

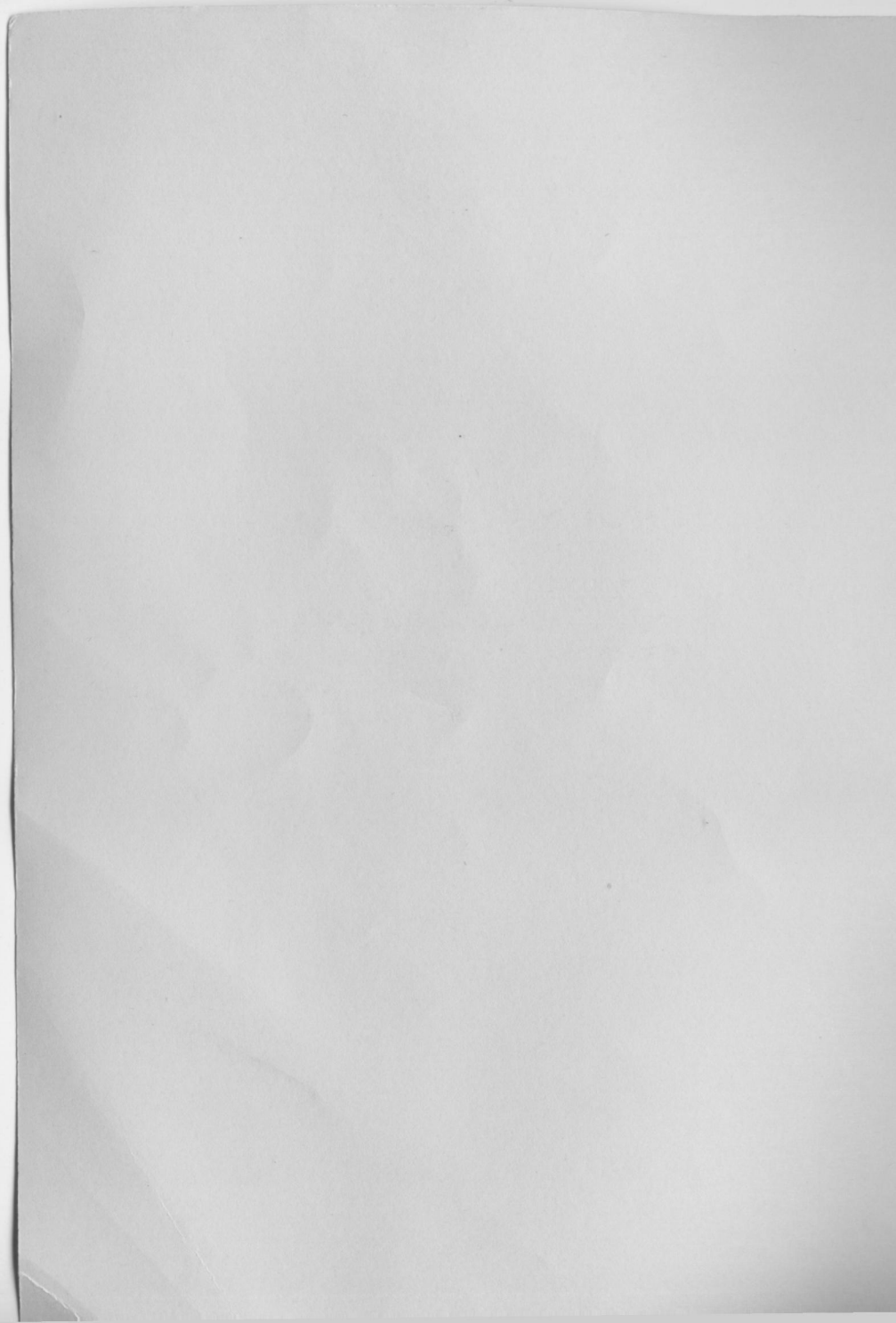
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний авіаційний університет

Лабунець

ЕЛЕКТРОТЕХНІЧНІ МАТЕРІАЛИ

Лабораторний практикум
для студентів спеціальностей 7.090603
"Електротехнічні системи електроживлення",
7.090605 "Світлотехніка і джерела світла",
7.100107 "Обладнання повітряних суден"

Київ 2003



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний авіаційний університет

ЕЛЕКТРОТЕХНІЧНІ МАТЕРІАЛИ

Лабораторний практикум

для студентів спеціальностей 7.090603

"Електротехнічні системи електроспоживання",

7.090605 "Світлотехніка і джерела світла",

7.100107 "Обладнання повітряних суден"

Лабораторна робота 1

ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ ТА ЇХ ПОВЕДІНКА В ПОСТІЙНОМУ ТА ЗМІННОМУ МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Ознайомитись з основними характеристиками феромагнітних матеріалів.
2. Зняти основну криву намагнічування та граничну петлю.
3. Зняти основну криву намагнічування електротехнічної сталі на змінному струмі.
4. За результатами досліду визначити B_r, H_c, μ_m, μ_h .

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

Кожний атом будь-якої речовини володіє орбітальним та спіновим магнітним моментом. Дія орбітальних магнітних моментів в явищі намагнічування речовини дуже мала.

Основними носіями магнітних властивостей матеріалу є спінові магнітні моменти.

Якщо має місце повна взаємна компенсація спінових та орбітальних магнітних моментів, то при внесенні такої речовини в зовнішнє поле, в результаті взаємодії вказаних моментів з силами зовнішнього поля, виникає додатковий момент, напрямлений проти сил поля. Така речовина є *діамагнетиком*. Вона виштовхується з неоднорідного магнітного поля.

При наявності некомпенсованих магнітних моментів електронів сили зовнішнього поля викликають перевагу направлення елементарних магнітних моментів, а також появу сумарного магнітного моменту, відмінного від нуля, такі речовини називаються *парамагнетиками*. При внесенні у зовнішнє поле такі матеріали намагнічуються. Але більшість парамагнетиків дуже слабо намагнічується навіть в сильних полях в результаті дезорієнту чого теплового руху. При відсутності поля сумарний магнітний момент в парамагнетичу дорівнює нулю, так як під дією

теплового руху атомів і молекул некомпенсовані магнітні моменти розміщуються хаотично.

Існує невелика група парамагнітних речовин, які називаються *феромагнетиками*, які володіють здатністю значно намагнічуватися. Утворення некомпенсованих спінових магнітних моментів на прикладі атома заліза зображується на рис. 1.1.

На всіх орбітах, крім незаповненої в недобудованому шарі, число від'ємних та позитивних спінів однакове. Сумарний магнітний момент цих орбіт дорівнює нулю. Оболонка *3d* має п'ять позитивних та один від'ємний спін, в результаті чого утворюється чотири некомпенсованих спіни та сумарний магнітний момент атома відмінний від нуля.

Наявність некомпенсованих спінових моментів - необхідна, але недостатня умова значної намагніченості речовини. Другою умовою є достатня величина сил обмінної взаємодії. Із зменшенням відстані ці сили збільшуються і під їх дією спіни електронів встановлюються паралельно, утворюючи: намагнічування до насичення області, яка називається *областю самодовільного намагнічування* або доменами.

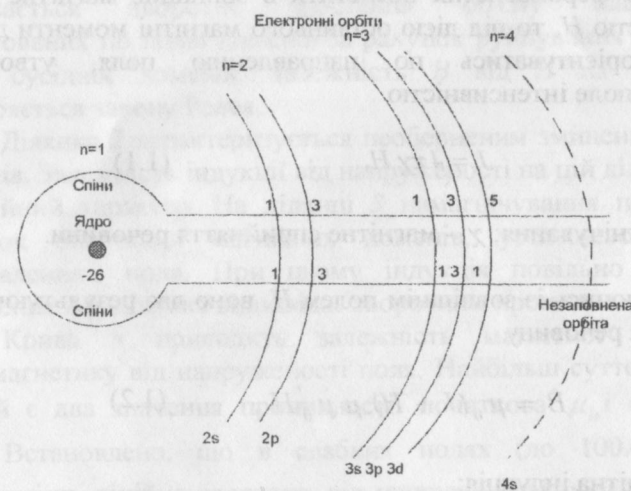


Рис. 1.1. Утворення некомпенсованих спінових моментів в атомі заліза

Доменні, розміщуються таким чином, що їх результуючий момент дорівнює нулю, утворюючи замкнуте коло. Між границями доменів утворюються перехідні шари, в середині яких проходить безперервний поворот магнітних моментів (рис. 1.2).

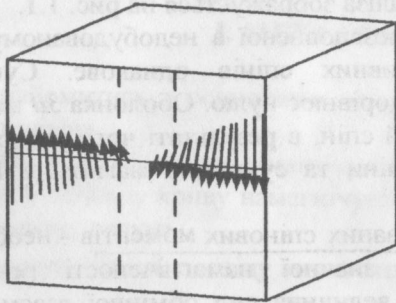


Рис. 1.2. Утворення перехідного шару між границями доменів

Якщо феромагнетик помістити в зовнішнє магнітне поле з напруженістю H , то під дією останнього магнітні моменти доменів почнуть орієнтуватись по напрямленню поля, утворюючи внутрішнє поле інтенсивністю

$$J = 4\pi\chi H, \quad (1.1)$$

де J - намагнічування; χ - магнітне сприйняття речовини.

Додаючись із зовнішнім полем H , воно дає результуюче поле B , діюче на речовину

$$B = \mu_0(J + H) = \mu_0\mu H, \quad (1.2)$$

де B - магнітна індукція;

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ - магнітна стала - Гн/м;}$$

$$\mu = 4\pi\chi + 1 \text{ - відносна магнітна проникність речовини.}$$

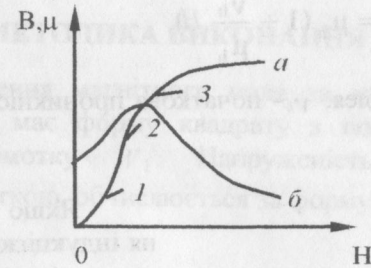


Рис. 1.3. Процес намагнічування феромагнетиків:

a - початкова крива намагнічування феромагнетиків;

b - залежність магнітної проникності від напруженості поля

При монотонному збільшенні напруженості поля магнітна індукція попереднього розмагніченого матеріалу буде збільшуватись, змінюючись по кривій a (рис.1.3), яка називається *початковою кривою намагнічування*. Можна виділити три характерні ділянки, які відповідають трьом областям намагнічування. Початкова ділянка 1 відповідає оберненому зміщенню границь доменів. На цій ділянці намагнічування відбувається зворотне зростання об'єму благоприємних орієнтованих по полю доменів за рахунок руйнування перехідного шару сусідніх доменів. Залежність B від H на цій ділянці підкоряється закону Релея.

Ділянка 2 характеризується необерненим зміщенням границь доменів. Залежність індукції від напруженості на цій ділянці носить нелінійний характер. На ділянці 3 намагнічування проходить за рахунок обертання магнітних доменів, установлюючи їх за направленням поля. При цьому індукція повільно зростає до насичення. Ця ділянка відповідає зворотним процесам.

Крива b приводить залежність магнітної проникності феромагнетика від напруженості поля. Найбільш суттєвими на цій кривій є два значення проникності: початкова μ_n і максимальна μ_m . Встановлено, що в слабких полях (до 100А/м) магнітна проникність лінійно залежить від напруженості поля і може бути подана виразом

$$\mu = \mu_h \left(1 + \frac{\nu_h}{\mu_h} H\right), \quad (1.3)$$

де μ_h - коефіцієнт Релея, ν_h - початкова проникність, H - значення напруженості поля.

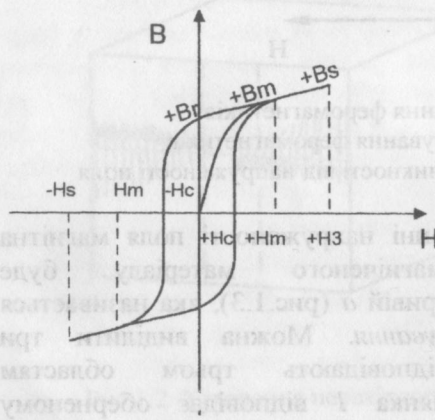


Рис. 1.4. Гранична петля гістерезису ферромагнетиків

Для того щоб знизити значення індукції до нуля, необхідно установити напруженість поля, що дорівнює мінус H_c , яка є одним з показників матеріалу і називається *коерцитивною силою*. Крива залежності $B=f(H)$ при зміні напруженості поля від плюс H_m до мінус H_m і від мінус H_m до плюс H_m називається *граничною петлею гістерезису*.

Якщо після досягнення індукцією величини плюс B_m (рис. 1.4) почнемо зменшувати напруженість поля, то зміна індукції буде відставати від зміни напруженості поля в результаті втрати енергії на гістерезис, вихрові струми, втрати на післядію і резонансні втрати. При $H = 0$ значення індукції буде дорівнювати B_r , яка називається *залишковою індукцією*.

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Для утворення магнітного поля за зразок ферромагнітного матеріалу, який має форму квадрату з повітряним зазором S , розміщують обмотку W_1 . Напруженість магнітного поля, утвореного обмоткою, обчислюється за формулою

$$H = \frac{I_H W_1}{l}, \quad (1.4)$$

де I_H - струм намагнічування; W_1 - кількість витків намагнічуючої обмотки; l - середня довжина магнітного шляху в зразку.

При використанні змінного струму необхідно врахувати, що на створення магнітного поля йде лише реактивна складова повного струму I :

$$I_h = I \cos \varphi, \quad (1.5)$$

де $\cos \varphi$ - кут зсуву фаз, утворений цією обмоткою, між повним струмом I в обмотці і потоком Φ .

Зовнішнє поле викликає появу в зразку магнітної індукції B , числове значення якої визначається величиною магнітного потоку через одиницю поперечного перерізу зразка:

$$B = \frac{\Phi}{S}, \quad (1.6)$$

де Φ - магнітний потік, Вб; S - поперечний переріз зразку, m^2 .

Магнітний потік в зразку може бути визначений електрорушійною силою взаємодукції, яка наводиться у вторинній обмотці:

$$\Phi = \frac{E}{4,44fW_2}, \quad (1.7)$$

де E - ЕРС взаємодукції у вторинній обмотці, B ; f - частота зміни поля, Гц; W_2 - кількість витків вторинної обмотки.

IV. СХЕМА УСТАНОВКИ

Для виконання роботи взяти зразок у формі квадрата з повітряним зазором. Для дослідження зразка на постійному струмі призначена схема, зображена на рис.1.5. Джерелом постійного струму є випрямляч ВСА-5. Регулювання струму здійснюється рукояткою на передній панелі випрямляча. Для ресстрації струму підмагнічування поступово з обмоткою W_1 , використовують амперметр МВА 47/5.

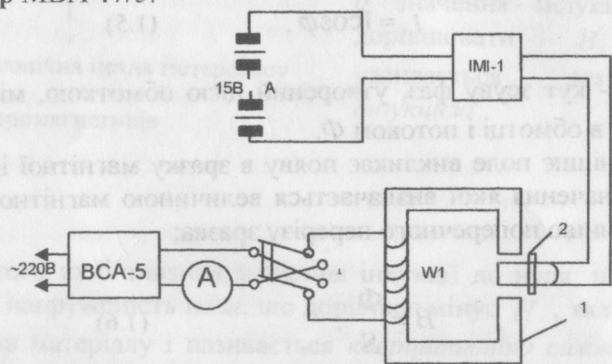


Рис.1.5. Схема лабораторної установки для дослідження феромагнетиків на постійному струмі: 1 - пробник ІМІ-1; 2 - зразок 400x400; $W_1 = 1320$ витків

Вимірювання магнітної індукції виконується вимірювачем магнітних індукцій ІМІ-1. Акумуляторна батарея А служить для живлення прибору ІМІ-1. Перемикач П призначений для зміни полярності струму.

Схема для вимірювання на змінному струмі зображена на рис.1.6.

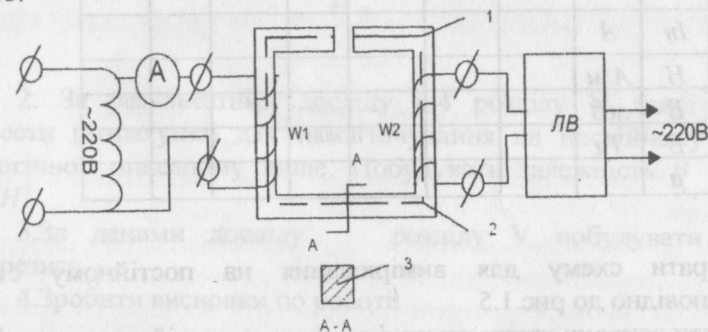


Рис.1.6. Схема лабораторної установки для дослідження феромагнетиків на змінному струмі: 1 - зразок 400x400; 2 - середня довжина магнітного шляху $l=1,5$ м; 3 - поперечний переріз зразка $S = 4\text{см}^2$; $W_1 = 1320$; $W_2 = 5$ витків

Живлення підмагнічуючої обмотки $l = 50$ Гц здійснюється від джерела 220В. Регулювання струму відбувається автотрансформатором ЛАТР-5. Величина повного струму, поступаючого через обмотку W_1 , ресструється амперметром. Величина ЕРС вторинної обмотки вимірюється ламповим вольтметром В 3-3.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати схему для вимірювання на змінному струмі згідно з рис.1.6.
2. Зняти основну криву намагнічування на перемінному струмі. Змінюючи струм через обмотку W_1 , як вказано в табл.1.1, заміряти значення ЕРС вторинної обмотки. Результати вимірювання занести в табл.1.1.

Таблиця 1.1

<i>I</i>	<i>A</i>	0,25	0,5	1	2	3	4	5
<i>I_н</i>	<i>A</i>							
<i>H</i>	<i>A/м</i>							
<i>E</i>	<i>мВ</i>							
<i>B</i>	<i>Тл</i>							
μ								

- Зібрати схему для вимірювання на постійному струмі відповідно до рис.1.5
- Зняти основну криву намагнічування на постійному струмі. Виміряти індукцію в зазорі для значень струму підмагнічування, вказаних в табл.1.2. і 1.3. Вимірювання проводити приладом ІМІ-1

Таблиця 1.2

<i>I</i>	<i>A</i>	0,5	1	2	3	4	5	4	3	2	1	0
<i>H</i>	<i>A/м</i>											
<i>B</i>	<i>Тл</i>											
μ												

VI. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ

1. За результатами досліду п.2 розділу V даної роботи підрахувати значення *B* і μ для кожного значення *H* за формулами (1.2), (1.4) - (1.7). Дані розрахунки занести в табл. 1.2. і 1.3. Побудувати залежність $B=f(H)$ і $\mu=f(H)$. Значення початкової магнітної проникності визначити за рівнянням (1.3). Для цього скласти систему двох рівнянь для двох точок, розташованих на першій ділянці кривої намагнічування (до 100 А/м):

$$\mu_1 = \mu_H \left(1 + \frac{V_H}{\mu_H} H_1\right) \quad (1.8)$$

$$\mu_2 = \mu_H \left(1 + \frac{V_H}{\mu_H} H_2\right) \quad (1.9)$$

2. За результатами досліду п.4 розділу V даної роботи провести розрахунки для намагнічування на постійному струмі аналогічно описаному вище. Побудувати залежність $B=f(H)$ і $\mu=f(H)$.

3. За даними досліду розділу V побудувати петлю гістерезису.

4. Зробити висновки по роботі.

Таблиця 1.3

<i>I</i>	<i>A</i>	-1	-2	-3	-4	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
<i>H</i>	<i>A/м</i>															
<i>B</i>	<i>Тл</i>															
μ																

VII. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

- Поясніть класифікацію речовин на діамагнітні, парамагнітні і феромагнітні.
- Наведіть умови, необхідні для того, щоб речовина володіла феромагнітними властивостями.
- Назвіть основні характеристики магнітних матеріалів.
- Нарисуйте основну криву намагнічування і охарактеризуйте її три частки.
- Нарисуйте залежність магнітної проникності від напруженості поля і поясніть її.

Лабораторна робота 2

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Ознайомитися з основними характеристиками магнітних матеріалів.
2. Зняти експериментально гістерезисні цикли і побудувати основну криву намагнічування для заданих магнітних матеріалів.
3. На основі результатів експерименту побудувати залежність $\mu = f(H)$ і визначити питомі втрати для досліджуваних матеріалів.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

За своїми магнітними властивостями, тобто за здатністю намагнічуватися при розміщенні в магнітному полі, усі речовини діляться на два класи: діамагнітні і парамагнітні. Перші зменшують магнітне поле, другі - підсилюють його. Деякі парамагнітні речовини підсилюють зовнішнє поле в десятки, сотні і навіть тисячі разів. Ці речовини виділені в окрему групу, так званих *феромагнітних матеріалів*, вивченню властивостей яких і присвячена ця робота.

Кількісною характеристикою намагнічування феромагнітного матеріалу є її намагніченість I . Намагніченість матеріалу пропорційна напруженості намагнічувального поля H

$$I = 4\pi\chi H \quad (2.1)$$

Коефіцієнт пропорційності χ у формулі (2.1) називається *коефіцієнтом намагнічування*, або *магнітним сприйняттям речовини*.

Сумарне поле в речовині характеризується магнітною індукцією B , яка зв'язана з намагніченістю речовини і напруженістю намагнічувального поля такими залежностями:

$$B = \mu_0 I + \mu_0 = \mu(4\pi\chi + 1)H = \mu\mu_0 H = \mu_m H, \quad (2.2)$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ - абсолютна магнітна проникність вакууму, Гн/м;

$\mu = 4\pi\chi + 1$ - безрозмірна величина, яка називається відносною магнітною проникністю речовини;

$\mu_m = \mu\mu_0$ - абсолютна магнітна проникність речовини, Гн/м.

Властивості феромагнітних матеріалів більш зручно характеризувати залежністю індукції B від напруженості намагнічувального поля H . Ця залежність може бути двох видів - криві намагнічування і гістерезисні петлі. Однозначна залежність B від H отримана при монотонному зростанні H , називається *кривою намагнічування* (рис.2.1). При періодичній зміні напруженості поля залежність B від H набуває форму петлі, яка називається *гістерезисною*. На рис. 2.2 зображена сім'я гістерезисних петель, знятих для різних максимальних значень H_{\max} .

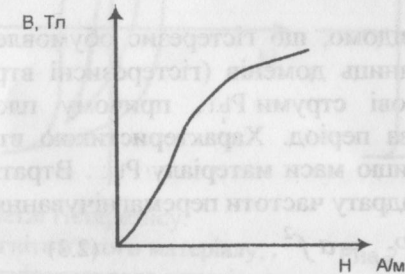


Рис.2.1. Початкова крива намагнічування феромагнітного матеріалу

Гістерезисна петля, знята для більших значень H_{\max} називається *граничною петлею гістерезису*. Індукцію B_r при $H=0$ називають *остаточною індукцією*, а напруженість поля H_c при $B=0$ - *коерцитивною силою*. Крива намагнічування, знята для поперед-

нього розмагніченого матеріалу, тобто $H=0$, $B=0$, називається початковою кривою намагнічування (див.рис.2.1).

Геометричне місце вершин гістерезисних циклів намагнічування (рис.2.2) називають *основною кривою намагнічування*. В довідниках, крива намагнічування, дається як однозначна залежність B від H .

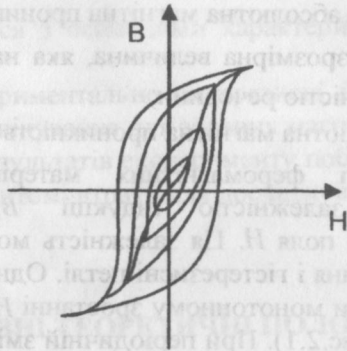


Рис.2.2. Сім'я петель гістерезису

З курсу фізики відомо, що гістерезис обумовлений появою втрат на зміщення границь доменів (гістерезисні втрати), P_r їх обертання і на вихрові струми $P_{b.t.}$, причому площа петлі пропорційна втратам за період. Характеристикою втрат служать питомі втрати на одиницю маси матеріалу $P_{b.t.}$. Втрати на вихрові струми пропорційні квадрату частоти перемагнічування:

$$P_{b.t.} = a f^2, \quad (2.3)$$

а втрати на гістерезис - першому ступеню частоти:

$$P_r = b f. \quad (2.4)$$

Тоді сумарні втрати будуть:

$$P_{\Sigma} = P_{b.t.} + P_r = a f^2 + b f. \quad (2.5)$$

Усі феромагнітні матеріали можуть бути підрозділені на дві групи - магнітом'які і магнітотверді. Перші мають круто піднімаючу основну криву намагнічування і відносно малими площами гістерезисних петель (рис.2.3, крива1). Вони знаходять застосування в пристроях, які працюють в перемінному магнітному полі. До цих матеріалів відносяться електротехнічні сталі і залізнікелеві сплави - пермалойі.

Магнітотверді матеріали мають пологую основну криву намагнічування і великою площиною петлі гістерезису (рис.2.3, крива 2,). З них виготовляють постійні магніти.

В останній час в пристроях автоматики і лічильно-обчислювальної техніки отримали розповсюдження магнітом'які матеріали, які володіють петлею гістерезису по формі, близької до прямокутної (рис.2.4). До них відносяться: пермінвар, сплави Н60П, Н65П та ін.

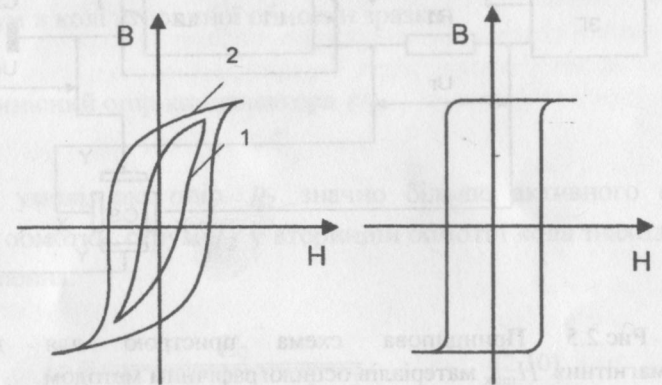


Рис.2.3. Петлі гістерезису:

- 1 - для магнітом'якого матеріалу;
- 2 - для магнітотвердого матеріалу

Рис.2.4. Прямокутна петля гістерезису

У радіотехніці, в приладах, які працюють в полях високої частоти, отримали розповсюдження ферити і магнітодіелектрики. Ферити можуть мати дуже високу магнітну проникність (від сотень до декількох тисяч) і відносно малі втрати на високих частотах. Достойністю магнітодіелектриків є те, що вони не насичуються. Додатково до усіх видів втрат, які існують в магнітних матеріалах,

в магнітодіелектриках виникають діелектричні втрати і ізоляційному зв'язку.

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Усі основні характеристики досліджуваного матеріалу можуть бути отримані з гістерезисних петель графоаналітичним способом. На постійному струмі гістерезисні петлі можуть бути отримані методом амперметра-вольтметра, на перемінному струмі осцилографічним методом, суть якого полягає в наступному.

На досліджуваний зразок розміщують дві обмотки (рис.2.5).

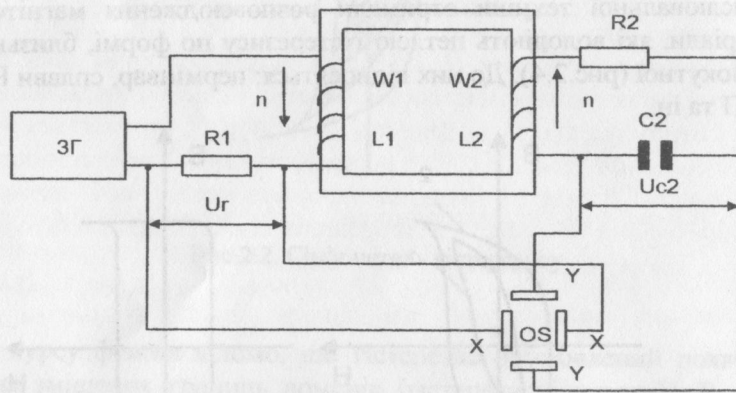


Рис 2.5 Принципова схема пристрою для дослідження феромагнітних H_{\max} матеріалів осцилографічним методом

Обмотка W_1 , яка живиться від генератора звукової частоти ЗГ, є джерелом намагнічувального поля. Напряга U_r , яка подається на горизонтальні відхиляючі пластини осцилографа OS, пропорційно струму намагнічування I_1 , який протікає по обмотці W_1 .

$$U_r = U_1 = I_1 R_1. \quad (2.6)$$

Враховуючи, що

$$H = \frac{I_1 W_1}{l}, \quad (2.7)$$

і визначивши I_H через параметри схеми, після підстановки виразу (2.7) в рівняння (2.6), отримаємо:

$$U_r = U_1 = \frac{H l R_1}{W_1 \cos \varphi} = \frac{H l \sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}{W_1}. \quad (2.8)$$

Таким чином, напруга, яка подається на горизонтальні пластини осцилографа, пропорційне напруженню намагнічуючого поля.

З курсу електротехніки відомо, що спад напруги на конденсаторі визначається такими співвідношенням:

$$U_{C2} = I_2 \frac{1}{\omega C_2}, \quad (2.9)$$

де U_{C2} - спад напруги на конденсаторі C_2 ;

I_2 - струм в колі вторинної обмотки зразка;

$\frac{1}{\omega C_2}$ - ємнісний опір конденсатора C_2 .

При умові, що опір R_2 значно більше активного опору вторинної обмотки, струм I_2 у вторинній обмотці кола знаходять із співвідношення:

$$I_2 = \frac{E_2}{\sqrt{R_2^2 + \left[\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} \right]^2}}, \quad (2.10)$$

де E - ЕРС, яка індукує у вторинній обмотці;

ωL_2 - індуктивний опір вторинної обмотки.

Відомо, що ЕРС взаємодукції зв'язана зі створюваним нею потоком Φ наступним співвідношенням:

$$E_2 = 4.44 f W_2 \Phi. \quad (2.11)$$

Враховуючи, що $\Phi = BS$, підставимо вирази (2.11) і (2.10) в рівняння (2.9) і після нескладних перетворень отримаємо:

$$U_{C2} = \frac{4.44 B W_2 S \omega}{2\pi C_2 \sqrt{R_2^2 + (\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2})^2}}. \quad (2.12)$$

Таким чином, напруга на конденсаторі C_2 пропорційна магнітній індукції в зразку.

Оскільки на вертикальні пластини осцилографа подається напруга $U_B = U_{C2} = B$, а на горизонтальні пластини $-U_r = H$, то на екрані осцилографа отримаємо зображення петлі гістерезису в деякому масштабі, який визначається параметрами схеми і коефіцієнтом підсилення підсилювача осцилографа.

Як відомо, площа петлі гістерезису пропорційна втратам за період. Виходячи з цього, визначаємо питомі втрати:

$$P_{B/f} = \frac{S_r m_x m_y}{V \rho}, \quad (2.13)$$

де V - об'єм матеріалу, м^3 ;

ρ - щільність матеріалу, $\text{кг}/\text{м}^3$;

S_r - площа зображення петлі гістерезису, мм^2 ;

m_x - масштаб по горизонтальній осі, $\text{А}/\text{м}/\text{мм}$;

m_y - масштаб по вертикальній осі, $\text{Тл}/\text{мм}$.

Площу зображення петлі гістерезису можливо знайти сумуючи клітки ділянки, обмеженою функцією $B=f(H)$, або використовуючи аналітичний вираз цієї залежності.

Для визначення масштабів необхідно відкалібрувати осцилограф, тобто подати на його вихід сигнал з відомою амплітудою U_0 . По відомих величинах відхилення проміню n_0 ,

параметрах схеми і частоті питомої напруги визначаються масштаби:

$$m_x = k_x(f) \frac{U_{0x}}{n_{0x}}; \quad (2.14)$$

$$m_y = k_y(f) \frac{U_{0y}}{n_{0y}}; \quad (2.15)$$

де

$$k_x(f) = \frac{W_1}{l(R_1^2 + \omega^2 L_1^2)}; \quad (2.16)$$

$$k_y(f) = \frac{4.44 W_2 S}{2\pi C_2 \sqrt{R_2^2 + (\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2})^2}}; \quad (2.17)$$

l - середня довжина магнітного шляху, м ;

S - поперечний переріз зразка, м^2 ;

$\omega = 2\pi f$ - кругова частота питомої напруги, с^{-1} ;

U_{0x} і U_{0y} - калібруючі напруги, В ;

n_{0x} і n_{0y} - відхилення променю по вертикальній і горизонтальній

осі відповідно, мм .

Враховуючи, що параметри схеми залежать від частоти питомої напруги, масштабні коефіцієнти визначаються для кожного значення частоти.

IV. СХЕМА УСТАНОВКИ

Блок-схема установки для дослідження феромагнітних матеріалів осцилографічним методом зображена на рис.2.6.

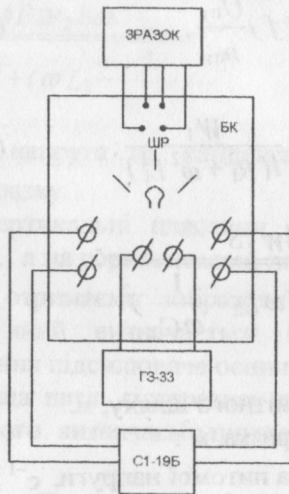


Рис.2.6. Блок-схема лабораторного пристрою для дослідження феромагнітних матеріалів осцилографічним методом

Як джерело живлення високої частоти використовується звуковий генератор ГЗ-33. Для візуального спостереження петлі гістерезису служить осцилограф С1-19Б. Диференційований ланцюжок R_2C_2 , взірцевий опір R_1 і перемикач роду робіт схеми вмонтовані в блоці БК. Досліджувані зразки підключаються до схеми через штепсельний роз'єм на блоці БК.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Підготувати схему до експерименту, для чого:

а) встановити ручку управління осцилографа в положення: «Верт. пластини» - в положення «Закор.», «Гориз. пластини» - в положення «Закор.», «Яскравість» - в крайнє ліве положення, «Фокус» - в середнє положення, «Балансир» - в середнє положення, « \gg » - в середнє положення;

б) ввімкнути живлення тумблером «Мережа»;

в) через 1-2 хв після загорання індикаторної лампочки за допомогою ручок «Яскравість» і «Фокус» встановити нормальну яскравість і фокусовку променю;

г) через 5 хв після прогрівання провести балансування підсилювачів:

при положенні ручки «Підсилення U_2 » в крайньому лівому положенні рукою встановити лінію розвертки в центрі екрана;

при положенні ручки «Підсилення U » в крайньому правому положенні рукою «Балансир» добитися відсутності переміщення променю по вертикалі при регулюванні підсилення;

балансирування підсилювача вертикального відхилення провести 2-3 рази через кожні 5 хв;

балансирування підсилювача горизонтального відхилення виконати аналогічно описаній вище;

д) увімкнути живлення ГЗ-33 і дати прогрітися 5-10 хв.

2. Дослідити дані зразки:

а) для кожного зразка зняти на кальку п'ять-шість окремих циклів намагнічування до найбільшого циклу. Для кожного заміру визначити калібровану напругу, для чого перемикач входів поставити в положення « U » (БПУ-1), перемикачем «Калібр.напруг.» встановити амплітуду напруги в межах екрана, відхилення променя визначити в міліметрах. Аналогічним способом відкалібрувати горизонтальний канал, для чого гніздо $\underline{\text{П}} \underline{\text{П}} 1000\text{гц}$ підключити до входу « U » другого БПУ-1. Результати вимірів занести в табл.2.1. Частота намагнічуючого поля для кожного зразка, а також усі необхідні дані знаходяться на таблиці зразка;

б) обстежити залежність втрат в зразку від частоти підмагніченого поля.

Встановивши частоту підмагніченого поля згідно зі значенням, наведеним в таблиці 2.1. зразка, ручками підсилення осцилографа відрегулювати зображення петлі гістерезису так, щоб воно займало $\frac{3}{4}$ шкали екрана осцилографа.

Таблиця 2.1

f	U_{0x}	n_{0x}	U_{0y}	n_{0y}	x_m	B_m	I_m	H_m	μ	P_r	P
Гц	мВ	мм	мВ	мм	мм	Тл	мм	А/м		Вт/кг	Вт/кг

Зображення петлі зняти на кальку, провести тарування підсилювачів, підрахувати масштаби і визначити значення індукції B_{1m} . Не змінюючи коефіцієнта підсилення підсилювачів осцилографа, провести аналогічні операції для кожного значення частоти, вказаного викладачем.

Щоб значення індукції підтримувати постійним, необхідно визначити масштаби на даній частоті за формулою (2.16) і ручкою «Рег.виходу» ГЗ-33 встановити відхилення променя по вертикалі, що дорівнює:

$$x_m = \frac{B_{1m}}{m_x(f)} = \frac{B_{1m} n_{0x}}{k_x(f) U_{0x}} \quad (2.19)$$

Результати розрахунків занести в табл.2.1. Для кожного виміру зняти на кальку петлю гістерезису.

VI. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ

1. За даними п.2, а розділу V даної роботи визначити значення B_m , H_m і μ для кожного окремого циклу намагнічування і вибудувати залежність $B = f(H)$ як геометричне місце вершин петель гістерезису. Побудувати залежність $\mu = f(H)$.

2. За даними п.2, б визначити питомі і повні втрати і побудувати залежність $P = f(H)$.

3. Визначити втрати на гістерезис і на вихрові струми і визначити залежність $P_r = f(f)$ і $P_{вт} = f(f)$.

4. Зробити висновки по роботі.

VII. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Наведіть показники, необхідні для характеристики магнітних властивостей феромагнітних матеріалів.

2. Назвіть види втрат в магнітних матеріалах.

3. Поясніть хід основної кривої намагнічування і виникнення гістерезису.

4 Назвіть характерні особливості магнітом'яких і магніто-твердих матеріалів.

5. Поясніть залежність властивостей магнітних матеріалів від частоти підмагніченого поля.

Лабораторна робота 3

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ Й РУХОМОСТІ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Визначити концентрацію носіїв заряду.
2. Визначити рухомість і температурну залежність концентрації носіїв заряду.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

Для визначення концентрацій і рухомості носіїв заряду беруть напівпровідник прямокутної форми і пропускають вздовж нього електричний струм (рис.3.1)

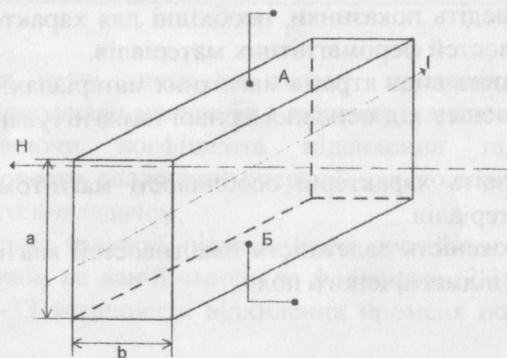


Рис.3.1. Утворення поперечної різниці при розміщенні в магнітне поле

При цьому різниця потенціалів між точками А і Б, які лежать на одній з екіпотенціальних поверхонь, дорівнює нулю. Якщо зразок помістити в магнітне поле, перпендикулярне напрямку струму, то між тими точками виникає різниця потенціалів. Це явище називається ефектом Холла, а поперечна різниця потенціалів - напругою Холла (U_x), яка пропорційна напруженості магнітного

поля H , силі струму I , який протікає через пластинку і обернено пропорційний товщині b пластини,

тобто

$$U_x = \pm R \frac{IH}{b} \quad (3.1)$$

де R - коефіцієнт пропорційності, який залежить від роду речовини, називається постійною Холла.

Розглянемо механізм появи поперечної різниці потенціалів. Як відомо, на рухомій зі швидкістю v заряд e в магнітному полі H діє сила Лоренса F . Ця сила перпендикулярна напрямку руху заряду і магнітному полю (правило лівої руки) і рівна:

$$\vec{F} = e[\vec{v} \cdot \vec{H}] \quad (3.2)$$

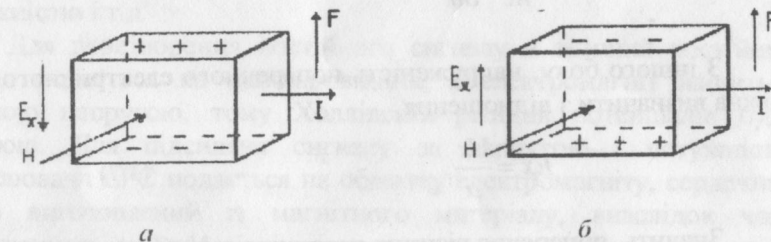


Рис. 3.2. Відхилення носіїв заряду в зразках, розміщених в магнітному полі: *a* - зразок діркової провідності; *б* - зразок електронної провідності

Під дією сили Лоренса носії заряду зміщуються так, що на гранях пластинки з'являються заряди різного знака, а всередині зразка з'являється поперечне поле E_x , напрям якого залежить від знака носіїв заряду (рис.3.2). Під дією поперечного електричного

поля E_x починається дрейфування відхилених носіїв в протилежному напрямку. Цей процес проводиться до рівноваги зустрічних потоків, яка настає при рівнянні сили Лоренса силі дії на заряд поперечного електричного поля:

$$e\mathbf{H} = E_x \mathbf{e}. \quad (3.3)$$

Перемноживши обидві частини рівняння на n (кількість електронів в 1 см), отримаємо:

$$e\nu n \mathbf{H} = E_x n \mathbf{e}. \quad (3.4)$$

Але $e\nu n$ це густина струму j , яку можна показати через струм зразка і його площу поперечного перетину:

$$j = \frac{I}{ab}. \quad (3.5)$$

Підставивши рівняння (3.5) в рівняння (3.4), отримаємо:

$$E_x = \frac{1}{ne} \cdot \frac{IH}{ab}. \quad (3.6)$$

З іншого боку, напруженість поперечного електричного поля можна визначити з відношення

$$E_x = \frac{U_x}{a}, \quad (3.7)$$

Значить, поперечна різниця потенціалів U_x буде:

$$U_x = \pm \frac{1}{ne} \cdot \frac{IH}{b}. \quad (3.8)$$

Коефіцієнт $\frac{1}{ne}$ чисельно дорівнює значенню постійної Холла для даного матеріалу. Якщо врахувати механізм теплового розсіювання носіїв заряду, то в формулу (3.8) увійде множник A ,

який змінюється від одиниці до двох залежно від структури кристалічної ґратки.

$$\text{Тоді } R = \frac{A}{ne}. \quad (3.9)$$

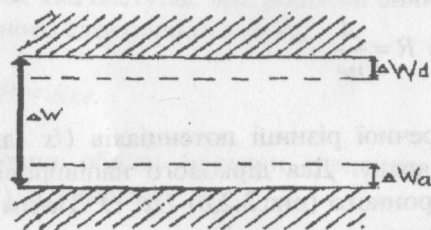
Знак поперечної різниці потенціалів U_x залежить від знака вільних носіїв заряду. Для діркового напівпровідника (рис.3.2,а) $U_x < 0$, для електронного (рис.3.2,б) $U_x > 0$. Таким чином, по знаку Холлівської різниці потенціалів можна визначити знак носіїв заряду. Крім того, визначивши сталу Холла, можна визначити концентрацію носіїв заряду, яка в напівпровіднику набагато менша, ніж в металі (в металах $n = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, в напівпровіднику - не більше 10^{18} см^{-3} , тому стала Холла відповідно і Холлівська різниця потенціалів на напівпровідниках буде на декілька порядків вище, ніж на металах. Прилади, основані на використанні ефекту Холла, називаються датчиками Холла. За допомогою датчиків Холла можна вимірювати напруженість магнітного поля, силу струму, частоту сигналу, підсилювати сигнал за напругою і потужністю і т.д.

Для перетворення постійного сигналу в змінний постійний сигнал подається на напівпровідник, а електромагніт живиться змінною напругою, тому Холлівська різниця потенціалів буде змінною. Для підсилення сигналу за напругою і потужністю підсилювача ЕРС подається на обмотку електромагніту, сердечник якого виготовлений із магнітного матеріалу, внаслідок чого напруженість матеріалу магнітного поля може бути підсилена в багато разів. Тому Холлівська різниця потенціалів теж збільшиться. Підсилений сигнал змінюють з навантажувального опору в колі Холлівської різниці потенціалів.

При цьому навантажувальний опір повинен бути узгоджений з вихідним опором датчика.

Розглянемо вплив температури на концентрацію носіїв заряду. Припустимо, що маємо напівпровідник, елементарна енергетична схема якого показана на рис.3.3.

Зона провідності



Валентна зона

Рис.3.3. Елементарна зонна структура напівпровідника

При температурі абсолютного нуля всі рівні валентної зони зайняті електронами. Зона провідності повністю вільна. Донорні рівні при абсолютному нулі повністю зайняті. Акцепторні рівні повністю вільні при абсолютному нулі. Таким чином, вільних носіїв заряду при абсолютному нулі температури нема, і зовнішнє електричне поле не викликає струму в напівпровіднику.

При температурі відмінній від нуля, коли енергія електронів kT перевищує енергію іонізації донорної (ΔW_d) або акцепторної (ΔW_a) домішки, або енергію ширини заборонної зони (ΔW_o), то з'являються електрони в зоні провідності (і дірки у валентній зоні), передає напівпровіднику електронну і дірочну провідність. Графік залежності концентрації носіїв заряду від температури показаний на рис.3.4. Участок *a* відповідає домішковій провідності, коли енергія електрона kT більше енергії іонізації домішкових центрів. Участок *b* відповідає повній іонізації домішкових центрів. Участок *c* характеризує перехід носіїв заряду із валентної зони в зону провідності і називається областю власної провідності.

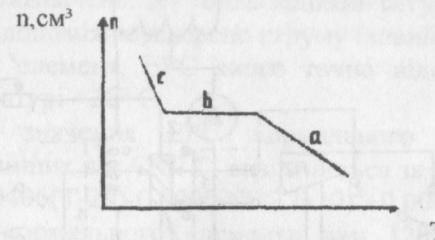


Рис.3.4 Графік залежності концентрації носіїв заряду від температури

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ РОБОТИ

У даній роботі магнітне поле H утворюється постійним магнієм (рис.3.5). Зразок германія має п'ять контактів: два струмових контакти (торцеві), два - для вимірювання Холлівської різниці потенціалів (контакти *a* і *c*) і два - для вимірювання провідності зразка (контакти *a* і *b*) при цьому один із Холлівських контактів (*a*) одночасно служить і для вимірювання провідності. Холлівська різниця потенціалів і спадання напруги на контактах провідності замірюють компенсаційним методом за допомогою потенціометра ППТВ. Напруженість магнітного поля вимірюють приладом ІМІ-1.

Піч, вмонтована в кристалоутримувача, що дозволяє жити від ЛАТР і дозволяє проводити вимірювання до 200°C . Температура примірника визначається мідь-константною термопарою, розташованою під пластинку германія. ЕРС термопари вимірюють потенціометром ПП, а потім з графічного графіка знаходять температуру зразка.

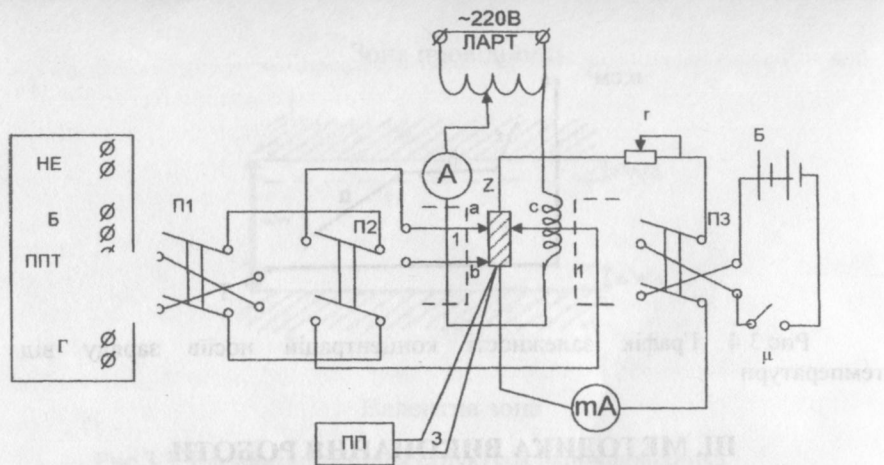


Рис.3.5 Схема вимірювань постійної Холла

Інструкція до потенціометра типу ППТВ

Високоомний потенціометр постійного струму (ППТВ) призначений для вимірювання напруги, струму і опору, а також ЕРС джерела компенсаційним методом. Робота потенціометра основана на взаємному урівноваженні (компенсації) досліджуваного сигналу з відомим спадом напруги на опорі потенціометра. Принципова схема компенсатора зображена на рис.3.6.

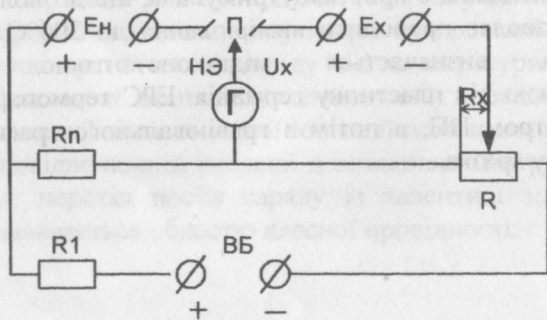


Рис.3.6. Принципова схема компенсатора постійного струму

На рисунку позначено: R - точно відомий регулюючий опір; R_1 - реостат; $ВБ$ - допоміжне джерело струму (зовнішня батарея); E_n - нормальний елемент, ЕРС якого точно відома і дорівнює 1.0863 при температурі $+20^\circ\text{C}$.

Натуральне значення ЕРС нормального елемента при температурах відмінних від $+20^\circ\text{C}$, визначається за формулою:

$$E_T = E_{20} - 0.0000406(T-20) - 0.00000095(T-20)^2 + 0.00000001(T-20)^3$$
,
де E_T - ЕРС нормального елемента при 120°C . E_{20} - при температурі 20°C .

Насичений нормальний елемент являє собою гальванічний елемент з від'ємним електродом із амальгами кадмія, додатним електродом із ртуті і сірчаноокислому оксиду ртуті, який є додатним деполаризатором. Електролітом являється насичений розчин сульфіда кадмія, який містить залишки кристалів.

Реагуючі речовини закриті в герметичний скляний посуд і пластмасовий корпус. У вимірювальну схему нормальний елемент підключається з дотриманням полярності. Не допускається пропускати через нормальний елемент струм, перевищуючий 1мкА . Робоче положення елемента вертикальне, не допускається трясіння, вібрація і вихідне від вертикального положення.

Методика вимірювання E_x за схемою (рис.3.6) полягає в наступному. Спочатку встановлюють робочий струм потенціометра, для чого перемикач Π ставлять у положення a , а опір R вимірюють до тих пір, поки показник гальванометра не стане на нульову відмітку. Це можливо при умові:

$$E_n = I R_x$$

де I - робочий струм потенціометра.

Точність визначення моменту компенсації залежить від індикатора. Після установки робочого струму перемикач Π повинен бути поставлений в положення U_x . Потім за допомогою опору, який регулюється R знову досягаємо нульового положення показника гальванометра, що буде відповідати умові

$$E_x = I R_x$$

де I - установлений робочий струм; E_x - визначається ЕРС. У високоомних потенціометрах значення робочого струму дорівнює 0,1 mA, в низькоомних — 1mA.

IV. СХЕМА УСТАНОВКИ

Між полюсами постійного магніту 1 (див.рис.3.5) розміщується зразок германія прямокутної форми 2. Від батареї Б через струмові контакти зразка подається живлення. Холлівська різниця потенціалів вимірюється на контактах $a - c$ потенціометром ППТВ. Струм через зразок вимірюється міліамперметром.

На рукоятці зразка вмонтований підігрівач, який живиться від сітки через ЛАТР. Температура вимірюється мідь-константовою температурою, ЕРС якої визначається потенціометром ПП. Струм підігріву контролюється амперметром.

Перемикач П1 змінює полярність компенсаційної напруги потенціометра ППТВ.

Перемикач П2 дає можливість підключати до ППТВ контакти $a - c$ для вимірювання Холлівської різниці потенціалів або контакти $a - b$ для вимірювання провідності.

Перемикач П3 змінює напрям струму через зразок.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитись зі схемою установки та інструкціями до приладів.
2. Встановити кристалоутримувач поза магнітом.
3. Ключем К підключити батарею живлення
4. Встановити потенціометром I струм через зразок 3 - 5 mA.
5. Для визначення провідності зразка заміряти подання напруги між контактами $a - c$ при двох напрямках струму, враховуючи при цьому, що перемикач П2 знаходиться в положенні $a - b$. Подання напруги і електроопору визначають за формулами:

$$U\rho = \frac{(\pm U_{+I}) - (\pm U_{-I})}{2}, \quad \rho = \frac{hb}{l} \cdot \frac{U\rho}{I}$$

де h - ширина зразка, см;

b - товщина зразка, см;

l - довжина; зразка, см;

$U\rho$ - падіння напруги між зонами $a - c$, b ;

I - струм через зразок, a

Провідність визначають за формулою:

$$\sigma = \frac{l}{U\rho ab}$$

6. Встановивши кристалоутримувач по центру постійного магніту так, щоб площина кристалу була паралельна площинам магніту.

7. Встановити Холлівську різницю потенціалів за допомогою потенціометра ППТВ.

Вимірювання Холлівської різниці потенціалів здійснюється у двох напрямках струму для виключення з виміру паразитичних термо- ЕРС, які виникають між контактами, і при двох напрямках магнітного поля для виключення з виміру омичного подання напруги між контактами a і c , яка з'являється при несиметричному положенні. Визначають Холлівську різницю потенціалів за формулою:

$$U_x = \frac{1}{4} [(\pm U_{+I+H}) + (\pm U_{-I-H}) - (\pm U_{+I-H}) - (\pm U_{-I+H})]$$

де $U_{\pm I \pm H}$ - значення Холлівської різниці потенціалів при різних напрямках струму і магнітного поля.

8. Розрахувати сталу Холла за формулою:

$$R = 10^8 \frac{U_x b}{IH}$$

де H - напруженість поля.

9. Визначити рухомість носіїв заряду і концентрацію:

$$U_x = |R|; \quad n = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{e|R|},$$

де $e \frac{3\pi}{8}$ - коефіцієнт атомних ґраток, враховуючий механізм розсіювання електронів, чи коефіцієнт А (формула 3.9); e — заряд електрона.

10. Виключити обігрів зразка, встановити ЛАТР в положення мінімальної напруги.

11. Повторити п.5,7,8,9 проводячи заміри через кожні 20° С.

12. Побудувати графіки залежності:

$$n=f(T), \quad u=f(T)$$

VI. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ

Звіт повинен містити:

1. Схему установки.
2. Таблиці вимірювань σ (табл. 3.1) і U_x (табл.3.2).
3. Основні розрахункові формули і хід розрахунків.
4. Графіки залежностей концентрації носіїв заряду і їх рухомості від температури.

Таблиця 3.1

№п/п	t°С				
	$\pm U_{+1В}$	$\pm U_{-1В}$	$U_{\rho В}$	$\rho, \text{ см}$	$\sigma, \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$

Таблиця 3.2

№п/п	t°С											
	$\pm U_{-1В}$	$\pm U_{+1В}$	$U_{\rho В}$	$\rho, \text{ Ом}\cdot\text{см}$	$\gamma, \text{ Ом}^{-1}\text{см}$	$\pm U_{+1ВН}$	$\pm U_{-1ВН}$	$\pm U_{+1ВН}$	$\pm U_{-1ВН}$	$\pm U_{xВ}$	$R, \text{ см}^3/\text{Кл}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$

VII. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Германій, його властивості і застосування.
2. Наведіть приклади застосування датчиків Холла.
3. Перерахуйте вимоги, які ставляться до матеріалів для виготовлення датчиків Холла.
4. Наведіть приклади матеріалів, які застосовуються для виготовлення датчиків Холла.
5. Поясніть, в чому перевага напівпровідникових матеріалів для виготовлення датчиків Холла.
6. Поясніть фізику температурної залежності концентрації носіїв заряду в напівпровіднику.
7. Поясніть фізику температурної залежності рухомості носіїв заряду в напівпровіднику.

ВИМІРЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Познайтися з методикою визначення діелектричних утрат сегнетоелектрика за допомогою катодного осцилографа.
2. Визначити параметр для $\text{tg}\delta$, який характеризує втрати енергії.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Сегнетоелектриками називаються діелектричні кристали, які мають невимушену поляризацію у визначеному проміжку температур та тиску. Іншими словами за характером властивостей сегнетоелектрики схожі з феромагнетиками, згідно з цим у літературі їх називають фероелектриками.

На теперішній час відомо більше 100 з'єднань, які мають невимушену поляризацію та кожен рік біля 10 з'єднань додаються. Винахідником теорії сегнетоелектриків є академік В.І.Курчатов. Він вивчав властивості сегнетової солі ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$), яка дала назву цій групі матеріалів.

Окрім цієї солі назвемо ще ряд представників: дигідрофосфат калію ($\text{KH}_2\text{P}_2\text{O}_7$), дигідроарсенат калію ($\text{KH}_2\text{As}_2\text{O}_7$), метатистанат барію (BaTiO_3) (властивості котрих вивчали М.В.Вулом та І.М.Гольдман) та ряд твердих розчинів на основі окисів вісмуту, стронцію, цирконію.

Тепер спробуємо з'ясувати, чому сегнетоелектрики мають невимушену поляризацію у відсутності зовнішнього електричного поля.

Кристалічна структура цих матеріалів така, що відтворюється на заставках структурного диполя, тоді починають працювати сили обмінної взаємодії, які орієнтують сусідні диполі у напрямленні, які мають мінімум внутрішньої енергії. Області з однаковим направленням дипольних моментів називаються доменами.

У полікристалічному матеріалі доменні орієнтовані таким чином, що сумарний електричний момент дорівнює нулю "0". Доменна будова існує до визначеної температури, яка називається температурою (точкою) Кюрі. Точка Кюрі сегнетоелектриків може бути як більше, так і менше нуля. Так, наприклад, BaTiO_3 має $t_K = +125^\circ \text{C}$, а сегнетова сіль - дві t_K : -18 та 23°C . При температурах, вищих за точку Кюрі теплові коливання грат руйнують доменну орієнтацію матеріалу.

У зовнішньому електричному полі вектори електричних моментів доменів орієнтуються по полю, при цьому спостерігається зростання доменів, момент яких складає найменший вузол із направленням зовнішнього поля, при цьому зростає поляризація матеріалу. При визначеному значенні зовнішнього поля орієнтація доменів досягає насичення. Якщо зменшити поле, первісне значення поляризації не повторюється через необоротні затрати енергії зовнішнього поля на перебудову доменів.

Крива залежності поляризації від напруженості зовнішнього електричного поля має гістерезисний характер (рис 4.1).

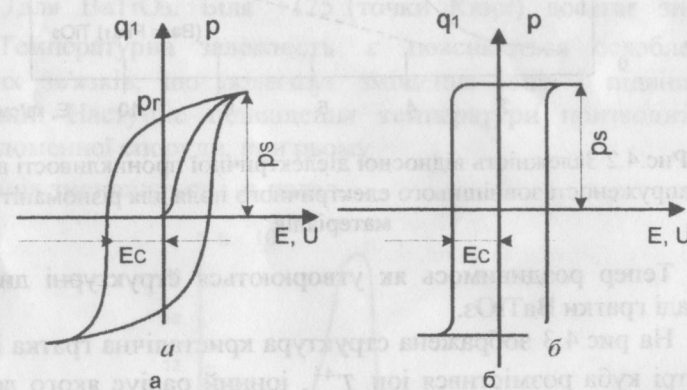


Рис. 4.1 Залежність поляризації від напруженості зовнішнього електричного поля:

a - для полікристала; *b* - монокристала

Так само з магнітними матеріалами відмітимо характерні точки петлі: P_s - поляризація насичення; P_r - залишкова поляризації

при нульовій напруженості зовнішнього поля; $E_{с}$ - сила або напруженість зовнішнього поля, яка необхідна для повної дипольної зразка. Площа петлі гистерезису пропорційна втраті енергії на поляризацію.

Діелектрична проникливість сегнетоелектриків різко змінюється від напруженості зовнішнього поля, подібно магнітній проникливості феромагнетиків. Криві залежності $\epsilon = f(E)$ зображені на рис. 4.2.

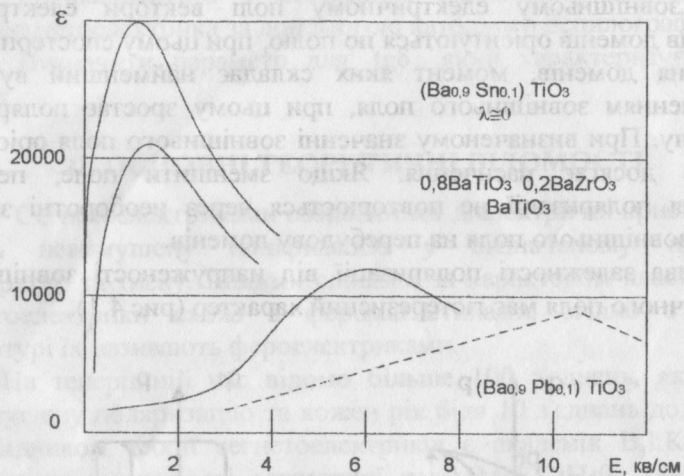


Рис.4.2 Залежність відносної діелектричної проникливості від напруженості зовнішнього електричного поля для різноманітних матеріалів

Тепер роздивимось як утворюються структурні диполі на прикладі гратки $BaTiO_3$.

На рис.4.3 зображена структура кристалічна гратка $BaTiO_3$. У центрі куба розмістився іон T^{4+} , іонний радіус якого дорівнює $0,64 \text{ \AA}$. В центрах межі куба - іони кисню O^{2-} , іонний радіус 1 \AA . У верхівках куба - іони Ba^{2+} - радіус $1,43 \text{ \AA}$. Ця відмінність у розмірах іонів призводить до важливих фізичних наслідків: у великому пустому просторі, який утворений шістьма іонами кисню, розташовано малий іон титана, який у процесі теплових коливань, завдяки своїм малим розмірам, може легко зміщатися від

одного іона кисню до другого. Як тільки іон титана зміститься, виникають ангармонійні коливання під дією пружних сил зв'язку. Зміщення іона, у свою чергу, призведе до виникнення електричного дипольного моменту. Дипольні моменти сусідніх ґраток утворюють доменну структуру під дією сил обмінної взаємодії.

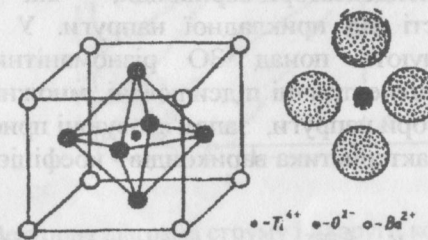


Рис.4.3. Структура кристалічної ґратки метатитанату барію $BaTiO_3$

Характерною особливістю сегнетоелектриків є велика величина проникності ϵ в слабких полях, яка досягає максимуму неподалеку від точки Кюрі. На рис. 4.3. зображена залежність $\epsilon = f(T)$ для $BaTiO_3$. Біля $+125^\circ$ (точки Кюрі) досягає значень 20000. Температурна залежність ϵ пояснюється ослабленням міжіонних зв'язків, що полегшує зміщення іонів і підвищення поляризації. Наступне підвищення температури призводить до розладу доменної споруди, при цьому поляризація зменшується і ϵ падає.

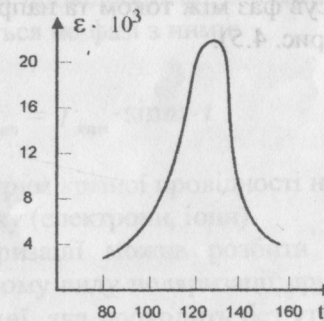


Рис.4.4. Залежність відносної діелектричної проникливості від температури

Сегнетоелектрики на основі ВаТіОз і ТіО₂ використовуються у виробництві малогабаритних конденсаторів із високою ємністю п'єзоелектричних перетворювачів, оптично-прозорі сегнетоелектрики застосовуються у квантовій електроніці для керування лазерним променем. Крім того, із сегнетокераміки виготовляють конденсатори-вариконди, які відрізняються залежністю ємності від прикладної напруги. У теперішній час вариконди виконують понад 30 різноманітних функцій у радіоелектроніці: діелектричні підсилювачі, множники та дільники частоти, стабілізатори напруги, запам'ятовуючі пристрої і т.д.

Основна характеристика варикондів - коефіцієнт нелінійності

$$K = \frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\text{поч}}} \quad (4.1)$$

Наведемо приклади марок матеріалів, які використовуються для виготовлення варикондів: ВК-1 ВК-2...ВК-6. Зростаюча цифра в цій марці говорить про велике значення коефіцієнта нелінійності. Так матеріал ВК-6 має прямокутну петлю гистерезиса.

У лабораторній роботі треба визначити один з основних параметрів діелектричних матеріалів, а саме, тангенс кута діелектричних утрат $\text{tg}\delta$. Тому пояснимо, що таке $\text{tg}\delta$ і на що затрачається енергія зовнішнього поля в діелектрику.

Кутом діелектричних втрат $\text{tg}\delta$ називається кут, який доповнює до 90° кут зсув фаз між током та напругою у паралельно-ємнісному ланцюжку (рис. 4.5).

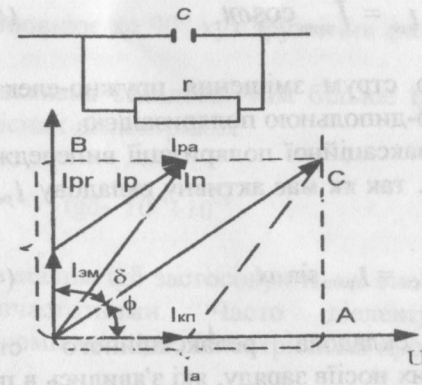


Рис. 4.5. Векторна діаграма струму і напруги конденсатора в паралельному ємнісному ланцюзі

Для розуміння зв'язку потужності втрат $\text{tg}\delta$ роздивимося векторну діаграму струмів конденсатора на змінній напрузі. Так загальний струм через діелектрик I складається із суми двох струмів: струму крізної провідності $I_{\text{кр}}$ та струму поляризації I_n (абсорбції):

$$I = I_{\text{кр}} + I_n \quad (4.2)$$

Струм крізної провідності не залежить від частоти прилеглої напруги та змінюється по фазі з ними:

$$I_{\text{кр}} = I_{\text{кр}} \cdot \sin \omega \cdot t \quad (4.3)$$

Зумовлено струм крізної провідності наявністю вільних носіїв заряду у діелектрику (електрони, іони).

Струм поляризації можна розбити на суму струмів, які відповідають кожному виду поляризації: пружної та релаксаційної. Пружній поляризації, яка проходить без утрат енергії зовнішнього поля, відповідає струм пружної поляризації, або струм зміщення $I_{\text{зм}}$, він випереджує напругу з кутом $\pi/2$:

$$I_{zm} = I_{zmp} \cos \omega t. \quad (4.4)$$

Зумовлено струм зміщення пружно-електронною, пружно-іонною і пружно-дипольною поляризацією.

Струм релаксаційної поляризації випереджає напругу на кут менший ніж $\pi/2$, так як має активну складову I_{pa} , збіжну по фазі з напругою

$$I_{pa} = I_{pam} \sin \omega t. \quad (4.5)$$

Активна складова релаксаційного струму зумовлена наявністю вільних носіїв заряду, які з'являються в процесі поляризації за рахунок дисоціації молекул.

Реактивна складова релаксаційного струму I_{rg} , зумовлена безінерційною часткою релаксаційної поляризації, яка має місце на початковий момент релаксаційної поляризації:

$$I_{rg} = I_{rgm} \sin \omega t. \quad (4.6)$$

тобто, реактивна складова випереджає напругу на $\pi/2$.

В результаті із-за наявності активної складової релаксаційного струму і кризної провідності загальний струм I випереджає напругу ні на кут $\pi/2$, а на менший (кут φ).

Згідно з теорією змінних струмів утрат потужності

$$P = UI \cos \varphi. \quad (4.7)$$

З діаграми виходить, що

$$I \cos \varphi = I_a \quad (4.8)$$

є активною складовою загального струму. З іншого боку,

$$I_a = I \operatorname{tg} \delta. \quad (4.9)$$

Підставивши вираз (4.9) у рівняння (4.8), а потім у рівняння (4.7), одержуємо:

$$P = U I \operatorname{tg} \delta. \quad (4.10)$$

де δ і є кут який доповнює до 90° кут зрушення фаз між струмом і напругою.

Чим більше активна складова, тим більше $\operatorname{tg} \delta$, тим більше втрати енергії. В якісних діелектриках

$$\operatorname{tg} \delta \sim 10^{-4} \div 10^{-3} \quad (4.11)$$

Діелектрики з малим $\operatorname{tg} \delta$ застосовують на високих частотах і називають високочастотними. Часто діелектричні утрати характеризуються комплексною діелектричною проникністю

$$\epsilon_a = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_0 (\epsilon - j\epsilon''), \quad (4.12)$$

де ϵ_0 - діелектрична проникливість вакууму; ϵ - відносна проникливість; коефіцієнт діелектричних втрат, який знаходиться за формулою:

$$\epsilon'' = \epsilon \operatorname{tg} \delta. \quad (4.13)$$

За фізичною природою діелектричні втрати можливо підрозділити на 4 основних види:

- 1) наскразної провідності;
- 2) утрати, зумовлені релаксаційною поляризацією;
- 3) іонізаційні втрати;
- 4) резонансні втрати.

Пояснимо кожен вид утрат.

1. Діелектричні втрати кризної провідності не залежать від частоти і мають місце у всіх діелектриках. З підвищенням температури концентрація вільних носіїв зростає за експонентою, отже, зростають втрати кризної провідності і $\operatorname{tg} \delta$, що відображено на рис. 4.6 пунктирною кривою. При високих температурах ці втрати переважають над усіма іншими видами.

2. Поляризаційні втрати спостерігаються у полярних рідких і твердих діелектриках і в іонних матеріалах нещільної структури. Вони зумовлені поворотом диполів чи полярних груп, переміщенням іонів і електронів на великі відстані. Енергія втрат

цього різко змінюється з температурою й частотою, яка досягає максимуму при температурах і частотах, яким відповідає найбільший $\text{tg}\delta$.

Температурна залежність відображена на рис. 4.6 пунктирною кривою, що проходить через максимум. Хід цієї кривої можна пояснити так: при зростанні температури ослаблюються зв'язки між молекулами й атомами, зростає поляризація, отже, зростають і втрати, але потім теплові коливання руйнують орієнтацію зарядів по полю, поляризація падає, зменшуються і втрати. Суцільна лінія, що на рис. 4.6 показана сумарна крива змінювання $\text{tg}\delta$ при наявності двох розглянутих видів поляризації.

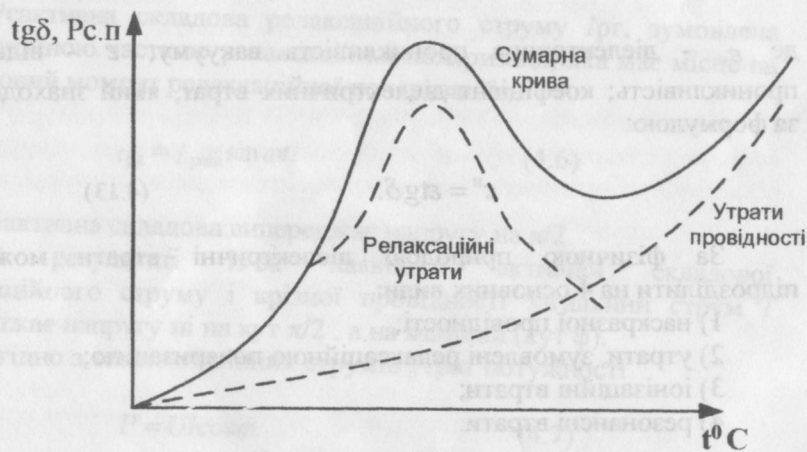


Рис. 4.6. Залежність тангенса кута діелектричних втрат від температури

Частотна залежність тангенса кута $\text{tg}\delta$ для поляризаційних втрат має аналогічний вигляд: з підвищенням частоти поляризації спочатку встигає рухатись за зміною поля, втрати злегка зростають, а потім заряди не встигають рухатись за частотою змінювання поля і втрати падають.

3. Іонізаційні втрати, зумовлені іонізацією молекул у полі. Вони мають місце в основному при пробію газів.

4. Резонансні втрати спостерігаються у надвисоких частотах, коли частота зовнішнього поля збігається з одною частотою оберально-коливального спектра молекул.

III. ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Втрати енергії у сегнетоелектрику визначають за допомогою катодного осцилографа, на екрані якого отримують зображення петлі гістерезису в координатах $q=f(U)$, пропорційно петлі в координатах $P=f(E)$.

Щоб одержати дану залежність, на вертикальні пластини осцилографа треба подавати напругу пропорційну заряду на обкладках ємності C_x , яку досліджуємо діелектриком, в якого є сегнетоелектрик (рис. 4.7), а на горизонтальні - напругу, пропорційну спаду напруги на C_x .

Схема подана на рис. 4.7.

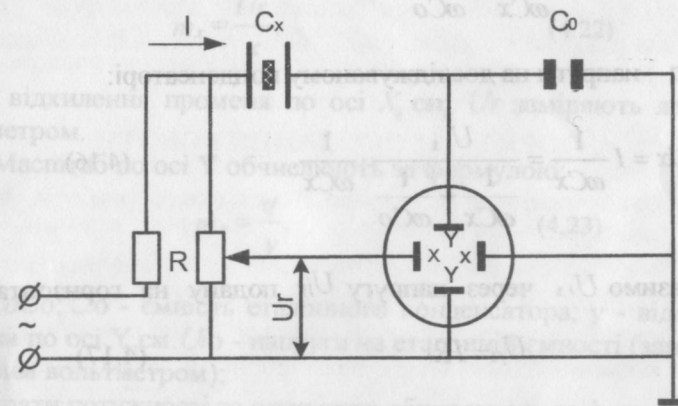


Рис. 4.7. Електрична схема установки:

C_x - досліджуваний конденсатор; C_o - еталонний конденсатор; U_r - напруга, яка подається на горизонтальні пластини; R - дільник напруги

Послідовно з досліджуваною ємністю C_x включають еталонну, відому ємність C_o . Через обидві ємності протікає

однаковий струм I , отже, заряд на обкладках конденсаторів буде однаковим:

$$q = C_0 U_0 = C_x U_x. \quad (4.14)$$

Із виразу (4.14) випливає $U_0 = \frac{q}{C_0}$, тобто напруга на еталонному C_0 конденсаторі, подана на вертикальні пластини, пропорційно заряду досліджуваної ємності C_x .

Зараз покажемо, що напруга U_r , пропорційна U_x подається на горизонтальні пластини осцилографа.

Позначимо через U_1 напругу, яка подається на конденсатори, тобто напруга, яка знімається з опору R . Тоді струм I у ланці можна записати формулою:

$$I = \frac{U_1}{\frac{1}{\omega C_x} + \frac{1}{\omega C_0}}. \quad (4.15)$$

Спад напруги на досліджуваному конденсаторі:

$$U_x = I \frac{1}{\omega C_x} = \frac{U_1}{\frac{1}{\omega C_x} + \frac{1}{\omega C_0}} \cdot \frac{1}{\omega C_x}. \quad (4.16)$$

Виразимо U_1 через напругу U_r подану на горизонтальні пластини:

$$U_1 = I R. \quad (4.17)$$

$$I = \frac{U_r}{R}. \quad (4.18)$$

де R' - частина опору R , із якого знімаємо спад напруги U_r .

Підставимо вираз (4.18) у формулу (4.16), одержуємо:

$$U_x = \frac{U_r \cdot R}{R'}. \quad (4.19)$$

Зараз підставимо вираз (4.19) у формулу (4.16) і одержимо:

$$U_x = I \frac{1}{\omega C_x} = \frac{U_r}{\frac{1}{\omega C_x} + \frac{1}{\omega C_0}} \cdot \frac{1}{\omega C_x} \cong \frac{U_r R}{R'}, \quad (4.20)$$

при $C_x \ll C_0$
$$U_r \cong \frac{R' U_x}{R}, \quad (4.21)$$

тобто U_r пропорційно U_x

Отже, на горизонтальні пластини подається напруга, пропорційна U_x а на вертикальні - заряду q

У результаті на екрані осцилографа одержимо зображення петлі гістерезису, площа якої з обліком масштабу по осі буде пропорційна втратам енергії зовнішнього поля.

Масштаб по осі X знаходять за формулою:

$$m_x = \frac{U_r}{x}, \quad (4.22)$$

де x - відхилення променя по осі X , см; U_r заміряють ламповим вольтметром.

Масштаб по осі Y обчислюють за формулою:

$$m_y = \frac{q}{y}, \quad (4.23)$$

де $q = C_0 U_0$; C_0 - ємність еталонного конденсатора; y - відхилення променя по осі Y , см. U_0 - напруга на еталонній ємності (заміряють ламповим вольтметром);

Утрати потужності за один цикл обчислюють за формулою:

$$P = S \cdot m_x m_y f, \quad (4.24)$$

де S - площа петлі гістерезису, см²; f - частота живного струму, Гц.

З іншого боку, підставимо у формулу (4.10) значення струму

$$I_r = \frac{U}{\frac{1}{\omega C}}, \quad (4.25)$$

одержимо:

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta = U r q \omega \operatorname{tg} \delta = 2 U r q \pi f \operatorname{tg} \delta. \quad (4.26)$$

Порівняємо вираз (4.25) із виразом (4.24), знайдемо $\operatorname{tg} \delta$:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{S m_x m_y}{2 \pi U r q}. \quad (4.27)$$

IV. СХЕМА УСТАНОВКИ

Схема установки подана на рис 4.7. C_x – досліджувана ємність, C_0 – еталонна ємність; R – здвоєний потенціометр. Напруги U_r і U_0 заміряють ламповим вольтметром, Y-Y – вертикальні пластини осцилографа, X-X – горизонтальні пластини осцилографа.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомившись із теорією й методикою роботи, зібрати схему за рис. 4.7.
2. Після перевірки увімкнути схему та встановити значення еталонної ємності C_0 і U_r , які задані викладачем.
3. Зняти отриману петлю гістерезису на кальку, обчислити її площу та масштаб на осях.
4. Обчислити $\operatorname{tg} \delta$.

VI. ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ

Звіт повинен містити:

1. Схему установки.
2. Заміряні величини U_x , U_0 , задані C_0 і U_r .
3. Розрахункові формули і зчислені значення $\operatorname{tg} \delta$.

VII. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Що таке сегнетоелектрик?
2. Поясніть утворення структурних диполей в сегнетоелектриках.
3. Назвіть види втрат енергії в діелектриках.
4. Поясніть температурну залежність втрат енергії.

Лабораторна робота 5

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ПИТОМОГО ЕЛЕКТРООПОРУ ПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Ознайомитися з теоретичними уявленнями про природу електропровідності провідникових матеріалів.
2. Визначити електроопір і температурний коефіцієнт питомого електроопору даних зразків.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

Класична електронна теорія металів описує твердий провідник у вигляді системи, яка складається з вузлів кристалічних іонних ґраток, усередині якої знаходиться електронний газ, утворений з електронів зовнішніх оболонок атомів. Під дією зовнішнього електричного поля електронний газ набуває направлене переміщення. При зіткненні електронів з вузлами кристалічних ґраток енергія, накопичена під час прискорення електронів в електричному полі, передається металічній основі провідника, внаслідок чого він нагрівається. Математичне розглядання цього процесу призвело до закону Джоуля-Ленца.

Проте класична електронна теорія металів не дає відповіді на ряд суперечностей між дослідними і теоретичними даними. Наприклад, 1) розходження значень питомого електроопору при зміні температури; 2) розходження значень теплоємності.

Ці суперечності долаються квантовою хвильовою механікою, згідно з якою електрон розглядається не як частинка, а як хвиля.

При направленому русі в електричному полі електронна хвиля розсіює свою енергію на теплових коливаннях кристалічної ґратки, дефектах структури, іонах домішки.

У результаті цих трьох факторів кожний провідниковий матеріал має свій електроопір, який приблизно можна подати як суму двох частин:

$$R = R_1(T) + R_2, \quad (5.1)$$

де $R_1(T)$ - опір, обумовлений розсіянням на теплових коливаннях ґратки. Цей доданок намагається до нуля при приближенні до абсолютного нуля температури; R_2 обумовлений розсіянням на іонах домішки і дефектах структури, від T воно не залежить і дає величину остаточного опору при приближенні до абсолютного нуля температури.

Фізичною константою, яка характеризує електричні властивості металу, є питомий електроопір ρ , який обчислюється за формулою:

$$\rho = R \frac{S}{l}, \quad (5.2)$$

де R - опір провідника, Ом;

S - поперечний розріз, постійний по усій довжині провідника, м²;

l - довжина провідника, м.

Діапазон питомих електроопорів металічних провідників достатньо вузький: від 0,016 мкОм·м для срібла і приблизно 100 мкОм·м для залізохромалюмінієвих сплавів.

У вузьких діапазонах температури величину питомого електроопору підраховують за формулою:

$$\rho_1 = \rho_0 (1 + \alpha_p \Delta t), \quad (5.3)$$

де ρ_0 - питомий електроопір при початковій температурі;

α_p - температурний коефіцієнт питомого електроопору;

Δt - різниця між кінцевою та початковою температурою.

Кажучи про температурну залежність опору, необхідно коротко зупинитися на явищі надпровідності.

У 1911 році голландський фізик Камерлінг-Оннес відкрив явище надпровідності. Він виявив, що електроопір ртуті при температурі біля 4К стрибкоподібно знижується до нуля, тобто ртуть набуває нескінченну електропровідність. Надпровідність була виявлена у багатьох чистих металів: Hg, Zn, Al, Pb, Fe, In, Cd, Sn, Mb, Os, V та інші, а також у великій кількості з'єднань і сплавів.

Зникнення електроопору відбувається при деякій температурі T (різній для різних металів), яка називається критичною температурою. Відомі критичні температури знаходяться в інтервалі від нуля до (приблизно) 20К. Однією з найбільш високих критичних температур (18К) володіє з'єднання Nb₃Sn.

Чудовий є той факт, що при переході в надпровідниковий стан обертається в нуль як залежна від температури частина електроопору, так і залишковий електроопір. Це указує на те, що при переході в надпровідниковий стан електрони перестають взаємодіяти з ґратками металу. Електричний потік, який виникає в надпровідниковому кільці, не зустрічає опір, продовжує циркулювати в ньому без помітного притухання дуже довгий час. Під час досліду спостерігається випадок, коли сила такого потоку практично не зменшується протягом року. Надпровідниковий стан може бути зруйновано зовнішнім або внутрішнім магнітним полем. Величина напруги магнітного поля, вище якої зникає надпровідність, називається критичною. Інша чудова фундаментальна властивість надпровідників полягає в тому, що в не дуже сильному магнітному полі в масивний надпровідник магнітні силові лінії не заходять (за винятком дуже тонкого поверхневого шару товщиною звичайного порядку 10^{-7} - 10^{-8} м, яка називається глибина проникнення). Це явище одержало назву ефекту Мейснера, установлене ним в 1933 році. Отже, матеріал в надпровідниковому стані є ідеальним діаманетиком.

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ РОБОТИ

За допомогою вимірюючого мосту марки МО-62 вимірюють електроопір зразків при кімнатній і підвищеній температурі. Потім розраховують питомий електроопір і температурний коефіцієнт за

формулами:

$$\theta_{0,t} = R \frac{S}{l}; \quad \alpha_p = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \quad (5.4)$$

IV. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитися з інструкцією по роботі з мостом МО-62, принципова схема якого зображена на рис. 5.1.

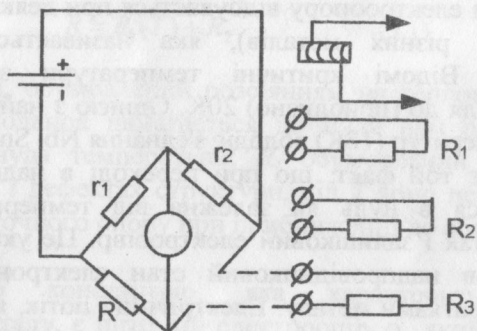


Рис. 5.1. Блок-схема для вимірювання електроопору провідникових матеріалів: R1, R2, R3 - вимірювальні опори; R, r1, r2 - плечі мосту

2. Виміряти опір виданих зразків при кімнатній і підвищеній температурі, вказаної викладачем.

3. Розрахувати ρ_0 , ρ , α_p за формулами (5.4).

V. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Якими причинами викликано електроопір металів?
2. З яких доданків може бути поданий електроопір дійсного металу?
3. Що таке залишковий електроопір?
4. Поясніть, як ви розумієте явище надпровідності?

Лабораторна робота 6

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Дослідити температурну залежність електроопору напівпровідникових матеріалів, побудувати графік залежності $\rho = f(t^\circ)$.

2. Розрахувати температурний коефіцієнт електроопору напівпровідника і енергію активації на підставі отриманих даних.

3. Дослідити залежність струму від прикладеної напруги для напівпровідника, побудувати вольт-амперну характеристику досліджуваного матеріалу.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

До напівпровідників відноситься група речовин, електропровідність яких обумовлена переміщенням електронів, збуджених різними енергетичними впливами (теплота, світло, електричне поле й ін.). За значенням питомого електроопору ($10^{-8} - 10^9$ Ом·м) напівпровідники займають проміжне положення між діелектриками і провідниками.

Залежність електроопору напівпровідникових матеріалів від зовнішніх факторів обумовлена особливостями будови цих речовин. При утворенні кристала, виходячи з положень квантової механіки, завдяки зближенню N однакових атомів на відстані, близькій до відстані між атомами в кристалічних ґратах, починає виявлятися взаємодія атомів між собою. У цьому випадку принцип Паулі поширюється на всю сукупність атомів, як на єдину систему, і в результаті такої взаємодії еквівалентні рівні електронів ізольованих атомів утворюють енергетичні зони, що складаються з N

рівнів. При цьому енергетичні зони, подібно енергетичним рівням електрона в ізольованому атомі, в загальному випадку розділені інтервалами заборонених енергій ΔW_i , що називають забороненими зонами.

Для напівпровідникових матеріалів ширина забороненої зони досягає 3 еВ. Заборонена зона розділяє саму верхню з заповнених зон - валентну і саму нижню з вільних дозволених - зону провідності.

Вплив деяких зовнішніх факторів на електропровідність напівпровідників

Для власних напівпровідників електропровідність може здійснюватися за рахунок переходу електронів з валентної зони в зону провідності. Однак для здійснення такого переходу електрону необхідно придбати додаткову енергію, рівну чи більшу ΔW_i . Ця енергія може бути повідомлена електрону унаслідок впливу на напівпровідник світла, електричного і магнітного полів, теплоти.

Якщо розглянути атомну модель напівпровідника, наприклад, кристал кремнію, то перехід з валентної зони відбувається за рахунок розриву ковалентного зв'язку. Активовані електрони вільно переміщуються між атомами і беруть участь в електропровідності доти, поки їхня енергія не понизиться на величину ΔW_i . Електропровідність, що здійснюється за рахунок збуджених електронів, називається електронною провідністю і позначається як провідність *n*-типу.

При відході електрона з валентної зони (з валентного зв'язку) утвориться вакансія - дірка, яку прагнуть заповнити електрони, що залишилися у валентній зоні. Електропровідність, обумовлена дифузисю дірок - переміщенням електронів у валентній зоні від атома до атома, що супроводжується відновленням і порушенням валентних зв'язків, називається дірочною провідністю і позначається як провідність *p*-типу, тому що переміщення дірок еквівалентно переміщенню позитивного заряду в напрямку, зворотному напрямку переміщення валентних електронів.

Таким чином, у власному напівпровіднику під час кожного акту порушення виникають два типи носіїв заряду *n*- і *p*-типів. Його електропровідність :

$$\sigma = qn(\mu_n + \mu_p), \quad (6.1)$$

де *q* - заряд електрона; *n* - концентрація збуджених електронів (дірок); μ_n - рухливість електронів; μ_p - рухливість дірок. Для більшості напівпровідників власна провідність стає істотною при високій температурі (500° С), що робить економічно вигідним їхнє використання при створенні більшості напівпровідникових приладів.

Тому широке поширення на практиці одержали напівпровідникові матеріали, істотна частка провідності яких обумовлена домішками.

Енергетичні рівні (активних) домішкових атомів можуть розташовуватися або поблизу дна зони провідності, або поблизу стелі валентної зони основного (власного) напівпровідника.

У першому випадку, валентні електрони домішки можуть активуватися в зону провідності значно меншою енергією ΔW_i , чим валентні електрони основної речовини. Провідність у цьому випадку буде *n*-типу.

Прикладом домішки, що обумовлює електронний тип провідності, є атоми, що мають більшу кількість валентних електронів, ніж атоми основного напівпровідника. Так, чотири електрони атома миш'яку, введеного в кремній, йдуть на утворення ковалентного зв'язку з атомами основної речовини, а п'ятий електрон в організації зв'язку участі не приймає. Енергетичний рівень останнього розміщується поблизу зони провідності і бере участь у електропереносі.

Якщо атом алюмінію внести як домішку в кремній, що має три валентних електрони, то вони будуть брати участь в організації зв'язків із сусідніми атомами. При цьому один з чотирьох зв'язків з найближчими атомами основної речовини виявиться незавершеною. У результаті теплових коливань ґратки вона може бути заповнена електронами сусіднього зв'язку, що у свою чергу

виявиться незавершеною і так далі. Така домішка буде називатися акцепторною, а напівпровідник - *p*-типу, тобто з дірочним типом провідності. Енергетичний рівень домішкового атома розташується поблизу валентної зони. У міру підвищення температури ці локальні рівні будуть заповнюватися електронами з валентної зони з утворенням відповідні кількості дірок.

Слід зазначити, що під домішками розуміють включення в основний напівпровідник сторонніх атомів, а також надлишків атомів одного з елементів, що утворюють хімічні сполуки, що є напівпровідниками (оксиди, сульфід, карбіди), усілякі дефекти кристалічних ґраток (дислокації, пори та ін.).

Таким чином, для появи помітної провідності напівпровідників вимагаються менші енергетичні впливи. Вона виявляється при температурах більш низьких, ніж власна провідність напівпровідника.

Сумарна питома провідність напівпровідникового матеріалу може бути виражена в такий спосіб:

$$\sigma = A_1 q \mu_1 e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} + A_2 q \mu_2 e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}}, \quad (6.2)$$

де A_1 і A_2 - константи; q - заряд електрона; μ_1 і μ_2 - рухливості носіїв заряду (рухливість заряду чисельно дорівнює його швидкості при напруженості поля, що дорівнює одиниці); ΔE_1 і ΔE_2 - енергія іонізації (активізації) атомів відповідно до основної речовини (енергія, яку необхідно надавати електрону атома для подолання ним забороненої зони) і атомів домішки; k - постійна Больцмана, T - абсолютна температура.

Перший член правої частини рівняння (6.2) характеризує власну провідність, другий - домішкову. Рухливість носіїв заряду є функцією температури.

Графік типової залежності питомої провідності від температури зображений на рис. 6.1.

Ділянка СД - область домішкової провідності, коли

$$\Delta E_1 \approx kT \ll \Delta E_2.$$

У цьому випадку першим членом рівняння (6.2) можна знехтувати. Тоді питома провідність

$$\sigma = A_2 q \mu_2 e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} \quad (6.3)$$

чи

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} \quad (6.4)$$

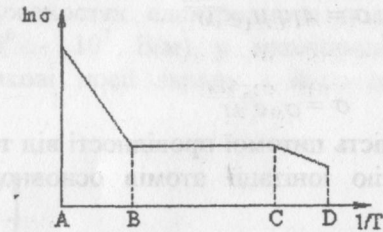


Рис. 6.1. Графік залежності провідності напівпровідника від температури

Графік залежності $\ln \sigma = \varphi(1/T)$ зображений на рис.6.2.

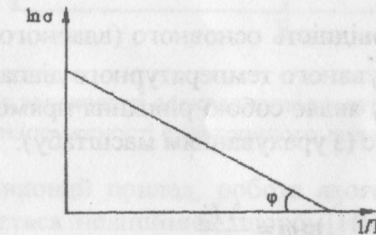


Рис. 6.2. Графік залежності питомої провідності основного напівпровідника від температури

Ділянка ВС являє собою область насичення, коли

$$\Delta E_2 < kT \ll \Delta E_1. \quad (6.5)$$

У цьому випадку всі атоми домішок іонізовані, але теплова енергія ще недостатня для іонізації атомів основної речовини. Отже, концентрація електронів провідності не залежить від температури:

$$kT \approx \Delta E_1. \quad (6.6)$$

Ділянка АВ являє собою область власної провідності. Хід провідності в цьому випадку визначається рівнянням:

$$\sigma = A_1 q \mu_1 e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} \quad (6.7)$$

чи

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}}. \quad (6.8)$$

Через залежність питомої провідності від температури можна розрахувати енергію іонізації атомів основної речовини ΔE_1 і домішок ΔE_2 .

Прологарифмувавши рівняння (6.8), одержимо:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E_1}{kT}. \quad (6.9)$$

де σ_0 - питома провідність основного (власного) напівпровідника на початку досліджуваного температурного діапазону.

Рівняння (6.9) являє собою рівняння прямої з тангенсом кута нахилу до осі абсцис (з урахуванням масштабу):

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta E_1}{kT}. \quad (6.10)$$

Аналогічно обчислюється енергія іонізації атомів домішок. У більшості випадків для спостереження повної картини залежності питомої провідності напівпровідника від температури необхідне проведення вимірів у дуже широкому інтервалі температур.

Таким чином, електроопір напівпровідників при нагріванні зменшується. Цю залежність використовують для виготовлення напівпровідникових приладів - термісторів, що застосовуються для вимірювання і регулювання температури. Виготовляються термістори звичайно із сумішей (окислів чи сульфідів карбідів металів).

Графік залежності питомої електропровідності напівпровідників від напруженості електричного поля зображений на рис.6.3.

Так, при напруженості $E < E_{кр}$ електропровідність не залежить від напруженості поля (область "слабких" електричних полів). При напруженостях електричного поля $E > E_{кр}$ ("сильні" поля, порядку $10^6 - 10^7$ В/м) у напівпровіднику починають з'являтися надлишкові носії заряду і його питома провідність зростає.

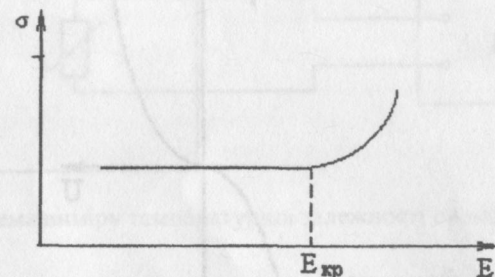


Рис.6.3. Графік залежності електропровідності напівпровідника від напруженості електричного поля

Напівпровідниковий прилад, робота якого заснована на цій залежності, називається нелінійним опором (ННО), чи варистором. Вигляд їхньої вольт-амперної характеристики зображений на рис.6.4.

Варистори можна характеризувати величиною опору чи провідності при заданому значенні прикладеної напруги і диференціальним опором чи провідністю при тій самій напрузі, а також коефіцієнтом нелінійності.

Коефіцієнтом нелінійності резистора називають відношення:

$$\beta = \frac{U dl}{I dU}. \quad (6.11)$$

Варистори виготовляються на напругу 3...200 В, робочі струми 0,1...1000 мА, з коефіцієнтом нелінійності 2...7 і потужністю розсіювання 0,1...200 Вт. Їх використання різноманітно: для стабілізації напруги, регулювання кількості обертів чи реверса двигунів, керування ланцюгом змінного струму за рахунок постійної напруги, розшифровки імпульсів по амплітудах, регулювання чутливості в телефонних апаратах і т.п. Широко застосовуються варистори в ЕОМ.

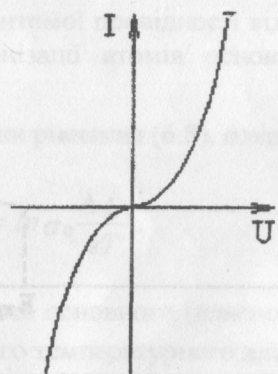


Рис. 6.4. Вольт-амперна характеристика варистора

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Дослідження температурної залежності електроопору напівпровідникових матеріалів.

Схема для зняття температурної залежності електроопору напівпровідникових матеріалів зображена на рис.6.5. Термістор поміщений у термошкаф. Вимір електроопору робиться за допомогою комбінованого цифрового приладу Щ 4310.

Перед виміром електроопору необхідно прилад підготувати до роботи.

1. Увімкнути шнур мережного живлення в мережу. Після цього натиснути кнопку "Мережа". Увімкнення супроводжується появою індикації. Прогріти прилад протягом однієї години.

2. Після прогріву необхідно відкалібрувати прилад, для чого варто натиснути кнопку "Швидко" і натиснути кнопку "Калібрування". На табло повинна з'явитися цифра 1505. Якщо на табло з'явиться цифра відмінна від 1505, то необхідно установити її за допомогою регулятора передньої панелі. Після цього кнопки "Швидко" і "Калібрування" віджати.

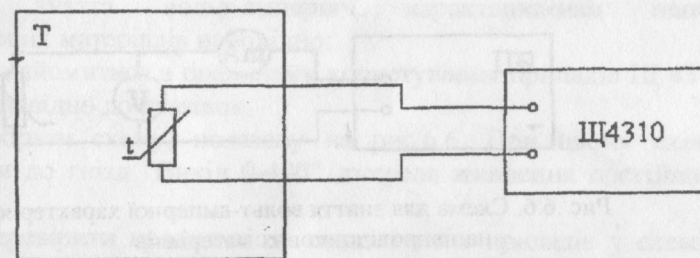


Рис. 6.5. Схема виміру температурної залежності електроопору

3. Для проведення вимірів електроопору необхідно натиснути кнопку "R_n" виду запуску "Повільно", а також кнопку межі А.

4. Підключити сполучні шнури до вимірюваного термінатора. Звіт показань значень електроопору зробити за індикаторним пристроєм приладу.

Для проведення дослідження температурної залежності електроопору напівпровідникових матеріалів необхідно:

- а) зібрати схему, показану на рис.6.5;
- б) ознайомитися з правилами користування приладом Щ 4310;
- в) помістити термістор у термошкаф, термошкаф підключити до мережі і увімкнути його. Через кожні 10°C записувати показання електроопору в табл. 6.1.

Таблиця 6.1

Температура, °C			
Електроопір R, кОм			

Дослідження залежності електропровідності напівпровідникових матеріалів від додатка напруги

Для зняття вольт-амперної характеристики варисторів служить схема, зображена на рис.6.6. Вимір струму проводиться за допомогою приладу Щ 4310, а напруги - за допомогою приладу -цифрового вольтметра В2-23. З джерела енергії подається регульована напруга на варистор.

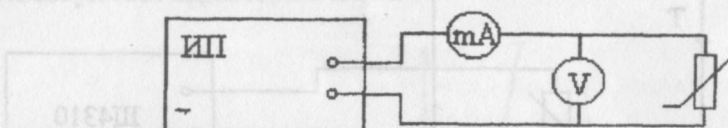


Рис .6.6. Схема для зняття вольт-амперної характеристики напівпровідникових матеріалів

Для вимірювання струму необхідно підготувати прилад до роботи. Виміри проводити в такому порядку: натиснути кнопку вибору роду робіт "-I"; натиснути кнопку виду запуску "Повільно"; натиснути кнопку "т А-2".

Відлік показань робити за індикаторним пристроєм приладу.

Порядок проведення вимірів за допомогою приладу В2-23

1. Перед роботою з приладом необхідно перевірити заземлення.
2. Підключити мережний шнур у мережу.
3. Перемикачі "Межі", "Час виміру" і "Вид запуску" поставити відповідно в положення "I", "1" і "Період 1,1".
4. Увімкнути тумблер "Мережа".
5. Прогріти прилад протягом 30 хв.
6. Після прогріву приладу перед початком вимірів необхідно зробити установку нуля і калібрування приладу для чого:
 - підключити вхідний кабель до вхідного гнізда "Вхід 1-100 В" і замкнути його кінці;
 - за допомогою потенціометра "Уст. нуля" установити на табло приладу показання " $\pm 0,000$ ";
 - перемикач "Межі" установити в положення "+" і потенціометром "Калібрування 0,9500 В" установити на табло

показання" + 0,9500 В"; перемикач "Межі" установити в положення "-" і потенціометром "Калібрування 0,9500 В" установити на табло показання" - 0,9500 В".

7. Для проведення вимірів установити перемикач "Межі" у потрібне положення і підключити до входу приладу вимірювану напругу.

Для зняття вольт-амперної характеристики напівпровідникових матеріалів необхідно:

1. Ознайомитися з правилами користування приладів Щ 4310 і В2-23 відповідно до вказівок.
2. Зібрати схему, показану на рис.6.6. При цьому схему підключити до гнізд "Вихід 0-400" джерела живлення постійного струму.
3. Перевірити правильність підключення приладів у схемі і тільки після цього увімкнути тумблер "Мережа" блоку живлення. Перед увімкненням необхідно, щоб ручка регулятора вихідної напруги була в лівому крайньому положенні.
4. Поступово збільшуючи вихідну напругу з джерела живлення, через кожні 10 В реєструвати значення струму і напруги. Виміри робити до 100 В. Після цього змінити полярність, для чого переключити на схемі тумблер на протилежний знак і вимірити значення струму і напруги, зменшуючи значення живильної напруги до 0 В. Дані занести в табл. 6.2.

IV. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Дослідити температурну залежність електроопору напівпровідника відповідно до вказівок розд.2. Дані занести в табл.6.1. За даними вимірів побудувати графік залежності $R = f(t^\circ)$ і визначити енергію активізації за формулою (6.10), використовуючи залежність (6.8).

2. Дослідити залежність провідності напівпровідника від прикладеної напруги, відповідно до розділу 4. Дані занести в табл. 6.2.

Таблиця 6.2

Струм I , А			
Напруга U , В			

3. Зробити висновки по роботі.

V. ЗАПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Які матеріали називаються напівпровідниками?
2. Як змінюється електроопір напівпровідників при нагріванні?
3. Що таке температурний коефіцієнт електроопору?
4. Що таке термістор?
5. Що таке варистор?

Лабораторна робота 7

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ДІЕЛЕКТРИКІВ

I. МЕТА РОБОТИ

1. Ознайомитися з методикою визначення діелектричної проникності діелектриків.
2. Дослідити вплив частоти електричного поля на значення діелектричної проникності.

II. ОСНОВНІ ТЕОРЕТИЧНІ ПОЛОЖЕННЯ

Однією з основних властивостей діелектриків, що характеризують їх поведінку в електричному полі, є здатність поляризуватися. Поляризація - це направлене, але обмежене зміщення зв'язаних електричних зарядів в діелектрику під впливом зовнішнього поля.

Залежно від вигляду зміщення заряду поляризація буває:

- 1) електронна; 2) іонна; 3) дипольна. Кожна з них може здійснюватися як з витратами енергії зовнішнього поля, так і без

витрат. Якщо поляризація відбувається без витрат, то її називають пружною або безгістеризною, а якщо з витратами - релаксаційною або гістеризісною. У загальному випадку в діелектричних матеріалах можливі наступні основні види поляризації: пружно-електронна або просто електронна; пружно-іонна; іонно-релаксаційна; дипольно-релаксаційна; спонтанна; резонансна і міграційна.

електронно-релакс.
Електронна поляризація являє собою пружне зміщення і деформацію електронних оболонок атомів під дією сил електричного поля. Цей вигляд поляризації властивий всім типам діелектриків, але є основним у всіх неполярних діелектриків. Значення діелектричної проникності для матеріалів, що мають електронну поляризацію, невисокі і коливаються в межах $\epsilon = 1-3$.

Час встановлення електронної поляризації незначний ($10^{-13} - 10^{-15}$ с), тому діелектрична проникність зберігає своє значення в широкому діапазоні частот. Температура трохи впливає на величину діелектричної проникності матеріалів з даним механізмом поляризації в основному за рахунок зміни об'єму.

Іонна поляризація характерна для іонних кристалів (слюда, кварц, мармур та ін.) і зумовлена пружними зміщеннями іонів під дією зовнішнього поля E . Оскільки електричні моменти іонів більше, ніж атомів, величина поляризації матеріалів з іонною поляризацією вище, ніж з електронною. Значення діелектричної проникності для речовин з вказаним механізмом поляризації лежать в межах $\epsilon = 5-15$. Час встановлення іонів у напрямі дії поля незначний ($10^{-13} - 10^{-15}$ с), внаслідок чого діелектрична проникність для матеріалів з іонною структурою майже не залежить від частоти. При підвищенні температури зменшуються сили взаємодії між іонами, полегшуються взаємні переміщення під дію сил зовнішнього поля, а отже, збільшується чисельне значення діелектричної проникності.

Електронно-релаксаційна поляризація в матеріалах, що мають «дефекти» в електронній будові. Вона пов'язана з орієнтацією електронів і дірок. Внаслідок утворення високих локальних полів величина діелектричної проникності має велике значення.

Іонно-релаксаційна поляризація властива іонним діелектрикам зі слабким закріпленням окремих часток. Процес поляризації залежить від теплового коливання іонів і від кількості іонів, зірваних з місць закріплення. З підвищенням температури кількість зірваних з місць закріплення іонів збільшується, внаслідок чого діелектрична проникність зростає. Збільшення частоти струму знижує діелектричну проникність, оскільки цей вигляд поляризації пов'язаний із запізненням у встановленні зарядів відносно до змін електричного поля. Крім того, іонно-релаксаційна поляризація супроводиться розсіюванням електричної енергії.

Дипольна, або релаксаційно-орієнтаційна поляризація спостерігається в твердих діелектриках, що містять полярні групи молекул або радикалів, здатні орієнтуватися при впливі поля. Механізм релаксаційно-орієнтаційної поляризації зводиться до повороту диполів у напрямі дії поля.

При низькій температурі, коли рухливість молекул мала, а сили молекулярної взаємодії великі, диполі не орієнтуються під дією сил поля і діелектрична проникність має невисоке значення ($\epsilon=2-2,5$), що визначається в основному електронною поляризацією.

Зміщення пов'язаних зарядів приводить до виникнення внутрішнього поля в діелектрику антипаралельного зовнішньому полю. Отже, індуковане в діелектрику внутрішнє поле послаблює зовнішнє.

Внесемо ряд понять, що характеризують поляризацію діелектрика. При зміщенні пов'язаних зарядів молекули виникає електричний момент молекули P , що дорівнює заряду на відстань зміщення:

$$P = qt. \quad (7.1)$$

Мірою поляризації діелектрика служить вектор поляризації, або поляризованість, яка дорівнює сумарному електричному моменту одиниці об'єму:

$$P = \frac{\sum p}{v}. \quad (7.2)$$

У більшості випадків поляризованість пропорційна напруженості поля в даній точці діелектрика:

$$P = K_3 \epsilon_0 E, \quad (7.3)$$

де K_3 - діелектрична сприйнятливість безрозмірна величина; ϵ_0 - електрична постійна, що дорівнює $10^{29}/36$ ф/м. Добуток $K_3 \epsilon_0$ називається абсолютною діелектричною сприйнятливістю.

У нелінійних діелектриках (сегнетоелектриків) пропорційності між P і ϵ немає.

Поляризацію характеризують ще одним вектором - електричною індукцією, або електричним зміщенням:

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (7.4)$$

або

$$D = \epsilon \epsilon_0 E, \quad (7.5)$$

де ϵ - відносна діелектрична проникність;

$\epsilon \epsilon_0$ - абсолютна діелектрична проникність.

Підставивши вираз (7.3) в рівняння (7.4), отримаємо:

$$D = \epsilon_0 E + K_3 \epsilon_0 E = (1 + K_3) \epsilon_0 E. \quad (7.6)$$

Порівнявши рівняння (7.6) і (7.5), знаходимо зв'язок діелектричної проникності з діелектричною сприйнятливістю:

$$\epsilon = 1 + K_3. \quad (7.7)$$

Звідси видно, що діелектрична проникність завжди більше 1. Для вакууму $K_3 = 0$ та $\epsilon = 1$.

Щоб уявити фізичну суть діелектричної проникності ϵ , розглянемо два плоских конденсатори: з вакуумним зазором і з діелектриком (рис. 7.1).

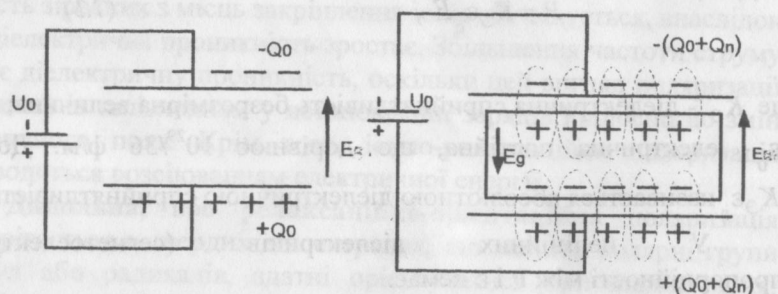


Рис. 7.1. Поляризація діелектрика у зовнішньому електричному полі

Для конденсатора з вакуумним зазором ємність

$$C_0 = \frac{Q_0}{U_0}, \quad (7.8)$$

де Q_0 - заряд на обкладці конденсатора;

U_0 - подане напруження.

При переміщенні діелектрика в полі між обкладками конденсатора пов'язані негативно заряджені частки змістяться проти поля, позитивно заряджені - по полю. У результаті поле всередині діелектрика E , буде антипаралельно зовнішньому полю E_0 , і, отже, буде його послаблювати. Чим більше поляризація, тим сильніше ослаблюється зовнішнє поле. При цьому кількість зарядів на обкладці конденсатора меншає за рахунок нейтралізації індукованими зарядами діелектрика. Для збереження колишньої

різниці потенціалів U_0 ми повинні до джерела напруги додати деяку кількість зарядів, що дорівнює заряду поляризації діелектрика. Ємність конденсатора зростає:

$$C_0 = \frac{Q_0 + Q_N}{U_0}, \quad (7.9)$$

де Q_N - заряд поляризації.

Відношення ємності конденсатора з діелектриком до ємності з вакуумом зазором дає чисельне значення відносної діелектричної проникності:

$$\epsilon = \frac{C}{C_0} = \frac{Q_0 + Q_N}{Q_0} = 1 + \frac{Q_N}{Q_0}. \quad (7.10)$$

Чим більше поляризований діелектрик, тим більше ϵ . Іншими словами, діелектрична проникність характеризує здатність діелектрика до поляризації.

На рис.7.2 подана температурна і частотна залежність діелектричної проникності при різних видах поляризації. Пружно-електронна поляризація ϵ_e , від температури не залежить.

Однак спостерігається її легке пониження за рахунок зменшення кількості часток в одиниці об'єму матеріалу при тепловому розширенні. У газоподібному стані значення ϵ прагне до 1. Для дипольно- і електронно-релаксаційної поляризації $\epsilon_{g.p.}$,

$\epsilon_{g.p.}$ крива проходить через максимум; зі збільшенням температури збільшується рухливість молекул, слабшають сили зв'язку, що приводить до полегшення орієнтації і, отже, до зростання ϵ . Але при подальшому підвищенні температури порушує тепловий рух орієнтацію диполів, поляризація падає і $\epsilon_{g.p.}$ $\epsilon_{g.p.}$, меншає.

Зростання пружно-іонної, іонно-релаксацийної і спонтанної поляризації пояснюється аналогічно. Спонтанній поляризації властива обмежена кількість діелектриків, які виділяються в особливу групу сегнетоелектриків. Діелектрична проникність цих матеріалів може досягати великих значень $\sim 10^5$ при деякій температурі, яка називається точкою Кюрі.

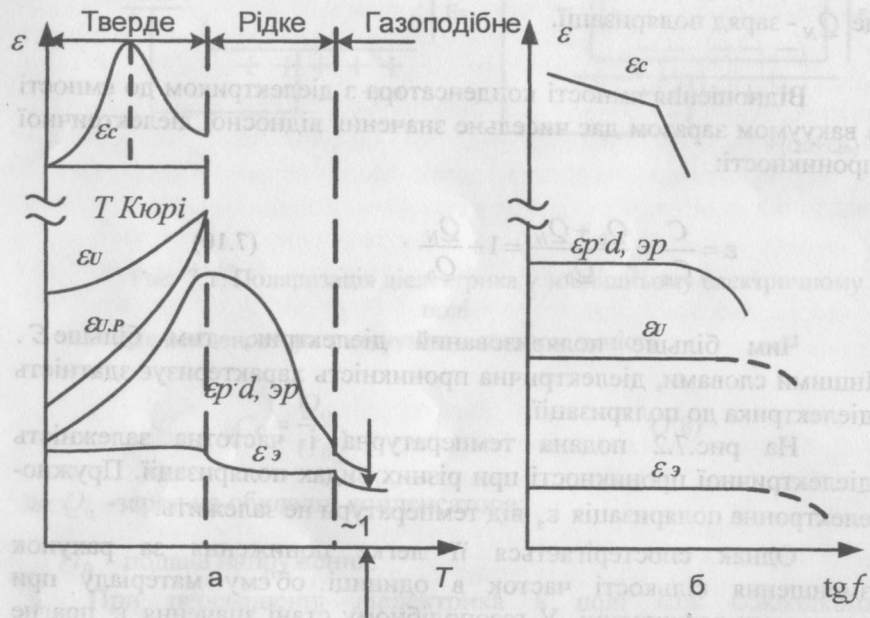


Рис. 7.2. Залежність відносної діелектричної проникності: а - температурна, б - частотна (для різних видів поляризації); ϵ_{ϵ} - пружно-електронна; ϵ_u - пружно-іонна, $\epsilon_{u.p}$ - іонно-релаксацийна, $\epsilon_{g.p}$ - дипольно-релаксацийна, $\epsilon_{\epsilon.p}$ - електронно-релаксацийна, ϵ_c - спонтанна

III. МЕТОДИКА ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Відомо багато методів вимірювання діелектричної проникності: бруківки, резонансний, волноводний, оптичний і т.д. У діапазоні низьких і середніх частот найбільш простими і в достатній мірі точними є бруківки і резонансні методи. При цьому під низькими і середніми прийнято розуміти такі частоти, при яких довжина хвилі більше лінійних розмірів приладів, що застосовуються. При цих умовах можна вважати, що поширення електромагнітного збудження відбувається вміть і однаково у всіх точках зразка.

Тому його можна описати зосередженими параметрами, такими як ємність і опір.

Суть мостового і резонансного методів полягає в наступному. Відомо, що ємність конденсатора з діелектриком, що має діелектричну проникність ϵ , визначається відношенням:

$$C = \epsilon \epsilon_0 C_0 \quad (7.11)$$

де C - ємність конденсатора з діелектриком; C_0 - ємність конденсатора у вакуумі.

Тому діелектричну проникність можна знайти шляхом вимірювання ємності з діелектриком і у вакуумі.

Оскільки діелектрична проникність повітря $\epsilon = 1$, то з достатньою точністю вимірювання ємності без діелектрика можна виробляти в повітрі.

Тоді:

$$C = \epsilon_0 C_n, \quad (7.12)$$

де C_n — ємність конденсатора в повітрі; ϵ_n — діелектрична проникність повітря.

Мостовими методами ємність визначають шляхом порівняння з еталонною ємністю, включеною в суміжну гілку вимірювального моста (рис. 7.3).

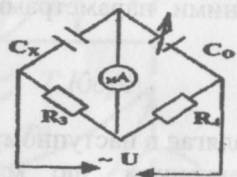


Рис. 7.3. Схема мостового методу зміни ємності: C_x — ємність, що вимірюється; C_0 — еталона ємність

Умова рівноваги моста

$$\frac{R_4}{\omega C_x} = \frac{R_3}{\omega C_0}, \quad (7.13)$$

звідки

$$C_x = C_0 \frac{R_4}{R_3}. \quad (7.14)$$

При відомих і незмінних R_3 , R_4 , C_x знаходять співвідношення (7.14).

Резонансний метод вимірювання ємності схематично проілюстрований на рис.7.4.

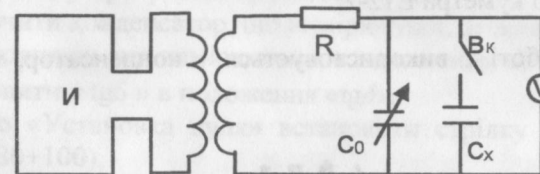


Рис. 7.4. Схема резонансного методу вимірювання ємності C_x — вимірювана ємність, C_0 — еталонна ємність

При відключеному конденсаторі ємність C_x вимірюється, ланцюг настраюють в резонанс каліброваним конденсатором змінної ємності C_0 . Момент резонансу визначають за максимальним свідченням вольтметра. Умови резонансу напруження можна записати так:

$$\omega^2 LC_1 = 1, \quad (7.15)$$

де $\omega = 2\pi f$ — кругова частота; L — індуктивність вимірювального контуру; C_1 — значення резонансної ємності еталонного конденсатора.

Потім до вимірювального контуру підключають випробуваний конденсатор і знов настраюють його в резонанс. Умови резонансу можна записати таким чином:

$$\omega^2 L(C_2 - C_x) = 1, \quad (7.16)$$

де C_2 — значення резонансної ємності еталонного конденсатора при другому вимірюванні

Використовуючи рівність (7.15) і (7.16), отримуємо:

$$C_x = C_1 - C_2. \quad (7.17)$$

IV. СХЕМА УСТАНОВКИ

Вимірювання ємності проводиться резонансним методом за допомогою куметра Е12-2.

У роботі використовується конденсатор, зображений на рис. 7.5.

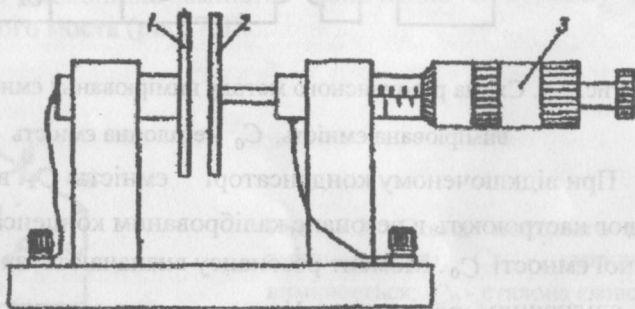


Рис. 7.5. Вимірювальний конденсатор

Обкладками конденсатора служать дві пластини: нерухома 1 і рухома 2, яка жорстко пов'язана з мікрометром 3. Дослідні діелектрики, видані викладачем, затискаються між обкладками конденсатора.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитися з установкою і правилами роботи з приладами.

2. Підготувати куметр до роботи;

а) увімкнути шнур живлення Е 12-2 в мережу;

б) перевірити установку механічного нуля приладу і, якщо треба, встановити коректором стрілку на нуль;

в) увімкнути тумблер «Мережа»;

г) ручку «регулювальник напруження» встановити в крайнє ліве положення;

д) дати приладу прогрітися протягом 15 хв;

е) підключити конденсатор, що вимірюється, до клем «С-Б-К», встановивши вид вимірювання в положення «С»;

ж) встановити « $\text{tg}\delta$ » в положення « $\text{tg}\delta$ »;

з) ручкою «Установка нуля» встановити стрілку приладу в межах шкали (80+100);

і) встановити частоту 100 Гц. Для визначення множника при даній частоті потрібно поставити суматор відліку в положення «В» і «0,5», шкалу біля тангенса кута втрат в положення 0,02-0,05 і, змінюючи множник, знайти мінімальне відхилення стрілки індикатора;

к) при знайденому множнику виміряти ємність, врівноважуючи ручками суматора «Відлік» і тангенсом кута втрат;

л) аналогічно пунктам і), зробити відлік ємності при 1000 Гц. Дані занести в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Матеріал/Частота	100 Гц	1000 Гц
------------------	--------	---------

3. Ємність конденсатора з повітряним зазором підраховується за формулами:

$$C_0 = \frac{d^2}{14,4h}; \quad (\text{для круглого зразка})$$

$$C = \frac{d^2}{11,3h}, \quad (\text{для квадратного зразка})$$

де D - діаметр електродів (15 см); h - товщина діелектрика.

4. Підрахувати значення діелектричної проникності зразків, що досліджуються, для 100 і 1000 Гц.

5. За значенням діелектричної проникності визначити вигляд поляризації і охарактеризувати його.