

Міністерство освіти і науки України
Державний університет інтелектуальних технологій і зв'язку
Кафедра Прикладної фізики та наноматеріалів

МАТЕРІАЛИ ТА ЕЛЕМЕНТИ ЕЛЕКТРОНІКИ

Методичні вказівки для самостійної роботи
та комплексне завдання
для студентів усіх спеціальностей

Укладачі: Ірха В.І., Марколенко П.Ю., Кірдогло Т.В.

Матеріали та елементи електроніки: методичні вказівки для самостійної роботи та комплексне завдання для студентів усіх спеціальностей. – Одеса: ДУІТЗ, 2023. – 67 с.

Методичні вказівки щодо виконання комплексного завдання «Матеріали та елементи електроніки» допомагають студентам набути знання, необхідні для розв'язання та обчислення задач по наступним темам:

- елементи кристалографії;
- електропровідність діелектриків;
- втрати в діелектриках;
- втрати в магнітних матеріалах;
- застосування магнітних матеріалів;
- розрахунок характеристик світловипромінюючого діоду.

Методичні вказівки для самостійної роботи розраховано для студентів усіх спеціальностей.

Методичні вказівки розглянуто
і рекомендовано до друку
на засіданні на засіданні кафедри ПФН.
Протокол № 5 від 15.11.2022 р.

СТРУКТУРА МОДУЛЯ «Матеріали та елементи електроніки»

Змістовий модуль	Лекції (год.)	Заняття прак- тичні	лабора- торні	Самостійна робота	Індиві- дуальна робота
Модуль: «Матеріали та елементи електроніки» (44 годин)					
Фізика електрорадіоматеріалів	16	14	14		

ЗМІСТ МОДУЛЯ

1. Класифікація матеріалів електроніки за їх призначенням. Провідникові матеріали. Класифікація провідникових матеріалів. Фізичні явища в провідниках.
2. Напівпровідникові матеріали. Загальна характеристика та класифікація напівпровідників. Фізичні процеси в напівпровідниках. Контактні явища.
3. Діелектричні матеріали. Активні діелектрики. Пасивні діелектрики.
4. Магнітні матеріали. Магнітні властивості матеріалів. Класифікація. Наноматеріали.
5. Резистори. Напівпровідникові резистори. Плівкові резистори.
6. Конденсатори. Напівпровідникові конденсатори. Плівкові конденсатори. Індуктивні елементи.
7. Діоди. Транзистори. Напівпровідникові прилади спеціального призначення.

ПЕРЕЛІК ЗНАНЬ ТА ВМІНЬ

1. Знати основні фізичні величини для опису явищ в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.
2. Знати основні фізичні явища для класифікації процесів в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.
3. Знати формулювання фізичних законів для опису явищ в матеріалах, призначених для систем електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи довідкову літературу.
4. Вміти переводити фізичні величини в систему одиниць СІ для можливості рішення чисельних задач за допомогою довідкової літератури.
5. Вміти проводити вимірювання окремих фізичних величин і параметрів матеріалах, необхідних для визначення режимів роботи елементів в системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи стандартні засоби вимірювання.
6. Вміти порівнювати результати практичних вимірів з теоретичними результатами для оцінки похибок вимірювань, використовуючи довідкову літературу.

ВСТУП

Науково-технічний прогрес нерозривно пов'язаний з розробкою й освоєнням нових матеріалів. На даний час число найменувань матеріалів, застосовуваних в електронній техніці для різних цілей, становить тисячі. При будь-якому використанні матеріалів відбувається деякий відбір. Його можна зробити знаючи властивості матеріалів. У більшості випадків відбір за однією властивістю не дає задовільних результатів. При рішенні інженерних завдань потрібно шукати компромісне рішення виходячи з комплексу властивостей. Тому конструкторам і інженерам необхідні знання про закономірності поведіння матеріалів у різних умовах.

У методичних вказівках основна увага приділяється загальними відомостями про будову та зонну структуру речовин, властивості та види діелектриків, феромагнетики та їхні властивості, проводиться кваліфікація магнітних матеріалів. Властивості металів і напівпровідників та діелектриків у посібнику розглядаються лише в тій мірі, яка дає цілісне уявлення про застосування їх в електроніці та електротехніці.

Розділ 1

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО БУДОВУ Й ЗОННУ СТРУКТУРУ РЕЧОВИН

1.1. Будова твердого тіла

У твердих тілах, на відміну від рідин, атоми практично ніколи не змінюють своїх положень рівноваги (вузлів) поблизу яких вони коливаються.

У природі існують два основні різновиди твердих тіл, що розрізняються за своїми властивостями: *аморфні* й *кристалічні* тіла.

В *аморфних твердих тілах* (смоли, різні типи скла, шлаки й т.д.) розташування найближчих сусідів кожного атома завжди одноманітне. Це *ближній порядок*. Але на більш далеких відстанях такі групи атомів виявляються орієнтованими хаотично. Одним з результатів цієї неупорядкованості в розташуванні атомів на далеких відстанях є *ізотропність*: фізичні властивості таких тіл у різних напрямках однакові.

Вивчення *кристалічних тіл* звичайно починають з розгляду ідеальних кристалів. *Ідеальний кристал* – це тверде тіло, що складається з атомів, розташованих у кристалічній решітці так, що атомне розташування має однаковий вигляд як при розгляді із точки \vec{r}_0 , так і при розгляді із точки $\vec{r} = \vec{r}_0 + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$, де n_1, n_2, n_3 – цілі числа, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ – базові вектори (вектори елементарних трансляцій).

$$\vec{T} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 - \quad (1.1)$$

вектор трансляції. Тоді $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{T}$ це означає, що кристал володіє *трансляційною симетрією (далеким порядком)*.

Найменший паралелепіпед, переносом якого уздовж бддь-якого з його ребер можна одержати весь кристал, називають *елементарною коміркою*. Довжина кожного ребра a, b, c елементарної комірки, що відповідає кроку переміщення, необхідному для нового збігання зі структурою кристала, називається *постійною решітки*. Для однозначної характеристики елементарної комірки необхідно задати шість величин: три ребра (a, b, c) і три кути між осями (α, β, γ). Це *основні параметри* решітки. В залежності від значень кутів α, β, γ між гранями й від співвідношення між величинами ребер a, b, c розрізняють *сім кристалографічних систем (сингоній)*. Найпростішим типом решіток є кубічна (кубічна сингонія), у якій ребра рівні між собою ($a = b = c$) і всі кути прямі ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$).

Для кубічних кристалічних решіток зручно як елементарну комірку вибрати об'єм, розташований усередині граней куба. При цьому атоми, центри яких розташовані у вершинах куба, входять кожний одночасно у вісім найближчих елементарних комірок, даючи внесок в одну комірку рівний одному атому. Таким чином, частку участі конкретного атома в елементарній комірці потрібно точно враховувати. У найпростіших випадках елементарна

комірка кубічного кристала має вигляд примітивної, гранецентрованої або об'ємноцентрованої комірки. Якщо частинки розміщені тільки у вершинах комірки, то така комірка називається **примітивною** (рис. 1). На об'єм такої комірки доводиться один вузол решітки, тобто одна частинка ($N = 1$). **Об'ємноцентровані** кубічні решітки (ОЦК) містять додаткову частинку в точці перетинання просторових діагоналей (рис. 2), **гранецентровані** кубічні решітки (ГЦК) містять додаткові частинки в точках перетинання діагоналей граней (рис. 3). На об'єм однієї елементарної комірки об'ємноцентрованої решітки доводяться дві частинки ($N = 2$), гранецентрованої – чотири ($N = 4$).

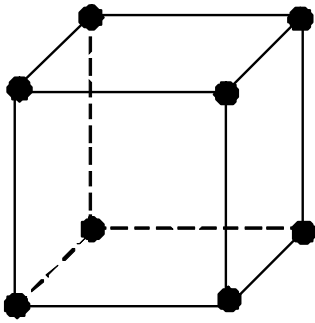


Рисунок 1 – Комірка примітивної решітки

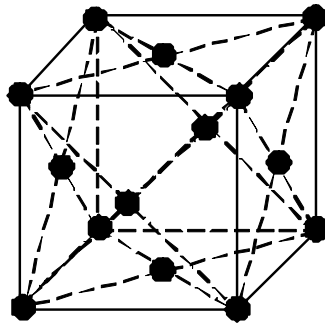


Рисунок 2 – Комірка гранецентрованої решітки

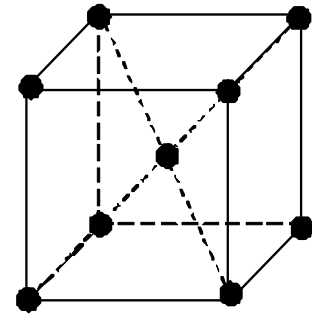


Рисунок 3 – Комірка об'ємноцентрованої решітки

В кристалографії важливу роль відіграє число найближчих сусідів, тобто **координаційне число z** .

Відстань d між найближчими сусідніми атомами в кубічній решітці:

– примітивній $d = a$;

– гранецентрованій $d = \frac{a\sqrt{2}}{2}$;

– об'ємноцентрованій $d = \frac{a\sqrt{3}}{2}$,

де a – параметр (період) решітки.

Параметр кубічної решітки a можна знайти, знаючи деякі макроскопічні величини, які характеризують даний кристал, такі як молярна маса кристала M та густина кристала D . Молярний об'єм кристала визначається за формулою

$$V_m = \frac{M}{D}, \quad (1.2)$$

де M – молярна маса кристала, D – щільність кристала.

Об'єм V_K елементарної комірки кристала кубічної структури

$$V_K = a^3. \quad (1.3)$$

Об'єм атома розраховуємо за формулою:

$$V_a = \frac{4}{3}\pi R_a^3, \quad (1.4)$$

де R_a – радіус атома.

Число Z_m елементарних комірок в одному молі кристала

$$Z_m = \frac{N_A}{N}, \quad (1.5)$$

де N_A – число Авогадро, N – число атомів, що доводяться на одну елементарну комірку.

Об'єм елементарної комірки кубічної решітки можна знайти, поділивши молярний об'єм кристала V_m (див. формулу (1.2)) на число елементарних комірок в одному молі кристала Z_m (див. формулу (1.5)). Тоді параметр кристалічної решітки визначимо за формулою:

$$a = \sqrt[3]{\frac{NM}{DN_A}}. \quad (1.6)$$

При розрахунках одержимо a порядку $\sim 10^{-10}$ м.

Концентрація атомів у кристалі дорівнює:

$$n = \frac{N}{V_k} = \frac{DN_A}{M}. \quad (1.7)$$

Ця величина достатньо велика, порядку $\sim 10^{28}$ м⁻³.

Коефіцієнтом упакування називають частку об'єму кристала, зайняту атомами. Очевидно, він більше нуля, але менше одиниці. Коефіцієнт упакування для кубічної решітки

$$k_{\text{уп}} = \frac{V_a N}{V_k} = \frac{4\pi R_a^3 N}{3a^3}, \quad (1.8)$$

де V_a – об'єм атома; V_k – об'єм елементарної кубічної комірки; N – число атомів в комірниці.

У зв'язку з тим, що відстані уздовж ребер і уздовж діагоналей елементарної комірки виявляються неоднаковими, в кристалічних твердих тілах – пружні, механічні, теплові, електричні, оптичні, магнітні й інші властивості кристалів різні за різними (кристалографічними) напрямками. Це називається **анізотропією**.

Атоми в кристалах пов'язані між собою певними силами взаємодії, які визначають тип зв'язку. Найбільш простими типами зв'язку є: **іонний, ковалентний, металевий й молекулярний**. Нас будуть цікавити лише перші три зв'язки.

Іонний зв'язок виникає тоді, коли зближаються атоми, що значно відрізняються за значенням енергії їхніх валентних електронів. При цьому один атом віддає електрони іншому перетворюючись на позитивний іон, інший атом здобуває ці електрони й стає негативним іоном. Ці атоми пов'язані один з одним кулонівською силою (кристали солі).

Якщо валентні електрони атомів мають однакову енергію, то перехід електронів від одного атома до другого є неможливим. Наприклад, якщо кожний із двох подібних атомів має орбіту з одним валентним електроном, то при зближенні атомів такі орбіти можуть об'єднатися в одну: виникає узагальнена орбіта із двома електронами, що рухаються навколо обох атомів, а між ядрами утворюється згущення від'ємного заряду. Це сгущення,

притягуючи до себе ядра, урівноважує їх взаємне відштовхування. Отже, взаємне притягіння двох атомів завдяки загальній парі електронів утворює **ковалентний зв'язок**, такий, наприклад, як в молекулах водню. Найбільш важливі напівпровідникові матеріали мають ковалентний тип зв'язку. В таких напівпровідникових матеріалах, як кремній та германій – по чотири валентних електрони. Кремній (германій) складається безпосередньо з атомів кремнію (германію), кожний із яких зв'язаний ковалентними зв'язками з чотирма сусідніми атомами, розміщеними навколо нього у вершинах правильної тригранної піраміди – тетраедра. Це забезпечує міцний зв'язок.

Металевий кристал можна в деякому наближенні подати у вигляді решітки позитивних іонів, між якими можуть вільно переміщуватися електрони. **Металевий зв'язок** виникає завдяки взаємодії між позитивно зарядженими іонами і всією сукупністю вільних електронів.

1.2. Заповнення енергетичних зон електронами.

Метали, напівпровідники й діелектрики

Модель енергетичних зон дозволяє з єдиної точки зору пояснити розподіл твердих кристалічних тіл на метали, напівпровідники і діелектрики.

Звичайно будь-яка система спонтанно приймає стан з мінімальною енергією, тобто всі електрони повинні були б прагнути зайняти нижчі енергетичні стани, однак ні в атомах, ні в кристалічних тілах це неможливо. В основі заповнення атомарних рівнів і енергетичних зон лежить **принцип Паулі, згідно якому в одному енергетичному стані (на одному рівні) може знаходитися не більше двох електронів з протилежними спінами**. (В класичному уявленні спін – це власний обертальний момент електрону). У нейтральному ізольованому атомі внутрішні енергетичні рівні повністю заповнені електронами. Отже, енергетичні зони в кристалах, що утворені в результаті розщеплення внутрішніх атомних рівнів, також будуть повністю заповнені електронами. Енергетичні зони мають стільки станів, скільки атомів у кристалі. Це значення має порядок 10^{17} для кристала розміром $0,1 \cdot 0,1 \cdot 0,1$ мм при ширині зони порядку електронвольта. Фактично зона являє собою континуум, тобто суцільну сукупність станів.

У всіх глибоко лежачих зонах процес переносу заряду неможливий, тому що в цих зонах всі рівні зайняті, а заборонені зони E_g між ними зі збільшенням енергії збільшуються. Це дозволяє виключити з розгляду такі зони. Інтерес, із погляду провідності й інших фізичних властивостей, представляють тільки зовнішні зони.

Для зображення енергетичної структури кристала користуються звичайно спрощеною енергетичною схемою.

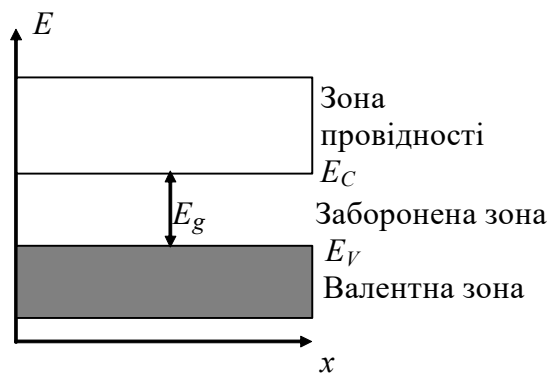


Рисунок 4 – Зонна діаграма напівпровідника: E_V – стеля валентної зони; E_C – дно зони провідності.

Так як фізичні процеси в кристалі (електричні, магнітні, оптичні й ін.) обумовлені станом валентних електронів, то на схемі зображують тільки дві дозволені зони: **валентну зону** й **зону провідності**, які розділені зоною заборонених енергій (**забороненою зоною**) (рис. 4).

Сама верхня зона, повністю заповнена електронами при температурі $T = 0$ К, називається **валентною зоною**. Вона виникає з

того атомарного рівня, на якому перебувають валентні електрони в основному стані атома. Більш високі дозволені зони будуть вільні. Порожня зона при температурі $T = 0$ К або частково заповнена електронами при температурі $T > 0$ К називається **зоною провідності**.

Залежно від ширини заборонених зон і ступеня заповнення валентних зон електронами можливі три типи кристалічних речовин, зонні діаграми яких представлені на рис. 5, а, б, в. Якщо валентна зона заповнена електронами не повністю (рис. 5, а), то електрон, одержавши скільки завгодно малу енергію (наприклад, за рахунок теплового руху або електричного поля), зможе перейти на вищий енергетичний рівень тієї ж зони, тобто стати вільним і брати участь у провідності. Внутрішньозонний перехід цілком можливий, тому що, наприклад, при температурі 1 К енергія теплового руху $kT \approx 10^{-4}$ еВ, тобто значно більше різниці енергій (має порядок 10^{-17} еВ) між сусідніми енергетичними станами. Кристал, що має таку зонну діаграму, є металом.

Типовими представниками речовин, у яких спостерігається часткове заповнення валентної зони (у випадку метала її називають також зоною провідності), є одновалентні лужні метали і благородні метали, такі як *Cu*, *Ag*, *Au*, *Pt* та ін.

Таким чином, в металах валентна зона (зона провідності) при $T = 0$ К заповнена тільки в нижній частині до деякого рівня, званого рівнем Фермі (рис. 5, а). Енергія електронів, що знаходяться на цьому рівні, називається енергією Фермі, тобто **енергія Фермі – це максимальне значення енергії, яку може мати електрон у металі при абсолютному нулі**.

Тверде тіло є провідником електричного струму і в тому випадку, коли валентна зона повністю заповнена електронами, але вона перекривається вільною зоною (зоною провідності), не зайнятою електронами (рис. 5, б). У даному випадку утворюється так звана «гібридна» зона, що заповнюється валентними електронами лише частково. Це має місце для двовалентних лужно-земельних елементів (*Be, Mg, Ca* та ін.).

Розглянемо випадок, коли валентна зона повністю зайнята електронами (рис. 5, в). Для того, щоб перекинути електрон з валентної зони в зону провідності, необхідно надати йому енергію, не меншу, ніж ширина забороненої зони E_g . Електричне поле, що не приводить до пробію кристала, надати електрону таку енергію не в змозі. Якщо ширина забороненої зони невелика $\sim 1\text{eV}$, то енергії теплового руху виявляється достатньо, щоб перевести частину електронів з валентної зони в зону провідності. Такі речовини називаються **напівпровідниками**. До них відносяться такі елементи як германій (*Ge*), кремній (*Si*), селен (*Se*) та ін.

Хімічно чисті напівпровідники називаються **власними** напівпровідниками. Концентрацію носіїв у власному напівпровіднику можна знайти за формулою

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.9)$$

де N_C і N_V – ефективна густина станів у зоні провідності й у валентній зоні відповідно.

Провідність власного напівпровідника

$$\sigma_i = e(n_i \mu_n + p_i \mu_p), \quad (1.10)$$

де p_i і n_i – концентрації електронів та дірок у власному напівпровіднику ($p_i = n_i$), а μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок відповідно, k – постійна Больцмана.

Розрізнення між діелектриками й напівпровідниками умовно визначається шириною забороненої зони: якщо $E_g \leq 3 \text{ eV}$, то такі речовини є напівпровідниками, якщо $E_g > 3 \text{ eV}$ – діелектриками (ізоляторами).

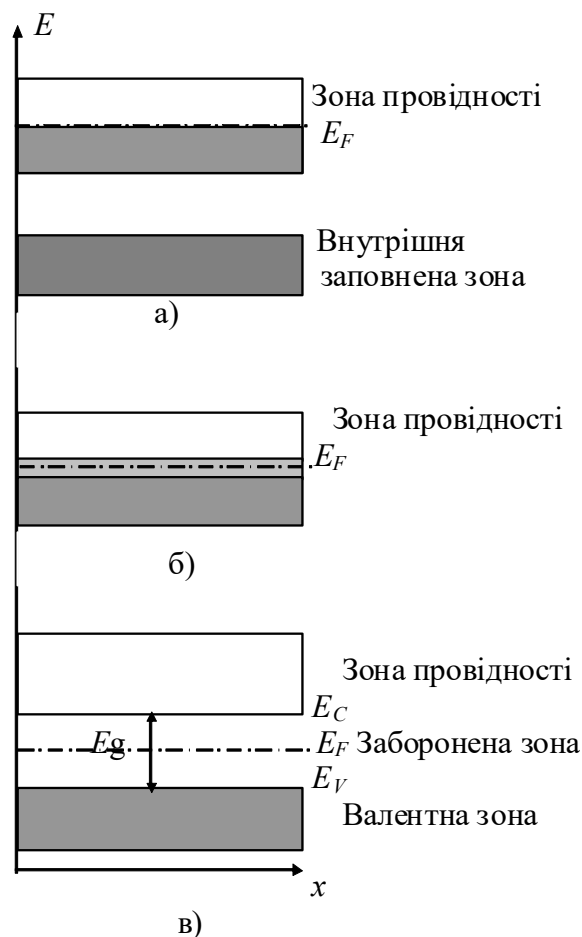


Рисунок 5 – Зонні діаграми одновалентних металів (а), двовалентних металів (б) и напівпровідників (в)

1.3. Діелектрики в електростатичному полі

На відміну від металів, у діелектриках вільних носіїв дуже мало, тому їхній перерозподіл в електростатичному полі не грає помітної ролі. Більш важливим є вплив поля на зв'язані заряди в атомах або молекулах.

До першої групи діелектриків (N_2 , O_2 , H_2 , CO_2 і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають симетричну будову, тобто «центри» позитивних і негативних зарядів у відсутності поля збігаються, отже, дипольний момент молекули дорівнює нулю $\vec{p} = 0$. Молекули таких діелектриків називаються **неполярними**. Під дією зовнішнього електричного поля заряди неполярних молекул зміщуються в протилежні боки (позитивні зміщуються за полем, негативні - проти поля) і молекула здобуває дипольний момент тим більший, чим більша величина поля.

До другої групи діелектриків (NH_3 , H_2O , CO і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають асиметричну будову, тобто «центри» позитивних і негативних зарядів у відсутності поля не збігаються. Таким чином, ці молекули під час відсутності зовнішнього поля мають дипольний момент. Молекули таких діелектриків називаються **полярними**. При відсутності зовнішнього електричного поля, дипольні моменти полярних молекул внаслідок теплового руху орієнтовані в просторі хаотично і їхній результуючий момент дорівнює нулю. Якщо ж такий діелектрик помістити в зовнішнє поле, то сили цього поля будуть намагатися повернути дипольні моменти молекул уздовж поля, внаслідок чого виникає відмінний від нуля сумарний результуючий діелектричний момент.

До третьої групи діелектриків (NCl , KCl , KBr і ін.) відносяться речовини, молекули яких мають іонну будову. У цих кристалах не можна виділити окремі молекули, а розглядати їх можна як систему двох всунутих одна в одну іонних підрешіток. При накладенні на іонний кристал електричного поля відбувається деяка деформація кристалічної решітки або відносний зсув підрешіток, що приводить до виникнення дипольних моментів.

Таким чином, при накладенні електричного поля відбувається поляризація діелектрика. **Поляризацією діелектрика називається процес орієнтації диполів або появи під впливом електричного поля орієнтованих за полем диполів.**

Відповідно трьом групам діелектриків розрізняють три види поляризації:

- **електронна (деформаційна) поляризація**, що виникає за рахунок деформації електронних орбіт (1 група);
- **орієнтаційна (дипольна) поляризація** діелектрика, що виникає за рахунок орієнтації за полем вже існуючих дипольних моментів (2 група);
- **іонна поляризація** діелектрика із іонними кристалічними решітками (3 група);

Поляризація характеризується фізичною величиною, названою поляризованістю. **Поляризованість – це векторна сума електричних моментів всіх елементарних диполів в одиниці об'єму**

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (1.11)$$

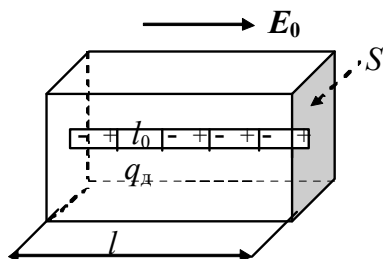


Рисунок 6 – Діелектричний паралелепіпед з поляризованими ланцюжками атомів

Розглянемо елемент об'єму діелектрика площею S і довжиною l в електричному полі \vec{E} (див. рис. 6). Молекулярні диполі з зарядами q_d і довжиною l_0 розташовані ланцюжком уздовж поля. Якщо в одному ланцюжку n_0 диполів, то загальний електричний момент ланцюжка $p = n_0 q_d l_0 = q_d l$.

Позначивши через N число виходячих на поверхню S ланцюжків, одержимо

$$P = \frac{Np}{V} = \frac{Nq_d l}{V} = \frac{Nq_d}{S} = \frac{q'}{S} = \sigma', \quad (1.12)$$

де $q' = Nq_d$ – число зарядів, що виходять на поверхню зарядів, а σ' – їхня поверхнева густина, $V = Sl$ – об'єм діелектрика. Таким чином, **поляризованість визначається поверхневою густиною поляризованих зарядів.**

Напруженість електричного поля E в діелектрику, наприклад, поміщеному в конденсатор, визначається різницею між полем, створюваним зарядами на обкладках (без діелектрика) $E_0 = \sigma_0 / \epsilon_0$ і полем, створюваним поляризованими зарядами $E' = \sigma' / \epsilon_0$

$$E = E_0 - E' = (\sigma_0 - \sigma') / \epsilon_0, \quad (1.13)$$

де різницю $\sigma_0 - \sigma'$ називають поверхневою густиною вільних зарядів. Отже, при внесенні у відключений заряджений конденсатор діелектрика поле усередині діелектрика зменшується.

Досвід показує, що в ізотропних діелектриках поляризованість прямо пропорційна напруженості електростатичного поля в даній точці

$$P = \sigma' = \kappa \epsilon_0 E, \quad (1.14)$$

де κ – безрозмірний коефіцієнт, називаний діелектричною сприйнятливістю. Підставивши (1.14) в (1.13), одержимо, що $E = E_0 - \kappa E$, звідки

$$E = \frac{E_0}{1 + \kappa} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (1.15)$$

$$\text{де } \epsilon = 1 + \kappa \quad (1.16)$$

відносна діелектрична проникність.

Електричний зсув (індукція) D в діелектрику:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 E + \kappa \epsilon_0 E = \epsilon_0 E + P. \quad (1.17)$$

Одиниця виміру електричного зсуву – Кл/м².

1.4. Електропровідність діелектриків

Повна густина струму в діелектрику, називаного струмом витоку, являє собою суму густин струмів абсорбційного й наскрізного:

$$j_{\text{вит}} = j_{\text{аб}} + j_{\text{нск}}. \quad (1.18)$$

Після завершення процесів поляризації через діелектрик протікає тільки наскрізний струм. Надалі будемо розглядати тільки наскрізні струми за об'ємом й за поверхністю.

Розрізняють об'ємну й поверхневу електропровідності, використовуючи як характеристики діелектрика питомий об'ємний опір ρ_V і питомий поверхневий опір ρ_S .

Питомий об'ємний опір ρ_V чисельно дорівнює опору куба з ребром в 1 м, уявно вирізаного з досліджуваного матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні грані куба; ρ_V виражається в Омм.

У випадку плоского зразка матеріалу при однорідному полі, питомий об'ємний опір розраховують за формулою:

$$\rho_V = R_V \frac{S}{h} [\text{Омм}],$$

де R_V – об'ємний опір, S - площа електрода, h - товщина зразка.

Питомий поверхневий опір ρ_S чисельно дорівнює опору квадрата (будь-яких розмірів), уявно виділеного на поверхні матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні сторони цього квадрата; виміряється воно в Ом. Питомий опір

$$\rho_S = R_S \frac{d}{l} [\text{Ом}], \quad (1.19)$$

де R_S – поверхневий опір зразка матеріалу між паралельно розташованими електродами шириною d , що відстоять один від одного на відстані l . Об'ємний і поверхневий опори з'єднані паралельно.

Розділ 2 ВЛАСТИВОСТІ Й ВИДИ ДІЕЛЕКТРИКІВ

2.1. Втрати в діелектриках

Діелектричними втратами називають електричну потужність, витрачену на нагрівання діелектрика, що перебуває в електричному полі.

Потужність, що розсіюється в одиниці об'єму, називається питомими втратами. Але найчастіше для характеристики здатності діелектрика розсіювати енергію в електричному полі використовують кут діелектричних втрат або тангенс цього кута.

Кутом діелектричних втрат δ називають кут, що доповнює до 90° кут зсуву фаз між струмом і напругою в ємнісному ланцюзі.

У випадку ідеального діелектрика $\delta = 0$. Чим більша потужність, що розсіюється в діелектрику, яка переходить у тепло, тим більше кут діелектричних втрат δ і його функція $\text{tg}\delta$.

Тангенс кута діелектричних втрат безпосередньо входить у формулу для потужності, що розсіюється в діелектрику, тому практично найбільш часто користуються цією характеристикою.

Розглянемо схему, еквівалентну конденсатору з діелектриком, що має втрати. Ця схема повинна бути обрана з таким розрахунком, щоб активна потужність, що витрачається в даній схемі, дорівнювала б потужності, що розсіюється в діелектрику конденсатора, а струм був би зрушений відносно напруги на той же кут, що й у розглянутому конденсаторі.

Поставлене завдання можна вирішити, замінивши конденсатор із втратами ідеальним конденсатором з паралельно включеним активним опором (паралельна схема) або конденсатором з послідовно включеним опором (послідовна схема). Обидві схеми еквівалентні, якщо при рівності повних опорів дорівнюють відповідно їх активні й реактивні складові (рівні $\text{tg}\delta$). Надалі ми будемо орієнтуватися на паралельну схему (рис. 7). З рис. 8 видно, що

$$\text{tg}\delta = \frac{I_a}{I_C} = \frac{1}{\omega CR}. \quad (2.1)$$

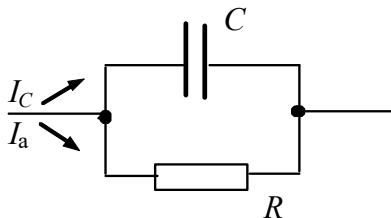


Рисунок 7 – Еквівалентна схема конденсатора з втратами (паралельне з'єднання)

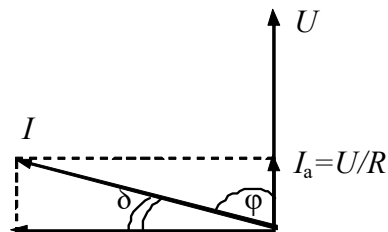


Рисунок 8 – Векторна діаграма для визначення тангенса діелектричних втрат

Потужність, що розсіюється в діелектрику

$$P_a = U \cdot I_a. \quad (2.2)$$

З формули (2.1) можна знайти значення активної складової струму

$$I_a = I_c \cdot \operatorname{tg} \delta = U \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (2.3)$$

Підставивши формулу (2.3) у формулу (2.2), одержимо значення активної потужності

$$P_a = U \cdot I_a = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad (2.4)$$

де P_a виражається у Ватах; U – у Вольтах; ω – в (секундах)⁻¹; C – у Фарадах.

Якщо для даного діелектрика відомо, що втрати в ньому визначаються тільки втратами від наскрізної електропровідності в широкому діапазоні частот, то кут втрат конденсатора з таким діелектриком може бути обчислений для будь-якої частоти. Втрати в такому конденсаторі визначаються виразом:

$$P_a = \frac{U^2}{R}, \quad (2.5)$$

де R визначено яким-небудь методом при деякій частоті.

Вираз для питомих діелектричних втрат, тобто потужність, що розсіює в 1 м³ діелектрика (Вт/м³) з врахуванням того, що ємність плоского конденсатора дорівнює $C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}$, де S – площа електрода; d – відстань між електродами, має вигляд

$$p = \frac{P_a}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d} = \frac{U^2 \omega \epsilon_0 \epsilon S \operatorname{tg} \delta}{S \cdot d^2} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, \quad (2.6)$$

де $V = Sd$ – об'єм діелектрика між плоскими електродами (м³);

$E = \frac{U}{d}$ – напруженість електричного поля (В/м).

Оскільки ємність між протилежними гранями куба зі стороною 1 м дорівнює ($S = 1 \text{ м}^2$, $d = 1 \text{ м}$) дорівнює

$$c_1 = \epsilon_0 \epsilon, \quad [\text{Ф/м}], \quad (2.7)$$

а якщо врахувати, що $\sigma_c = \omega C$, $\sigma_a = \frac{1}{R}$, то реактивна складова питомої провідності

$$\sigma_c = \omega c_1 = \omega \epsilon_0 \epsilon, \quad [\text{Ом/м}], \quad (2.8)$$

а активна складова при даній частоті (див. формулу (2.1))

$$\sigma_a = \sigma_c \cdot \operatorname{tg} \delta = \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg} \delta, \quad [\text{Ом/м}]. \quad (2.9)$$

З формули (2.9) можна одержати тангенс втрат, виражений через активну й реактивну провідності:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_a}{\sigma_c}. \quad (2.10)$$

Вираз (2.9) використовують для обчислення активної питомої провідності діелектрика при різних частотах за обміряними значеннями діелектричної проникності й тангенса кута втрат матеріалу при цих значеннях частоти.

Добротністю конденсатора називають величину

$$Q_c = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta}. \quad (2.11)$$

2.2. Пробій у діелектриках

Існує два різних види пробою: тепловий і електричний. Обидва явища можуть відбуватися одночасно (випадок, який найчастіше зустрічається) і, більше того, підтримувати один одного. Однак можна створити такі умови, які дозволять експериментально вивчити один або інший механізм у чистому виді.

Тепловий пробій. Тепловий пробій виникає в тому випадку, коли кількість теплової енергії, що виділяється в діелектрику за рахунок діелектричних втрат, перевищує ту кількість енергії, що може розсіюватися в даних умовах; при цьому порушується тепла рівновага, а процес набуває лавинного характеру.

Явище теплового пробою зводиться до розігріву матеріалу в електричному полі до температур, що відповідають плавленню, обуглюванню та ін. Пробивна напруга, обумовлена нагріванням діелектрика (так названа **теплова пробивна** напруга) залежить від частоти прикладеної напруги, умов охолодження, температури навколишнього середовища та ін. Крім того, електротеплова пробивна напруга залежить від нагрівності матеріалу: органічні діелектрики (наприклад, полістирол) мають більше низькі значення теплових пробивних напруг, ніж неорганічні (кварц, кераміка), за інших рівних умов внаслідок їх малої нагрівності.

Типовими ознаками теплового пробою є експоненціальне зменшення пробивної напруги з ростом температури навколишнього середовища, а також зниження електричної міцності зі збільшенням часу витримки діелектрика в електричних полях.

Механізм теплового пробою більш ймовірний при підвищенні температури, коли очікується, що переважними будуть втрати наскрізної електропровідності. Значення потужності, що розсіюється в діелектрику, визначається виразом (2.4). Тому при використанні експоненціальної залежності тангенса втрат від температури

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)] \quad (2.12)$$

і після перетворення виразу (2.4) для розсіяної потужності і з врахуванням формули (2.12), одержимо

$$P_a = \frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d}, \quad (2.13)$$

де U – прикладена напруга; f – частота; ε – діелектрична проникність; $\operatorname{tg} \delta_0$ – тангенс кута втрат діелектрика при температурі навколишнього середовища; α – температурний коефіцієнт тангенса кута діелектричних втрат; T – температура нагрітого за рахунок діелектричних втрат матеріалу; T_0 – температура навколишнього середовища; d – товщина.

Так як теплопровідність металу електродів за рідкісним винятком на два-три порядки більше, ніж теплопровідність діелектрика, будемо вважати, що тепловідвід з об'єму, що нагрівається, у навколишнє середовище виділяється через електроди (теповідводом через торцеву поверхню діелектрика

зневажаємо). Потужність, що відводять від діелектрика, виразимо за допомогою формули Ньютона:

$$P_T = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.14)$$

де A_T – сумарний коефіцієнт теплопередачі від діелектрика в зовнішнє середовище.

Напругу теплового пробую можна визначити за двох умов:

$$P_a = P_T, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial T} = \frac{\partial P_T}{\partial T}. \quad (2.16)$$

Умова (2.16) справедлива тільки для граничного режиму, тоді як умова (2.15) виконується для всіх випадків стабільної роботи діелектрика під напругою.

Підставивши вирази (2.13) і (2.14) в (2.15) і (2.16), маємо

$$\frac{U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S(T - T_0), \quad (2.17)$$

$$\frac{\alpha \cdot U^2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot S \cdot \operatorname{tg} \delta_0 \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]}{1,8 \cdot 10^{10} \cdot d} = 2A_T S. \quad (2.18)$$

Поділивши (2.17) на (2.18), одержимо

$$\frac{1}{\alpha} = T - T_0. \quad (2.19)$$

Підставляючи (2.19) в (2.18), одержимо рівняння і, роз'язуючи його відносно U , знайдемо напругу теплового пробую

$$U_{\text{пр}} = K \sqrt{\frac{A_T \cdot d}{f \cdot \varepsilon \cdot \alpha \cdot \operatorname{tg} \delta_0}}, \quad (2.20)$$

де K – числовий коефіцієнт, що дорівнює $1,15 \cdot 10^5$, якщо всі величини, що мають розмірності, виражені в системі СІ.

Різновидом теплового пробую можна вважати іонізаційний пробій. Він характерний для твердих пористих діелектриків і обумовлений іонізацією газу в порах. За рахунок іонізаційних втрат розігрівається поверхня закритих пор, виникають локальні перепади температури в діелектрику й пов'язані з ними термомеханічні напруги. Такі процеси особливо небезпечні в крихких матеріалах, оскільки термомеханічні напруги можуть перевершити межу міцності матеріалу й викликати розтріскування діелектрика.

Електричний пробій. За допомогою вищеописаного теплового механізму пробую неможливо пояснити всі спостережувані при пробію явища. Наприклад, він не дає відповіді на питання, чому при низьких температурах речовини напруженість поля пробую практично не залежить від температури й починає зменшуватися лише при підвищених температурах, як це показують виміри, проведені на кам'яній солі. Крім того, необхідні для теплового пробую умови виконуються лише при малій товщині шару, а також при досить тривалому навантаженні. Отже, необхідна нова концепція, що пояснить ті випадки пробую, для якого непридатна теорія теплового пробую. Природно, що

електричний опір ізолятора зменшується не тільки у випадку збільшення температури, але й через наявність електричного поля. При цьому можна припустити, що тут відбувається утворення лавин носіїв, причому джерелом іонізації служать іонні й електронні зіткнення. Оцінка напруженості поля, необхідної для створення нових іонів у кристалі шляхом іонних зіткнень, приводить до напруженості пробою порядку 10^{10} В/м, що приблизно в 100 разів перевищує обмірювані значення. Однак, якщо прийняти, що в зіткненнях беруть участь вільні електрони, середня довжина вільного пробігу яких приблизно в 100 разів більше, ніж в іонів, то можна дійти висновку, що пробій відбувається в основному в результаті електронних зіткнень.

Звідки ж у діелектрику беруться вільні електрони? З погляду зонних уявлень (див. гл. I) у зоні провідності ізолятора без домішок є електрони, концентрація яких визначається за формулою (1.9). У такому випадку їхня концентрація зникаючи мала, але якщо існують домішкові центри, що звичайно спостерігається в технічних діелектриках, то концентрація електронів значно зростає. При прикладенні до такого діелектрика електричного поля значної напруженості відбувається процес лавиностворення (коли з небагатьох початкових електронів у твердому тілі створюється електронна лавина). Розвиток лавин супроводжується ударною іонізацією, що прискорює утворення провідного каналу. Прискорені полем електрони при зіткненні передають свою енергію вузлам решітки й розігрівають її аж до плавлення. У розрядному каналі створюється значний тиск, що може привести до появи тріщин або повного руйнування діелектрика.

Таким чином, електричний пробій твердих діелектриків характеризується досить швидким розвитком. Він протікає за час не більше 10^{-7} - 10^{-8} секунд і не обумовлений тепловою енергією, хоча електрична міцність при електричному пробі до деякої міри залежить від температури й супроводжується у своїй початковій стадії руйнуванням діелектрика в дуже вузькому каналі.

У випадку однорідного поля й повної однорідності структури матеріалу пробивні напруженості при електричному пробі можуть служити мірою електричної міцності речовини. Такі умови вдається спостерігати в монокристалах багатьох окислів, лужньо-галоїдних сполук і деяких полімерів. При цьому $E_{пр}$ досягає значень більше 10^3 МВ/м. Електричний пробій спостерігається в більшості діелектриків при короткочасному (імпульсному) впливі напруги.

Тонкі плівки можуть мати істотно більш високу електричну міцність, ніж масивні зразки. Ця властивість отримала назву електричного зміцнення матеріалів. Його використання дозволяє підвищити надійність плівкової ізоляції мікроелектронних елементів і пристроїв, так як експлуатаційні напруженості поля в тонких плівках ($\sim 10^6$ В/м) близькі до пробивного в об'ємних зразках.

2.3. Сегнетоелектрики, електрети, п'єзоелектрики, піроелектрики

Сегнетоелектрики

Сегнетоелектричні (фероелектричні) речовини, роль і число яких за останні десятиліття дуже зросли, запозичили цю назву у феромагнетиків (див. гл. III), так як багато основних технічно важливих властивостей виявляють разючу подібність в обох типах речовин.

Сегнетоелектриками називаються речовини, що володіють спонтанною поляризацією, напрямок якої може бути змінено за допомогою зовнішнього електричного поля.

Спочатку наведемо найважливіші діелектричні властивості сегнетоелектриків, які відповідають магнітним властивостям феромагнетиків.

1. Діелектрична проникність ϵ , що в «класичних» діелектриках у більшості випадків менше 10 і рідко перевищує 100, у сегнетоелектриків може досягати значень порядку $10^4 \dots 10^5$.

2. Діелектрична проникність ϵ не є постійною величиною, а залежить від напруженості електричного поля E .

3. Функція $\epsilon = \epsilon(E)$ залежить від передісторії матеріалу, внаслідок чого спостерігається діелектричний гістерезис.

4. Процес поляризації в зростаючому полі відбувається маленькими стрибками (стрибки Баркгаузена).

5. Сегнетоелектричні властивості дуже залежать від температури. Для кожного сегнетоелектрика існує певна температура, названа точкою Кюрі T_K , вище якої сегнетоелектрик стає звичайним діелектриком.

При температурі, що перевищує критичну температуру T_K , тобто точку Кюрі, електрична сприйнятливість κ ($\kappa = \epsilon - 1$) зменшується зі зростанням температури відповідно до закону Кюрі-Вейса

$$\kappa = \frac{C}{T - T_K}, \quad (2.21)$$

де C – стала.

Температура Кюрі для використовуваних у техніці сегнетоелектриків лежить в інтервалі від 300 до 400⁰ С.

6. Сегнетоелектрика є властивістю тільки твердих кристалічних речовин. Вона виявляється лише у речовин 11 кристалічних класів (з 32 існуючих), так званих полярних, або піроелектричних класів.

Первісний сегнетоелектрик було досліджено на двох речовинах: сегнетової солі (від назви цієї солі й походить термін сегнетоелектрик) і на діїдріофосфаті калію.

При відсутності зовнішнього електричного поля сегнетоелектрики мають доменну структуру. Домени являють собою області (розміри доменів становлять від 10^{-6} до 10^{-3} м), що володіють спонтанною (самовільною) поляризацією. Напрямок електричних моментів у різних доменів різний, тому сумарна поляризованість зразка кристалу в цілому дорівнює нулю.

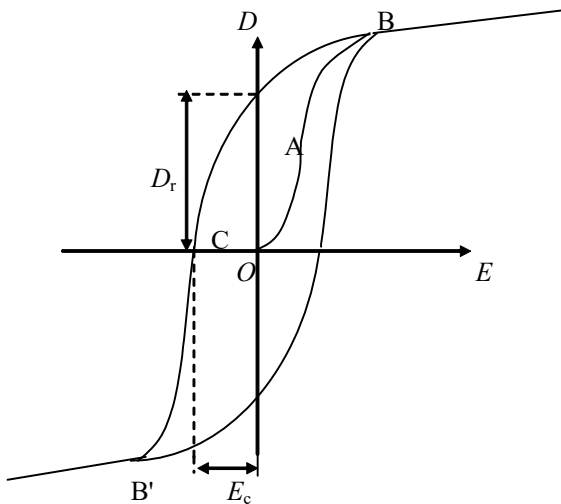


Рисунок 9 – Графік поляризації п'єзоелектрика у зовнішньому електричному полі

Зовнішнє електричне поле змінює напрямок електричних моментів доменів таким чином, що відбувається переорієнтація дипольних моментів за полем й це створює ефект дуже сильної поляризації. Цим пояснюються властиві сегнетоелектрикам надвисокі значення діелектричної проникності (до сотень тисяч). Наслідком доменної будови сегнетоелектриків є нелінійна залежність їхньої електричної індукції \vec{D} від напруженості електричного поля \vec{E} (рис. 9) і явище діелектричного гістерезису. (Зв'язок між векторами \vec{P} й \vec{E} також є нелінійним й залежить від

значень \vec{E} у попередні моменти часу). При дії слабкого електричного поля зв'язок між \vec{D} і \vec{E} носить приблизно лінійний характер (ділянка ОА). На цій ділянці переважають процеси оборотного зсуву доменних меж. В області більш сильних полів зсув меж носить необоротний характер (ділянка АВ). При цьому розростаються домени з переважною орієнтацією, у яких вектор спонтанної поляризації утворює найменший кут з напрямком поля. При деякій напруженості поля, що відповідає точці В на графіку, всі домени виявляються орієнтованими за полем. Наступає стан насичення. Криву ОАВ називають **основною кривою поляризації** сегнетоелектрика.

Якщо в поляризованому до насичення зразку зменшити напруженість електричного поля до нуля, то електрична індукція в нуль не обернеться, а обійме деяке залишкове значення D_r . Відставання зміни індукції від зміни напруженості електричного поля називається **діелектричним гістерезисом**. При впливі полем протилежної полярності індукція швидко зменшується й при деякій напруженості поля змінює свій напрямок. Напруженість поля, при якій індукція проходить через нуль, називається **коерцитивною силою**. Подальше збільшення напруженості поля протилежної полярності знову переводить зразок у стан насичення (точка В').

Діелектричний гістерезис обумовлений необоротним зсувом доменних границь під дією електричного поля й свідчить про додатковий механізм діелектричних втрат, пов'язаних з витратами енергії на орієнтацію доменів. Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює питомій щільності енергії, витраченої на один цикл переполіаризації зразка. Внаслідок втрат на гістерезис сегнетоелектрики характеризуються досить великим тангенсом кута діелектричних втрат, що у типових випадках приймає значення порядку 0,1.

На даний час відомо кілька сотень сполук, що володіють властивостями сегнетоелектриків. У технічному застосуванні сегнетоелектриків намітилося кілька напрямків, найважливішими з яких можна вважати:

- 1) виготовлення малогабаритних низькочастотних конденсаторів з великою питомою ємністю;
- 2) використання матеріалів з великою нелінійністю поляризації для діелектричних підсилювачів, модуляторів і інших керованих пристроїв;
- 3) використання сегнетоелектриків як комірок пам'яті в обчислювальній техніці;
- 4) використання кристалів сегнетоелектриків для модуляції й перетворення лазерного випромінювання.

Електрети. Електретами називають тверді діелектрики, які в результаті попередньої обробки мають електричну поляризацію, тобто в яких виявляється зовнішній момент, що зберігається майже постійним протягом тривалого часу. Термін електрет був запропонований англійським фізиком Хевісайдом в 1896 р., а зразки електретів були вперше виготовлені японським фізиком Єгучі в 1922 р.

Не всі діелектрики придатні для виготовлення електретів. Процес виготовлення майже завжди однаковий і полягає в наступному: ізолююча речовина спочатку плавиться або розм'якшується в необхідній мірі, після чого охолоджується в прикладеному електричному полі (близько 10^6 В/м) доти, поки речовина не затвердіє. Для уточнення термінології такі електрети називають термоелектретами. Термоелектрети здатні утворювати електричне поле в просторі протягом багатьох місяців і навіть років.

Великий інтерес представляють також і фотоелектрети. Вони виготовляються із матеріалів, що володіють фотопровідністю (сірка, сульфід кадмію та ін.), при одночасному впливі світла й електричного поля. Фотоелектрети можуть довгостроково зберігати заряди в темряві й швидко розряджаються при освітленні.

На кожній з поверхонь електрета утворюються електричні заряди обох знаків: заряди із протилежними знаками, що виникли в електреті за рахунок поляризації (*гетерозаряди*) і заряди, що перейшли з поляризуючого електрода на поверхню електрета й мають той же знак, що і електроди (*гомозаряди*). Різниця між гетеро- і гомозарядами визначає результуючий заряд електрета. Досвід показує, що відразу після закінчення поляризації переважає гетерозаряд, а через деякий час, коли тепловий рух дезорієнтує диполі, зарядом, що переважає, виявляється гомозаряд.

В органічних полярних електретах переважають гетерозаряди, а в неорганічних (керамічних) матеріалах і органічних неполярних діелектриках – гомозаряди.

Електрети можуть бути використані для виготовлення мікрофонів і телефонів, для вимірювання механічних вібрацій, як пилевловлювачі, вимірники атмосферного тиску й вологості, у клавішних обчислювальних машинах і т.д.

П'єзоелектрики. У деяких кристалах (кварц, турмалін і ін.) при впливі зусиль, що розтягують або стискають, виникає електрична поляризація.

Прямим п'єзоелектричним ефектом називається поляризація під дією механічних напруг. Це явище було відкрито братами Кюрі в 1880 р.

Виникаючий на кожній з поверхонь діелектрика електричний заряд Q змінюється за лінійним законом залежно від сили механічного впливу F :

$$Q = d_p \cdot F; \quad \frac{Q}{S} = \frac{d_p \cdot F}{S} = q_S = P = d_p \cdot \sigma_m, \quad (2.22)$$

де d_p – п'єзомодуль; S – площа; q – поверхневий заряд; P – поляризованість; σ_m – механічна напруга в перетині діелектрика.

П'єзомодуль зручно подати у вигляді

$$d_p = \frac{Q}{F} = \frac{Q}{S \cdot p}, \quad (2.23)$$

де p – тиск.

Тоді можна сказати, що п'єзомодуль d_p чисельно дорівнює заряду, що виникає на одиниці поверхні п'єзоелектрика при прикладенні до нього одиниці тиску. Значення п'єзомодуля використовуваних на практиці п'єзоелектриків становить близько 10^{-19} Кл/Н.

П'єзоелектричний ефект зворотний. При **зворотному п'єзоелектричному ефекті** відбувається зміна розмірів діелектрика $\Delta l/l$ залежно від напруженості електричного поля E за лінійним законом:

$$\frac{\Delta l}{l} = \delta = d_p \cdot E, \quad (2.23)$$

де δ – відносна деформація.

Доведено, що п'єзомодулі d_p прямого й зворотного п'єзо ефектів для одного й того самого матеріалу рівні між собою.

Деформація п'єзоелектрика залежить від напрямку електричного поля і змінює знак при зміні напрямку останнього. При прикладанні до п'єзоелектрика синусоїдального електричного поля, в нього виникають синусоїдальні деформації тієї ж частоти.

Відомо більше тисячі речовин, що володіють п'єзоелектричними властивостями, у тому числі – всі сегнетоелектрики. Однак практичне застосування в п'єзотехніці знаходить обмежене коло матеріалів. Серед них одне з важливих місць займає моно-кристаличний кварц. Це одна з модифікацій двоокису кремнію. П'єзовластивості існують лише в β -кварцу аж до температури 573°C , вище цієї температури змінюється тип структури, і п'єзовластивості зникають. У структурі кварцу атоми кремнію розташовуються за гвинтовою лінією, паралельною осі симетрії третього порядку (вісь Z). У кристалах кварцу прийнято розрізняти три головні осі, що утворюють систему координат (рис. 10): X – електричну вісь, що проходить через вершини шестикутного перерізу (є три такі осі); Y – механічну вісь, перпендикулярну стороні шестикутника поперечного переріза (таких осей теж три); Z – оптичну вісь, що проходить через вершини кристала.

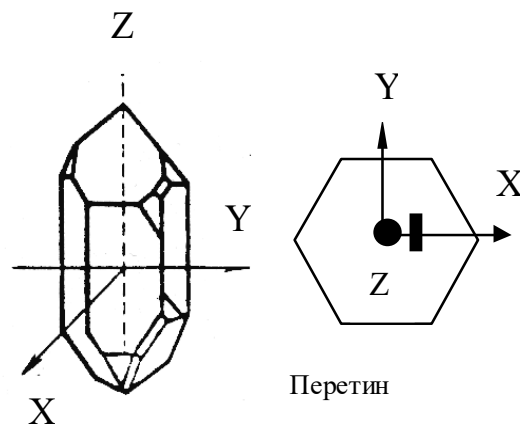


Рисунок 10 – Форма кристалу кварца та його переріз

Пластинки, вирізані перпендикулярно оптичній осі, не володіють п'єзоефектом. Найбільший заряд створюється, коли пластинка вирізана перпендикулярно електричній осі X . Якщо сила прикладена уздовж осі X , то такий п'єзоефект називають поздовжнім; при цьому п'єзомодуль кварцу $d_p = 2,310^{-2}$ Кл/Н. Якщо сила прикладена перпендикулярно осі X , то такий п'єзоефект називають поперечним. При зміні знаків діючих сил (стискання або розтягування) знаки електричних зарядів на гранях змінюються.

Плоскопаралельна кварцова пластинка з електродами й тримачем являє собою п'єзоелектричний резонатор, тобто є коливальним контуром з певною резонансною частотою коливань. Частота цих коливань залежить від товщини пластини й напрямку кристалографічного зрізу. Перевагами кварцових резонаторів є малий тангенс кута втрат $\text{tg}\delta$ і висока механічна добротність (тобто дуже малі механічні втрати). У кращих кристалах кварцу механічна добротність може становити $10^6 - 10^7$. Це забезпечує високу частотну вибірковість кварцових резонаторів. Якщо в такому резонаторі збудити коливання на резонансній частоті, то їхнє загасання буде відбуватися протягом тривалого часу. Кварцовий елемент, встановлений у вхідний ланцюг електричного генератора, нав'язує йому власну резонансну частоту.

Через обмежені запаси природного кварцу основні потреби п'єзотехніки задовольняються штучно вирощуваними кристалами. Крім кварцу широке застосування як п'єзоелектричний матеріал знаходить сегнетоелектрична кераміка. У звичайному стані сегнетокераміка не проявляє п'єзоактивності, тому що є ізотропним середовищем внаслідок хаотичного розташування кристалічних зерен і розподілу їх на домени з різним напрямком спонтанної поляризованості. Однак, якщо піддати сегнетокераміку впливу сильного електричного поля, то поляризованість доменів одержить переважну орієнтацію в одному напрямку. Після зняття поля, зберігається стійка залишкова поляризованість. За своїми властивостями поляризований сегнетокерамічний зразок близький до однодоменого кристала, тобто має високу п'єзоактивність.

Поляризовану сегнетокераміку, призначену для використання в п'єзоелектричних цілях, називають п'єзокерамікою. П'єзокераміка має перед монокристалами ту перевагу, що з неї можна виготовити активний елемент практично будь-якого розміру й форми. Основним матеріалом для виготовлення п'єзокерамічних елементів є тверді розчини $PbZrO-PbTi_3$ (цирконат-титанат свинцю).

П'єзокераміку використовують для виготовлення малогабаритних мікрофонів, телефонів, високочастотних гучномовців, слухових апаратів, детонаторів, різних пристроїв для газового підпалення, датчиків тиску, деформації, вібрації, прискорення. Її застосовують і для потужних ультразвукових випромінювачів у широкому діапазоні частот і т.д.

Піроелектрики. *Піроелектричним ефектом* називають зміну спонтанної поляризованості діелектриків при зміні температури.

Рівняння піроелектричного ефекту записують у вигляді:

$$-dP_{\text{сп}} = k_p dT, \quad (2.24)$$

де $P_{\text{сп}}$ – спонтанна поляризованість діелектрика; k_p – піроелектричний коефіцієнт.

При незмінній температурі спонтанний електричний момент діелектрика скомпенсований вільними зарядами протилежного знаку за рахунок процесів електропровідності або адсорбції заряджених часток з навколишньої атмосфери. Зміна спонтанної поляризованості супроводжується звільненням деякого заряду на поверхні діелектрика. Завдяки цьому в замкнутому ланцюзі виникає електричний струм

$$i = -\frac{SdP_{\text{сп}}}{dt} = \frac{Sk_p dT}{dt}, \quad (2.25)$$

де S – поверхня піроелектрика; $\frac{dT}{dt}$ – швидкість зміни температури.

Температурна зміна спонтанної поляризованості обумовлена двома основними причинами. З одного боку, підвищення температури порушує впорядкованість у розташуванні елементарних дипольних моментів (первинний або істинний піроелектр). А з іншого боку, нагрівання викликає зміну лінійних розмірів діелектрика й п'єзоелектричну поляризацію, обумовлену деформацією (вторинний піроелектр). Піроелектричний коефіцієнт k_p враховує обидва ці фактори.

Якість піроелектричного матеріалу прийнято характеризувати наведеним нижче фізичним параметром:

$$R_B = \frac{k_p}{\epsilon c}, \quad (2.26)$$

де ϵ – діелектрична проникність; c – питома теплоємність. Чим більше значення R_B , тим більшу різницю потенціалів можна одержати на зразку при одній і тій же поглинаючій потужності.

Піроелектричними властивостями володіють деякі *лінійні діелектрики* (наприклад, турмалін, сульфат літію) і всі сегнетоелектричні матеріали. Особливістю лінійних діелектриків є те, що в них, на відміну від сегнетоелектриків, напрямок спонтанної поляризованості не може змінюватися за допомогою зовнішнього електричного поля.

Сегнетоелектрики проявляють піроелектричні властивості тільки в *монодоменізованому* стані, для якого характерна однакова орієнтація спонтанної (самовільної) поляризованості всіх доменів. У *полідоменному* зразку, для якого характерна різна орієнтація спонтанної поляризованості всіх доменів, сумарна поляризованість дорівнює нулю, і тому піроелектр відсутній. Монодоменізація сегнетоелектрика здійснюється шляхом витримки його в постійному електричному полі при температурі трохи нижче точки Кюрі. Створення й закріплення монодоменізованого стану в сегнетоелектричних кристалах є однією з найважливіших проблем при їхньому використанні в якості піроелектриків.

З термодинамічної теорії сегнетоелектриків випливає наступна залежність спонтанної поляризованості від температури:

$$P_{\text{сп}} = A\sqrt{T_K - T}, \quad (2.27)$$

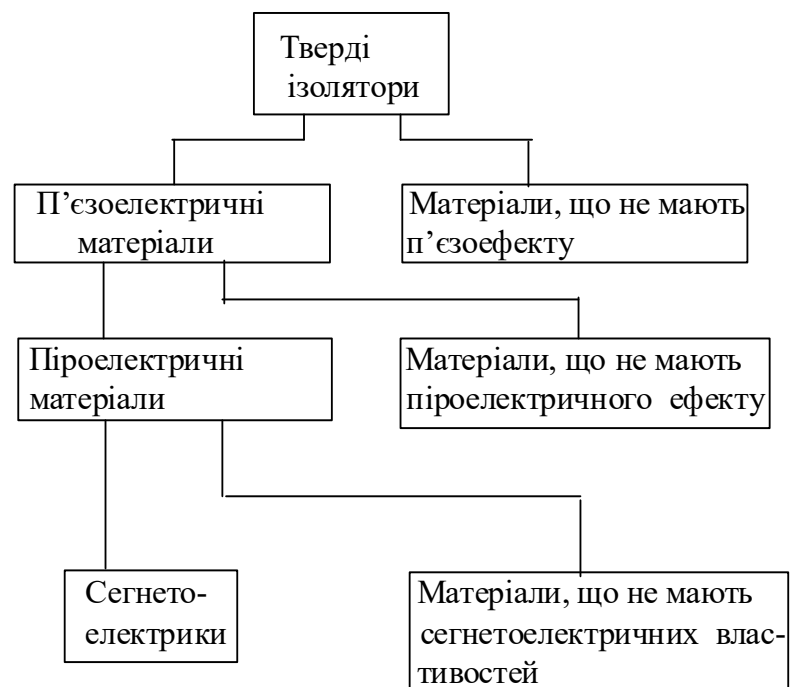
де A – деяка константа для даного матеріалу.

Звідси виходить, що піроелектричний коефіцієнт k_p зростає в міру наближення до температури фазового переходу (T_K):

$$k_p = \frac{dP_{\text{сп}}}{dT} = \frac{A}{2\sqrt{T_k - T}}. \quad (2.28)$$

Значний піроефект в сегнетоелектриках використовується для створення теплових датчиків і приймачів променевої енергії, призначених, зокрема, для регуляції інфрачервоного й НВЧ-випромінювання. Принцип дії піроелектричних фотоприймачів дуже простий: променева енергія, потрапляючи на зачорнену (поглинаючу) поверхню сегнетоелектричного кристалу, нагріває його. У результаті нагрівання змінюється спонтанна поляризованість кристала й виникає імпульс струму (див. формулу (2.25)), який реєструється електронною схемою. Специфічною властивістю таких теплових фотоприймачів є відсутність вибірковості за спектром випромінювання. Істотна перевага їх полягає в тому, що вони не вимагають охолодження при детектуванні випромінювання навіть у далекій ІЧ-області спектра. Поряд із цим вони мають досить високу швидкість (здатні працювати в частотному діапазоні 10 МГц), однак за чутливістю уступають напівпровідниковим фотоприймачам.

На закінчення параграфу можна зробити наступні узагальнення. Деякі п'єзоелектричні кристали можуть поляризуватися без якого-небудь механічного навантаження, а тільки в результаті зміни температури. Поляризація знову виявляється за скупченістю зарядів на електродах. Це явище називається піроелектрикою. Механізм піроефекту аналогічний механізму п'єзоелектричного ефекту. Обидва ефекти засновані на деформації кристалічної решітки (іонної решітки), причому байдуже, виникає ця деформація під дією зовнішньої сили чи в результаті теплового розширення. Істотне розрізнення полягає лише в тім, що піроелектричні кристали повинні мати постійну поляризацію, тоді як для п'єзоелектричного ефекту ця умова не є необхідною. Звідси ясно, що не всі п'єзоелектричні кристали є й піроелектричними; інакше кажучи, піроелектричні речовини являють собою підгрупу п'єзоелектричних речовин. Якщо приєднати сюди сегнетоелектричні речовини, які також характеризуються наявністю постійної поляризації, то ми одержимо схему класифікації діелектричних матеріалів, представлену на рис. 11.



Рисуюнок 11 – Схема класифікації діелектриків

Розділ 3 ФЕРОМАГНЕТИКИ І ЇХНІ ВЛАСТИВОСТІ

3.1. Речовина в магнітному полі. Намагнічування

Подібно тому, як для кількісного опису поляризації діелектриків вводилася поляризованість, для кількісного опису намагнічування магнетиків вводять векторну величину – *намагніченість*, визначувану магнітним моментом одиниці об'єму магнетика:

$$\vec{J} = \vec{P}_m / V = \sum \vec{p}_a / V, \quad (3.1)$$

де $P_m = \sum \vec{p}_a$ – магнітний момент магнетика, що представляє собою векторну суму магнітних моментів окремих атомів (молекул).

Розглядаючи характеристики магнітного поля, ми вводили вектор магнітної індукції \vec{B} , що характеризує результуюче магнітне поле, створюване всіма макро- і мікрострумами, і вектор напруженості \vec{H} , що характеризує магнітне поле макрострумів. Отже, магнітне поле в речовині складається із двох полів: зовнішнього поля \vec{B}_0 , створюваного намагнічуючим струмом, провідності I у вакуумі, і \vec{B}' поля, створюваного молекулярними струмами I намагніченою речовиною:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (3.2)$$

де $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$.

Для опису поля, створюваного молекулярними струмами, розглянемо магнетик у вигляді циліндра із площею перетину S і довжиною l , внесений в однорідне зовнішнє поле з індукцією \vec{B}_0 . Виникаюче в магнетикі магнітне поле молекулярних струмів буде спрямовано протилежно зовнішньому полю для діамагнетиків і збігатися з ним за напрямком для парамагнетиків. Площина перерізу циліндра й площини молекулярних струмів перпендикулярні вектору зовнішнього поля \vec{B}_0 . Якщо розглянути будь-який переріз циліндра,

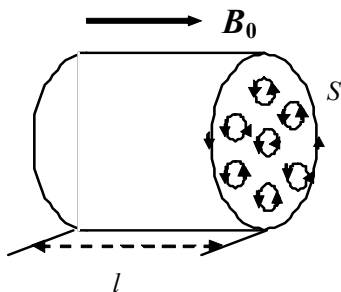


Рисунок 12 - Намагнічування речовини у зовнішньому магнітному полі

перпендикулярного до його осі, то у внутрішніх ділянках перерізу магнетика молекулярні струми сусідніх атомів спрямовані назустріч один одному й взаємно компенсуються (рис. 12). Некомпенсованими будуть лише молекулярні струми, що виходять на бокову поверхню циліндра.

Струм, що тече по боковій поверхні циліндра, подібний струму в соленоїді й створює всередині нього поле, магнітну індукцію \vec{B}' якого можна обчислити,

$$\vec{B}' = \mu_0 I' / l, \quad (3.3)$$

враховуючи, що $N = 1$ витку:

де I' – сила молекулярного струму. Приймаємо, що для розглянутого циліндра $\mu = 1$. З іншої сторони I'/l – лінійна густина струму, тому магнітний момент

$$p = \frac{I' \cdot l \cdot S}{l} = \frac{I' \cdot V}{l}, \quad (3.4)$$

де V – об'єм магнетика. Тоді

$$\vec{J} = \vec{P}_m / V = I' / l, \quad (3.5)$$

де \vec{J} – намагніченість магнетика. Порівнюючи (3.1) і (3.5) одержимо, що $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$. Тоді з формули (3.2) виходить, що

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} \quad (3.6)$$

або

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}. \quad (3.7)$$

Як показує досвід, намагніченість у несильних полях прямо пропорційна напруженості поля, що викликає намагнічування:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (3.8)$$

де χ – безрозмірна величина, називана **магнітною сприйнятливістю** речовини.

Для діамагнетиків $\chi < 0$ (поле молекулярних струмів протилежно зовнішньому полю), а для парамагнетиків $\chi > 0$ (поле молекулярних струмів збігається із зовнішнім полем).

З формул (3.5) і (3.7) можна одержати вираз:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (3.9)$$

Безрозмірна величина

$$\varepsilon = (1 + \chi) \quad (3.10)$$

являє собою магнітну проникність речовини.

Таким чином, для діамагнетиків $\chi < 0$, $\varepsilon < 1$, тому поле всередині діамагнетика буде менше зовнішнього поля, для парамагнетиків і феромагнетиків $\chi > 0$, $\varepsilon > 1$, тому поле всередині них буде більше зовнішнього поля.

3.2. Властивості феромагнетиків.

Крім діа- і парамагнетиків, названих **слабомагнітними речовинами**, існують ще й сильномагнітні речовини – **феромагнетики** – речовини, що мають спонтанну намагніченість, тобто вони мають здатність бути намагніченими навіть при відсутності зовнішнього магнітного поля. До феромагнетиків відносяться: залізо, кобальт, нікель, їхні сплави. У цій главі основна увага буде приділена саме феромагнетикам, тому що магнітні властивості діа- і парамагнетиків не знаходять широкого застосування в техніці.

Феромагнетики крім здатності сильно намагнічуватися (μ досягає значень 10^5) володіють і іншими властивостями, що істотно відрізняють їх від діа- і парамагнетиків. Якщо для слабомагнітних речовин залежність \vec{B} (а значить і \vec{J}) від \vec{H} лінійна, то для феромагнетиків ця залежність є досить складною. Для

феромагнетиків, у міру зростання поля, намагніченість спочатку росте швидко, потім повільніше, і, нарешті, досягається так зване магнітне насичення.

У феромагнетиків у намагнічуванні основну роль відіграють власні моменти електронів (спіни). За певних умов у кристалах можуть виникати так звані обмінні сили, які змушують власні магнітні моменти електронів вишукуватися паралельно один одному. У результаті виникають області мимовільно (спонтанно) намагнічені до насичення. Спонтанне намагнічування, передбачене теорією Вейсса, перебуває в уявному протиріччі з тим фактом, що навіть нижче температури Кюрі залізо й інші феромагнетики, як правило, не намагнічені, хоча й існують постійні магніти, залишкове намагнічування та ін. Вейсс усунув це протиріччя, ввівши припущення, що підтвердилося подальшими дослідженнями, що феромагнетики нижче точки Кюрі розпадаються в магнітному відношенні на безліч малих макроскопічних областей. Ці області спонтанного намагнічування називають доменами. Їх ні в якому разі не слід змішувати із дрібними кристаликами, з яких звичайно складаються феромагнетичні тіла. Кожний домен має магнітний момент, але спрямовані вони хаотично, тому сумарний магнітний момент не намагніченого тіла у відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнює нулю.

Розпад феромагнетиків на домени відбувається тому, що цей процес «енергетично вигідний». Якби весь феромагнетик був мимовільно намагнічений в одному напрямку, то в цьому випадку вийшов би мінімум енергії обмінної взаємодії. Однак цьому феромагнетиків відповідала б значна енергія збуджуваного їм магнітного поля. При дробленні феромагнетика на домени й появи доменів різної орієнтації, магнітне поле, збуджене феромагнетиком, послабляється. Зменшується й відповідна йому енергія. Що стосується енергії обмінної взаємодії електронів, то завдяки короткодіючому характеру обмінних сил ця енергія залишається незмінною для всіх електронів, за винятком електронів на межах доменів, де вона зростає через різну орієнтацію спинів електронів сусідніх доменів. Обмінна енергія атомів, розташованих на межах доменів, може розглядатися як поверхнева енергія, оскільки вона пропорційна повній площі поверхонь, уздовж яких граничать домени. В міру дроблення доменів, поверхнева, а з нею й повна енергія обмінної взаємодії зростає, а енергія магнітного поля убуває. Дроблення доменів припиняється, коли сума магнітної й обмінної енергій досягає мінімуму. Умовою цього мінімуму й визначається розмір доменів.

Доменна структура феромагнетиків доведена експериментально. Найбільш прямим доказом є одержання так званих порошкових фігур. Ретельно відполірована поверхня феромагнетика покривається тонким шаром рідини, у якій зважені найдрібніші частинки феромагнітного порошку (наприклад Fe_2O_3). Частинки осідають переважно в місцях максимальної неоднорідності магнітного поля, тобто на межах між доменами. Завдяки цьому осілий порошок окреслює границі доменів. Одержані «порошкові фігури» добре видні в мікроскоп невеликого збільшення.

Інший, непрямий, метод заснований на спостереженні ефекту Баркгаузена. Якщо до феромагнетика підносити й віддаляти сильний магніт, то зразок буде

намагнічуватися й перемагнічуватися. Перемагнічування здійснюється різким поворотом напрямку вектора намагнічування в межах усього домена. Такі стрибкоподібні повороти вектора намагніченого домена називають стрибками Баркгаузена. Для їхнього спостереження феромагнітний зразок у вигляді довгого стрижня або дроту поміщається в котушку, кінці якої приєднані до осцилографа або гучномовця. При кожному повороті магнітного моменту домена стрибкоподібно змінюється магнітний потік через котушку, і в ній збуджується індукційний струм. У гучномовці чути своєрідний шурхіт, а на осцилограмі осцилографа з'являються безладно змінювані сплески. У цьому й полягає ефект Баркгаузена. З осцилограм ефекту Баркгаузена, а також за допомогою порошкових фігур, виявилось можливим визначити об'єм і лінійні розміри доменів. Довжина доменів коливається в діапазоні від одиниць мкм до 2-3 мм, об'єм – від 10^{-18} до 10^{-9} м³.

Складний характер залежності B від H обумовлений тим, що дія зовнішнього магнітного поля на домену на різних стадіях різна. У слабких полях домену, у яких моменти утворюють менший кут із зовнішнім полем, ростуть за рахунок зменшення доменів, у яких моменти утворюють більший кут із зовнішнім полем. Межі доменів зміщуються. Таке зміщення у слабких полях носить оборотний характер. У більш сильних полях відбувається одночасний поворот всіх електронів у домені без порушення строгої паралельності один одному.

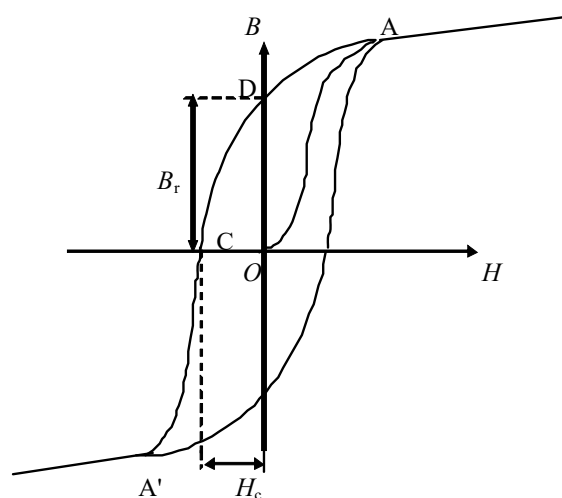


Рисунок 13 – Графік кривої намагнічування феромагнетика

Перемагнічування здобуває необоротний характер – з'являється гістерезис і залишкове намагнічування. На ділянці необоротного зміщення доменних меж крива намагнічування має найбільшу крутість. При певному значенні H феромагнетик намагнічується до насичення. Магнітні моменти всіх доменів устанавлюються паралельно. При подальшому збільшенні напруженості магнітного поля H магнітна індукція B росте лінійно за рахунок росту B_0 (формула (3.2)), тому що B' залишається постійним.

Якщо не намагнічений феромагнетик помістити в зовнішнє магнітне поле й змінювати його напруженість, то індукція поля, як сказано вище, буде змінюватися за складної кривою ОА (див. рис.13).

Ця крива називається **основною кривою намагнічування**. Якщо довести феромагнетик до насичення, а потім зменшувати напруженість, то індукція також буде зменшуватися, але вже за кривою AD.

Відставання зміни індукції від зміни напруженості магнітного поля називається **магнітним гістерезисом**. У результаті, коли напруженість досягне нульового значення, індукція буде відмінна від нуля й дорівнюватиме B_r . Це значення називається **залишковою індукцією**. Поява залишкової індукції пов'язана з доменною будовою феромагнетиків, так як тепловий рух не в змозі

розорієнтувати магнітні моменти таких великих утворень, якими є домени. Щоб розмагнітити феромагнетик, потрібно утворити магнітне поле протилежного напрямку. Напруженість H_c , при якій індукція стає рівною нулю, називається **коерцитивною силою**. При подальшому збільшенні напруженості поля зворотного напрямку, феромагнетик перемагнічується й при деякому значенні H досягає насичення (точка A'). Якщо зменшувати напруженість до нуля, то індукція буде змінюватися за кривою A'D'. При збільшенні напруженості в прямому напрямку, індукція змінюється за кривою D'A. Отримана замкнута крива називається **петлею гістерезису**.

Якщо максимальні значення напруженості такі, що намагнічування досягає насичення, то петля називається максимальною петлею гістерезису. Якщо насичення у феромагнетик не досягається, то виходять часткові петлі гістерезису, які лежать усередині максимальної петлі, а їхні вершини перебувають на основній кривій намагнічування OA. При подальшому зростанні напруженості зовнішнього магнітного поля площа петлі залишається незмінною. Площа петлі гістерезису чисельно дорівнює питомої щільності енергії, витраченої на один цикл перемагнічування.

Різні феромагнетики мають різні гістерезисні петлі. Феромагнетики з малою (у межах від декількох тисячних до 100-200 А/м) коерцитивною силою H_c (з вузькою петлею гістерезису) називаються **м'якими**, з великою (від декількох сотень до декількох десятків тисяч ампер на метр) коерцитивною силою (із широкою петлею гістерезису) – **твердими**.

Істотна особливість феромагнетиків – не тільки великі значення μ (наприклад, для заліза – 5000, для сплаву супермалоя – 800000), але й складна залежність μ від H (рис. 14).

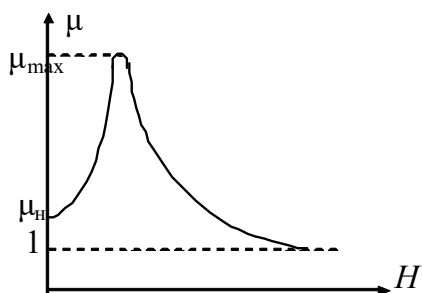


Рисунок 14 - Залежність магнітної проникності μ від напруженості магнітного поля H для феромагнетиків

Спочатку магнітна проникність μ росте зі збільшенням напруженості зовнішнього магнітного поля H і досягає максимуму (на рис. 12 максимум μ відповідає точці перегину), потім починає зменшуватися, прагнучи у випадку сильних полів до 1

$$\left(\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H} \text{ (див. формулу (3.8) і (3.9))}, \text{ тому при насиченні } J = J_{нас} = \right.$$

$= \text{const}$ і з ростом H відношення $\frac{J}{H} \rightarrow 0$, а $\mu \rightarrow 1$).

Граничне значення магнітної проникності при напруженості магнітного поля, що прагне до нуля, називають **початковою магнітною проникністю** μ_n . Ця характеристика має найважливіше значення при використанні багатьох магнітних матеріалів у техніці. Експериментально її визначають у слабких полях з напруженістю порядку 0,1 А/м.

Для кожного феромагнетиків існує певна температура T_K , називана **точкою Кюрі**, при якій він втрачає свої магнітні властивості. При нагріванні

ферромагнетика вище точки Кюрі, домени розпадаються й ферромагнетик перетворюється у звичайний парамагнетик. Перехід речовини з ферромагнітного стану в парамагнітний, котрий відбувається в точці Кюрі, не супроводжується поглинанням або виділенням теплоти, тобто в точці Кюрі відбувається фазовий перехід II роду. При остиганні зразка нижче точки Кюрі в ньому знову виникають домени й повертаються ферромагнітні властивості.

Нарешті, процес намагнічування супроводжується зміною його лінійних розмірів і об'єму. Це явище одержало назву *магніострикції*. Величина й знак ефекту залежать від напруженості H поля, що намагнічує, від природи ферромагнетика й орієнтації кристалографічних осей.

І на закінчення відзначимо, що в залежності від структури кристала обмінні сили можуть викликати не тільки паралельну, але й *антипаралельну* орієнтацію електронних спинів сусідніх атомів. У найпростішому випадку (у відсутності поля, що намагнічує) електронні спини атомів як би утворюють дві просторові підрешітки із протилежно спрямованими спинами, вставлені одна в одну. Якщо величина намагнічування обох підрешіток однакова, то їхні магнітні моменти компенсують один одного, так що кристал у цілому не має магнітного моменту. Таке явище, назване *антиферромагнетизмом*, було теоретично передвіщене Неелем (в 1932 р.) і, незалежно від нього, Л.Д. Ландау (в 1933 р.). До антиферромагнетиків відносяться деякі сполуки марганцю, заліза, хрому й інших елементів. При низьких температурах антиферромагнетики мають мізерно малу магнітну сприйнятливість, що збільшується з ростом температури. При деякій температурі, називаній *антиферромагнетною точкою Кюрі* або *точкою Нееля*, магнітне впорядкування спинів руйнується й антиферромагнетик перетворюється в парамагнетик. З подальшим підвищенням температури магнітна проникність зменшується. Таким чином, вона досягає максимуму в антиферромагнітній точці Кюрі.

Якщо величина намагнічування обох решіток не однакова, то виникає некомпенсований антиферромагнетизм. Такі тіла називаються *феримагнетиками*. За своїми магнітними властивостями вони аналогічні ферромагнетикам. Якщо при цьому феримагнетики мають ще напівпровідникові властивості, то вони називаються *феритами*.

3.3. Магнітні втрати

Перемагнічування ферромагнетиків у змінних полях супроводжується втратами енергії, що викликають нагрівання матеріалу. У загальному випадку втрати на перемагнічування складаються із втрат на гістерезис, на вихрові струми й на магнітну післядію. Внесками останнього механізму в розігрів ферромагнетика звичайно можна знехтувати. Питомі втрати на гістерезис w_T (у Дж/м³) за один цикл перемагнічування, віднесені до одиниці об'єму речовини, визначаються площею статичної петлі гістерезису, тобто петлі, отриманої при повільній зміні магнітного потоку:

$$w_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} \vec{H} \cdot d\vec{B}. \quad (3.11)$$

Потужність, обумовлена втратами на гістерезис:

$$P_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} f \cdot \vec{H} \cdot d\vec{B}, \quad (3.12)$$

де f – частота змінного магнітного поля.

Для практичних цілей найбільш важливою є активна потужність P_C , що виділяється у феромагнетику при його перемагнічуванні, тобто енергія, що витрачається в одиницю часу. Потужність, обумовлена втратами на вихрові струми, визначається емпіричною формулою наступного вигляду

$$P_C = w_C f V = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (3.13)$$

де B_m – максимальна індукція, що досягається в даному циклі, V – об'єм зразка, ξ – коефіцієнт, пропорційний питомій провідності речовини й залежний від геометричної форми й розмірів поперечного перерізу зразка, що намагнічується.

Так як величина P_C залежить від другого ступеня частоти, а величина P_{Γ} – від першого ступеня, при високих частотах у першу чергу враховують величину P_C , тобто втрати на вихрові струми.

Втрати на магнітну післядію обумовлені відставанням магнітної індукції від зміни напруженості магнітного поля. Це явище називають магнітною в'язкістю.

У слабких полях і на високих частотах динамічна петля гістерезису внаслідок відставання індукції від напруженості поля має форму еліпса. Позначивши кут відставання через δ_{μ} , розкладемо магнітну індукцію на дві складові:

$$B_{m1} = B_m \cos \delta_{\mu} \quad \text{і} \quad B_{m2} = B_m \sin \delta_{\mu}. \quad (3.14)$$

Перша складова збігається за фазою з напруженістю поля, а друга відстає від неї на кут $\pi/2$. Втрати на перемагнічування обумовлені лише складовою B_{m2} . Фізичну величину, обумовлену співвідношенням

$$\mu' = \frac{B_{m1}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.15)$$

називають пружною магнітною проникністю, а величину

$$\mu'' = \frac{B_{m2}}{\mu_0 H_m}, \quad (3.16)$$

називають в'язкою магнітною проникністю.

Найбільш точне поведіння феромагнетиків у змінних полях описує комплексна магнітна проникність:

$$\tilde{\mu} = \mu' - i\mu''. \quad (3.17)$$

Кут δ_{μ} прийнято називати кутом магнітних втрат. З викладеного виходить, що

$$\text{tg} \delta_{\mu} = \frac{\mu''}{\mu'}. \quad (3.18)$$

Тангенс кута магнітних втрат можна виразити через параметри еквівалентної схеми. Для цього індуктивну котушку із осердям з магнітного матеріалу представляють у вигляді послідовного ланцюжка з індуктивності L і активного опору r (рис. 15), що відображає всі види втрат на перемагнічування.

Власною ємністю й опором обмотки звичайно зневажають. З векторної діаграми (рис. 16) $\operatorname{tg}\delta_\mu$ можна знайти за формулою

$$\operatorname{tg}\delta_\mu = \frac{U_a}{U_L} = \frac{r}{\omega L}. \quad (3.19)$$

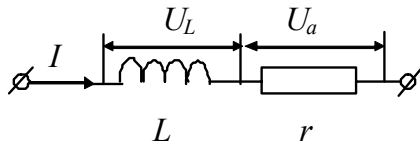


Рисунок 15 - Еквівалентна схема втрат на перемагнічування (послідовне з'єднання)

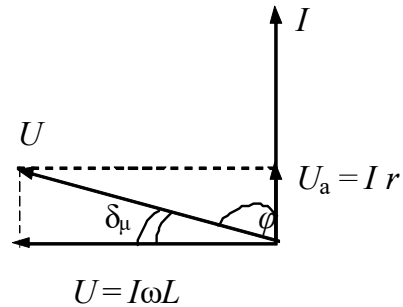


Рисунок 16 – Векторна діаграма для визначення тангенса магнітних втрат

Потужність, що розсіюється у феромагнетику

$$P_a = U_a \cdot I. \quad (3.20)$$

З формули (3.19) можна знайти значення активної складової напруги

$$U_a = U_L \cdot \operatorname{tg}\delta_\mu = I\omega L \operatorname{tg}\delta_\mu. \quad (3.21)$$

Підставивши формулу (3.21) у формулу (3.20), одержимо значення активної потужності

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg}\delta_\mu. \quad (3.22)$$

Величину, зворотну δ_μ , називають добротністю сердечника:

$$Q_\mu = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta_\mu}. \quad (3.23)$$

Розділ 4

КЛАСИФІКАЦІЯ МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Застосовувані в електронній техніці магнітні матеріали підрозділяють на дві основні групи: магнітом'які й магнітотверді. В окрему групу виділяють матеріали спеціального призначення.

До *магнітом'яких* відносять магнітні матеріали з малою коерцитивною силою. Вони мають здатність намагнічуватися до насичення в слабких магнітних полях, характеризуються вузькою петлею гістерезису і малими втратами на перемагнічування. Магнітом'які матеріали використовуються в основному в якості різних магнітопроводів: осердь дроселів, трансформаторів, електромагнітів, магнітних систем вимірювальних приладів і т.п.

До *магнітотвердих* відносять матеріали з великою коерцитивною силою H_c . Вони перемагнічуються лише в дуже сильних магнітних полях і служать в основному для виготовлення постійних магнітів.

Умовно магнітом'якими вважають матеріали, у яких $H_c < 800$ А/м, а магнітотвердими – $H_c > 4$ кА/м. Необхідно, однак, відзначити, що у кращих магнітом'яких матеріалах коерцитивна сила може становити менш 1 А/м, а в кращих магнітотвердих матеріалах її значення перевищує 500 кА/м.

За масштабами застосування в електронній техніці серед *матеріалів спеціального призначення* варто виділити матеріали із прямокутною петлею гістерезису (ППГ), феріти для пристроїв надвисокочастотного діапазону й магнотострикційні матеріали.

4.1. Магнітом'які матеріали

Крім високої магнітної проникності й малою коерцитивною силою магнітом'які матеріали повинні мати велику індукцію насичення, тобто пропускати максимальний магнітний потік через задану площу поперечного переріза магнітопроводу. Виконання цієї вимоги дозволяє зменшити габаритні розміри й масу магнітної системи.

Магнітний матеріал, використовуваний у змінних полях, повинен мати якомога менші втрати на перемагнічування, які складаються в основному із втрат на гістерезис і вихрові струми.

Для зменшення втрат на вихрові струми в трансформаторах вибирають магнітом'які матеріали з високим питомим опором. Звичайно магнітопроводи збирають із окремих ізольованих один від одного тонких листів. Пов'язано це з тим, що в масивних суцільних провідниках, поміщених у магнітне поле, виникають сильні індукційні струми. Ці струми виявляються замкнутими в товщині провідника й називаються вихровими (струми Фуко). У трансформаторах вони приводять до розігріву й зниження ККД. Для зменшення вихрових струмів осердя виготовляють із тонких пластин, вкритих

ізолятором так, щоб ізолюючі прошарки перетинали лінії вихрових струмів (рис. 17).

Широкого застосування набули стрічкові осердя, що навивають із тонкої стрічки з міжвитковою ізоляцією з діелектричного лаку.

До листових і стрічкових матеріалів пред'являється вимога високої пластичності, завдяки якій полегшується процес виготовлення виробів з них.

Важливою вимогою до магнітом'яких матеріалів є забезпечення стабільності їхніх властивостей як у часі, так і стосовно зовнішніх впливів, таким як температура й механічна напруга.

Із всіх магнітних характеристик найбільшим змінам у процесі експлуатації піддається магнітна проникність і коерцитивна сила.

Основним компонентом більшості магнітних матеріалів є *залізо*. Саме по собі залізо в елементарному вигляді являє собою типовий магнітом'який матеріал, магнітні властивості якого істотно залежать від вмісту домішок. Серед елементарних феромагнетиків залізо має найбільшу індукцію насичення (близько 2,2 Тл).

Особливо чисте залізо, що містить малу кількість домішок (менше 0,05%) одержують складними технологічними способами. Домішки відносно слабо впливають на магнітні властивості заліза, якщо їхня концентрація нижче межі розчинності. (Межа розчинності – це така концентрація домішок, при перевищенні якої домішки у речовині не розчиняються). Низьку межу розчинності в залізі має кисень, вуглець, азот і сірка, тому ці домішки і є найбільш шкідливими, так як і незначна кількість цих домішок перестає розчинятися у залізі. Це приводить до того, що при охолодженні заліза після термообробки такі домішки через обмежену розчинність виділяються у вигляді мікрровключень побічних фаз, які утрудняють зміщення доменних меж у слабкому магнітному полі. Чисте залізо рідко застосовують, тому що магнітні властивості навіть кращих різновидів заліза уступають властивостям магнітних матеріалів, отриманих сучасними технологічними методами.

Кремениста електротехнічна сталь є основним магнітом'яким матеріалом масового використання. Додавання до складу цих сталей кремнію приводить до підвищення питомого опору, що викликає зниження втрат на вихрові струми. Крім того, наявність кремнію в складі сталей сприяє виділенню вуглецю у вигляді графіту, а також видаленню кисню за рахунок утворення окислів кремнію, що у вигляді шлаків видаляється з розплаву. У результаті легування кремнієм приводить до збільшення магнітної проникності μ , зменшенню коерцитивної сили H_C і зниженню втрат на гістерезис.

Сталь випускається у вигляді рулонів, листів і стрічок. Листи тонкого прокату призначені в основному для використання в полях підвищеної частоти (до 1 кГц). Зі зменшенням товщини листів зменшуються втрати на вихрові

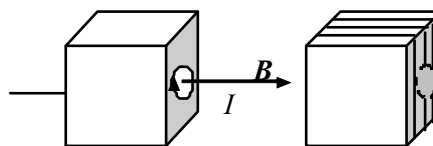


Рисунок 17 – Застосування пластинчатих зразків для зменшення струмів Фуко в магнітних матеріалах

струми. Однак у дуже тонких листах спостерігається різке зростання коерцитивної сили, що приводить до різкого збільшення втрат на гістерезис.

У промисловості широко використовуються магнітні низькокоерцитивні сплави, так звані *пермалої*. Це залізонікелеві сплави, що мають велику магнітну проникність в області слабких полів і дуже малу коерцитивну силу. Пермалої підрозділяють на високонікелеві (містять 72-80% нікелю) і низьконікелеві - 40-50 % нікелю.

Найбільша магнітна проникність (більше 10^5) одержується у сплаві, що містить 78,5 % нікелю. Дуже легке намагнічування цього сплаву в слабких полях пояснюється практичною відсутністю в нього магнітної анізотропії і явища магнітострикції. Внаслідок слабкої анізотропії полегшується поворот магнітних моментів у напрямку поля, а через відсутність магнітострикції при намагнічуванні не виникає механічних напруг, що затруднює зміщення доменних меж під дією слабого поля.

Однак потрібно відзначити, що магнітна проникність пермалоїв сильно знижується зі збільшенням частоти. Це пояснюється виникненням у матеріалі помітних вихрових струмів через невеликий питомий опір. А так як питомий опір високонікелевих пермалоїв майже в три рази менше, ніж у низьконікелевих, тому при підвищених частотах краще використати низьконікелеві пермалої. Крім того, залишкова індукція високонікелевих пермалоїв майже у два рази нижче, ніж в електротехнічній сталі. Для додання сплавам необхідних властивостей, до складу пермалоїв вводять ряд добавок (молібден, хром, кремній, марганець, мідь для підвищення питомого опору й зменшення чутливості до механічних деформацій).

Внаслідок розходження властивостей низьконікелеві й високонікелеві пермалої мають трохи різні застосування. Низьконікелеві сплави використовують для виготовлення осердь малогабаритних силових трансформаторів, дроселів, реле, осердь імпульсних трансформаторів і апаратури зв'язку звукових і високих частот. Високонікелеві сплави використовують для виготовлення осердь малогабаритних трансформаторів, реле й магнітних екранів, магнітних підсилювачів і безконтактних реле.

Ферити. Як відзначалося раніше (див. розділ 3.2), ферити являють собою оксидні магнітні матеріали, у яких спонтанна намагніченість доменів обумовлена некомпенсованим антиферромагнетизмом.

Великий питомий опір ρ , що перевищує питомий опір заліза в 10^3 - 10^{13} разів, отже, і відносно невеликі втрати енергії в області підвищених і високих частот поряд з гарними магнітними властивостями забезпечують феритам широке застосування в радіотехніці.

Ферити одержують у вигляді кераміки й монокристалів. Завдяки невисокій вартості й відносній простоті технологічного циклу, керамічні матеріали займають провідне місце серед високочастотних магнетиків.

У якості магнітом'яких матеріалів найбільш широко застосовують нікель-цинкові й марганець-цинкові ферити. Вони являють собою тверді розчини заміщення, утворені двома простими феритами, один із яких ($NiFe_2O_4$ або $MnFe_2O_4$) є феромагнетиком, а інший ($ZnFe_2O_4$) – не має магнітних

властивостей. У нікель-цинкових феритах виникає один дуже цікавий ефект: збільшення концентрації немагнітного компонента приводить до збільшення намагніченості насичення й початкової магнітної проникності μ_n , однак це ж приводить до монотонного зниження температури Кюрі при збільшенні мольної частки $ZnFe_2O_4$ у складі цієї речовини. Аналогічні закономірності спостерігаються й для марганець-цинкових феритів. Значення початкової магнітної проникності μ_n і коерцитивної сили H_c визначається не тільки складом матеріалу, але і його структурою. Перешкодами, що заважають вільному переміщенню доменних меж при впливі на ферит слабкого магнітного поля, є макроскопічні пори, включення побічних фаз, ділянки з дефектною кристалічною решіткою й ін. Усунення цих структурних бар'єрів дозволяє істотно підвищити магнітну проникність матеріалу. Великий вплив на значення початкової магнітної проникності феритів має розмір кристалічних зерен. Марганець-цинкові ферити із крупнозернистою структурою (із середнім розміром кристалітів порядку 40 мкм) можуть мати початкову магнітну проникність до 20000, що близько до початкової магнітної проникності кращих марок пермалоя.

Розглянемо деякі магнітні властивості феритів. Для феритів, використовуваних у змінних полях, крім початкової магнітної проникності однією з найважливіших характеристик є тангенс кута втрат $\text{tg}\delta$. Завдяки низкій провідності складова втрат на вихрові струми у феритах практично мала, і нею можна знехтувати. У слабких полях виявляються незначними й втрати на гістерезис. Тому значення $\text{tg}\delta$ у феритах на високих частотах обумовлено релаксаційними й резонансними явищами. Для оцінки частотного діапазону, у якому може використовуватися даний матеріал, вводять поняття критичної частоти $f_{\text{кр}}$. Звичайно під $f_{\text{кр}}$ розуміють таку частоту, при якій $\text{tg}\delta$ досягає значення 0,1.

Інерційність зміщення доменних меж, що проявляються на високих частотах, приводить не тільки до росту магнітних втрат, але й до зниження магнітної проникності феритів. Для порівняльної оцінки якості магнітом'яких феритів є відносний тангенс кута втрат $\frac{\text{tg}\delta}{\mu_n}$.

З експериментальних досліджень температурної залежності початкової магнітної проникності μ_n видно, що μ_n підвищується з ростом температури до точки Кюрі й потім різко падає. При цьому чим вище початкова проникність, тим нижче точка Кюрі цього фериту.

Магнітні властивості феритів залежать від механічних напруг, які можуть виникати при нанесенні обмотки, кріплення виробів і т.д. Щоб не було погіршення магнітних характеристик, ферити варто оберігати від механічних навантажень.

За електричними властивостями ферити відносяться до класу напівпровідників або навіть діелектриків. Їхня електропровідність обумовлена процесами електронного обміну між іонами змінної валентності. Концентрація електронів, що беруть участь в обміні практично не залежить від температури.

Але при підвищенні температури експоненційно збільшується ймовірність перескоку між іонами змінної валентності, тобто зростає рухливість носіїв заряду, що приводить до збільшення питомої провідності й зменшенню питомого опору. Зміну питомої провідності й питомого опору з достатньою точністю можна описати наступними формулами:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.1)$$

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{E_0}{kT}}, \quad (4.2)$$

де σ_0 і ρ_0 – постійні величини для даного матеріалу, E_0 – енергія активації електропровідності.

Експериментально встановлено, що присутність у феритах певної кількості іонів двовалентного заліза приводить до ослаблення анізотропії й магніострикції; це збільшує значення початкової магнітної проникності. Звідси впливає наступна закономірність: ферити з високою магнітною проникністю, як правило, мають невисокий питомий опір.

Магнітом'які ферити з початковою магнітною проникністю 400-20000 в слабких полях у багатьох випадках вигідно замінюють листові феромагнітні матеріали: пермалої і електротехнічну сталь. У середніх і сильних магнітних полях заміна листових феромагнетиків феритами недоцільна, тому що у феритів менша індукція насичення.

Магнітом'які ферити широко застосовуються як осердя контурних котушок постійної й змінної індуктивностей, фільтрів в апаратурі радіо- і провідного зв'язку, магнітних модуляторів і підсилювачів і т.д. З них виготовляють стрижневі магнітні антени, індуктивні лінії затримки й інші вузли електронної апаратури.

4.2. Магнітотверді матеріали

Магнітотверді матеріали відрізняються від магнітом'яких високою коерцитивною силою. Площа гістерезисної петлі у магнітотвердих матеріалів значно більша, ніж у магнітом'яких.

За застосуванням магнітотверді матеріали можна підрозділити на матеріали для постійних магнітів і матеріали для запису й тривалого зберігання звуку, зображення й т.д.

Магнітні ланцюги з постійними магнітами повинні бути розімкнутими, тобто мати робочий повітряний зазор. При наявності зазору за рахунок вільних полюсів утворюється внутрішнє поле H_d , що зменшує індукцію усередині магніту до значення B_d . Положення робочої точки, що характеризує стан магнітного матеріалу, залежить від величини зазору.

При відсутності зовнішнього магнітного поля макроскопічні струми відсутні. Відповідно до закону повного струму

$$\oint Hdl = 0. \quad (4.3)$$

Це справедливо для будь-якого контура інтегрування, зокрема, уздовж всієї осі магніту. Звідси виходить, що

$$H_d l_d - H_0 l_0 = 0, \quad (4.4)$$

де l_d і l_0 – довжини магніту й повітряного зазору відповідно, H_0 – напруженість магнітного поля в зазорі (рис. 18).

Найважливіша вимога до постійного магніту полягає в тому, щоб одержати *максимальну магнітну енергію* W_0 у робочому зазорі:

$$W_0 = \frac{B_0 H_0}{2} V_0, \quad (4.5)$$

де V_0 – об'єм зазору ($V_0 \approx l_0 S_0$).

Зневажаючи потоком розсіювання й враховуючи, що магнітна індукція неперервна, запишемо:

$$B_d l_d = B_0 l_0. \quad (4.6)$$

З виразів (4.4) - (4.6) виходить

$$W_0 = \frac{B_d H_d}{2} V_d, \quad (4.7)$$

де $V_d \approx l_d S_d$ - об'єм магніту.

Формула (4.7) показує, що питома (тобто віднесена до одиниці об'єму магніту) магнітна енергія в повітряному зазорі визначається положенням робочої точки на кривій розмагнічування:

$$w_d = \frac{W_0}{V_d} = \frac{B_d H_d}{2}. \quad (4.8)$$

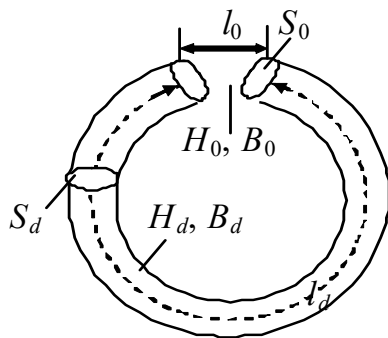


Рисунок 18 – Тороїдний магніт з зазором l_0

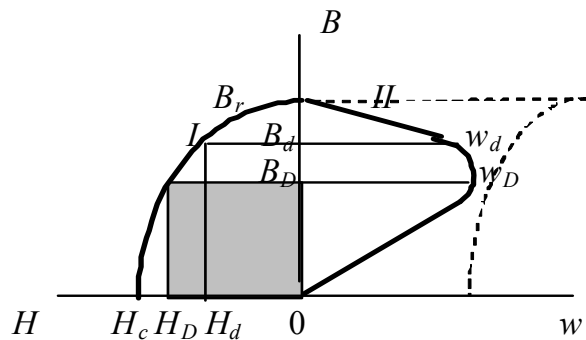


Рисунок 19 – Криві розмагнічування (I) та питомої магнітної енергії w в повітряному зазорі (II)

Чим менша довжина магніту й відносно більший зазор, тим більше розмагнічуюче поле полюсів і менше B_d .

На рис. 19 представлена крива, що виражає залежність питомої енергії w_d від значення індукції B_d .

При замкнутому магніті $B_d = B_r$, причому енергія дорівнює нулю, тому що $H_d = 0$. Якщо зазор між полюсами дуже великий, то енергія при цих умовах також прагне до нуля, тому що $B_d = 0$, $H = H_c$.

З рис. 19 видно, що при деяких значеннях B_D і H_D енергія досягає максимального значення.

Значення

$$w_D = \frac{B_D H_D}{2} = w_{d \max} \quad (4.9)$$

визначає найкраще використання магніту і тим самим є найбільш важливою характеристикою якості матеріалів, використовуваних для виготовлення постійних магнітів. Нерідко для характеристики таких матеріалів користуються добутком $B_D H_D$, опускаючи множник $1/2$.

Графічно енергію w_d у певному масштабі можна представити площею прямокутника зі сторонами B_d і H_d (на рис. 19 виділений сірим кольором прямокутник, що характеризує $B_{d \max}$).

Форму кривої розмагнічування прийнято характеризувати **коефіцієнтом опуклості** η_B , під яким розуміють відношення

$$\eta_B = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (4.10)$$

Із збільшенням прямокутності петлі гістерезису коефіцієнт опуклості наближається до одиниці. Чим більша залишкова індукція B_r , коерцитивна сила H_c і коефіцієнт опуклості η_B , тим більша максимальна енергія магніту.

Щоб одержати високу коерцитивну силу в магнітному матеріалі, необхідно утруднити процес перемагнічування. Це можна здійснити двома шляхами: або перешкодити зсуву доменних меж, або взагалі виключити ці межі, зменшуючи розмір кристалічних зерен. Більша коерцитивна сила виникає в матеріалі, що складається з однодомених частинок, у яких велика анізотропія форми.

Литі висококоерцитивні сплави $Fe-Ni-Al$ і $Fe-Ni-Co-Al$, модифіковані різними добавками, є активними елементами багатьох приладів. Висококоерцитивний стан цих сплавів обумовлений їхнім дисперсним розпадом на дві фази при охолодженні до певної температури. У системі $Fe-Ni-Al$ одна з фаз наближена за складом до чистого заліза і є сильномагнітною; інша фаза складається з нікелю й алюмінію і виявляється слабомагнітною. Матеріали, що мають таку структуру, намагнічуються в основному за рахунок процесів обертання магнітних моментів доменів. Однак без легуючих добавок ці сплави не застосовують. Добавки (наприклад, мідь, титан, ніобій) не тільки поліпшують магнітні властивості, але й забезпечують кращу повторюваність результатів.

Недоліком сплавів подібного типу є труднощі виготовлення з них виробів точних розмірів внаслідок крихкості й високої твердості. Тому для виробництва постійних магнітів найчастіше використовують магнітні порошки, скріплені тою або іншою зв'язувальною речовиною (металокерамічні магніти, металопластичні магніти й ін.).

4.3. Магнітні матеріали для зберігання інформації

Магнітні (магнітом'яки) матеріали із *прямокутною петлею гістерезису* (ППГ) знаходять широке застосування в пристроях автоматики й обчислювальної техніки. Осердя з матеріалу із ППГ мають два стійких магнітних стани, що відповідають різним напрямкам магнітної індукції. Саме завдяки цій особливості їх можна використати як елементи для зберігання й переробки двійкової інформації. Запис і зчитування інформації здійснюються перемиканням осердя з одного магнітного стану в інший за допомогою імпульсів струму, що створюють необхідну напруженість магнітного поля.

Двійкові елементи на магнітних осердях із ППГ характеризуються високою надійністю, малими габаритами, відносною стабільністю характеристик, низькою вартістю. Вони мають практично необмежений термін служби, зберігають записану інформацію при відключених джерелах живлення.

До матеріалів цього типу пред'являється ряд вимог, а для їхньої характеристики залучають деякі додаткові параметри. Одним з таких параметрів є *коефіцієнт прямокутності* петлі гістерезису $K_{\text{ПК}}$, що представляє собою відношення залишкової індукції B_r до максимальної індукції B_{max} :

$$K_{\text{ПК}} = \frac{B_r}{B_{\text{max}}}. \quad (4.12)$$

Для визначеності B_{max} вимірюють при $H_{\text{max}} = 5H_c$. Бажано, щоб $K_{\text{ПК}}$ був якомога ближче до одиниці. Крім того, матеріали із ППГ повинні забезпечувати малий час перемагнічування, велику температурну стабільність магнітних характеристик, отже, мати високу температуру Кюрі.

Застосовувані на практиці кільцеві осердя із зовнішнім діаметром 0,5 мм дозволяють досягати частоти циклів перемикання порядку декількох мегагерц; при цьому цикл перемагнічування повторюється кілька мільйонів разів за 1 секунду за умови відсутності обмежень, обумовлених монтажем. Якщо частота циклів повинна бути порядком 10 МГц і вище, то як запам'ятовувальні елементи, варто використати тонкі плівки, що мають напрямок найлегшого намагнічування. У цьому випадку можна досягти того, щоб всі вектори намагніченості в плівці одночасно міняли свій напрямок на протилежний (когерентний поворот) – тоді перемагнічування відбувається за надзвичайно короткий проміжок часу. Пори, наявні як у феритах, так і в магнітних плівках, гальмують перемагнічування.

Магнітні стрічки для відео- і звукозапису відносяться до магнітотвердих матеріалів. Звичайно застосовують тонкі металеві стрічки з нержавіючих сплавів і стрічки на пластмасовій основі з порошковим робочим шаром. Стрічка із записаною на ній інформацією тим менше піддається саморозмагнічуванню, чим вище коерцитивна сила матеріалу. Однак для полегшення запису бажано мати невелику коерцитивну силу. Суперечливим вимогам щонайкраще задовольняють значення H_c , що лежать в інтервалі 20-50 кА/м. На додаток до цього матеріал для магнітного запису повинен мати якомога більшу високу

стабільність магнітних параметрів при змінах температури. Збереженню записаної інформації сприяє опукла, близька до прямокутної форми, крива розмагнічування.

Слід відзначити, що в цей час використовують інші способи запису й зберігання інформації, наприклад, лазерні диски. У майбутньому, можливо, будуть знайдені нові матеріали й пристрої, які значно збільшать об'єм збережуваної інформації при мінімальних розмірах цих пристроїв. Однак магнітні матеріали завжди будуть затребувані в техніці, в зв'язку із чим є актуальним вивчення їхніх властивостей, особливостей і можливостей застосування.

ТЕМИ ПРАКТИЧНИХ ЗАНЯТЬ МОДУЛЯ «Компоненти та елементи електроніки»

1. Елементи кристалографії.
2. Електропровідність діелектриків.
3. Втрати в діелектриках.
4. Втрати в магнітних матеріалах.
5. Застосування магнітних матеріалів.
6. Розрахунок характеристик світло випромінюючого діоду.
7. Розрахунок характеристик напівпровідникового модулятора.

ПЕРЕЛІК ЗНАНЬ ТА УМІНЬ ДО МОДУЛЯ

1. Знати основні фізичні величини для опису явищ у системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.
2. Знати основні фізичні явища для класифікації процесів у системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку.
3. Знати формулювання фізичних законів для опису явищ у системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи довідкову літературу.
4. Вміти переводити фізичні величини в систему одиниць СІ для можливості чисельного розв'язання задач за допомогою довідкової літератури.
5. Вміти проводити вимірювання окремих фізичних величин і параметрів для визначення режимів роботи елементів у системах електроніки, електрозв'язку та радіозв'язку, використовуючи стандартні засоби вимірювання.
6. Вміти порівнювати результати практичних вимірів з теоретичними результатами для оцінки похибок вимірювань, використовуючи довідкову літературу.

КРИТЕРІЇ ОЦІНКИ ЗНАНЬ

При оцінці практичної частини по 5 задачах комплексного завдання студент одержує:

- за правильне розв'язання й оформлення задачі та вірне пояснення ходу рішення – **20** балів;
- за правильне розв'язання й оформлення задачі із неточностями в поясненнях – **15** балів;
- за правильне розв'язання й оформлення задачі і помилками в поясненнях ходу рішення – **12** балів;
- за правильне розв'язання з недоділками оформлення (немає пояснень величин, схеми, одиниці виміру тощо) задачі і вірне пояснення ходу рішення – **12** балів;

- за правильне роз'язання з недоділками оформлення (немає пояснень величин, схеми, одиниці виміру тощо) задачі із неточностями в поясненнях ходу рішення – **10** балів;
- за правильний хід роз'язання й оформлення задачі, але з невірним числовим роз'язанням і правильне пояснення ходу роз'язання – **8** балів.

Оцінка виставляється виходячи з наступних критеріїв:

“Відмінно”	– від 90 до 100 балів (A);
“Добре”	– від 82 до 89 балів (B);
“Добре”	– від 74 до 81 балів (C);
“Задовільно”	– від 64 до 73 балів (D);
“Задовільно”	– від 60 до 63 балів (E);
“Незадовільно”	– від 35 до 59 балів (FX);
“Незадовільно”	– від 1 до 34 балів (F).

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ЩОДО ВИКОНАННЯ КОМПЛЕКСНОГО ЗАВДАННЯ

1. Для виконання комплексного завдання студенти повинні вивчити розділ «Матеріали та компоненти електроніки».

2. Студент повинен розв'язати п'ять задач. Номер варіанта визначається порядковим номером студента в журналі групи. Номери умов, які студент повинен включити до комплексного завдання, слід брати в таблицях вхідних даних.

3. Звіт з індивідуального завдання виконується в окремому зошиті. Записи проводяться на правому боці розвороту зошита.

4. На обкладинці зошита слід зазначити назву роботи, номер варіанта, прізвище та ініціали студента, шифр групи.

5. Задачі слід розміщувати у порядку, зазначеному викладачем. Умову треба переписувати повністю. Зробити *короткий запис умови*. Навести значення заданих величин до *системи одиниць СІ*. Подати пояснювальну *схему* чи *рисунок*.

6. При розв'язанні задач треба передусім встановити основні фізичні явища й подати формули, які відбивають ці явища. Формули потрібно нумерувати по порядку. Всі позначення у формулах слід розшифрувати. Рішення супроводжувати поясненнями, достатніми для розуміння ходу рішення.

7. З наведених формул слід скласти систему рівнянь та знайти розв'язок задачі чи її частини в *літерному вигляді*, де шукана величина має бути подана через задані величини в літерних (символьних) позначеннях.

8. Слід *перевірити одиниці виміру* здобутих величин на відповідність їх до сподіваних. Для цього підставити до формули літерного розв'язку замість символу кожної величини її одиницю виміру і здійснити необхідні перетворення. Лише після збігу одиниць виміру зі сподіваними слід підставити до формули літерного розв'язку *числові значення* величин і зробити обчислення. Обчислення провадити с трьома значущими цифрами.

9. Наприкінці роботи вказати використану літературу.

Розділ 1. Елементи кристалографії

Ідеальний кристал – це тверде тіло, що складається з атомів, розташованих в кристалічній решітці так, що атомне розміщення має однаковий вигляд як при розгляді з точки \vec{r}_0 , так і при розгляді з точки $\vec{r} = \vec{r}_0 + n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$, де n_1, n_2, n_3 – цілі числа, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ – базові вектори (вектори елементарних трансляцій).

$$\vec{T} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3 \quad - \quad (1.1)$$

вектор трансляції. Тоді $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{T}$. В цьому випадку кажуть, що кристал має трансляційну симетрію.

Молярний об'єм кристала

$$V_m = \frac{M}{D}, \quad (1.2)$$

де M – молярна маса кристалу, D – густина кристала.

У кристалі можна виділити деякий елементарний об'єм, багато разів повторюючи який можна побудувати весь кристал. Такий об'єм називають елементарною коміркою. Є декілька способів вибору елементарної комірки. Для кубічних кристалічних решіток зручно за елементарну комірку вибрати об'єм, укладений усередині граней куба. При цьому атоми, центри яких розміщені у вершинах куба, входять кожен одночасно у вісім найближчих елементарних комірок, даючи внесок в одну комірку, рівний одному атому. Таким чином, частку участі конкретного атома в елементарній комірці слід точно враховувати.

Об'єм V_K елементарної комірки кристала кубічної структури:

$$V_K = a^3, \quad (1.3)$$

де a – параметр (період) решітки.

Об'єм атома

$$V_a = \frac{4}{3}\pi R_a^3, \quad (1.4)$$

R_a – радіус атома.

Число Z_m елементарних комірок в одному молі кристала

$$Z_m = \frac{N_A}{N}, \quad (1.5)$$

де N_A – число Авогадро; N – число атомів, що припадають на одну елементарну комірку.

Параметр a кубічної решітки

$$a = \sqrt[3]{\frac{NM}{DN_A}}. \quad (1.6)$$

В найпростіших випадках елементарна комірка кубічного кристала має вигляд примітивної, гранецентрованої чи об'ємноцентрованої комірки (рис. 1, 2, 3).

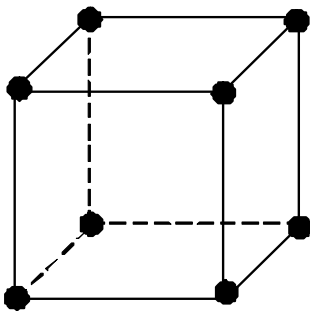


Рисунок 1 – Комірка примітивної решітки

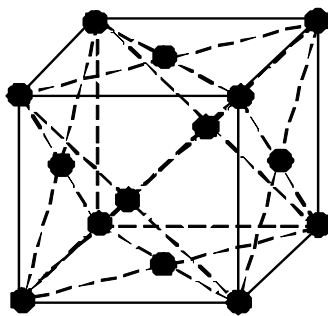


Рисунок 2 – Комірка гранецентрованої решітки

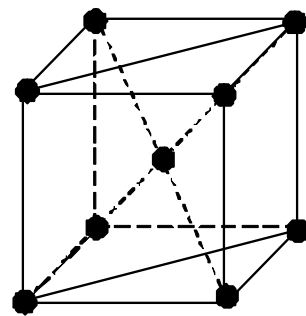


Рисунок 3 – Комірка об'ємноцентрованої решітки

Відстань d між найближчими сусідніми атомами в кубічній решітці:

– примітивної $d = a$;

– гранецентрованої $d = \frac{a\sqrt{2}}{2}$;

– об'ємноцентрованої $d = \frac{a\sqrt{3}}{2}$.

Концентрація атомів у кристалі:

$$n = \frac{N}{V_K} = \frac{DN_A}{M}. \quad (1.7)$$

Коефіцієнтом упакування називають частку об'єму кристала, яка зайнята атомами. Очевидно, він більше нуля, але менше одиниці.

Коефіцієнт упакування для кубічної решітки:

$$k_{\text{уп}} = \frac{V_a N}{V_K} = \frac{4\pi R_a^3 N}{3a^3}, \quad (1.8)$$

де V_a – об'єм атома; V_K – об'єм елементарної комірки; N – число атомів у комірці.

Координаційне число z – це число найближчих сусідів.

Розділ 2. Електропровідність діелектриків

Повна густина струму в діелектрику, називана струмом витоку, являє собою суму густин струмів абсорбційного й наскрізного:

$$j_{\text{вит}} = j_{\text{аб}} + j_{\text{нск}}. \quad (2.1)$$

Після завершення процесів поляризації через діелектрик протікає тільки наскрізний струм. Надалі будемо розглядати тільки наскрізні струми за об'ємом й за поверхнею.

Розрізняють об'ємну й поверхневу електропровідності, використовуючи як характеристики діелектрика питомий об'ємний опір ρ_V і питомий поверхневий опір ρ_S .

Питомий об'ємний опір ρ_V чисельно дорівнює опору куба з ребром в 1 м, подумки вирізаного з досліджуваного матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні грані куба; ρ_V виражається в Омм.

У випадку плоского зразка матеріалу при однорідному полі питомий об'ємний опір розраховують за формулою:

$$\rho_V = R_V \frac{S}{h} [\text{Омм}], \quad (2.2)$$

де R_V – об'ємний опір; S – площа електрода; h – товщина зразка в напрямку струму.

Питомий поверхневий опір ρ_S чисельно дорівнює опору квадрата (будь-яких розмірів), подумки виділеного на поверхні матеріалу, якщо струм проходить через дві протилежні сторони цього квадрата; вимірюється він в Ом. Питомий опір

$$\rho_s = R_s \frac{d}{l} [\text{Ом}], \quad (2.3)$$

де R_s – поверхневий опір зразка матеріалу між паралельно розміщеними електродами шириною d , що відстоять один від одного на відстані l . Об’ємний та поверхневий опори з’єднані паралельно.

Розділ 3 Втрати в діелектриках

Діелектричними втратами називають електричну потужність, витрачену на нагрівання діелектрика, що перебуває в електричному полі.

Потужність, розсіяну в одиниці об’єму, називають питомими втратами. Але найчастіше для характеристики здатності діелектрика розсіювати енергію в електричному полі використовують кут діелектричних втрат або тангенс цього кута.

Кутом діелектричних втрат δ називають кут, що доповнює до 90° кут зсуву фаз між струмом і напругою в ємнісному ланцюзі.

У випадку ідеального діелектрика $\delta = 0$. Чим більше потужність, що розсіюється в діелектрику, тим більше кут діелектричних втрат δ і його функція $\text{tg}\delta$.

Тангенс кута діелектричних втрат безпосередньо входить у формулу для величини потужності, що розсіюється в діелектрику, тому практично найбільш часто користуються цією характеристикою.

Розглянемо схему, еквівалентну конденсатору з діелектриком, що має втрати. Ця схема повинна бути вибрана з таким розрахунком, щоб активна потужність, що витрачається в даній схемі дорівнювала потужності, яка розсіюється в діелектрику конденсатора, а струм був би зсунутий щодо напруги на той самий кут, що й у розглянутому конденсаторі.

Поставлене завдання можна вирішити, замінивши конденсатор з втратами ідеальним конденсатором з паралельно ввімкненим активним опором (паралельна схема) або конденсатором з послідовно ввімкненим опором (послідовна схема). Ці схеми еквівалентні, якщо при рівності повних опорів рівні відповідно їхні активні й реактивні складові (рівні $\text{tg}\delta$). Ми будемо надалі орієнтуватися на паралельну схему (рис. 4).

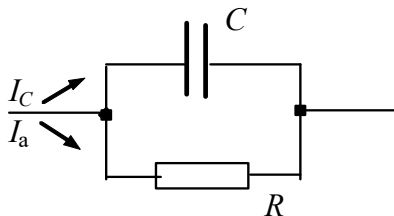


Рисунок 4 – Еквівалентна схема конденсатора з втратами (паралельне ввімкнення)

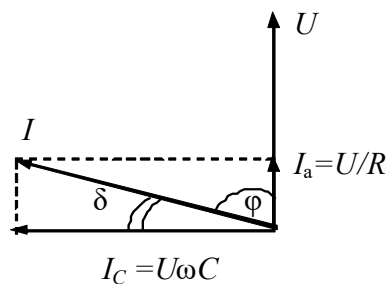


Рисунок 5 – Векторна діаграма для знаходження тангенса діелектричних втрат

З рис. 5 бачимо, що $I_a = \frac{U}{R}$ і $I_c = U\omega C$, тоді $\operatorname{tg}\delta$ можна знайти за формулою

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{I_a}{I_c} = \frac{1}{\omega CR}. \quad (3.1)$$

Потужність, що розсіюється в діелектрику

$$P_a = U \cdot I_a. \quad (3.2)$$

З формули (3.1) можна знайти значення активної складової струму

$$I_a = I_c \cdot \operatorname{tg}\delta = U\omega C \operatorname{tg}\delta. \quad (3.3)$$

Підставивши формулу (3.3) до формули (3.2), знайдемо активну потужність

$$P_a = U \cdot I_a = U^2 \omega C \operatorname{tg}\delta, \quad (3.4)$$

де P_a вимірюється у Ватах, U – у Вольтах, ω – в (секундах)⁻¹, C – у Фарадах.

Якщо для даного діелектрика відомо, що втрати в ньому визначаються тільки втратами від наскрізної електропровідності в широкому діапазоні частот, то кут втрат конденсатора з таким діелектриком може бути обчислений для будь-якої частоти.

Втрати в такому конденсаторі визначаються виразом

$$P_a = \frac{U^2}{R}, \quad (3.5)$$

де R знайдено будь-яким із методів при даній частоті.

Вираз для питомих діелектричних втрат, тобто потужність, що розсіюється в 1 м³ діелектрика (Вт/м³) з урахуванням того, що ємність плоского конденсатора дорівнює $C = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{h}$, має вигляд

$$p = \frac{P_a}{V} = \frac{U^2 \omega C \operatorname{tg}\delta}{S \cdot h} = \frac{U^2 \omega \epsilon_0 \epsilon S \operatorname{tg}\delta}{S \cdot h^2} = E^2 \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg}\delta, \quad (3.6)$$

де V – об'єм діелектрика між плоскими електродами (м³);

$E = \frac{U}{h}$ – напруженість електричного поля (В/м).

Враховуючи, що ємність між протилежними гранями куба зі стороною 1 м

$$c_1 = \epsilon_0 \epsilon, \quad [\text{Ф/м}], \quad (3.7)$$

реактивна складова питомої провідності

$$\gamma_c = c_1 \omega = \omega \epsilon_0 \epsilon, \quad [\text{Ом/м}], \quad (3.8)$$

а активна складова за даної частоти

$$\gamma_a = \gamma_c \cdot \operatorname{tg}\delta = \omega \epsilon_0 \epsilon \operatorname{tg}\delta, \quad [\text{Ом/м}]. \quad (3.9)$$

З формули (3.9) можна знайти тангенс кута втрат:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\gamma_a}{\gamma_c}. \quad (3.10)$$

Вираз (3.9) використовують для обчислення активної питомої провідності при різних частотах за вимірними значеннями діелектричної проникності й тангенса кута втрат матеріалу при цих значеннях частоти.

Добротністю конденсатора називають величину

$$Q_c = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta}. \quad (3.11)$$

Розділ 4. Втрати в магнітних матеріалах

Перемагнічування феромагнетиків у змінних полях супроводжується втратами енергії, що викликають нагрівання матеріалу. У загальному випадку втрати на перемагнічування складаються із втрат на гістерезис, на вихрові струми й на магнітну післядію. Внесками останнього механізму в розігрів феромагнетика звичайно можна знехтувати. Питомі втрати на гістерезис w_{Γ} (у Дж/м³) за один цикл перемагнічування, віднесені до одиниці об'єму речовини, визначаються площею статичної петлі гістерезису, тобто петлі, отриманої при повільній зміні магнітного потоку:

$$w_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} \vec{H} \cdot d\vec{B}. \quad (4.1)$$

Потужність, обумовлена втратами на гістерезис:

$$P_{\Gamma} = \oint_{\text{ст}} f \cdot \vec{H} \cdot d\vec{B}, \quad (4.2)$$

де f – частота змінного магнітного поля.

Для практичних цілей найбільш важливою є активна потужність P_C , що виділяється у феромагнетика при його перемагнічуванні, тобто енергія, що витрачається в одиницю часу. Потужність, обумовлена втратами на вихрові струми, визначається емпіричною формулою вигляду

$$P_C = w_C f V = \xi f^2 B_m^2 V, \quad (4.3)$$

де B_m – максимальна індукція, досяжна у даному циклі; V – об'єм зразка; ξ – коефіцієнт, пропорційний питомій провідності речовини й залежний від геометричної форми й розмірів поперечного перерізу зразка, що намагнічується.

Оскільки величина P_C залежить від другого ступеня частоти, а величина P_{Γ} – від першого ступеня, при високих частотах у першу чергу враховують величину P_C , тобто втрати на вихрові струми.

Втрати на магнітну післядію обумовлені відставанням магнітної індукції від зміни напруженості магнітного поля. Це явище називають магнітною в'язкістю, аналогічно релаксаційній поляризації діелектриків.

У слабких полях і на високих частотах динамічна петля гістерезису внаслідок відставання індукції від напруженості поля має форму еліпса. Позначивши кут відставання через δ_{μ} , розкладемо магнітну індукцію на дві складові:

$$B_{m1} = B_m \cos \delta_{\mu} \quad \text{та} \quad B_{m2} = B_m \sin \delta_{\mu}. \quad (4.4)$$

Перша складова збігається по фазі з напруженістю поля, а друга відстає від неї на кут $\pi/2$. Втрати на перемагнічування обумовлені лише складовою B_{m2} . Фізичну величину, обумовлену співвідношенням

$$\mu' = \frac{B_{m1}}{\mu_0 H_m} \quad (4.5)$$

називають пружною магнітною проникністю. На противагу їй величину

$$\mu'' = \frac{B_{m2}}{\mu_0 H_m} \quad (4.6)$$

називають в'язкою магнітною проникністю.

Найбільш точне поведження феромагнетиків у змінних полях описує комплексна магнітна проникність:

$$\tilde{\mu} = \mu' - i\mu'' . \quad (4.7)$$

Кут δ_μ прийнято називати кутом магнітних втрат. З викладеного випливає, що

$$\operatorname{tg}\delta_\mu = \frac{\mu''}{\mu'} . \quad (4.8)$$

Тангенс кута магнітних втрат можна виразити через параметри еквівалентної схеми. Для цього індуктивну котушку з осердям із магнітного матеріалу представляють у вигляді послідовного ланцюжка з індуктивності L і активного опору r (див. рис. 6), еквівалентного всім видам втрат на перемагнічування.

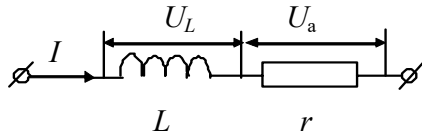


Рисунок 6 – Еквівалентна схема втрат на перемагнічування (послідовне з'єднання)

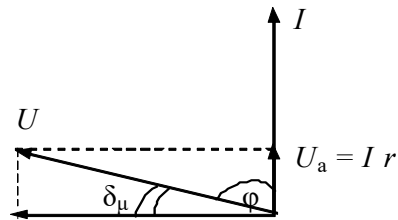


Рисунок 7 – Векторна діаграма для знаходження тангенса магнітних втрат

Власною ємністю й опором обмотки звичайно нехтують. З векторної діаграми (рис. 7) видно,

$$\operatorname{tg}\delta_\mu = \frac{U_a}{U_L} = \frac{r}{\omega L} . \quad (4.9)$$

Потужність, розсіяна в феромагнетику

$$P_a = U_a \cdot I . \quad (4.10)$$

З формули (4.9) можливо знайти значення активної складової напруги:

$$U_a = U_L \cdot \operatorname{tg}\delta_\mu = I\omega L \operatorname{tg}\delta_\mu . \quad (4.11)$$

Підставивши формулу (4.11) у формулу (4.10), одержимо значення активної потужності

$$P_a = I^2 \omega L \operatorname{tg}\delta_\mu . \quad (4.12)$$

Величину, зворотну δ_μ , називають добротністю осердя:

$$Q_\mu = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta_\mu} . \quad (4.13)$$

Розділ 5. Застосування магнітних матеріалів

Застосування магнітних матеріалів зосноване на їх властивості посилювати магнітне поле макрострумів (в обмотках) за рахунок поля мікрострумів у магнітних осердях.

Магнітна індукція в котушці індуктивності (соленоїді) з магнітним осердям:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (5.1)$$

де μ_0 – магнітна постійна; μ – відносна магнітна проникність; \vec{H} – напруженість магнітного поля макрострумів.

Для довгого соленоїда (тороїда)

$$\vec{H} = \frac{N}{l} I, \quad (5.2)$$

де N – число витків обмотки; I – струм в обмотці; l – довжина соленоїда (середньої лінії тороїда).

Індуктивність соленоїда

$$L = \mu_0 \mu \left(\frac{N^2}{l} \right) \cdot V, \quad (5.3)$$

де V – об'єм усередині соленоїда.

Магнітний потік через поперечний переріз S соленоїда

$$\Phi = B \cdot S. \quad (5.4)$$

Закон повного струму для соленоїда з зазором:

$$NI = H_M \cdot l_M + H_0 l_0, \quad (5.5)$$

де H_M – напруженість магнітного поля в осерді, а H_0 – в повітряному зазорі; l_M – довжина магнітної лінії в осерді, l_0 – довжина зазору.

При цьому $\vec{B}_M = \vec{B}_0$ і $\vec{B}_M = \mu_0 \mu \vec{H}$, $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0$.

ПРИКЛАДИ РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧ

Приклад 1. Платина має гранецентровану кубічну решітку. Накреслити диметричну проекцію елементарної комірки. Визначити: число атомів N , що припадають на одну елементарну комірку; параметр решітки a ; об'єм елементарної комірки V_K ; концентрацію атомів у решітці кристала n ; коефіцієнт упаковки $k_{уп}$; координаційне число z .

Дано:

$M = 195,09$ кг/моль;	
$D = 21,45 \cdot 10^3$ кг/м ³ .	
$N - ?$ $a - ?$ $V_K - ?$ $n - ?$	
$k_{уп} - ?$ $z - ?$	

Розв'язання

Атоми, що утворюють тверде тіло, розміщуються у вузлах решітки. Для опису кристалічної решітки користуються поняттям елементарної комірки. Елементарна комірка – це той найменший паралелепіпед, що зберігає всі властивості кристала, й паралельним переміщенням якого в просторі можна одержати весь кристал.

Накреслимо диметричну проекцію елементарної комірки платини (рис. 8). По осях y і z розміри відкладаються без спотворювань, а по осі x , нахиленої під кутом 45° – у масштабі 1:2.

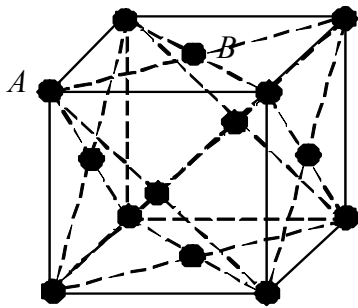


Рисунок 8 – Комірка гранецентрованої решітки (елементарна комірка платини)

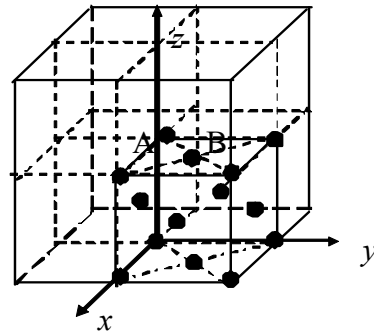


Рисунок 9 – Елементарна комірка в кубічній решітці платини

1. Виділимо елементарну комірку у кубічній решітці платини (рис.9) і підрахуємо число атомів, що припадають на одну елементарну комірку.

У цій комірці є атоми двох типів: атоми типу А, що перебувають у вершинах куба, й атоми типу В, що перебувають на гранях куба в точках перетину діагоналей. Атом А належить одночасно восьми елементарним коміркам (рис. 9). Отже, у дану комірку атом А входить із часткою $1/8$. Атом В входить одночасно у дві комірки: в дану комірку атом В входить з часткою $1/2$.

Якщо врахувати, що число атомів типу А, що відносяться частково до однієї елементарної комірки, дорівнює восьми, а число атомів типу В дорівнює шести, тобто числу граней, то загальне число атомів, що припадають на одну елементарну комірку в гранецентрованій решітці:

$$N = \frac{1}{8} \cdot 8 + \frac{1}{2} \cdot 6 = 4. \quad (1)$$

2. Визначимо параметр a кубічної решітки платини Pt .

Параметр a кубічної решітки пов'язаний з об'ємом елементарної комірки:

$$V_K = a^3. \quad (2)$$

З іншого боку, об'єм елементарної комірки дорівнює відношенню молярного об'єму до числа елементарних комірок Z_m в одному молі кристала:

$$V_K = \frac{V_m}{Z_m}. \quad (3)$$

Порівнюючи праві частини наведених виразів для V_K , знайдемо:

$$a^3 = \frac{V_m}{Z_m}. \quad (4)$$

Молярний об'єм платини $V_m = \frac{M}{D}$, де D – густина платини, M – її молярна

маса. Число елементарних комірок в одному молі $Z_m = \frac{N_A}{N}$. Підставляючи у формулу (4) замість V_m і Z_m відомі співвідношення, одержимо

$$a^3 = \frac{NM}{DN_A}. \quad (5)$$

З чого бачимо, що

$$a = \sqrt[3]{\frac{NM}{DN_A}}. \quad (6)$$

Перевіримо, чи дає права частина одиницю довжини (м):

$$[a] = \left[\frac{N \cdot M}{D \cdot N_A} \right]^{1/3} = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{моль}}{\text{моль} \cdot \text{кг}} \right]^{1/3} = \text{м}.$$

Підставимо числові значення величин й виконаємо обчислення:

$$a = \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 195,09}{21,45 \cdot 10^3 \cdot 6,02 \cdot 10^{26}}} = 3,92 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 3,92 \text{ \AA}.$$

3. Розрахуємо об'єм елементарної кубічної комірки кристала платини $V_K = a^3$, підставляючи отримане значення для a :

$$V_K = (3,92 \cdot 10^{-10})^3 = 6,02 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3.$$

4. Обчислимо концентрацію атомів у решітці кристала $n = \frac{N}{V_K}$,

використовуючи знайдені значення для N і V_K :

$$n = \frac{4}{6,02 \cdot 10^{-29}} = 6,6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}.$$

5. Коефіцієнт упакування k_{yn} можна обчислити за формулою:

$$k_{yn} = \frac{N \cdot V_a}{V_K} = \frac{N \cdot 4 \cdot \pi \cdot R_a^3}{3 \cdot V_K} = \frac{4 \cdot 4 \cdot \pi \cdot a^3 \cdot 2\sqrt{2}}{3 \cdot a^3 \cdot 4^3} = 0,74.$$

Коефіцієнт упаковки $k_{уп}$ для кубичної решітки не залежить від радіуса атома, а залежить від типу решітки.

6. Кординаційне число для гранецентрованої решітки дорівнює $z = 12$.

Відповідь: Для кристала платини одержали такі результати: $N = 4$; $a = 3,92 \text{ \AA}$; $V_K = 6,02 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$; $n = 6,6 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$; $k_{уп} = 0,74$; $z = 12$.

Приклад 2. Циліндричний стрижень діаметром 10 мм і довжиною 20 мм із питомим об'ємним опором 10^{13} Ом і питомим поверхневим опором 10^{14} Ом покритий з торців металевими електродами. Чому дорівнює опір між електродами?

Дано:	В основних одиницях
$d = 10 \text{ мм} =$	0,01 м
$l = 20 \text{ мм} =$	0,02 м
$\rho_V = 10^{13} \text{ Ом}$	
$\rho_S = 10^{14} \text{ Ом}$	
$R = ?$	

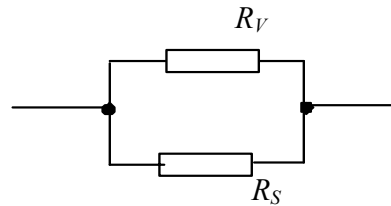


Рисунок 10 – Еквівалентна схема для об'ємного та поверхневого опору конденсатора

Розв'язання

Об'ємний і поверхневий опори з'єднані паралельно. Об'ємний опір

$$R_V = \rho_V \frac{l}{S}, \quad (1)$$

де ρ_V – питомий об'ємний опір; l – довжина діелектрика; S – площа поперечного перерізу

$$S = \frac{\pi d^2}{4}, \quad (2)$$

де d – діаметр діелектрика.

Підставивши формулу (2) у формулу (1), одержимо

$$R_V = \frac{4\rho_V l}{\pi d^2}. \quad (3)$$

Поверхневий опір

$$R_S = \frac{\rho_S l}{\pi d}, \quad (4)$$

де ρ_S – питомий поверхневий опір; l – довжина провідної поверхні; πd – ширина провідної поверхні.

Знайдемо загальний опір еквівалентної схеми:

$$R = \frac{R_V \cdot R_S}{R_V + R_S}. \quad (5)$$

Підставивши формули (3) і (4) у формулу (5), одержимо вираз:

$$R = \frac{4\rho_V \cdot l \cdot \rho_S \cdot l}{\pi d^2 \cdot \pi d \cdot \left(\frac{4\rho_V \cdot l}{\pi d^2} + \frac{\rho_S \cdot l}{\pi d} \right)} = \frac{4\rho_V \cdot \rho_S \cdot l}{\pi d^2 \left(\frac{4\rho_V}{d} + \rho_S \right)} = \frac{4\rho_V \cdot \rho_S \cdot l \cdot d}{\pi d^2 (4\rho_V + d \cdot \rho_S)} =$$

$$= \frac{4\rho_V \cdot \rho_S \cdot l}{\pi d (4\rho_V + d \cdot \rho_S)}.$$
(6)

Перевіримо одиницю виміру:

$$[R] = \left[\frac{1 \cdot \text{Ом} \cdot \text{м} \cdot \text{Ом} \cdot \text{м}}{1 \cdot \text{м} \cdot (1 \cdot \text{Ом} \cdot \text{м} + \text{м} \cdot \text{Ом})} \right] = \text{Ом}.$$

Підставимо числові значення величини й зробимо обчислення:

$$R = \frac{4 \cdot 10^{13} \cdot 10^{14} \cdot 0,02}{3,14 \cdot 0,01 \cdot (4 \cdot 10^{13} + 0,01 \cdot 10^{14})} = 6,21 \cdot 10^{13} \text{ Ом}.$$

Відповідь: $R = 6,2110^{13} \text{ Ом}$.

Приклад 3. Розрахувати активну потужність втрат при постійній напрузі $U_C = 100 \text{ В}$ у конденсаторі ємністю $C = 1 \text{ мкФ}$. Постійна часу цього конденсатора $\tau_C = 10^4 \text{ МОммкФ}$. Який струм буде протікати через конденсатор при напрузі $U_\Gamma = 220 \text{ В}$ частотою 50 Гц ?

Дано:	В основних одиницях
$U_C = 100 \text{ В}$	
$C = 1 \text{ мкФ} =$	10^{-6} Ф
$\tau_C = 10^4 \text{ МОммкФ} =$	10^4 ОмФ
$U_\Gamma = 220 \text{ В}$	
$f = 50 \text{ Гц}$	
$P_a - ? I_\Gamma - ?$	

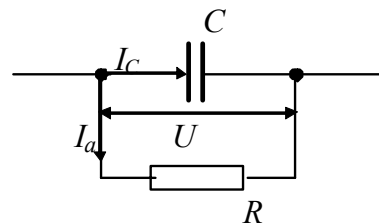


Рисунок 11 – Еквівалентна схема конденсатора з втратами

Розв'язання

Представимо еквівалентну схему конденсатора з втратами у вигляді паралельно з'єднаних ідеального конденсатора ємністю C і активного опору R . Постійну часу можна знайти за формулою:

$$\tau_C = R \cdot C, \tag{1}$$

де R – опір діелектрика; C – ємність конденсатора.

Звідси,

$$R = \frac{\tau_C}{C}. \tag{2}$$

Активна потужність втрат при напрузі U_0

$$P_a = \frac{U_0^2}{R} = \frac{U_0^2 \cdot C}{\tau_C}. \tag{3}$$

Змінний струм через конденсатор

$$I_{\Gamma} = \frac{U_{\Gamma}}{Z}, \quad (4)$$

де Z – повний опір конденсатора з втратами на змінному струмі.

Для знаходження повної провідності розглянемо векторну діаграму конденсатора з втратами (див. рис. 5).

Якщо трикутник струмів поділити на напругу, одержимо трикутник провідностей, з якого випливає, що повна провідність

$$G = \sqrt{G_C^2 + G_a^2}, \quad (5)$$

де G_C – ємнісна реактивна провідність; G_a – активна провідність.

$$G = \sqrt{\omega^2 C^2 + \frac{1}{R^2}} = \frac{\sqrt{\omega^2 C^2 R^2 + 1}}{R}; \quad (6)$$

$$Z = \frac{R}{\sqrt{\omega^2 C^2 R^2 + 1}}. \quad (7)$$

Підставимо формули (2) і (7) у формулу (4) і одержимо:

$$I_{\Gamma} = \frac{U_{\Gamma} \cdot C \cdot \sqrt{\frac{\omega^2 C^2 \tau_c^2}{C^2} + 1}}{\tau_c} = \frac{U_{\Gamma} \cdot C \cdot \sqrt{\omega^2 \tau_c^2 + 1}}{\tau_c} = \frac{U_{\Gamma} \cdot C \cdot \sqrt{4\pi^2 f^2 \tau_c^2 + 1}}{\tau_c}. \quad (8)$$

Перевіримо одиниці виміру:

$$[P_a] = \left[\frac{\text{В} \cdot \Phi}{\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{В} \cdot \text{В} \cdot \Phi}{\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{В} \cdot \text{Кл}}{\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} \right] = \text{Вт}.$$

$$[I_{\Gamma}] = \left[\frac{\text{В} \cdot \Phi \cdot \sqrt{\text{с}^{-2} \cdot \text{с}^2 + 1}}{\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{Кл}}{\text{с}} \right] = \text{А}.$$

Підставимо числові значення величин і зробимо обчислення:

$$P_a = \frac{10^4 \cdot 10^{-6}}{10^4} = 10^{-6} \text{ Вт}.$$

$$I_{\Gamma} = \frac{220 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{4 \cdot 3,14^2 \cdot 50^2 (10^4)^2 + 1}}{10^4} = 0,0691 \text{ А} = 69,1 \text{ мА}.$$

Відповідь: $P_a = 10^{-6}$ Вт; $I_{\Gamma} = 69,1$ мА.

Приклад 4 Визначити добротність тороїдального соленоїда із осердям розмірами $d_1 \cdot d_2 \cdot h = 1688$ мм на частоті $f = 0,1$ МГц при пропущенні через обмотку струму $I = 40$ мА. Обмотка містить $N = 100$ витків. Активна потужність соленоїда за відсутності осердя $P_{a2} = 0,1$ Вт, наявності осердя – $P_{a1} = 0,313$ Вт. Магнітна проникність осердя $\mu = 1000$.

Дано:	В основних одиницях
$d_1 = 16 \text{ мм} =$	$0,016 \text{ м}$
$d_2 = 8 \text{ мм} =$	$0,008 \text{ м}$
$h = 8 \text{ мм} =$	$0,008 \text{ м}$
$N = 100 \text{ витків}$	
$\mu = 1000$	
$f = 0,1 \text{ МГц} =$	10^5 Гц
$I = 40 \text{ мА} =$	$0,04 \text{ А}$
$P_{a1} = 0,313 \text{ Вт}$	
$P_{a2} = 0,1 \text{ Вт}$	
$Q_\mu - ?$	

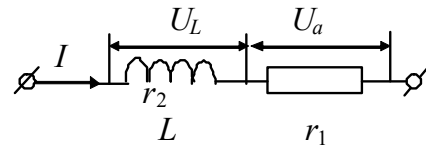


Рисунок 12 – Еквівалентна схема індуктивності з втратами

Розв'язання

Соленоїд із втратами можна зобразити у вигляді еквівалентної схеми ідеального соленоїда індуктивністю L з послідовно з'єднаним активним опором r_1 (рис. 12). Роботу такої схеми описує векторна діаграма вигляду як на рис. 7.

Шукана добротність осердя

$$Q_\mu = \frac{1}{\text{tg}\delta_\mu} = \frac{\omega L}{r_1}, \quad (1)$$

де r_1 – активний опір соленоїда, еквівалентний втратам на перемагнічення; $\omega = 2\pi f$ – циклічна частота; L – індуктивність соленоїда з осердям.

У загальному випадку, коли є суттєві втрати на нагрівання обмотки, слід окремо визначити активний опір обмотки.

За відсутності осердя активна потужність визначається за формулою:

$$P_{a2} = I^2 \omega L_2 \text{tg}\delta_{\mu 2}; \quad (2)$$

$$\text{tg}\delta_{\mu 2} = \frac{r_2}{\omega L_2}, \quad (3)$$

де r_2 – активний опір обмотки.

За наявності осердя

$$P_{a1} = I^2 \omega L_1 \text{tg}\delta_{\mu 1}, \quad (4)$$

де

$$\text{tg}\delta_{\mu 1} = \frac{(r_1 + r_2)}{\omega L_1}. \quad (5)$$

Підставимо (5) в (4) і одержимо:

$$P_{a1} = I^2 \omega L_1 \frac{r_1 + r_2}{\omega L_1} = I^2 (r_1 + r_2). \quad (6)$$

Звідси знайдемо повний активний опір соленоїда:

$$r_1 + r_2 = \frac{P_{a1}}{I^2}. \quad (7)$$

Після підстановки (3) в (2) знайдемо

$$r_2 = \frac{P_{a2}}{I^2} \quad (8)$$

і зіставивши (8) і (7) одержимо значення r_1 :

$$r_1 = \frac{P_{a1}}{I^2} - \frac{P_{a2}}{I^2} = \frac{P_{a1} - P_{a2}}{I^2}. \quad (9)$$

Підставимо (9) в (1) і знайдемо добротність осердя:

$$Q_\mu = \frac{1}{\text{tg}\delta_\mu} = \frac{I^2 \omega L_1}{P_{a1} - P_{a2}}. \quad (10)$$

Індуктивність соленоїда з осердям:

$$L_1 = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{l}, \quad (11)$$

де μ_0 – магнітна постійна; μ – магнітна проникність осердя; N – число витків соленоїда; S – площа поперечного перерізу; l – довжина середньої лінії соленоїда.

$$S = \frac{(d_1 - d_2)h}{2}, \quad (12)$$

$$l = \pi \frac{(d_1 + d_2)}{2}, \quad (13)$$

де d_1 – зовнішній діаметр тороїда, d_2 – внутрішній діаметр тороїда.

Підставляємо (12) і (13) в (11), одержуємо:

$$L_1 = \mu_0 \mu \frac{N^2 (d_1 - d_2) \cdot h}{\pi (d_1 + d_2)}, \quad (14)$$

де h – висота тороїда.

Підставимо (14) в (10) й одержимо добротність

$$Q_\mu = \frac{1}{\text{tg}\delta_\mu} = \frac{I^2 4\pi f \mu_0 \mu N^2 (d_1 - d_2) \cdot h}{2(P_{a1} - P_{a2})\pi(d_1 + d_2)} = \frac{2I^2 f \mu_0 \mu N^2 (d_1 - d_2) \cdot h}{(P_{a1} - P_{a2}) \cdot (d_1 + d_2)}. \quad (15)$$

Провіримо одиницю виміру результату

$$[Q_\mu] = \left[\frac{\text{А}^2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot \text{Гн} \cdot 1 \cdot \text{м} \cdot \text{м} \cdot 1}{\text{Вт} \cdot 1 \cdot \text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{м}} \right] = \left[\frac{\text{А}^2 \cdot \text{Гн}}{\text{с} \cdot \text{Вт}} \right] = \left[\frac{\text{А}^2 \cdot \text{Гн} \cdot \text{с}}{\text{с} \cdot \text{Дж}} \right] = \left[\frac{\text{А}^2 \cdot \text{Гн}}{\text{А} \cdot \text{В} \cdot \text{с}} \right] = \left[\frac{\text{Вб}}{\text{Вб}} \right] = 1.$$

Підставимо числові значення величин і зробимо обчислення:

$$Q_\mu = \frac{1}{\text{tg}\delta_\mu} = \frac{2 \cdot 0,1^2 \cdot 10^5 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \cdot 1000 \cdot 100^2 (16 - 8) \cdot 10^3 \cdot 8 \cdot 10^{-3}}{(0,313 - 0,1) \cdot (16_1 + 8) \cdot 10^{-3}} = 314.$$

Відповідь: $Q_\mu = 314$.

Приклад 5. Тороїдальне осердя із зовнішнім діаметром $d_1 = 40$ мм і внутрішнім діаметром $d_2 = 30$ мм має обмотку з $N = 200$ витків. При пропусканні через обмотку струму $I = 0,5$ А в осерді створюється магнітне поле індукцією $B = 1,5$ Тл. Визначити магнітну проникність μ осердя.

Дано:	В основних одиницях
$d_1 = 40 \text{ мм} =$	$0,04 \text{ м}$
$d_2 = 30 \text{ мм} =$	$0,03 \text{ м}$
$N = 200$ витків	
$I = 0,5 \text{ А}$	
$B = 1,5 \text{ Тл}$	
$\mu = ?$	

Розв'язання

Магнітна індукція

$$B = \mu_0 \mu H, \quad (1)$$

де μ_0 – магнітна постійна; μ – відносна магнітна проникність; H – напруженість магнітного поля.

Звідси

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}. \quad (2)$$

Напруженість магнітного поля соленоїда

$$H = \frac{N}{l_{\text{сер}}} \cdot I, \quad (3)$$

де N – число витків обмотки; I – струм в обмотці; $l_{\text{сер}}$ – довжина середньої лінії соленоїда, дорівнює

$$l_{\text{сер}} = \frac{\pi(d_1 + d_2)}{2}, \quad (4)$$

де d_1 – зовнішній діаметр тороїда, d_2 – внутрішній діаметр тороїда.

Підставимо формулу (3) у формулу (4), а потім результат у формулу (2):

$$\mu = \frac{\pi B (d_1 + d_2)}{2 \cdot \mu_0 \cdot N \cdot I}. \quad (5)$$

Перевіримо одиницю виміру:

$$[\mu] = \left[\frac{1 \cdot \text{Тл} \cdot (\text{м} + \text{м}) \cdot \text{м}}{\text{Гн} \cdot 1 \cdot \text{А}} \right] = \left[\frac{\text{Гн} \cdot \text{А} \cdot \text{м}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{Гн} \cdot \text{А}} \right] = 1.$$

Підставимо числові значення величин і зробимо обчислення:

$$\mu = \frac{3,14 \cdot 1,5 \cdot (0,04 + 0,03)}{2 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \cdot 200 \cdot 0,5} = 1312.$$

Відповідь: $\mu = 1312$.

ЗАДАЧІ

Задача 1. Елементи кристалографії

1. Виконати наступні дії для кристалічної решітки речовини за варіантами (див. табл. №1):

- накреслити диметричну проекцію елементарної комірки;
- знайти число атомів N в комірці;
- обчислити за даними значеннями молярної маси M , густини речовини ρ , параметр комірки a кристалічної решітки;
- обчислити концентрацію атомів n в кристалі;
- знайти радіус атома R_a ;
- знайти коефіцієнт упакування $k_{уп}$ даного кристала;
- знайти координаційне число z .

В подальших умовах задач M – номер варіанту.

Задача 2. Електропровідність діелектриків

1. Дві протилежні грані куба з ребром $a = 10$ мм із діелектричного матеріалу з питомим об'ємним опором $\rho_V = 10^{(8+0,25M)}$ Ом м і питомим поверхневим опором $\rho_S = 10^{(8+0,25M)}$ Ом покриті металевими електродами. Визначити струм через ці грані куба при постійній напрузі $U_0 = 1$ кВ.

2. Плівковий конденсатор з діелектричною проникністю $\epsilon = (2,0 + 0,25M)$ втрачає за час $t = (30 + M)$ хвилин половину повідомленого йому заряду. Визначити питомий опір діелектрика.

3. Діелектрик у формі прямокутного паралелепіпеда довжиною $l = 5$ см і площею поперечного перерізу $bh = 20,5$ см² з торців покритий металевими електродами. При напрузі $U_0 = 1500$ В через діелектрик проходить струм $I_0 = (1 + 0,1M) \cdot 10^{-8}$ А. Знайти питомий поверхневий опір діелектрика, якщо його питомий об'ємний опір $\rho_V = 10^{(8+0,25M)}$ Ом·м.

Задача 3. Діелектричні втрати

1. При кімнатній температурі тангенс кута діелектричних втрат діелектрика $\text{tg}\delta = 310^{-4}M$, а при підвищенні температури до 100° С він зростає в $(2 + 0,05M)$ разів. Чому дорівнює $\text{tg}\delta$ цього матеріалу при температурі 200° С? У скільки разів збільшиться активна потужність в ізоляторі з цього матеріалу при зміні температури від 20 до 200° С? Зміною діелектричної проникності можна знехтувати.

2. У дисковому конденсаторі ємністю $C = (80 + M)$ пФ, ввімкненому на змінну напругу $U = 100$ В частотою $f = (1 + 0,05M)$ МГц, розсіюється потужність $P_a = 10^{-3}$ Вт. Визначити реактивну потужність, тангенс кута діелектричних втрат і добротність конденсатора.

3. Тангенс кута діелектричних втрат $\text{tg}\delta$ на частоті 50 Гц дорівнює 10^{-3} . Обчислити активну потужність розсіювання P_a в конденсаторі з цього

діелектрика на частоті $f = (1+0,05M)$ кГц та напрузі $U = (1+0,05M)$ кВ, якщо ємність конденсатора $C = 1000$ пФ. Яка добротність конденсатора в цих умовах?

Задача 4. Втрати в магнітних матеріалах

1. Визначити магнітні втрати в кільцевому осерді розмірами $d_1 \cdot d_2 \cdot h = 40207,5$ мм на частоті $f = 0,1$ МГц при пропусканні через обмотку струму $I = 40$ мА. Обмотка має $N = 100$ витків, добротність осердя дорівнює $(8 + 0,1M)$. Магнітна проникність осердя $600M$.

2. Знайти питомі магнітні втрати у феритовому осерді на частоті $f = 0,1$ МГц у магнітному полі $H = (3 + 0,1M)$ А/м, якщо в даних умовах $\text{tg}\delta_\mu = (0,15 + 0,01M)$, магнітна проникність $\mu = 2500$.

3. Кільцеве магнітне осердя масою $m = 0,1$ кг перемагнічується магнітним полем напруженістю $H_M = 1$ кА/м і частотою $f = 10^3$ Гц. Визначити потужність, виділену в осерді, якщо магнітна проникність матеріалу $\mu = 600M$, $\text{tg}\delta_\mu = (0,02 + 10^{-3}M)$, густина осердя $\rho = 4,510^3$ кг/м³.

Задача 5. Застосування магнітних матеріалів

1. Визначити коерцитивну силу кільцевого магнітного осердя, якщо для його розмагнічування через його обмотку, що містить $N = (80 + M)$ витків, потрібно пропустити струм $I = (50 + M)$ мА. Середній діаметр кільця дорівнює 20 мм.

2. Кільцевий магнітопровід має площу поперечного перерізу $S = (80 + M)$ мм² і середню довжину магнітного контуру $l_{\text{сер}} = 0,1$ м. На осердя намотана обмотка з числом витків $N = 100$. Визначити магнітний потік через осердя при струмі в обмотці $I = 1$ А, якщо магнітна проникність матеріалу дорівнює $\mu = 600M$.

3. Визначити індуктивність котушки з кільцевим магнітним осердем розмірами $d_1 \cdot d_2 \cdot h = 302010$ мм і обмоткою, що складається з $N = (150 + M)$ витків. Магнітна проникність $\mu = 600M$.

Таблиця 1 – Варіанти завдань до задачі 1

Варіант	Речовина		$M \cdot 10^{-3}$ кг/моль	$D \cdot 10^3$ кг/м ³	Тип решітки
	символ	найменування			
1	<i>Al</i>	алюміній	26,98	2,700	ГЦК
2	<i>Li</i>	літій	6,940	0,534	ОЦК
3	<i>Na</i>	натрій	22,99	1,010	ОЦК
4	<i>K</i>	калій	39,10	0,870	ОЦК
5	<i>Cu</i>	мідь	63,50	8,930	ГЦК
6	<i>Rb</i>	рубідій	85,50	1,530	ОЦК
7	<i>Ag</i>	срібло	108,0	10,50	ГЦК
8	<i>Cs</i>	цезій	133,0	1,870	ОЦК
9	<i>Au</i>	золото	197,0	19,30	ГЦК
10	<i>Ca</i>	кальцій	40,10	1,550	ГЦК
11	<i>Ba</i>	барій	137,3	3,590	ОЦК
12	<i>W</i>	вольфрам	183,9	19,30	ОЦК
13	<i>Fe</i>	залізо	55,85	7,870	ОЦК
14	<i>Mo</i>	молібден	95,94	10,20	ОЦК
15	<i>Nb</i>	ніобій	92,91	8,580	ОЦК
16	<i>V</i>	ванадій	50,95	5,960	ОЦК
17	<i>Ni</i>	нікель	58,71	8,910	ГЦК
18	<i>Cr</i>	хром	52,01	7,190	ОЦК
19	<i>Ta</i>	тантал	180,95	16,60	ОЦК
20	<i>Pb</i>	свинець	207,2	11,34	ГЦК
21	<i>Pd</i>	паладій	106,7	11,07	ГЦК
22	<i>Ra</i>	радій	226,0	5,500	ОЦК
23	<i>Sr</i>	стронцій	87,63	2,630	ГЦК
24	<i>Th</i>	торій	232,0	11,72	ГЦК
25	<i>Tl</i>	талій	204,4	11,85	ОЦК
26	<i>Rh</i>	родій	102,9	12,42	ГЦК
27	<i>Pt</i>	платина	195,1	21,45	ГЦК
28	<i>Fr</i>	францій	87,00	2,480	ОЦК
29	<i>U</i>	уран	238,1	18,70	ОЦК
30	<i>Ir</i>	іридій	192,2	22,40	ОЦК

Таблиця 2 – Номери задач за варіантами

Варіант, <i>M</i>										Номери задач за темами				
										1	2	3	4	5
1	4	7	10	13	16	19	22	25	28	1	2	3	1	2
2	5	8	11	14	17	20	23	26	29	1	3	1	2	3
3	6	9	12	15	18	21	24	27	30	1	1	2	3	1

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

Основна

1. Криськів С.К. Фізика. Модуль 5. Фізика електрорадіоматеріалів. Ч. 1. Методичні вказівки для самостійної роботи студентів усіх спеціальностей. – Одеса, ОНАЗ.– 2009.
2. Однодворець Л. В., Пазуха І. М. Матеріали і компоненти функціональної електроніки. Сумський державний університет. – 2020. – 196 с.
3. Вікулін І.М., Коробіцин Б.В., Криськів С.К. Фізика. Фізика електрорадіоматеріалів. – К.: Кафедра, 2012. – 374 с.
4. Поплавко Ю.М. Фізика диелектриков. – Киев: Вища школа, 1980. – 400 с.
5. Радіотехнічні матеріали: Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисциплін “Конструкційні та радіоматеріали” і “Електрорадіоматеріали” [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 “Телекомунікації та радіотехніка” / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад.: Ю. В. Непочатих. – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 74 с.
6. Методичні вказівки щодо виконання домашніх завдань, розрахунково-графічних і контрольних робіт з дисципліни «Матеріалознавство РЕЗ» для студентів спеціальності «Конструювання та технологія радіоелектронних засобів» усіх форм навчання. – Київ: КПІ, 1990.
7. Раздаточный материал (таблицы, схемы, рисунки, текст) для аудиторной и самостоятельной работы по курсу «Материаловедение РЭС» для студентов специальности «Конструирование и технология радиоэлектронных средств» всех форм обучения. – Киев: КПИ, 1990.

Допоміжна

1. Казарновский Д.М., Яманов С.А. Радиотехнические материалы. – М.: Высш. шк., 1972. – 312 с.
2. Желудев И.С. Электрические кристаллы. – М.: Наука, 1969. – 216 с.
3. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы. – М.: Высш. шк., 1986.

Методичне забезпечення

1. Вікулін І.М., Коробіцин Б.В., Криськів С.К. Фізика. Модуль 5. Фізика електрорадіоматеріалів. Ч. 2. Методичні вказівки щодо виконання комплексного завдання №5 для студентів усіх спеціальностей. – Одеса, ОНАЗ 2009.

2. Назаренко О.А., Коробіцин Б.В., Деньга Е.М., Назаренко Л.А. Фізика. Модуль 5. Фізика електрорадіоматеріалів. Методичні вказівки до лабораторних робіт № 5-1, ..., 5-9 для студентів усіх спеціальностей. – Одеса, ОНАЗ, 2010.

3. Коробіцин Б.В., Криськів С.К. Фізика твердого тіла. Модуль 3. Методичні вказівки до лабораторних робіт № 8-1, ..., 8-8 з фізики. – Одеса: ОНАЗ. – 2014. – 108 с.

ЗМІСТ

Структура модуля.....	3
ВСТУП.....	4
Розділ 1. Загальні відомості про будову й зонну структуру речовин.....	5
1.1. Будова твердого тіла	5
1.2. Заповнення енергетичних зон електронами. Метали, напівпровідники й діелектрики.....	8
1.3. Діелектрики в електростатичному полі	11
1.4. Електропровідність діелектриків	13
Розділ 2. Властивості й види діелектриків	14
2.1. Втрати в діелектриках	14
2.2. Пробій у діелектриках.....	16
2.3. Сегнетоелектрики, електрети, п'єзоелектрики, піроелектрики.....	19
Розділ 3. Феромагнетики і їхні властивості.....	26
3.1. Речовина в магнітному полі. Намагнічування	26
3.2. Властивості феромагнетиків	27
3.3. Магнітні втрати	31
Розділ 4. Класифікація магнітних матеріалів	34
4.1. Магнітом'які матеріали.....	34
4.2. Магнітотверді матеріали.....	38
4.3. Магнітні матеріали для зберігання інформації	41
ТЕМИ ПРАКТИЧНИХ ЗАНЯТЬ МОДУЛЯ	43
МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ЩОДО ВИКОНАННЯ КОМПЛЕКСНОГО ЗАВДАННЯ.....	45
Розділ 1. Елементи кристалографії.....	45
Розділ 2. Електропровідність діелектриків	47
Розділ 3. Втрати в діелектриках.....	48
Розділ 4. Втрати в магнітних матеріалах	50
Розділ 5. Застосування магнітних матеріалів	52
Приклади розв'язання задач.....	53
Задачі	61
Таблиці варіантів завдань.....	63
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	64

Підписано до друку 05.12.2022.
Формат 60x84/16. Папір офсетний. Гарнітура Times New Roman.
Друк офсетний. Обсяг 4,25 друк. арк. Наклад 50 прим.
Зам. № 812539911/5
Надруковано у ФОП Бондаренко М.О.
м. Одеса, вул. В. Арнаутська, 60.
т. +38 048 700 11 55
info@aprel.od.ua

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до державного реєстру видавців ДК № 4684 від 13.02.2014 р.