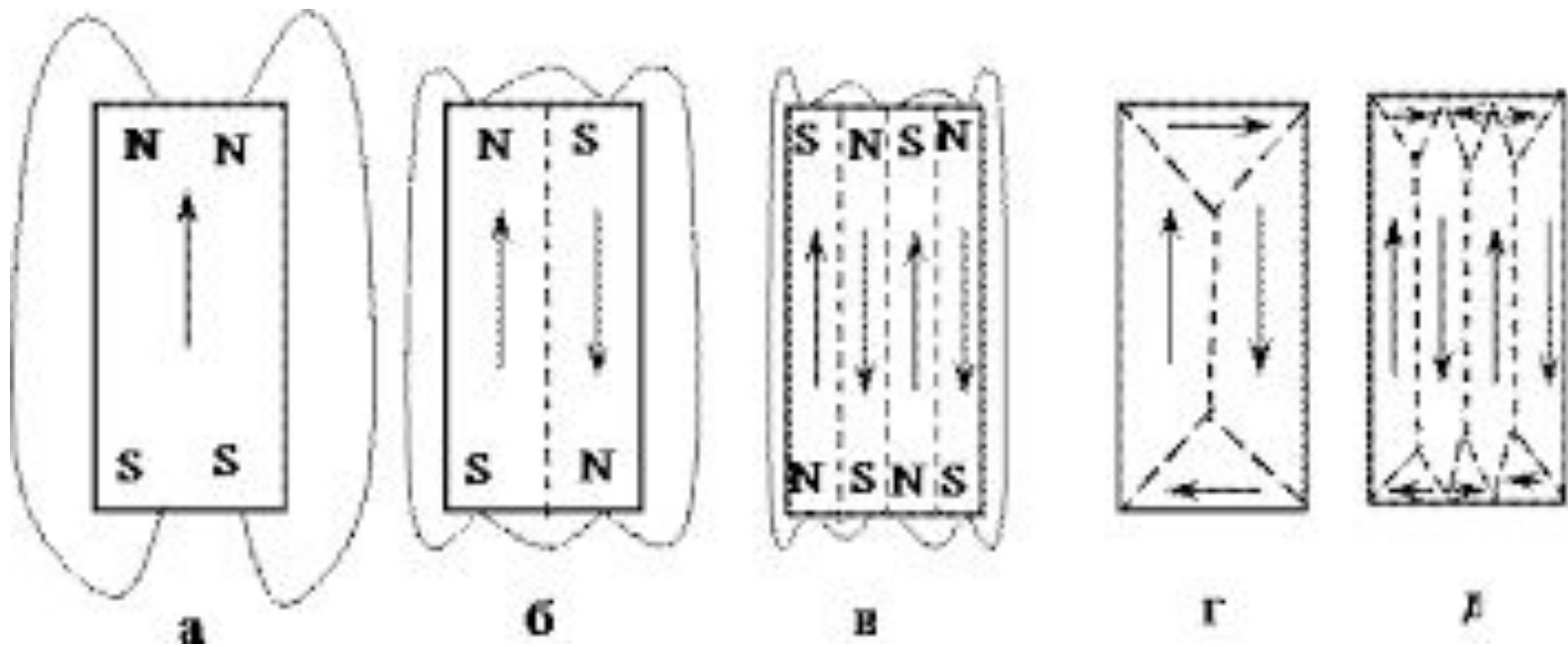
де - **відносна магнітна проникність**, що показує у скільки разів магнітна індукція в поля в даному середовищі більше, ніж магнітна індукція $\square B_0$ у вакуумі.

Першопричиною магнітних властивостей речовини є внутрішні приховані форми руху електричних зарядів, які є елементарними круговими струмами, що мають магнітні моменти. Такими струмами є електронні спини й орбітальне обертання електронів в атомах. Магнітні моменти протонів і нейтронів приблизно в тисячу разів менші за магнітний момент електрона. Тому магнітні властивості атома визначаються цілком електронами, а магнітним моментом ядра можна знехтувати.

- За реакцією на зовнішнє магнітне поле й характером внутрішнього магнітного впорядкування всі речовини в природі можна підрозділити на п'ять груп: діамагнетики, парамагнетики, феромагнетики, антиферомагнетики й феримагнетики.
- До **діамагнетиків** відносять речовини, у яких магнітна сприйнятливість негативна й не залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля. Діамагнетизм обумовлений невеликою зміною кутової швидкості орбітального обертання електронів при внесенні атома в магнітне поле. Діамагнітний ефект є проявом закону електромагнітної індукції на атомному рівні.
- До діамагнетиків належать інертні гази, водень, азот, багато рідин (вода, нафта і її похідні), ряд металів (мідь, срібло, золото, цинк, ртуть, галій і ін.), більшість напівпровідників (кремній, германій, сполуки **AIIIIVV, AIIIVVI**) і органічних сполук, лужно-галоїдні кристали, неорганічні стекла й ін. Діамагнетиками є всі речовини з ковалентним хімічним зв'язком і речовини в надпровідному стані. Чисельне значення магнітної сприйнятливості діамагнетиків становить $-(10^{-6} \dots 10^{-7})$. Оскільки діамагнетики намагнічуються проти напрямку поля, для них $\mu < 1$. Однак відносна магнітна проникність дуже незначно відрізняється від одиниці (за винятком надпровідників). Магнітна сприйнятливість діамагнетиків дуже слабо змінюється з температурою, тому що діамагнітний ефект обумовлений внутрішньоатомними процесами, на які тепловий рух частинок не впливає. Зовнішнім проявом діамагнетизму є виштовхування діамагнетиків з неоднорідного магнітного поля.
- До **парамагнетиків** відносять речовини з позитивною магнітною сприйнятливістю, що не залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля. У парамагнетиках атоми мають елементарний магнітний момент навіть при відсутності зовнішнього поля, однак через тепловий рух ці магнітні моменти розподілені хаотично, тому намагніченість речовини в цілому дорівнює нулю.

- Зовнішнє магнітне поле утворює переважну орієнтацію магнітних моментів атомів в одному напрямку. Теплова енергія протидіє створенню магнітної впорядкованості. Тому парамагнітна сприйнятливість сильно залежить від температури. При кімнатній температурі магнітна сприйнятливість парамагнетиків дорівнює $10^{-3} \dots 10^{-6}$. Тому їхня магнітна проникність незначно відрізняється від одиниці. Завдяки позитивній намагніченості парамагнетики, поміщені в неоднорідне магнітне поле, втягуються в нього. У дуже сильних полях і при низьких температурах у парамагнетиках може наступати стан магнітного насичення, при якому всі елементарні магнітні моменти орієнтуються паралельно вектору $\square H$.
- Парамагнетиками є кисень, окис азоту, лужні й луго-земельні метали, деякі перехідні метали, солі заліза, кобальту, нікелю й рідкоземельних елементів. Парамагнітний ефект за фізичною природою багато в чому аналогічний дипольно-релаксаційній поляризації діелектриків.
- **Феромагнетиками** є речовини з великою позитивною магнітною сприйнятливістю (до 10^6), що сильно залежить від напруженості магнітного поля й температури. Феромагнетикам властива внутрішня магнітна впорядкованість, що виражається в існуванні макроскопічних областей з паралельно орієнтованими магнітними моментами атомів - магнітних доменів.
- Однодомений стан енергетично не вигідний, тому що в цьому випадку на кінцях феромагнетика виникають магнітні полюси, що створюють зовнішнє магнітне поле, яке має певну потенційну енергію (рис. 1,а). *На рис. 1.а представлена насичена конфігурація кристала, яка відповідає **одному домену**, за об'ємом рівного об'єму кристала. Внаслідок наявності полюсів на торцях кристала цій конфігурації буде відповідати максимальна величина магнітної енергії. Якщо об'єм кристала буде містити **два рівних домену** з протилежно спрямованими моментами (рис. 1 б), то магнітна енергія буде приблизно вдвічі менше. Збільшення **кількості доменів** призводить до відповідного зменшення магнітної енергії (рис. 1.в).*

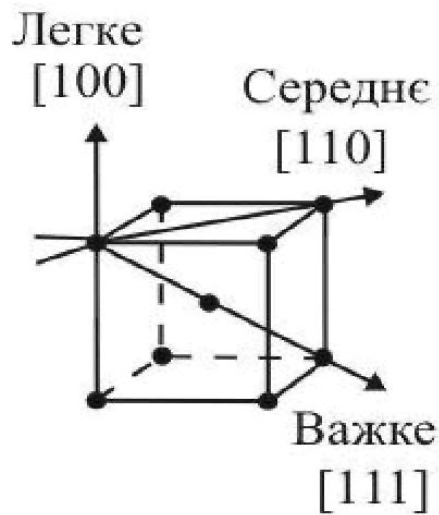
- Процес дроблення кристала на домени відбувається до тих пір, поки витрати магнітної енергії, необхідної для утворення нових граничних шарів або внутрішніх поверхонь, що відокремлюють один від одного протилежно намагнічені домени, не стане більше, ніж зменшення енергії магнітного поля, що відповідає подальшому дробленню. Найбільш рівноважною в енергетичному сенсі є структура доменів, при якій енергія магнітної взаємодії взагалі буде дорівнює нулю. Така ситуація виникає, коли в магнітній структурі ферромагнетика спостерігаються не тільки домени з антипаралельною орієнтацією спінів, а й будь-який інший орієнтацією. На рис. 1.г і 1.д показані домени з магнітною енергією рівною нулю.



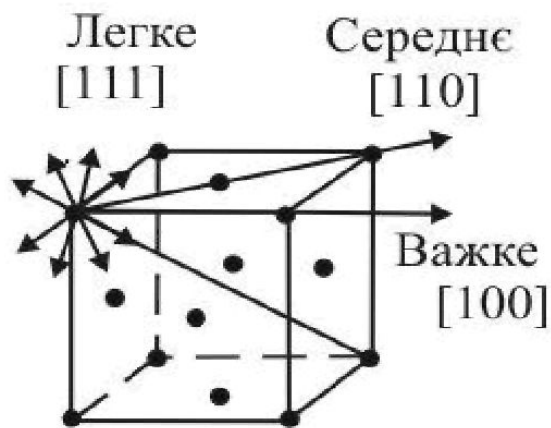
а - одно доменна; б - дводоменна; в, г, д - багато доменні
 Рисунок 1 - Різні доменні структури ферромагнетиків

- Кристали малих розмірів можуть складатися з одного домена (утворення границі енергетично невигідно). Лінійні розміри доменів $\sim 10^{-1} \dots 10^{-4}$ мм. У межах доменної границі, що розділяє два домена, намагнічені в протилежних напрямках, відбувається плавна зміна орієнтації спинів.
- Найважливіша особливість феромагнетиків - їхня здатність намагнічуватися до насичення у відносно слабких магнітних полях.
- З елементарних речовин феромагнетиками є залізо, кобальт, нікель, а також шість рідкоземельних елементів: гадоліній, диспрозій, гольмій, ербій, тербій і тулій. Рідкоземельні елементи проявляють феромагнітні властивості при знижених температурах. Феромагнетиками є багато сплавів на основі магнітних елементів, а також сплави магнітних елементів з немагнітними. Феромагнітні властивості виявлені в деяких сплавах, що складаються цілком з немагнітних елементів - так називані сплави Гейслера (наприклад, Cu_2MnAl).
- **Антиферомагнетиками** є речовини, у яких нижче деякої температури спонтанно виникає антипаралельна орієнтація елементарних магнітних моментів однакових атомів або іонів кристалічної решітки. Для антиферомагнетиків характерна невелика позитивна магнітна сприйнятливність ($\chi_M = 10^{-3} \dots 10^{-5}$), яка сильно залежить від температури. При нагріванні в антиферомагнетику відбувається фазовий перехід у парамагнітний стан. Температура такого переходу, при якій зникає магнітна впорядкованість, називається точкою Неєля (або антиферомагнітною точкою Кюрі).
- Антиферомагнетизм виявлений у хрому, марганцю й ряду рідкоземельних елементів (Ce, Nd, Sm і ін.). Типовими антиферомагнетиками є найпростіші хімічні сполуки на основі металів перехідної групи типу окислів, галогенідів, сульфідів, карбонатів і т.п. Усього відомо біля тисячі сполук із властивостями антиферомагнетиків.

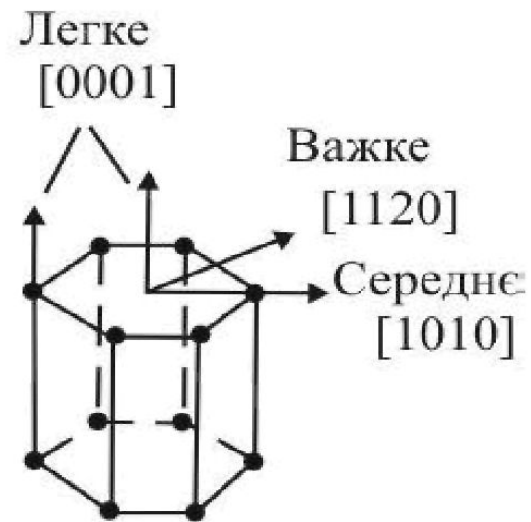
- **Феримагнетиками** є речовини, магнітні властивості яких обумовлені не скомпенсованим антиферромагнетизмом. Подібно феромагнетикам вони мають високу магнітну сприйнятливість, що істотно залежить від напруженості магнітного поля й температури. Поряд із цим феримагнетики характеризуються й рядом істотних відмінностей від феромагнітних матеріалів.
- Феримагнетики дістали свою назву від феритів, під якими розуміють хімічні сполуки окису заліза Fe_2O_3 з окислами інших металів. Властивості феримагнетиків мають деякі впорядковані металеві сплави, але, головним чином, - різні оксидні сполуки, серед яких найбільший практичний інтерес представляють ферити.
- Від парамагнетиків ферити відрізняються нелінійними магнітними властивостями й високою магнітною сприйнятливістю, що є наслідком їхньої доменної будови, а в порівнянні з феромагнетиками ферити мають істотно меншу індукцію насичення.
- Діа-, пара- і антиферромагнетики можна об'єднати в групу слабкомагнітних речовин, тоді як феро- і феримагнетики є сильномагнітними матеріалами.
- **2 Процеси при намагнічуванні феро- і феримагнетиків**
- **Магнітна анізотропія.** У монокристалах феро- і феримагнітних речовин існують напрямки легкого й важкого намагнічування. Число таких напрямків визначається симетрією кристалічної решітки. При відсутності зовнішнього поля магнітні моменти доменів спонтанно орієнтуються вздовж однієї з осей легкого намагнічування (рис. 2)
- У монокристалі заліза (рис. 2,а), що має структуру об'ємноцентрованого куба, можна виділити шість еквівалентних напрямків легкого намагнічування типу $[100]$. Напрямок просторової діагоналі куба $[111]$ відповідає напрямку важкого намагнічування.



а)



б)



в)

а - залізо; б - нікель; в – кобальт Рисунок 2 - Напрямки легкого, середнього й важкого намагнічування в монокристалах ферромагнетиків

- У нікелю, що має структуру гранецентрованого куба, 8 еквівалентних напрямків по діагоналям [111], навпаки, є напрямками легкого намагнічування (рис. 2,б). Кобальт, що кристалізується в гексагональній структурі (рис. 2,в), має лише два напрямки легкого намагнічування, тобто магнітні моменти доменів при відсутності зовнішнього поля можуть бути орієнтовані лише у двох антипаралельних напрямках.
- **Крива намагнічування.** Залежність магнітної індукції макрооб'єму феромагнетика від напруженості зовнішнього магнітного поля називають кривою намагнічування (рис. 3).
- За вихідний приймають розмагнічений стан зразка, коли за відсутності зовнішнього поля індукція $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ внаслідок рівно ймовірного розподілу магнітних моментів доменів по всіх можливих напрямках легкого намагнічування. Розмагнічування феромагнетика здійснюють шляхом впливу на нього змінним магнітним полем, амплітуду напруженості якого поступово зменшують до нуля.
- Зростання індукції під дією зовнішнього поля обумовлено двома основними процесами: зсувом доменних границь і поворотом магнітних моментів доменів (рис.3). На ділянці I відбувається оборотний (пружний) зсув доменних границь. Об'єм тих доменів, магнітні моменти яких утворюють найменший кут з напрямком зовнішнього поля, збільшується і, навпаки, зменшуються розміри доменів з несприятливою орієнтацією вектора спонтанної намагніченості. В разі зняття слабкого поля доменні границі повертаються в колишнє положення; залишкова намагніченість у зразку не виникає. При більш сильних полях (область II) зсув доменних границь має необоротний, стрибкоподібний, характер, а крива намагнічування має найбільшу крутизну. У міру подальшого збільшення напруженості магнітного поля зростає роль механізму обертання, при якому магнітні моменти доменів з напрямком легкого намагнічування, що утворює невеликий кут з полем, поступово повертаються в напрямку поля, тобто в напрямку більш важкого намагнічування (область III).

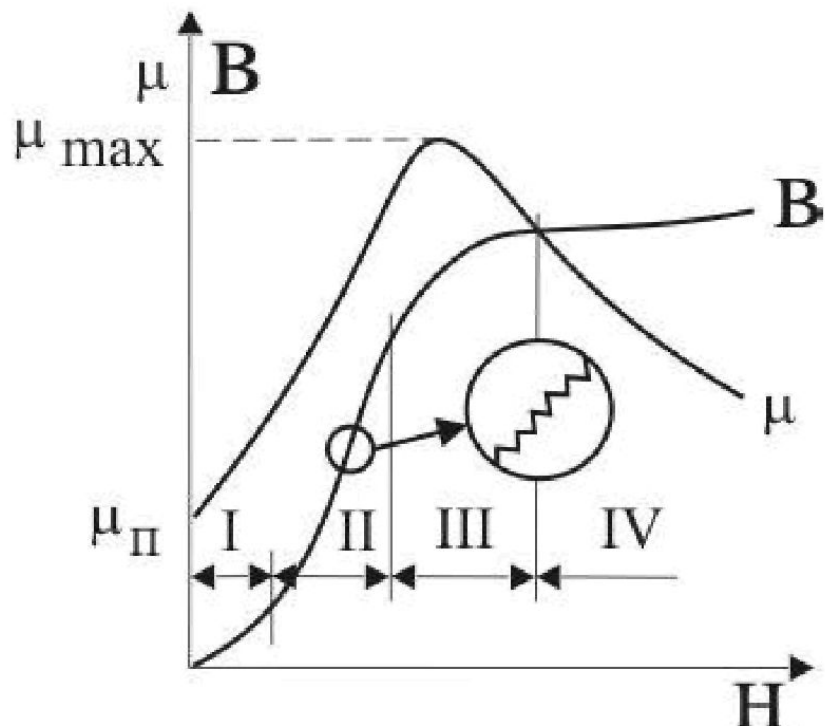
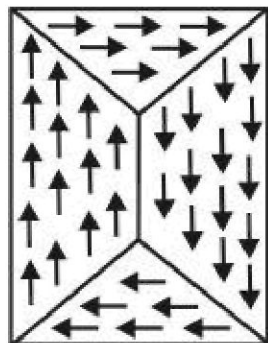


Рисунок 3 - Залежність магнітної індукції B и магнітної проникності μ ферромагнетика від напруженості зовнішнього магнітного поля H

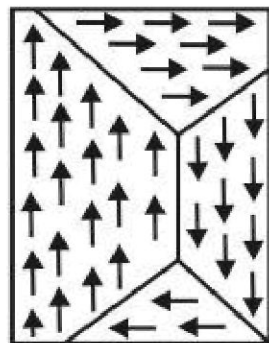
- Коли всі магнітні моменти доменів вже орієнтовані вздовж поля, відбувається технічне насичення намагніченості (область IV). Незначне зростання індукції на ділянці насичення обумовлено складовою рівняння $(2) \mu_0 \cdot \square H$, а також «істинним намагнічуванням», тобто збільшенням намагніченості самого домена. На відміну від істинного намагнічування, зростання індукції за рахунок процесів зсуву доменних границь і обертання магнітних моментів часто називають технічним намагнічуванням феромагнетика. Основні стадії технічного намагнічування схематично показані на рис. 4.
- **Магнітний гістерезис.** Якщо феромагнетик намагнітити до насичення B_s , а потім відключити зовнішнє поле, то індукція в нуль не повернеться, а буде мати значення B_r , називане залишковою індукцією (рис. 5). Щоб позбутися залишкової індукції, необхідно прикласти магнітне поле протилежного напрямку. Напруженість розмагнічуючого поля - H_c , при якій індукція у феромагнетика, попередньо намагніченому до насичення, повертається в нуль, називають **коерцитивною силою**. Збільшення напруженості поля до значень, більших - H_c , викликає перемагнічування феромагнетика аж до насичення (- B_s). Таким чином, зміна магнітного стану феромагнетика при його циклічному перемагнічуванні характеризується явищем **гістерезису**, тобто відставання індукції від напруженості поля. Магнітний гістерезис обумовлений необоротними процесами намагнічування. Для різних амплітудних значень напруженості зовнішнього поля можна одержати сімейство петель гістерезису. Петлю гістерезису, отриману при індукції насичення, називають граничною. При подальшому зростанні поля площа гістерезисної петлі залишається незмінною. Залишкова індукція B_r і коерцитивна сила H_c є параметрами граничної петлі гістерезису. Сукупність вершин петель гістерезису утворює **основну криву намагнічування** феромагнетика. Основна крива намагнічування для магнетів м'яких матеріалів (з малою H_c) практично не відрізняється від початкової кривої.

Поля нема



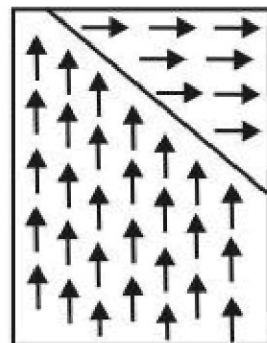
$H = 0$

Слабке поле



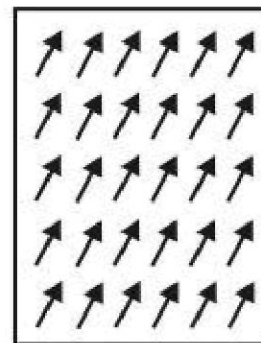
H

Сильне поле



H

Насичення



H

Рисунок 4 - Схема орієнтації спинів у доменах ферромагнетика

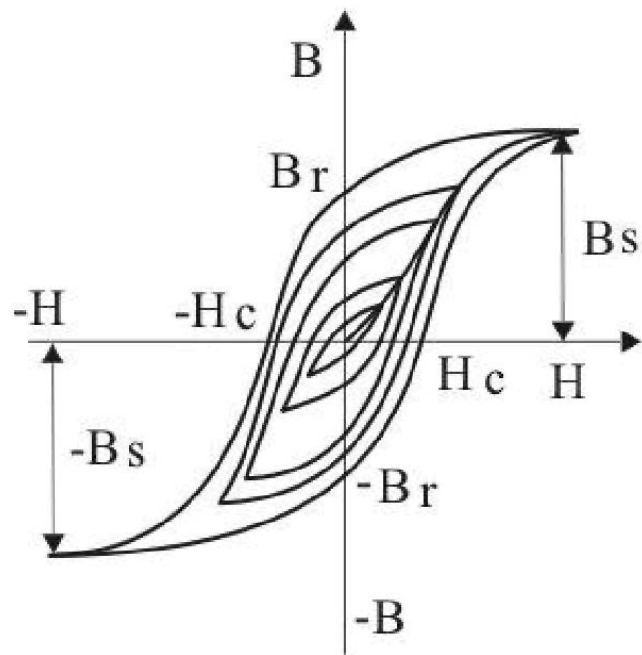


Рисунок 5 – Петлі гістерезису при різних значеннях амплітуди змінного магнітного поля й основна крива намагнічування ферромагнетика

- **Магнітна проникність.**
- Магнітну проникність, визначену за формулою $\mu = B/(\mu_0 H)$
- називають **статичною магнітною проникністю**. Вона пропорційна тангенсу кута нахилу січної, проведеної з початку координат через відповідну точку на основній кривій намагнічування. Залежність $\mu(H)$ було показано на рис. 3. Граничне значення магнітної проникності μ_p при напруженості магнітного поля, близькій до нуля, називають **початковою магнітною проникністю**. Ця характеристика має найважливіше значення при технічному використанні багатьох магнітних матеріалів. Експериментально її визначають у слабких полях з напруженістю порядку 0,1 А/м.
- Крутість окремих ділянок кривих намагнічування характеризують **диференційною магнітною**

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}.$$

- У тому самому зразку максимальне значення диференціальної проникності **$(\mu_{\text{Диф}})_{\text{max}}$** завжди перевищує максимальне значення статичної проникності **μ_{max}** .
- **Магнітострикція.** Зміна магнітного стану феромагнітного зразка супроводжується зміною його лінійних розмірів і форми; це явище називають **магнітострикцією**. Розрізняють лінійну й спонтанну магнітострикцію.

- **Спонтанна магніострикція** виникає при переході речовини з парамагнітного у феромагнітний стан в процесі охолодження до температури нижче точки Кюрі.
- **Лінійна (індукована) магніострикція** пов'язана з деформаціями кристалічної решітки під дією зовнішнього поля. Лінійну магніострикцію оцінюють значенням відносної деформації зразка в напрямку магнітного поля : $\lambda = \Delta l / l$. Чисельне значення коефіцієнта магніострикції λ залежить від типу структури, кристалографічного напрямку, напруженості магнітного поля й температури. Лінійна магніострикція може бути як позитивною, так і негативною, тобто розміри зразка в напрямку поля при намагнічуванні можуть як збільшуватися, так і зменшуватися.
- Відносну магніострикційну деформацію, що виникає при магнітному насиченні зразка, називають **константою магніострикції λ_s** .
- Зміна розмірів феромагнетика при намагнічуванні супроводжується появою в ньому внутрішніх напружень і деформацій, які перешкоджають зсуву доменних границь. Тому магніострикція, як і кристалографічна анізотропія, утрудняє процес намагнічування феромагнетика в слабких полях і зменшує магнітну проникність матеріала. Різний знак коефіцієнта магніострикції заліза й нікелю у слабких полях використовується для виготовлення залізо-нікелевих сплавів типу пермалой з великою початковою магнітною проникністю. У пермалоях зі вмістом нікелю ~80 % коефіцієнти магніострикції у всіх основних кристалографічних напрямках ~ 0.
- Константа магніострикції зменшується при нагріванні феромагнетика й досягає нуля при температурі переходу речовини в парамагнітний стан (точка Кюрі). При нагріванні поступово відбувається теплова дезорієнтація спинових магнітних моментів і зменшення спонтанної намагніченості (рис. 7).

Статична магнітна проникність

$$\mu = B/(\mu_0 H)$$

де μ_0 - магнітна константа; \mathbf{B} - магнітна індукція, \mathbf{H} – напруженість магнітного поля

Диференційна магнітна проникність

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}.$$

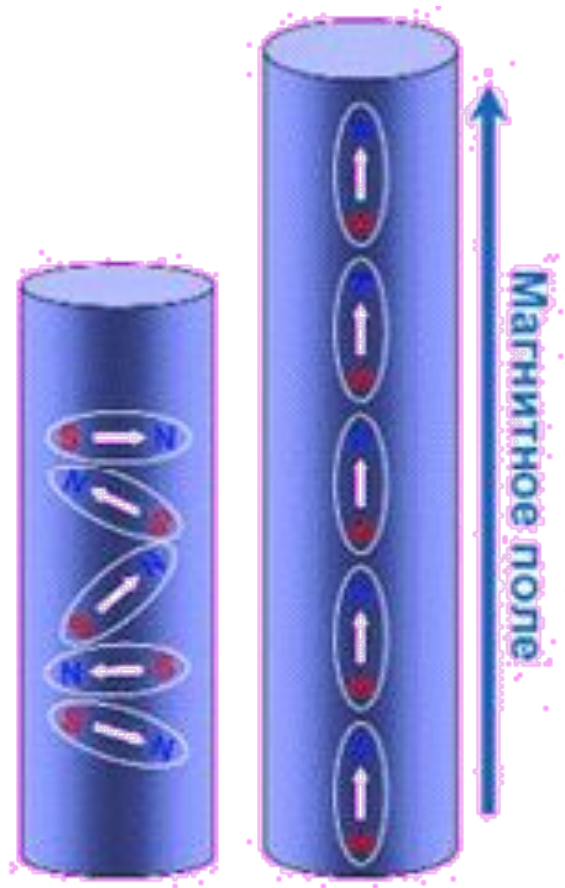
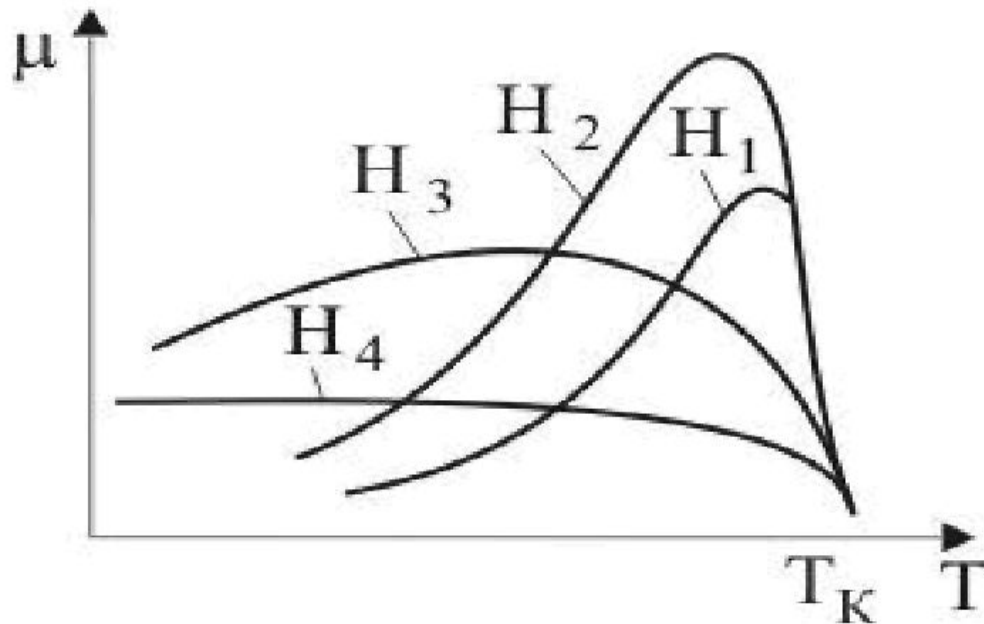


Рисунок – 6. Суть ефекту магнітострикції



$H_4 > H_3 > H_2 > H_1$; H_1 - відповідає μ_p , H_4 - відповідає області технічного насичення
 Рисунок 7. – Температурна залежність магнітної проникності ферромагнетика при різних напруженостях зовнішнього магнітного поля

- Вище деякої температури доменна структура розпадається, тобто спонтанна намагніченість зникає й феромагнетик переходить у парамагнітний стан. Температуру такого фазового переходу називають магнітною **точкою Кюрі**. Із усіх феромагнетиків найбільш високу точку Кюрі ($T_k = 1131\text{ }^\circ\text{C}$) має кобальт. Для чистого нікелю вона відповідає температурі $358\text{ }^\circ\text{C}$. Поблизу точки Кюрі намагніченість насичення різко падає, магнітна проникність феромагнетика стає приблизно рівній одиниці, а також змінюються питомий опір, теплоємність, температурний коефіцієнт лінійного розширення й ін.
- У більшості феритів, як і у феромагнетиків, намагніченість насичення **JMS** монотонно зменшується при нагріванні й дорівнює нулю при температурі переходу в парамагнітний стан, коли повністю зникає магнітна впорядкованість. Температуру такого переходу називають **точкою Неєля**, або антиферомагнітною точкою Кюрі. Поряд із цим у деяких феритів намагніченість **JMS** може досягати нуля при температурі нижче точки Кюрі - появляється точка компенсації **Тком**, при якій ферит перетворюється в антиферомагнетик.
- **3 Поводження феромагнетиків у змінних магнітних полях**
- **Магнітні втрати.** Перемагнічування феромагнетиків у змінних полях супроводжується втратами енергії, що призводить до нагрівання матеріалу. У загальному випадку втрати на перемагнічування складаються із втрат на гістерезис, на вихрові струми й магнітну післядію. Звичайно внеском механізму магнітної післядії в розігрів феромагнетика можна знехтувати.
- **Втрати на гістерезис** за один цикл перемагнічування (тобто за один період зміни поля), віднесені до одиниці об'єму речовини, визначаються площею статичної петлі гістерезису, тобто петлі, отриманої при повільній зміні магнітного потоку. Втрати на гістерезис обумовлені необоротними процесами перемагнічування.

- Енергію цих втрат E_g (Дж/м) можна обчислити за емпіричною формулою, де η - коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу; B_m - максимальна індукція (Тл (Тесла)), що досягається в даному циклі; n – показник ступеня, що приймає значення від 1,6 до 2 залежно від B_m .
- **Вихрові струми** виникають у провідному середовищі за рахунок е.р.с. самоіндукції, пропорційній швидкості зміни магнітного потоку. Статичні петлі гістерезисну характеризують лише втрати на гістерезис, а динамічні - є сумарними втратами на гістерезис і вихрові струми, тобто при намагнічуванні змінним полем петля гістерезисну розширюється. При цьому втрати на гістерезис E_g за один період зміни зовнішнього поля залишаються постійними в досить широкому діапазоні частот, а втрати на вихрові струми E_{cmp} зростають пропорційно частоті.
- Для практичних цілей більш важливою характеристикою є активна потужність, що виділяється у ферромагнетику при його перемагнічуванні, тобто енергія, що витрачається в одиницю часу. Потужність, що обумовлена втратами на вихрові струми:

$$P_{cmp} = E_{cmp} fV = \xi f^2 B_m^2 V, \quad 4$$

- де V - об'єм зразка, м³; ξ - коефіцієнт, пропорційний питомій провідності речовини й залежний від геометричної форми й розмірів поперечного перерізу зразка, що намагнічується f – частота току, Гц.

- Потужність, що обумовлена втратами на гістерезис:

$$P_z = \eta B_m^n fV . \quad 5$$

- Оскільки величина **$P_{стп}$** залежить від другого ступеня частоти, а величина **P_z** – від першого ступеня, при високих частотах враховують у першу чергу величину **$P_{стп}$** , тобто втрати на вихрові струми. Вихрові струми завжди виникають у площині, розташованій перпендикулярно магнітному полю.
- Для зменшення втрат на вихрові струми необхідно використовувати магнітний матеріал з підвищеним питомим опором, або збирати сердечник з тонких аркушів, ізольованих один від одного. Потужність, що витрачається на вихрові струми в одиниці маси й виражена у Вт/кг,

$$P_{стп} = \frac{P_{стп}}{V\gamma} ,$$

- пов'язана з товщиною аркуша **h** співвідношенням , де **γ** - густина матеріалу, кг/м .
- Втрати на вихрові струми для сердечника з листового матеріалу можуть бути визначені за **емпіричною формулою** ,

$$P_{стп} = 1.64 \frac{B_m^2 f^2 h^2}{\gamma\rho}$$

- де **h** - товщина листа; **γ** - густина матеріалу; **ρ** - питомий електричний опір матеріалу сердечника.

- Щоб зменшити втрати на гістерезис, застосовуються так звані магнитомягкі матеріали, що володіють малою коерцитивною силою. До них, наприклад, відносяться досить чисте залізо, сплав пермаллой і ін. Для зменшення втрат на вихрові струми ці матеріали в приладах і машинах використовують не у вигляді суцільних кусків, а у вигляді пачок тонких листів, перекладених ізолюючими прокладками, наприклад папером або шаром лаку (рис. 8). Цим штучно підвищується опір вихровим струмам, в результаті чого вони зменшуються, і втрати знижуються. Щоб ще більше зменшити втрати, застосовують також крем'янисте залізо. Додаток невеликої кількості кремнію при плавлі заліза значно збільшує його електроопір, істотно не змінюючи магнітні властивості.
- Вихрові струми викликають ще й інші явища. Кругові індукційні струми, що наводяться в товщі сердечника, створюють власне магнітне поле, яке завжди спрямоване назад до зовнішнього магнітного поля (рис. 9). Це впливає з дослідів Ленна. Поле індукційних струмів буде як би розмагнічувати ферромагнетик, всупереч намагнічуючій дії зовнішнього поля, що призводить до того, що в змінних полях ферромагнітний стержень намагнічується слабше, ніж в постійному. Вихрові струми особливо великі, якщо магнітне поле дуже часто змінює свій напрямок. Часті зміни напрямку поля дають змінні струми, що застосовуються в радіотехніці.
- **Втрати на магнітну післядію** обумовлені відставанням магнітної індукції від зміни напруженості магнітного поля на час від часток мілісекунди до декількох хвилин. Однією з основних причин магнітної післядії є теплова енергія, що допомагає слабо закріпленим доменним границям переборювати енергетичні перешкоди (бар'єри), що заважають їхньому вільному зсуву при зміні поля. Фізична природа втрат на магнітну післядію багато в чому аналогічна релаксаційній поляризації діелектриків.

Енергію витрат на гістерезис E_{Γ} (Дж/м)

$$E_{\Gamma} = \eta B_m^n$$

де η - коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу; B_m - максимальна індукція (Тл (Тесла)), що досягається в даному циклі; n – показник ступеня, що приймає значення від 1,6 до 2 залежно від B_m .

Потужність, що обумовлена втратами на вихрові струми

$$P_{стр} = E_{стр} fV = \xi f^2 B_m^2 V ,$$

де V - об'єм зразка, м³ ; ξ - коефіцієнт, пропорційний питомій провідності речовини й залежний від геометричної форми й розмірів поперечного переріза зразка, що намагнічується f – частота току, Гц.

Потужність, що обумовлена втратами на гістерезис

$$P_z = \eta B_m^n fV .$$

Потужність, що витрачається на вихрові струми в одиниці маси

$$P_{стр} = \frac{P_{стр}}{V\gamma},$$

де $P_{стр}$ - потужність, що обумовлена втратами на вихрові струми;
 V - об'єм зразка ; γ - густина матеріалу, кг/м

Втрати на вихрові струми для сердечника з листового матеріалу можуть бути визначені за емпіричною формулою

$$P_{стр} = 1.64 \frac{B_m^2 f^2 h^2}{\gamma\rho}$$

де h - товщина листа; γ - густина матеріалу; ρ - питомий електричний опір матеріалу сердечника

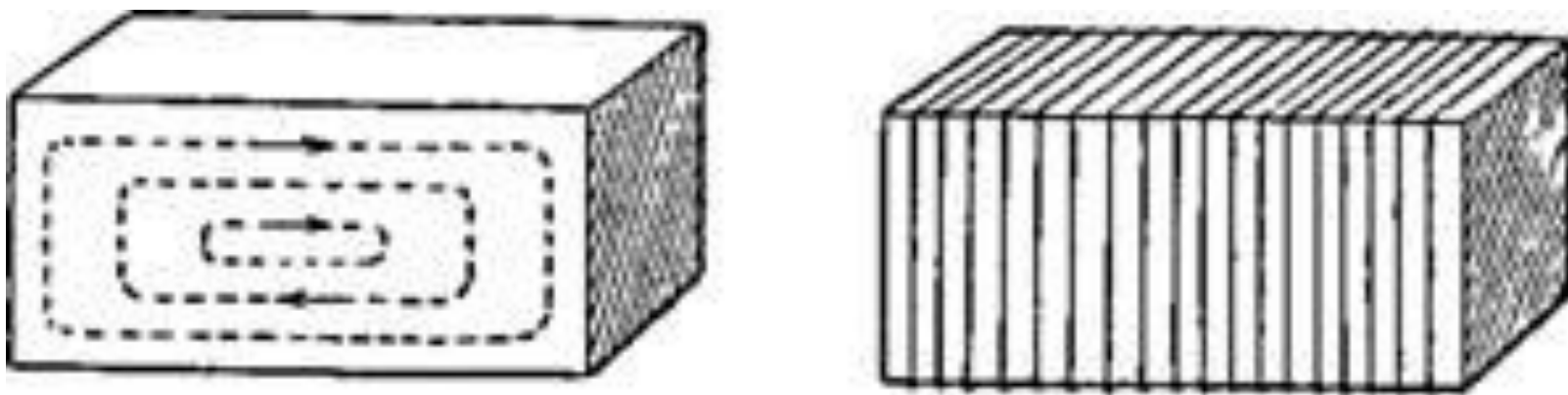


Рисунок 8 - Для зменшення втрат на вихрові струми феромагнітні сердечники трансформаторів і машин збирають з тонких листів кремністого заліза

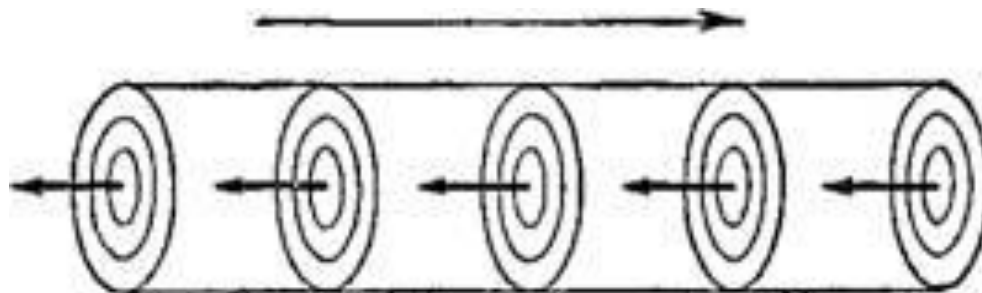


Рисунок 9. Вихрові струми створюють власне магнітне поле, спрямоване назустріч зовнішньому полю

- **Кут магнітних втрат.** У слабких полях і на високих частотах динамічна петля гістерезису внаслідок відставання індукції від напруженості поля має форму еліпса через δ_μ . Кут відставання δ_μ називають кутом магнітних втрат (рис. 10).

- З векторної діаграми видно, що

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{r_1}{\omega L}.$$

- Звідси активна потужність:

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg} \delta_m.$$

- Величину, зворотну $\operatorname{tg} \delta_\mu$ називають **добротністю сердечника**.
- **Поверхневий ефект.** Відповідно до закону Ленца власне магнітне поле вихрових струмів прагне послабити зміну основного магнітного потоку, тобто вихрові струми розмагнічують сердечник. Змінний магнітний потік нерівномірно розподіляється по перетині магнітопровода; магнітна індукція має найменше значення в центральних частинах перетину, тобто вихрові струми екранують центральний об'єм сердечника від проникнення в нього магнітного струму. **Витиснення магнітного поля на поверхню** проявляється тим сильніше, чим більше частота, магнітна проникність і питома провідність намагнічуваного середовища.
- Коли поверхневий ефект є сильно вираженим, зміна магнітної індукції по перетині сердечника вздовж нормалі z до його поверхні характеризується рівнянням

$$B \approx B_{m0} \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right),$$

- де B_{m0} - магнітна індукція на поверхні сердечника, Тл; Δ - глибина проникнення електромагнітного поля в речовину, м.

- Загасання електромагнітної хвилі при її поширенні в провідному середовищі використовується при створенні електромагнітних екранів, які служать для захисту електронних схем і електровимірювальних приладів від зовнішніх наведень, а також для захисту радіоефіра від перешкод, створюваних генераторними пристроями. Для ефективного захисту товщина стінок екрана повинна перевищувати, принаймні, глибину проникнення A електромагнітного поля в речовину. На радіочастотах практично непроникними є екрани з добре провідних металів (міді, латуні й алюмінію). Однак на низьких частотах такі екрани неефективні, оскільки необхідні дуже товсті стінки (у міді на частоті 50 Гц - 1 см). У цих випадках краще використовувати екрани з феромагнітних матеріалів, особливо з пермалоя, що має досить високу магнітну проникність.
- **Ефект Мейснера.** Ефект витіснення магнітного поля з речовини при його переході в надпровідний стан був відкритий в 1933 році німецькими фізиками В. Мейснером і Р. Оксенфельдом. Ефект Мейснера-Оксенфельда спостерігається при температурах нижче критичних температур переходу в надпровідний стан. Він полягає в тому, що при переході речовини в надпровідний стан вона перетворюється в ідеальний діамагнетик. Магнітне поле не проникає в надпровідник і всередині нього завжди дорівнює нулю.
- Виникнення ефекту пов'язано з тим, що при внесенні надпровідника в магнітне поле в ньому виникають вихрові струми індукції, магнітне поле яких повністю компенсує зовнішнє поле. Індуковане магнітне поле само також створює вихрові струми, напрямок яких протилежний струмам індукції і є рівним за величиною. В результаті в об'ємі надпровідника відсутні і магнітне поле і струм. Об'єм надпровідника екранується тонким приповерхневим скін-шаром, на товщину якого (близько $10^{-2}-10^{-3}$ мкм) проникає магнітне поле і в якому відбувається його компенсація. Як і будь-які діамагнетики, надпровідники виштовхуються з магнітного поля, при цьому ефект виштовхування виражений настільки сильно, що з'являється можливість утримувати тягар в просторі за допомогою магнітного поля.

- **4 Доменні структури в тонких магнітних плівках**
- При малій товщині плівки напрямок легкого намагнічування виявляється розташованим у площині плівки. Утворюються плоскі домени (рис. 12,а).
- Дуже тонкі плівки мають однодоменну структуру, а плівки товщиною - 10-3 ...10-2 мм – багато доменну з довгих вузьких доменів (шириною від часток мікрометра до декількох мікрометрів), намагнічених у протилежних напрямках.
- Під впливом зовнішнього поля вся система смуг може переміщатися й повертатися, і її використовують як керовану дифракційну решітку для світла й найближчого діапазону хвиль електромагнітного спектра.
- Особливими є монокристалічні плівки деяких феритів, що мають лише одну вісь легкого намагнічування. Якщо площина плівки є перпендикулярною осі легкого намагнічування, то при відсутності зовнішнього поля плівка має лабіринтову доменну структуру. Тобто внаслідок одноосьової анізотропії утворюються домени із протилежним напрямком спонтанної намагніченості (світлі й темні місця на рис. 12,6). Зовнішнє поле, перпендикулярне площині плівки, змінює геометрію доменної структури. У міру збільшення напруженості поля спочатку відбувається розрив лабіринтової структури, а потім утворюються стійкі **циліндричні магнітні домени (ЦМД)**, або «магнітні пухирці» (рис. 12,в). При подальшому збільшенні напруженості поля діаметр ЦМД поступово зменшується й при деякому значенні H вся плівка намагнічується однорідно-циліндричні домени зникають.
- Стійкі циліндричні магнітні домени можливі в ортоферитах, що мають орторомбічну структуру і хімічний склад $MeFe_3$, де Me - тривалентний іон ітрія або рідкоземельного елемента, а також у феритах зі структурою граната, гексаферитах і деяких металевих магнітних плівках.

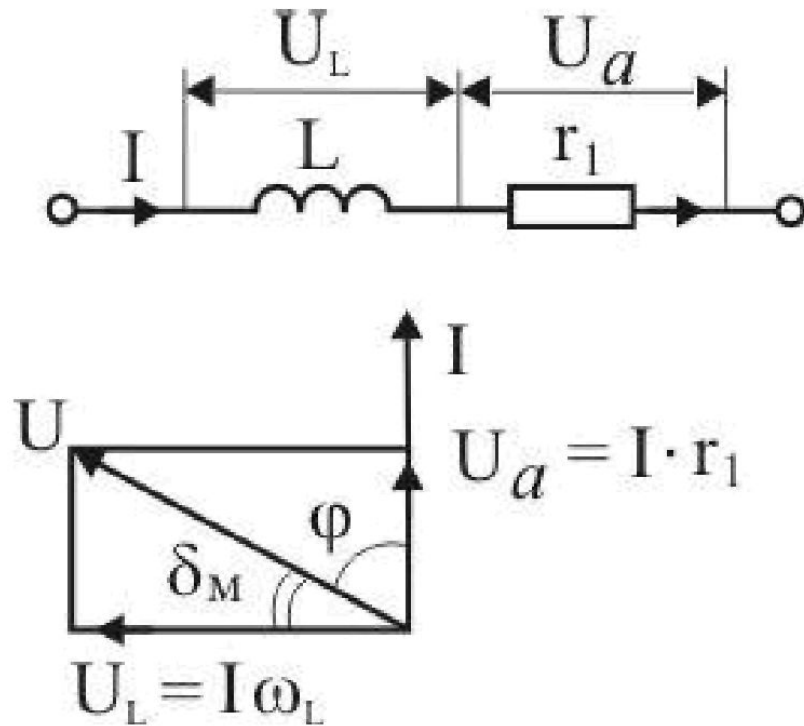


Рисунок 10 - Еквівалентна схема й векторна діаграма індуктивної котушки з магнітним сердечником

Активна потужність

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg} \delta_{\mu} .$$

де - δ_{μ} - кут відставання ; I — сила струму;
 ω — циклічна частота; L - індуктивність
катушки

Величину, зворотну $\operatorname{tg} \delta_{\mu}$ називають **добротністю сердечника**

Витиснення магнітного поля на поверхню , зміна магнітної індукції

$$B \approx B_{m0} \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right),$$

де B_{m0} - магнітна індукція на поверхні сердечника, Тл; Δ - глибина проникнення електромагнітного поля в речовину, м, z - перетин сердечника вздовж цієї нормалі

Ефект Мейснера.

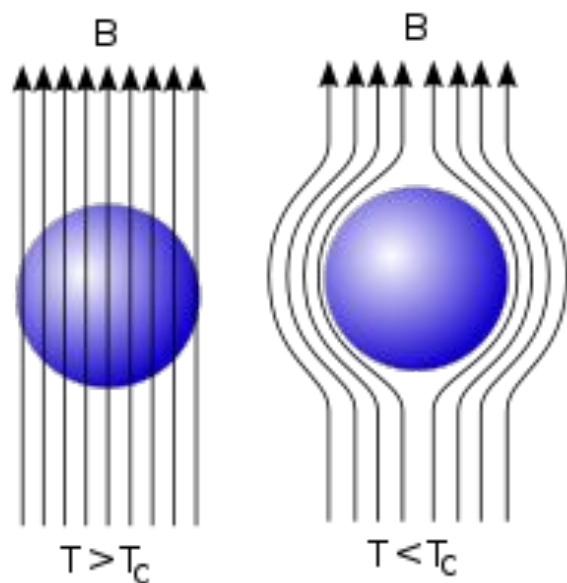
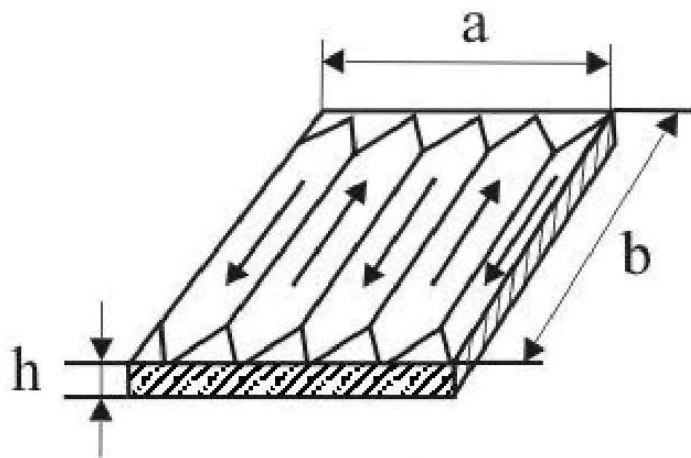


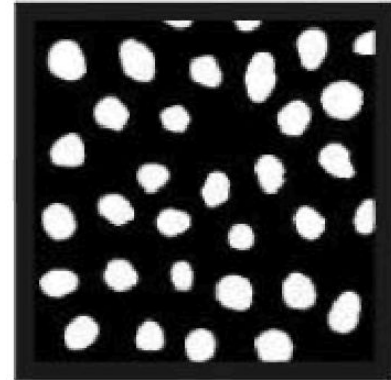
Рисунок 11 – а) Виштовхування магнітного поля із надпровідної сфери при температурі нижчій за температуру переходу до надпровідного стану. б) Магніт левітує над високотемпературним надпровідником, охолодженим до 200 К за допомогою рідкого азоту



а)



б)



в)

а- довгі вузькі домени; б- лабіринтова структура доменів; в - циліндричні магнітні домени

Рисунок 12. - Доменні структури в тонких магнітних плівках

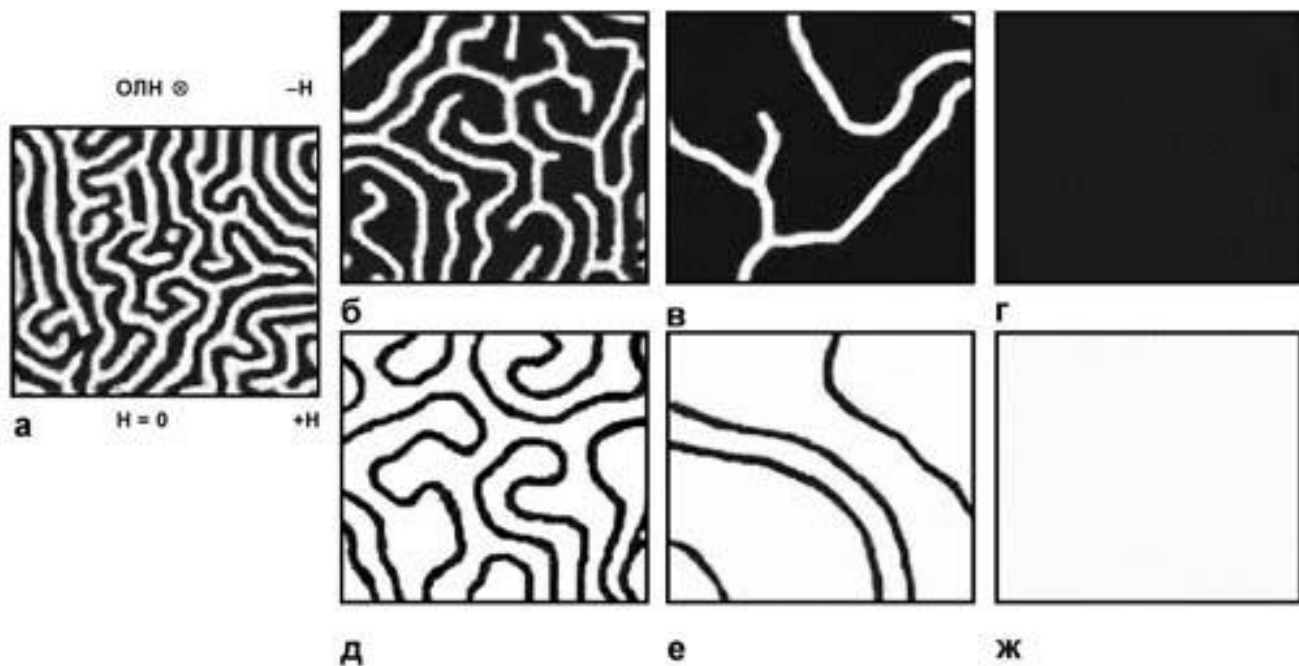
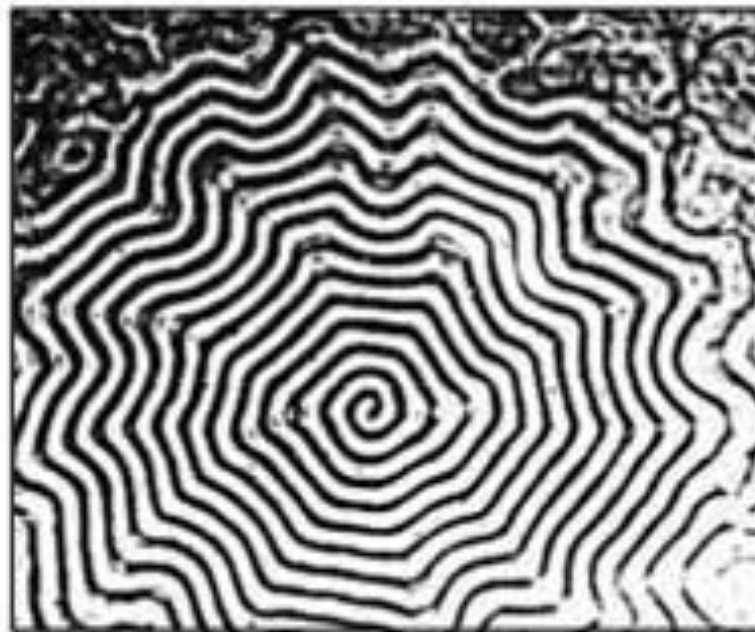


Рисунок 13. Типові картини лабіринтовою доменної структури плівок з перпендикулярної анізотропією під час відсутності магнітного поля (а) і в полі, яке послідовно збільшується, в одному (б, в, г) і протилежному (д, е, ж) напрямку



а

100 мкм



б

200 мкм

Рисунок 14 Багатовітковий динамічний спіральний домен, близький за формою до спіралі Архімеда, в плівці $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ (феррит-гранат) товщиною 5 мкм, в полі типу симетричний меандр з амплітудою 40 В і частотою 300 Гц.

- При виготовленні плівок у ферогранатах може наводитися одноосьова магнітна анізотропія за рахунок пружних напружень, пов'язаних, наприклад, з невідповідністю періодів решіток підкладки й плівки. Лінійні розміри ЦМД в ортоферитах становлять десятки або навіть сотню мікрометрів, а в плівках ферогранатів - одиниці мікрометрів.
- Циліндричні магнітні домени, керовані зовнішнім полем і існуючі в певному інтервалі H , можна використати для створення запам'ятовувальних і логічних пристроїв. Значенню «1» відповідає наявність домена в певній точці інформаційного середовища, а значенню «0» - його відсутність. Якщо в площині плівки створити неоднорідне магнітне поле, то можна спостерігати переміщення ЦМД під дією цього поля. Високою рухливістю доменних границь характеризуються ортоферити [$\mu_r = v_r/H = 10^{-2} \dots 10^{-1} \text{ м}^2/\text{Ас}$]
- Генерувати домени, управляти їхнім переміщенням, фіксувати їхню наявність або відсутність у заданій точці (тобто зчитувати інформацію) можна шляхом керування дискретним переміщенням ЦМД у заданому напрямку. Змінюючи напрямок керуючого поля, що діє в площині плівки, можна змінювати полярність магнітних зарядів на елементах аплікації. Зчитування інформації може бути здійснено, наприклад, за допомогою датчиків Хола або магніто резисторів. У холловському датчику індукується е.р.с. під дією магнітного поля домена, а в магніто резисторах використовується ефект зміни електричного опору матеріалу в магнітному полі.
- Пристрої на ЦМД характеризуються великою інформаційною ємністю й малою споживаною потужністю.