

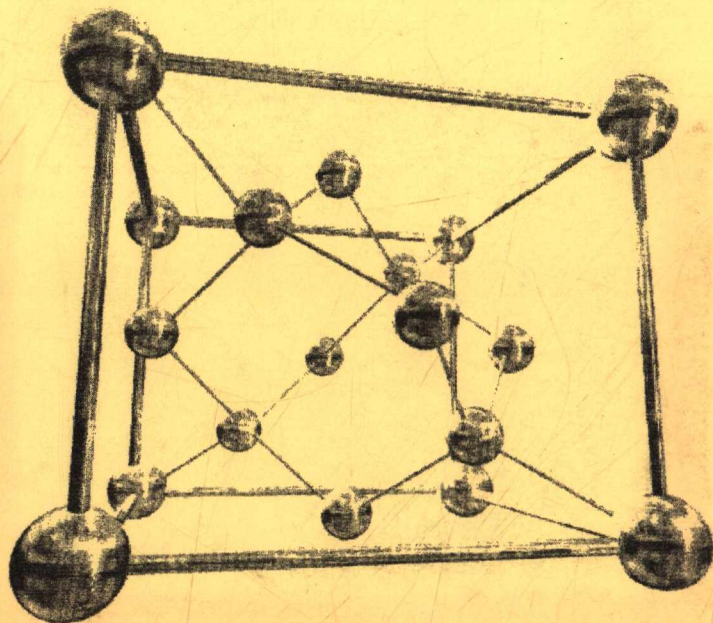
22.37

C-16

Салій Я.П., Чобанюк В.М.

Спеціальний фізичний практикум

ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА



Салій Я.П., Чобанюк В.М.

Спеціальний фізичний практикум

Фізика твердого тіла

НБ ПНУС



640321

Об'єктовий практикум

64 0321

к у

Зор.ч

Об'єктовий практикум

Л.у

Івно-Франківськ
Видавництво "Плай"

2002

C-16

Спеціальний фізичний практикум. Фізика твердого тіла /Салій Я.П.,
Чобанюк В.М/. – Івано-Франківськ. 2002 – 42 с.

Описано лабораторні роботи з фізики твердого тіла, що стосуються вивчення методів дослідження явищ та властивостей твердого тіла. Значну увагу звернуто на теоретичне обґрунтування експериментальних даних.

Для студентів фізичних спеціальностей університетів.

Іл. 12. Бібліогр.: 14 назв.

*Рекомендовано Вченою радою Прикарпатського університету
імені Василя Стефаника (Протокол №5 від 15 лютого 2002 р.)*

Рецензенти: д-р фіз-мат. наук, проф. Рувінський М.А.,
д-р фіз-мат. наук, проф. Стасюк З.В.

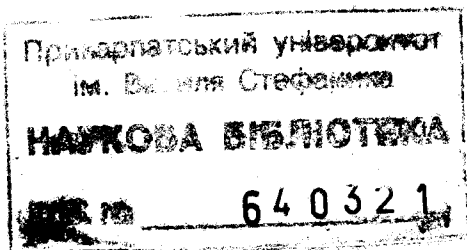
ВСТУП

Фізичний практикум займає важливе місце в системі університетської підготовки фахівців у галузі фізики. Першочергове його завдання – ознайомити студентів з сучасними методами вимірювання, фізичних величин, дослідженням фізичних процесів, навичками експериментальної роботи. У той же час, практикум дозволяє поглибити теоретичні знання і пов'язати їх з практикою.

В даному посібнику описано 6 лабораторних робіт, в них зокрема вивчаються установки для електро- і теплофізичних досліджень, виконуються відповідно дослідження температурних залежностей концентрації і рухливості вільних носіїв заряду у напівпровідниках, а також теплоємності і теплопровідності твердих тіл. Крім того, ці роботи стосуються експериментальних перевірок ряду теоретичних положень фізики твердого тіла.

Опис робіт починається з теоретичного вступу, що дозволяє приступати до виконання експерименту без додаткового опрацювання підручників. Теоретичні відомості достатньо повні і дають чітке уявлення про суть досліджуваного явища і методику його вивчення. Далі йде опис вимірювальної апаратури і завдання, яке регламентує послідовність проведення вимірювань. В кінці приведено список рекомендованої літератури і перелік контрольних запитань.

Дані роботи розроблені на кафедрі фізики твердого тіла Прикарпатського університету з використанням досвіду проведення спецпрактикумів з фізики твердого тіла у Львівському, Київському та Московському університетах.



© Прикарпатський університет
ім. Василя Стефаника, 2002

РОБОТА №1

Визначення розмірів і типу елементарної комірки кристалічної ґратки на полікристалічному зразку

Мета: Визначити розмір і тип елементарної комірки кристалів з кубичною ґраткою за рентгенограмами полікристалів.

Прилади і матеріали: рентгенограма; смужки паперу; логарифмічна лінійка; полікристалічний зразок; дифрактометр або рентгенівська камера.

Література

1. Уманский М.М., Золина З.К. Сборник задач по рентгеноструктурному анализу. – М.: МГУ, 1975, § 6.
2. Физика твердого тела. Спецпрактикум под редакцией А.А.Кацнельсона, Г.С.Кринчика. – М.: МГУ, 1982. – С. 77–85.

Теоретичні відомості

1. Постановка задачі.
2. Отримання дифракційного зображення від полікристалічного зразка в дебаївській камері.
3. Визначення кутів дифракції за дебаєграмою.
4. Визначення індексів відбиваючих площин і типу елементарної комірки.

Властивості твердих тіл у значній мірі визначаються взаємним розміщенням атомів. Початковим етапом вивчення структури є визначення характеру періодичності кристалічної ґратки. Більшість природних і штучно отриманих твердих тіл є полікристалами – сукупністю великої кількості дрібних кристалів. Тому на першому етапі знаходимо характеристики структури речовини за дифракційними картинками, отриманими для полікристалів.

Виконання даного завдання переслідує мету: ознайомлення з методом отримання, розшифрування і аналізу рентгенівських дифракційних даних для полікристалічних тіл; визначення розмірів і типу елементарної комірки кристалічної ґратки полікристалічних зразків і кількості атомів (формульних одиниць) в елементарній комірці.

Дифракційне зображення полікристала може бути отримано або за допомогою дифрактометра з лічильниковим реєструванням, або в рентгенівській камері з фотореєструванням.

В дебаєвському методі рентгенографування використовується тонкий зразок циліндричної форми діаметром до $0,5 \div 0,6$ мм, розміщений на осі плівки, зігнутий по циліндричній поверхні радіусом R . Смужка рентгенівської плівки повинна бути добре укладена по

циліндричній поверхні корпуса камери і рівномірно притиснена спеціальним механізмом. Часто використовується симетрична закладка плівки (рис. 1.1), що забезпечує простоту проміру знімка на компараторі.

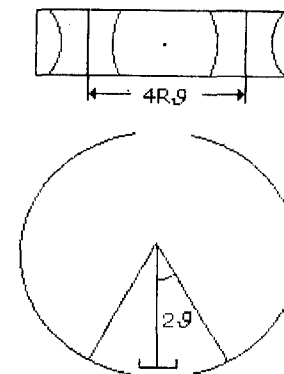


Рис.1.1. Один із способів закладки плівки в дебаївську камеру.

Рентгенограми отримують на характеристичному випромінюванні, при цьому в багатьох випадках використовується тільки K_{α} -випромінювання, для чого в першу діафрагму коліматора вклеюють селективно поглинаючий фільтр.

Зразок повинен бути добре відцентрований, оскільки погане відцентрування означає збільшення “діаметра” зразка і розширення дифракційної лінії.

Зразок в процесі рентгенографування обертається навколо своєї осі, що зменшує ефект великої блочності.

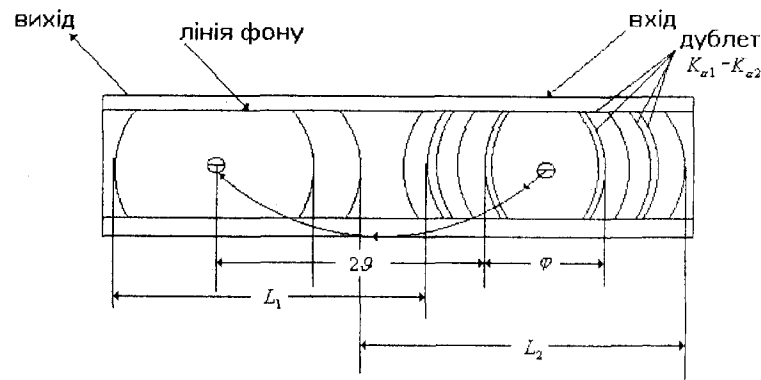


Рис.1.2. Схема визначення кута дифракції за дебаєграмою.

На рис. 1.2. наведена схема визначення кутів дифракції за дебаєграмою. Вимірювання ведеться на компараторі ИЗА-2, збільшення якого $\sim 2^{\times}$. Знайдену відстань між симетричними лініями $2S_{\text{вим}}$ коректують на похибку, пов'язану з поглинанням в зразку радіуса ρ . Поправку знаходять за формулою

$$\Delta(2S) = \rho(1 + \cos 2\theta). \quad (1.4)$$

Остаточно,

$$2S_{\text{іст}} = 2S_{\text{вим}} - \Delta(2S), \quad (1.5)$$

і кут дифракції

$$\theta = M \cdot 2S, \quad (1.6)$$

де масштаб знімка

$$M = \frac{1 \ 180^{\circ}}{2 \pi D_{\text{эф}}} = \frac{1 \ 360^{\circ}}{4 L_1 + L_2}, \quad (1.7)$$

а $D_{\text{эф}}$ – ефективний діаметр камери.

Із змішаного випромінювання рентгенівської трубки використовується характеристичне випромінювання. Як правило, це серія, що складається із трьох інтенсивних ліній $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, і K_{β} з співвідношенням інтенсивностей 10:5:2.

Довжини хвиль $K_{\alpha 1}$, і $K_{\alpha 2}$ утворюють дублет, який легко розрізнити на рентгенограмах, починаючи з $35\text{--}40^{\circ}$ для зразків з чіткими лініями за порівняно невеликою кутовою відстанню між лініями

$$\Delta\theta = (\Delta\lambda/\lambda)\text{tg}\theta. \quad (1.8)$$

Випромінювання K_{β} , як правило, доцільно зменшити селективно поглинаючим β -фільтром. Якщо цього не робилось при рентгенографуванні, то для окремих рефлексів, утворених K_{β} -випромінюванням, слід перевірити, чи немає для кожного слабого одиночного рефлекса сильнішого, розміщеного під кутом

$$\sin \theta_{\alpha} = \frac{\lambda_{K_{\alpha}}}{\lambda_{K_{\beta}}} \sin \theta_{\beta}. \quad (1.9)$$

Формула не застосовується для області великих θ .

Індексування рентгенограми для невідомої кристалографічної системи є задачею, яку не завжди можна розв'язати однозначно. Надійний розв'язок можна отримати для кубічних кристалів, а при якісних рентгенограмах і для кристалів середніх сингоній (гексагональної, тетрагональної). При сприятливому співвідношенні параметрів комірки ромбічного кристалу задача теж може бути розв'язана однозначно. Для інших систем, особливо для полікристалів моноклінної і триклінної системи, визначення індексів за рентгенограмами порошка ненадійне.

Лабораторна робота виконується для однофазних речовин кубічної системи. На рис. 1.3 наведені схеми рентгенограм для кристалів

цієї системи. Видно, що розміщення ліній на рентгенограмі залежить від типу ґратки. Знаходження індексів зводиться до аналізу взаємного розміщення ліній і порівняння його з типовим.

При виконанні даної роботи застосуємо наступний метод: Використовуючи формулу Вульфа-Брегга і зв'язок між a і d , легко отримати

$$\lg a - \lg \frac{\lambda}{2} = \lg \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} - \lg(\sin \theta) = \text{const} \quad (1.10)$$

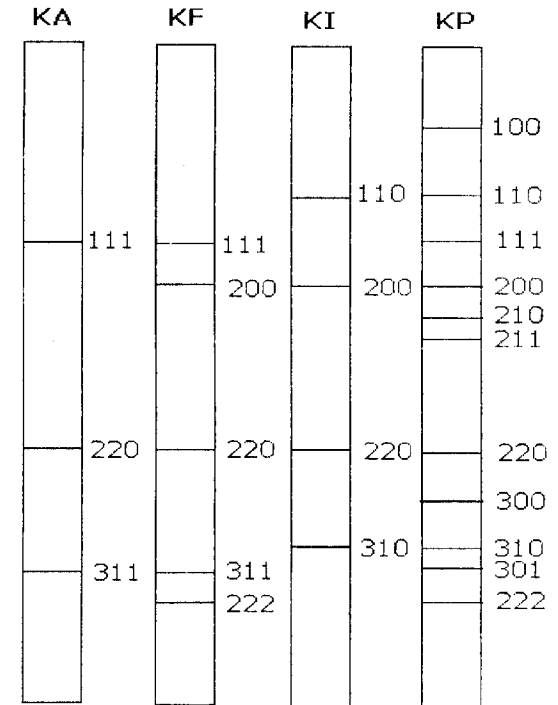


Рис. 1.3. Схема дебаєграм кристалів кубічних сингоній.

Знаходження індексів зручно проводити за допомогою логарифмічної лінійки. Для цього на смужку паперу наносять значення синусів кутів θ рентгенограми для рефлексів однієї довжини хвилі. Отриманий шаблон накладають на логарифмічну лінійку, добиваючись суміщення (в межах допустимої неточності) отриманих відміток з цілими значеннями шкали квадратів. За знайденим співвідношенням приписують кожному рефлексу відповідні hkl . Для кубічних кристалів знайдений набір $h^2 + k^2 + l^2$ повинен відповідати одному з трьох рядів: 1, 2, 3, 4, 5, 6,

7, 8, 9,... – для Р-гратки; 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16,... – для І-гратки; 3, 4, 8, 11, 12, 16,... – для F-гратки. Якщо жоден із цих рядів не відповідає отриманому з експеримента, то це означає, що структура зразка не є кубічна.

На рентгенограмі кристала з граткою Браве, яка відмінна від примітивної, є погашені рефлекси для індексів визначеного типу.

Аналізуючи знайдені індекси рентгенограми, можна вказати тип гратки Браве. При цьому слід пам'ятати, що через обмеженість числа дифракційних ліній, які спостерігають, ця задача однозначно може бути розв'язана не завжди.

Для перевірки правильності розв'язання задачі за знайденими hkl і a знаходять спектр значень d , який порівнюють з отриманим безпосередньо з експеримента. Розходження між всіма $d_{обч}$ і $d_{експ}$ повинно виходити за межі точності вимірювань.

Порядок виконання роботи

1. Отримати рентгенограму полікристалічного зразка (довжина хвилі рентгенівського випромінювання $\lambda = 1.936 \text{ \AA}$).
2. Провести розрахунок рентгенограми, отримати спектр $d_{експ}$.
3. Провести індексування лінії рентгенограми, знайти значення a параметра елементарної комірки та його похибки.
4. Обчислити спектр значень $d_{обч}$ за знайденими hkl і a оцінити їх достовірність.
5. Визначити тип елементарної комірки.
6. Скласти звіт.

Контрольні запитання

1. Як визначати кути дифракції за дебаєграмою?
2. Пояснити, як за допомогою дебаєграм визначити індекси відбиваючих площин.
3. Чому структуру речовини можна характеризувати за допомогою дифракційних картин?

Вивчення залежності теплоємності твердих тіл від температури

Мета: Перевірити узгодженість експерименту з класичною і квантовою теоріями теплоємності металів, виробити навички роботи на сучасній апаратурі і вміння оцінити достовірності одержаних результатів.

Прилади та матеріали: блок вимірювання теплоємності ИТ-С-400, мікровольтнаоамперметр Ф-136, досліджувані зразки.

Література

1. Кікоїн І.К., Кікоїн А.К. Молекулярна фізика. – К.: Радянська школа, 1968.
2. Савельєв І.В. Курс общей физики. Т. 1.– М.: Наука, 1993.
3. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. – М.: Высшая школа, 1971.

Теоретичні відомості

1. Теплоємність твердих тіл.
2. Закон Дюлонга-Пті.
3. Теорія Дебая для теплоємності твердих тіл.
4. Фізичні основи методу дослідження.

Коефіцієнт об'ємного розширення твердих тіл малий, тому різниця між теплоємностями при постійному тиску і при постійному об'ємі невелика. Для кімнатної температури C_p більше за C_v на 3 - 5%, але різниця зростає з підвищенням температури. У відповідності з цим надалі не має змісту розрізняти C_p і C_v і можна користуватися одним позначенням C . Із молекулярної фізики відомо, що теплоємність при постійному об'ємі – це перша похідна внутрішньої енергії тіла по температурі

$$C_v = \frac{dU}{dT}. \quad (2.1)$$

Внутрішня енергія твердого тіла U складається з енергії коливального руху частинок, які знаходяться у вузлах кристалічної гратки та із взаємної потенціальної енергії цих частинок. Взагалі, коливання вузлів гратки не є незалежними, але при досить високих температурах, коли енергія коливань стає великою, в першому наближенні частинки можна розглядати як незалежні. Повна енергія E частинки, що коливається, рівна сумі потенціальної і кінетичної енергій:

$$E = \Pi + E_k. \quad (2.2)$$

Якщо маса частинки m , амплітуда коливання A і кругова частота ω , то

$$\Pi = (1/2)m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t, \quad (2.3)$$

$$E_k = (1/2)m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t. \quad (2.4)$$

Частота теплових коливань гратки дуже велика, тому навіть за

малий проміжок часу відбувається велике число коливань. А це означає, що середнє значення потенціальної енергії через певний час буде рівне середньому значенню кінетичної енергії за той же час (усереднене за часом значення квадрата синуса рівне усередненому значенню квадрата косинуса), тобто

$$\langle \Pi \rangle = \langle E_k \rangle \quad \text{і} \quad \langle E \rangle = \langle \Pi \rangle + \langle E_k \rangle = 2 \langle E_k \rangle \quad (2.5)$$

Якщо допустити, що і для твердого тіла справедлива гіпотеза про рівномірний розподіл енергії теплового руху за ступенями вільності (на кожну ступінь вільності припадає енергія $\epsilon_1 = kT/2$, що є застосуванням класичної теорії теплоємності до твердого тіла), то повна енергія коливання одного вузла ґратки виражається формулою

$$E_1 = 2E_{k1} = 2i\epsilon_1 = 3kT, \quad (2.6)$$

бо для поступального руху точки число ступенів вільності $i = 3$. Знаючи це, можна легко записати вираз для внутрішньої енергії одного моля речовини U_μ (для атомних ґраток молекулярна маса співпадає з атомною):

$$U_\mu = E_1 N_A = 3kT N_A = 3R_0 T, \quad (2.6)$$

де N_A – число Авогадро, R_0 – універсальна газова стала.

Тоді грам-атомна теплоємність (C_μ) твердих тіл запишеться у виді:

$$C_\mu = \frac{dU_\mu}{dT} = 3R_0 \approx 6 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (2.7)$$

де $R_0 = 2 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, тобто атомні теплоємності всіх хімічно простих кристалічних тіл при досить високій температурі однакові і рівні $6 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Ця закономірність давно відома у фізиці як закон Дюлонга і Пті.

Таблиця 2.1

Елемент	C_μ , кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹	Елемент	C_μ , кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹
Алюміній	6,14	Срібло	6,13
Залізо	6,39	Цинк	6,10
Золото	6,36	Йод	6,60
Кадмій	6,11	Кремній	4,64
Мідь	5,90	Бор	2,51
Олово	6,63	Вуглець	1,35
Платина	6,29		

Французькі фізики Дюлонг і Пті, досліджуючи теплоємності твердих тіл, ще в 1819 році (задовго до створення класичної теорії теплоємностей) із дослідних даних встановили цей закон. Табл. 2.1 атомних теплоємностей (при кімнатній температурі) підтверджує це.

Із табл. 2.1 видно, що для багатьох твердих тіл (головним чином

металів) кімнатна температура вже є досить високою, щоб коливання атомів можна було розглядати як незалежні. Але для алмазу, бору і кремнію спостерігається велике відхилення від закону Дюлонга і Пті, тобто кімнатна температура для них не є достатньо високою. Атомна теплоємність алмазу наближається до $6 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ лише при температурі біля 1000°C .

Якщо аналогічні міркування провести для іонних кристалів, то можна зробити висновок, що двоатомні кристали повинні мати $C_\mu = 12 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, а триатомні – $C_\mu = 18 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$.

Така закономірність справджується для ряду кристалів, про що свідчить табл. 2.2 (молярні теплоємності іонних кристалів при кімнатній температурі).

Таблиця 2.2

Кристал	C_μ , кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹	Кристал	C_μ , кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹
CuO	11,3	CaCl	18,2
NaCl	12,1	BaCl	18,6

На перший погляд здається, що висновки класичної теорії теплоємностей, застосовані до твердого тіла, дають добре співпадання з експериментальними результатами. Але більш глибокий розгляд питання показує, що ці висновки різко суперечать досліді.

Одним із серйозних недоліків класичної теорії теплоємності твердого тіла, застосованої до металів, є її висновок про частку електронної теплоємності. В якості другого недоліку цієї теорії розглянемо залежність теплоємності від температури.

За класичною теорією теплоємність твердого тіла не залежить від температури. Насправді ж теплоємність зменшується із зниженням температури і прямує до нуля при наближенні її до абсолютного нуля. Дослідні дані, які ілюструють залежність атомних теплоємностей міді і алмазу від температури наведені в табл. 2.3.

Аналогічна закономірність спостерігається для всіх інших твердих тіл. Загальний характер залежності атомної теплоємності деяких простих кристалічних тіл від температури зображено на рис. 2.1.

З рис. 2.1 і табл. 2.3 видно, що тільки при досить високих температурах атомна теплоємність простих твердих тіл досягає величини $6 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, яка відповідає закону Дюлонга і Пті. Яка ж ця температура?

Таблиця 2.3

Мідь		Алмаз	
Температура, °С	C_{μ} , кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹	Температура, °С	C_{μ} , Кал·моль ⁻¹ ·К ⁻¹
-259	0.04	до -230	0.00
-252	0.12	-183	0.03
-245	0.32	-66	0.64
-240	0.54	-41	0.86
-186	3.32	+11	1.35
-39	5.59	+85	2.12
+50	5.90	+140	2.66
+180	6.10	+985	5.51

З позиції класичної теорії теплоємності не можна пояснити не тільки це питання, але і сам факт зміни теплоємності з температурою. Якщо ж прийняти модель твердого тіла, запропоновану Дебаєм, то можна зробити висновок, що теплоємність твердого тіла повинна зменшуватися при зниженні температури кристалу нижче його характеристичної (дебаївської) температури, коли енергія, яка припадає на один ступінь вільності, стає недостатньою для збудження високочастотних фонів. Аналогічне явище “вимерзання” степенів вільності при низьких температурах має місце і в газах. Температура, при якій виконується закон Дюлонга і Пті, повинна бути вищою характеристичної температури даної речовини. Значення характеристичних температур для деяких речовин наведено в табл. 2.4.

Таблиця 2.4

Речовина	T, К	Речовина	T, К
Берилій	1160	Мідь	339
Магній	406	Цинк	308
Залізо	467	Алюміній	418
Нікель	456	Алмаз	~2000
Платина	229	Кремній	658
Золото	165	Германій	366
Срібло	225	Свинець	94

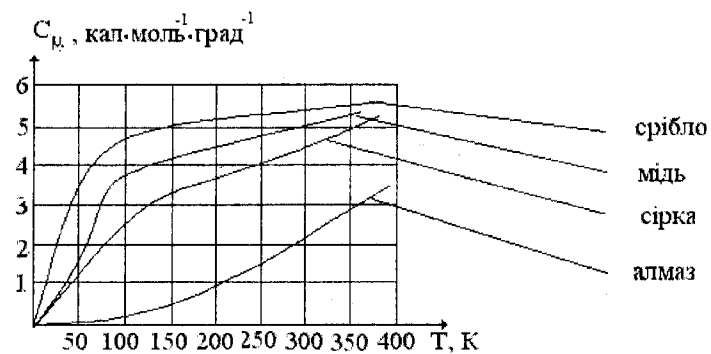


Рис. 2.1. Залежність атомної теплоємності деяких кристалічних тіл від температури.

Про те, що дебаївська температура не є абстракцією, введеною для пояснення квантових уявлень в моделі твердого тіла Дебая, а характеризує реально існуючий параметр твердого тіла, можна судити з рис. 2.2, на якому показано залежність молярної теплоємності від температури, лише по осі абсцис відкладена не абсолютна температура, а її відношення до характеристичної температури T/T_D . Графік цієї функції $C_{\mu} = f(T/T_D)$ є однаковим для різних твердих тіл.

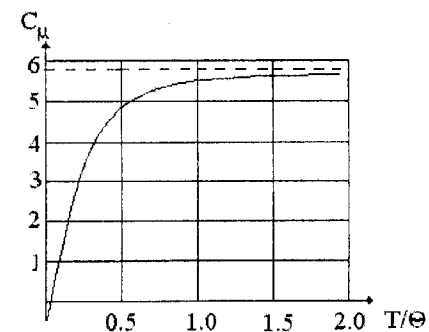


Рис. 2.2. Залежність молярної теплоємності від температури.

Досліджуючи теоретично з позицій квантової теорії питання про внутрішню енергію кристалів, Дебай встановив, що при температурах, близьких до абсолютного нуля, внутрішня енергія твердого тіла пропорційна четвертому степеню абсолютної температури

$$U = aT^4, \quad (2.8)$$

де a – постійний множник, який залежить від природи кристалу.

Із цього співвідношення можна знайти вираз для теплоємності

$$C = 4aT^3. \quad (2.9)$$

Для атомної теплоємності коефіцієнт a рівний

$$a = \frac{3\pi^4 R_0}{5T_D} \quad (2.10)$$

атомна теплоємність може бути розрахована за формулою

$$C_\mu = \frac{12\pi^4 R_0}{5T_D} T^3 \quad (2.11)$$

Поблизу абсолютного нуля теплоємність твердого тіла пропорційна кубу абсолютної температури. Ця закономірність носить назву закону кубів Дебая. Область застосування закону кубів лежить нижче температури, рівної $T_D/50$. При більш високих температурах від $T_D/50$ до T_D знаходиться проміжна область, для якої поки що не вдалося встановити кількісний зв'язок між теплоємністю і температурою. Вище характеристичної температури теплоємність твердого тіла не залежить від температури (закон Дюлонга і Пті).

Тривалі дослідження теплоємностей різних кристалічних тіл при низьких температурах показали, що закон кубів Дебая справджується не для всіх кристалів, а тільки для таких, у яких атоми в кристалічній гратці зв'язані із своїми сусідніми атомами приблизно однаково міцно в усіх трьох напрямках. Для кристалів типу графіту, в яких сили зв'язку між сусідніми атомами всередині площини значно більші сил зв'язку між ближніми атомами із двох сусідніх площин, теплоємність при температурах близьких до абсолютного нуля виявляється пропорційною квадрату абсолютної температури. Виявлені і такі кристали, для яких теплоємності поблизу абсолютного нуля пропорційні першому степеню температури.

Теорія Дебая приводить до висновків, які добре співпадають з експериментальними даними в широкому інтервалі температур, але і вона має свої недоліки. Важко, наприклад, погодитись із тим, що енергія кристалу співставляється з енергією стоячих хвиль. В стоячій хвилі вузли і пучності закономірно розподілені в просторі, тому виключається можливість теплових флуктуацій, абсолютно неминучих при теплових рухах.

Дебайвська модель твердого тіла є спрощеним представленням твердого тіла у вигляді ізотропного пружного середовища, здатного здійснювати коливання в скінченному інтервалі частот від 0 до $v_{\max} = kT_D/h$. Тому і висновки цієї теорії (наприклад, залежність теплоємності від температури) добре співпадають з експериментальними даними тільки для кристалів з простими гратками (хімічні елементи і деякі прості сполуки типу галюїдних солей або оксидів). До тіл складної структури теорія Дебая незастосовна через те, що енергетичний спектр коливань таких тіл є надзвичайно складним. В молекулярних кристалах, наприклад, крім поступально-коливального руху молекули як цілого, доводиться враховувати її обертальні коливання і коливання атомів

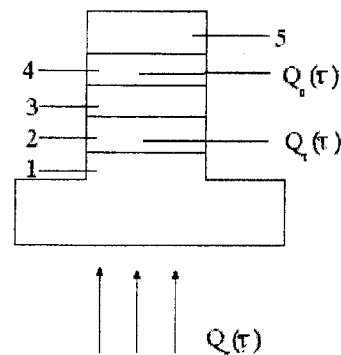


Рис. 2.3. Теплова схема калориметра

всередині молекули.

Теплоємність твердого тіла визначається коливаннями вузлів кристалічної гратки, а характер цих коливань залежить від структури гратки. Якщо при зміні температури в твердому тілі проходять структурні зміни, то їх безпомилково можна виявити за порушенням монотонності графіка температурної залежності теплоємності. Вивчення температурного ходу теплоємності дозволяє виявити

фазові переходи другого роду, які не супроводжуються ні тепловим ефектом, ні зміною об'єму, а тільки стрибкоподібною зміною теплоємності поблизу точки переходу.

В основу роботи вимірювача покладено порівняльний метод динамічного с-калориметра з тепломіром і адіабатичною оболонкою.

На рис. 2.3 показана теплова схема методу. Зразок 4, який випробовують, розміщується всередині металевої ампули і монотонно розігрівається разом з нею за рахунок неперервно поступаючого до ампули через тепломір 1 теплового потоку Q .

Тепловий зв'язок ампули і зразка 4 з зовнішнім середовищем допускається тільки через тепломір 1, тому відкриті ділянки поверхні ампули відділені від середовища адіабатичною оболонкою. Тепловий потік Q_T , що проходить через середній переріз тепломіра іде на розігрів зразка, який випробовують, і ампули та визначається за формулою

$$Q_T = Q_0 + Q_a \quad (2.12)$$

де Q_0 – тепловий потік, що іде на розігрів досліджуваного зразка в Вт, Q_a – тепловий потік, що іде на розігрів ампули в Вт.

Тепловий потік, що іде на розігрів досліджуваного зразка, визначається за формулою

$$Q_0 = c m_0 b, \quad (2.13)$$

де c – питома теплоємність зразка в Дж/кг·К, m_0 – маса зразка в кг, b – швидкість розігріву в К·с⁻¹.

Тепловий потік, що іде на розігрів ампули, визначається за формулою

$$Q_a = C_a b, \quad (2.14)$$

де C_a – повна теплоємність ампули в Дж/К.

Про величину теплового потоку, який проходить через тепломір Q_T , можна судити за величиною перепаду температури на тепломірі V_T і теплової провідності тепломіра K_T , визначеній із незалежних

експериментів.

$$Q_{\tau} = K_{\tau} V_{\tau}, \quad (2.15)$$

Параметр $K_{\tau} = K_{\tau}(t)$ є постійною приладу і залежить тільки від температурного рівня. Розрахункова формула теплоємності має вигляд

$$c = \frac{1}{m_0} \left(\frac{K_{\tau} V_{\tau}}{b} - C_a \right), \quad (2.16)$$

де c – питома теплоємність зразка в Дж·кг⁻¹·К⁻¹.

При малих перепадах температури на тепломірі можна перейти до вимірювання часу запізнювання температури на тепломірі, враховуючи, що

$$\tau_{\tau} = \frac{V_{\tau}}{b}, \quad (2.17)$$

де τ_{τ} – час запізнювання температури на тепломірі в с.

Тоді робоча розрахункова формула має вигляд:

$$c = \frac{K_{\tau}}{m_0} (\tau_{\tau} - \tau_{\tau}^0), \quad (2.18)$$

де τ_{τ}^0 – час запізнення температури на тепломірі в експериментах з порожньою ампулою в с.

Параметр τ_{τ}^0 є постійною вимірювача.

Порядок виконання роботи

1. Вивчити теоретичний матеріал і ознайомитися з методикою роботи і будовою установки з вимірювання залежності $c = f(T)$.
2. Скласти таблиці для вимірювання експериментальних даних.
3. Виконати експериментальні дослідження в порядку, вказаному в розділі "Хід роботи".
4. Провести обчислення і оцінку достовірності одержаних результатів.
5. Побудувати графіки $c = f(T)$.

Хід роботи

1. Встановіть:
 - перемикач "ВИМІРЮВАННЯ" в положення "ВСТ.0",
 - перемикач "ТЕМПЕРАТУРА" в положення "25°C".
2. Зважте зразок з точністю ± 0.001 г
3. Підніміть верхню частину вимірної комірки.
4. Протріть бензином і нанесіть тонкий шар змазки ПФМС-4 на контактні поверхні зразка, ампули і кришки.
5. Вставте зразок в ампулу і закрийте кришкою.
6. Опустіть верхню частину вимірної комірки.
7. Увімкніть блок живлення і регулювання, натиснувши кнопку "МЕРЕЖА".
8. Виведіть за вольтметром блоку живлення і регулювання напругу на нуль.

9. Встановіть перемикач "ВИМІРЮВАННЯ" в положення t_1 .

10. На приладі Ф-136 (мікрвольтнаноамперметр) перемикач встановіть на діапазон вимірювання 250 мкВ, натисніть кнопку "кВ" і відпустіть кнопку "АРР".

11. Увімкніть кнопкою "НАГРІВ" основний нагрівач і встановіть за вольтметром блока живлення і регулювання початкову напругу 40 ± 2 В.

12. Увімкніть секундомір при досягненні температури $+25^\circ\text{C}$ (при проходженні світлового показника приладу Ф-136 через нуль шкали) і переведіть перемикач в положення t_2 . Вимкніть секундомір при проходженні світлового показника через нуль шкали.

13. Повторіть вимірювання τ_{τ} при всіх значеннях температур, вказаних в табл. 2.5.

14. Увімкніть нагрівник при досягненні граничної чи бажаної температури нагріву зразка.

15. Поставте на "АРРЕТИР" прилад Ф-136.

16. Встановіть перемикач "ВИМІРЮВАННЯ" в положення "ВСТ.0".

17. Вимкніть блок живлення і регулювання.

18. Охолодіть вимірну комірку до кімнатної температури, піднявши її верхню частину.

19. Проведіть розрахунок теплоємності за робочою формулою

$$c = \frac{K_{\tau}}{m_0} (\tau_{\tau} - \tau_{\tau}^0).$$

20. Оцініть достовірність одержаних результатів.

Таблиця 2.5

$t_c, ^\circ\text{C}$	τ_{τ}, c	τ_{τ}^0, c	$K_{\tau}, \text{Вт/К}$	$c, \text{Дж}/(\text{кг К})$
25		20,4	0,1089	
50		19,0	0,1142	
75		18,8	0,1124	
100		19,7	0,1146	
125		19,7	0,1111	
150		19,8	0,1093	
175		19,7	0,1092	
200		19,3	0,1076	
225		19,1	0,1087	
250		19,1	0,1099	
275		18,9	0,1110	

Прикарпатський університет
Контрольні запитання
на Василія Стефанія

1. Сформулюйте закон Дюлонга і Пті.
2. Які основні положення класичної теорії теплоємності металів? В чому недолік класичної теорії теплоємності?

640321

3. Сформулюйте основні положення квантової теорії теплоємності (Ейнштейна, Дебая).
4. Сформулюйте І начало термодинаміки.
5. Тепловий рух у твердих тілах. Внутрішня енергія твердих тіл.
6. В чому суть методу динамічного с-калориметра? Пояснити теплову схему методу.
7. Які ви знаєте способи вимірювання теплоємності твердих тіл?

РОБОТА №3

Визначення залежності коефіцієнта теплопровідності твердих тіл від температури

Мета: Розвинути навички роботи на сучасній науковій апаратурі та обробки експериментальних результатів, поглибити теоретичні знання явищ переносу і встановити експериментальну залежність $K=f(T)$.

Прилади і матеріали: вимірювач теплопровідності ИТ-Л-400, мікрвольтноамперметр Ф-136, досліджувані зразки.

Література

1. Киттель И. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1976.
2. Харрисон У. Теория твердого тела. – М.: Наука, 1972.

Теоретичні відомості

1. Теплопровідність.
2. Тепловий опір ґратки.
3. Процеси перекиду.
4. Теплопровідність металів.

Коефіцієнт теплопровідності твердого тіла K найлегше визначити, розглядаючи стаціонарний потік тепла Q в довгому стержні, в якому створено градієнт температури dT/dx . Тоді має місце співвідношення:

$$Q = K \frac{dT}{dx}, \quad (3.1)$$

де Q – потік теплової енергії (це енергія, яка проходить через поперечний переріз стержня за одиницю часу), K - коефіцієнт теплопровідності.

Вид співвідношення (3.1), яке визначає теплопровідність, містить в собі твердження про те, що процес поширення теплової енергії є ймовірнісним процесом. Не можна вважати, що тепла енергія просто поступає з одного кінця стержня і, пройшовши вздовж нього, доходить до іншого кінця. Механізм поширення енергії подібний до дифузійного. Якби енергія поширювалась без відхилень прямо через зразок, то вираз для теплового потоку залежав би не від градієнта температури, а лише від різниці температур ΔT на кінцях зразка при довільній його довжині.

Із кінетичної теорії газів в відомому наближенні легко отримати для теплопровідності наступний вираз:

$$K = Cv l / 3, \quad (3.2)$$

де C – теплоємність одиниці об'єму, v – середня швидкість частинки, l – середня довжина вільного пробігу між двома наступними зіткненнями. Для опису теплопровідності твердих діелектриків вираз (3.2) було вперше використано Дебаєм; при цьому величина C розглядалась як

теплоємність фононного газу, v – як середня швидкість поширення фононів, а l – як середня довжина вільного пробігу фононів.

Перш за все наведемо виведення формули (3.2), яке базується на елементарній кінетичній теорії газів. Потік частинок (молекул), що рухаються в напрямку осі x , рівний $1/2n\langle v_x \rangle$, де n – число молекул в одиниці об'єму; при рівновазі потоки в прямому і зворотньому напрямках однакові. Кутковими дужками $\langle \dots \rangle$ позначено середнє значення. Якщо c – теплоємність, віднесена до однієї частинки, то при русі із області об'єму з локальною температурою $T + \Delta T$ в область з локальною температурою T частинка втратить енергію, рівну ΔT . Різниця локальних температур ΔT на кінцях інтервалу, рівного середній довжині вільного пробігу, подається виразом:

$$\Delta T = \frac{dT}{dx} l = \frac{dT}{dx} v_x \tau, \quad (3.3)$$

де τ – середній час між зіткненнями.

Для повного потоку енергії (створеного потоками частинок в обох напрямках) відповідно маємо:

$$Q = n \langle v_x^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx} = \frac{1}{3} n \langle v^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx}. \quad (3.4)$$

У випадку ж фононів, коли швидкість v постійна, (3.4) можна переписати у вигляді:

$$Q = \frac{1}{3} C v l \frac{dT}{dx}, \quad (3.5)$$

де $l \equiv v\tau$, $C \equiv nc$. Отже, вираз (3.2) отримано: $K = 1/3 C v l$.

Середня довжина вільного пробігу фононів l визначається в основному двома процесами розсіювання: геометричним і розсіюванням фононів на фонах. Якщо б сили взаємодії між атомами були тільки гармонічні, то ніякого механізму фонон-фононних зіткнень не існувало б і середня довжина вільного пробігу визначалась би тільки відбиттям фононів від граничних поверхонь кристала і розсіюванням на дефектах структури (це ми і називали геометричним розсіюванням). Можливі ситуації, для яких ці ефекти є домінуючими. Якщо ці сили взаємодії ангармонічні, то між фонами існує взаємодія, яка обмежує можливі значення середньої довжини вільного пробігу. В цьому випадку точні моди ангармонічної системи не подібні на звичайні фонони. Перш за все ми розглянемо тепловий опір, зумовлений взаємодіями в ґратці.

Побудова теорії, яка пояснює вплив ангармонічного зв'язку на тепловий опір, є складною проблемою. Наближений розв'язок був знайдений Дебасом; пізніше Пайерлс розглянув цю задачу досить детально. Було показано, що величина l при високих температурах пропорційна $1/T$, що узгоджується з результатами багатьох експериментів. Це можна пояснити, виходячи з наступної картини. Деяке число фононів взаємодіє з даним фононом; при високих температурах,

повне число збуджених фононів пропорційне T . Частота зіткнень даного фонона пропорційна числу фононів, з якими він може зіткнутися, тому $l \sim 1/T$.

Щоб теплопровідність могла взагалі здійснитися, в кристалі повинен існувати механізм, який би забезпечував встановлення локальної теплової рівноваги в розподілі фононів. Без такого механізму неможливо говорити про теплову рівновагу фононів при температурі T_2 на одному кінці кристала і теплову рівновагу при температурі T_1 на протилежному кінці. Для здійснення теплопровідності недостатньо мати лише механізм обмеження середньої довжини вільного пробігу, потрібен ще механізм встановлення істинно рівноважного розподілу фононів.

Зіткнення фононів зі статичними дефектами або границями кристала самі по собі ще не забезпечують встановлення теплової рівноваги, оскільки такі зіткнення не змінюють енергії окремих фононів: частота ω_2 розсіяного фонона рівна частоті ω_1 падаючого (вихідного).

Зауважимо також, що трифононні процеси, коли при зіткненні хвильовий вектор зберігається, тобто

$$\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_3 \quad (3.6)$$

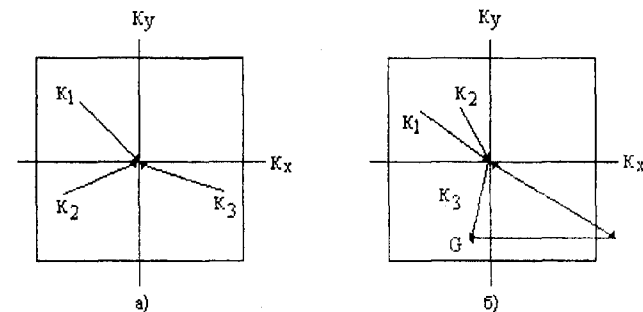


Рис. 3.1. а) Схема нормального процесу розсіяння (N – процесу), при якому $\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_3$, і б) схема процесу перекиду, при якому $\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_3 + \mathbf{G}$.

не приводять до встановлення рівноваги, але причина цього досить тонка: при таких зіткненнях повний імпульс фононного газу не змінюється. При таких зіткненнях повний імпульс системи фононів

$$\mathbf{J} = \sum_k \hbar \mathbf{K} n_k \quad (3.7)$$

зберігається, оскільки при зіткненні зміна \mathbf{J} зумовлена повною сумою $\mathbf{K}_3 - \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1 = 0$. Тут n_k є число фононів з хвильовим вектором \mathbf{K} . Для розподілу з $\mathbf{J} \neq 0$ зіткнення типу (3.6) не здатні до встановлення повної теплової рівноваги, бо вони залишають \mathbf{J} незмінним. Якщо ми створимо в стержні розподіл фононів з $\mathbf{J} \neq 0$, то цей розподіл буде

розповсюджуватися вздовж стержня при незмінному J . Тому ніякого теплового опору не виникає.

Пайерлс показав, що для теплопровідності суттєві трифоновні процеси не типу (3.6), тобто $K_2 + K_1 = K_3$, а типу

$$K_1 + K_2 = K_3 + G, \quad (3.8)$$

де G – вектор оберненої ґратки (рис.3.1). Нагадаємо що вектор G може з'являтися в усіх законах збереження імпульсу, які відносяться до кристалічної ґратки. Такі процеси завжди можливі в періодичних ґратках, тоді як в моделі твердого тіла, як неперервного середовища, вектор G завжди рівний нулю.

Процеси або зіткнення, в яких вектор зворотньої ґратки не рівний 0, називають процесами перекиду. Типовий випадок процесу перекиду ілюструється схемою на рис. 3.2 для випадку одновимірної ґратки.

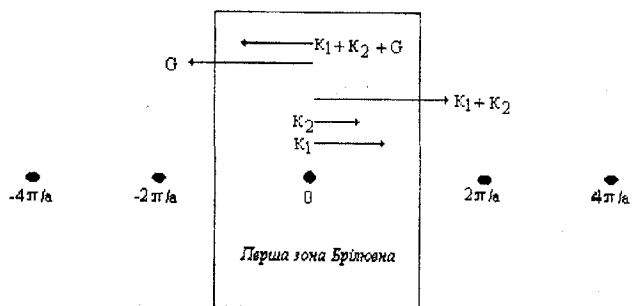


Рис. 3.2. Вузли оберненої ґратки у випадку моноатомного одномірного кристалу (лінійного ланцюжка) зі сталою решітки a .

При високих температурах ($T > 0$) збуджуються всі фонони, оскільки $k_B T > \hbar \omega_{\max}$. Суттєву частку в процесах зіткнення фононів будуть тоді складати U – процеси з відносно великими змінами імпульсу при зіткненні. Ми можемо оцінити тепловий опір, не враховуючи різниць між U - та N - процесами. Виходячи з наведених вище міркувань відносно нелінійних ефектів, можна очікувати, що при високих температурах тепловий опір ґратки виявиться пропорційним температурі T .

Енергія фононів з такими хвильовими векторами K_1 і K_2 , які відповідають процесам перекиду, виявляється порядку $k_B \theta / 2$, тому що у фононів 1 і 2 величини хвильових векторів повинні бути порядку $G/2$ для того, щоб стало можливим зіткнення типу (3.8). (Якщо обидва фонони мають малі K і відповідно низькі енергії, то не існує ніякого способу отримати в результаті їх зіткнення величину хвильового вектора, співмірну з $G/2$). В процесах перекиду енергія повинна зберігатися так само як і в нормальних процесах.

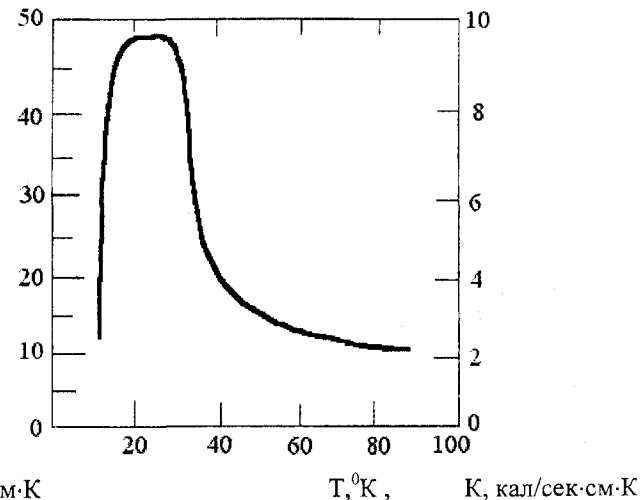


Рис. 3.3. Температурна залежність теплопровідності міді.

При низьких температурах можна очікувати, що число фононів досить великої енергії порядку $k_B \theta / 2$, потрібної для здійснення таких процесів, визначається грубо наближено фактором Больцмана $\exp(-\theta/2T)$. Експоненціальна залежність такого типу добре узгоджена з дослідом.

В підсумку ми приходим до висновку, що середня довжина вільного пробігу фонона, яка фігурує в (3.2), відноситься саме до зіткнень між фононами типу процесів перекиду, а не до всіх зіткнень між фононами.

Вище було встановлено вираз для коефіцієнта теплопровідності K газу:

$$K = 1/3 C v l,$$

де v – швидкість часток газу, C – теплоємність одиниці об'єму газу, l – середня довжина вільного пробігу. Коефіцієнт теплопровідність електронного газу Фермі можна отримати, скориставшись виразом для теплоємності.

Виникає питання: що є носієм більшої частини теплового потоку в металах – електрони чи фонони? Відомо, що чисті метали при кімнатних температурах мають на один-два порядки більшу теплопровідність, ніж тверді діелектрики, а, відповідно, при цих умовах майже весь потік тепла повинні переносити електрони. В чистих металах теплопровідність обумовлена в основному електронами для будь-яких температур. В металах з домішками, а також в неупорядкованих сплавах, вклад фононів в теплопровідність може бути співмірним з вкладом електронів.

Результати вимірів для міді наведені на рис.3.3.

$$K_{el} = \frac{\pi}{3} \frac{nk^2 BT}{mv_F^2} v_F l = \frac{\pi^2 nk^2 BT \tau}{3m}, \quad (3.9)$$

де $l = v_F \tau$, τ – середній час між зіткненнями, n – концентрація електронів.

В роботі для вимірювання теплопровідності використовується метод динамічного калориметра. Теплова схема калориметра показана на рис. 2.3 в попередній роботі.

Досліджуваний зразок 4, контактна пластина 3 і стержень 5 монотонно розігріваються тепловим потоком $Q(\tau)$, що поступає від основи 1. Тепловий потік $Q(\tau)$, що проходить через середній переріз пластини 2, частково поглинається нею і йде далі на розігрів пластини 3, зразка 4 і стержня 5.

Для будь-якого рівня справедливі формули:

$$Q_0(\tau) = V_0 S / P = (0.5C_0 + C_c) b, \quad (3.10)$$

де $Q_0(\tau)$ – тепловий потік, що проходить через зразок і поглинається стержнем в Вт;

V_0 – перепад температури на зразку в К;

P – тепловий опір між стержнем і контактною пластинною в $m^2 K/Вт$;

C_0 – повна теплоємність зразка в Дж/К;

C_c – повна теплоємність стержня в Дж/К;

b – швидкість розігріву вимірювальної комірки в К/с;

S – площа поперечного перерізу зразка в m^2 .

$$Q(\tau) = K_T V_T = (0.5C_T + C_n + C_0 + C_c) b, \quad (3.11)$$

де $Q_T(\tau)$ – тепловий потік, що проходить через середній переріз пластини 2 в Вт;

K_T – коефіцієнт пропорційності, що характеризує ефективну теплову провідність пластини 2 в $Вт/К$;

V_T – перепад температури на пластині 2 в К;

C_T – повна теплоємність пластини 2 в Дж/К;

C_n – повна теплоємність контактної пластини 3 в Дж/К;

Тепловий опір між стержнем і контактною пластинною визначається за формулою:

$$P = P_0 + P_k, \quad (3.12)$$

де P_0 – тепловий опір зразка в $m^2 K/Вт$;

P_k – поправка, що враховує тепловий опір контакту в $m^2 K/Вт$.

Тепловий опір визначається за формулою:

$$P_0 = h / \lambda \quad (3.13)$$

де h – висота зразка в м;

λ – теплопровідність зразка в $Вт/м К$.

На основі формул (3.10) – (3.13) одержані робочі розрахункові формули для теплового опору зразка і його теплопровідності:

$$P_0 = (V_0 S (1 + \delta_c) / V_T K_T) - P_0, \quad (3.14)$$

де δ_c – поправка, що враховує теплоємність зразка.

$$\delta_c = C_0 (C_0 + C_c) / 2, \quad (3.15)$$

де C_0 – повна теплоємність досліджуваного зразка в Дж/К;

C_c – повна теплоємність стержня в Дж/К.

$$C_0 = c_0(T) m_0, \quad (3.16)$$

де $c_0(T)$ – орієнтовне значення питомої теплоємності зразка в Дж/кг·К,

m_0 – маса зразка в кг.

$$C_c = c_m(T) m_c, \quad (3.17)$$

де $c_m(T)$ – питома теплоємність міді в Дж/кг·К;

m_c – маса стержня в кг;

K_T – теплова провідність пластин тепломіра в $Вт/К$.

Значення теплопровідності зразка визначається за формулою:

$$\lambda = h / P_0 \quad (3.18)$$

Порядок виконання роботи

1. Підключіть мікровольтноамперметр до вимірювача теплопровідності (білий і червоний провідники – до виходу вимірювального блоку, синій – на заземлення).
2. Ввімкніть обидва прилади в мережу змінного струму.
3. Встановіть перемикач “ВИМІРЮВАННЯ” в положення “ВСТ.0”, перемикач “ТЕМПЕРАТУРА” в положення 25⁰С.
4. Виміряйте висоту і діаметр зразка з похибкою ± 0.01 мм.
5. Зважте зразок і стержень з похибкою ± 0.001 г.
6. Занесіть одержані дані в таблицю.
7. Підніміть верхню половину корпусу вимірювальної комірки і поверніть її на 90⁰.
8. Протріть бензином і нанесіть тонкий шар змазки ПФМС-4 на контактні поверхні стержня, зразка, контактної пластини тепломіра.
9. Зразок встановіть на контактну пластину тепломіра, стержень – зверху, на голки термонари.
10. Опустіть верхню половину корпусу вимірювальної комірки.
11. Ввімкніть блок живлення і регулювання кнопкою “МЕРЕЖА”.
12. На приладі Ф-136 натисніть кнопку μV і поставте перемикач діапазону вимірювання на значення 1000.
13. Ввімкніть Ф-136 кнопкою “МЕРЕЖА” і зніміть з арретуру кнопкою “АРР”. На шкалі повинен з’явитися світловий промінь, причому він не повинен вийти за межі шкали!
14. Встановіть за вольтметром вимірювача теплопровідності початкову напругу 50 В.
15. Встановіть перемикач “ВИМІРЮВАННЯ” в положення t_c .
16. Послідовним зменшенням діапазону вимірювання Ф-136 добийтеся максимального відхилення світлового променя. НЕ ДОПУСКАЙТЕ ЗАШКАЛЮВАННЯ ПРИЛАДУ!

17. Ввімкніть кнопкою "НАГРІВ" основний нагрівач.
18. Зніміть покази приладу Ф-136 n_0 і n_T при досягненні всередині вимірювальної комірки температури, вказаної на перемикачі "ТЕМПЕРАТУРА" (температура стержня досягає потрібного значення при переході світлового вказівника приладу Ф-136 через нульову відмітку).
19. Переведіть перемикач "ТЕМПЕРАТУРА" в наступне положення, а перемикач "ВИМІРЮВАННЯ" виведіть в положення t_c і проведіть наступний вимір.
20. При досягненні максимальної температури дослідження вимкніть кнопку "НАГРІВ".
21. Встановіть перемикач "ВИМІРЮВАННЯ" в положення "ВСТ.0".
22. Зааретируйте прилад Ф-136.
23. Вимкніть прилади.
24. Підніміть верхню половину корпусу вимірювальної комірки для її охолодження.

Фізичні величини, необхідні для виконання роботи наведені в таблиці.

Таблиця 3.1.

$t_c, ^\circ\text{C}$	$C_m, \text{Дж/кг К}$	$A_t, \text{К/мВ}$	$R_k, 10^4 \text{ м}^2 \text{ К/Вт}$	$K_T, \text{Вт/К}$	$m_c, \text{кг}$
25	385	24,8	4,456	0,1089	0.0405
50	392	24,5	4,134	0,1142	
75	396	24,6	4,232	0,1124	
100	400	24,7	3,972	0,1146	
125	403	24,8	4,130	0,1111	
150	405	25,0	4,140	0,1093	
175	405	25,0	4,165	0,1092	
200	408	25,0	4,120	0,1076	
225	410	24,9	3,874	0,1087	
250	412	24,8	3,466	0,1099	

Контрольні запитання.

1. На чому ґрунтується метод динамічного калориметра?
2. Вивести робочу формулу.
3. Пояснити принцип дії терморпарі.
4. Записати рівняння закону Фур'є.
5. В чому полягає фізична природа явища теплопровідності?
6. Чим відрізняється механізм теплопровідності в металах, напівпровідниках і діелектриках?
7. Теплопровідність рідин, газів і твердих тіл.

РОБОТА №4

Визначення та дослідження температурного ходу концентрації носіїв заряду в напівпровідниках

Мета: Освоїти методику вимірювання електрофізичних параметрів за ефектом Холла в напівпровідниках та дослідити температурну залежність концентрації носіїв заряду.

Прилади та матеріали: установка для визначення електрофізичних параметрів компенсаційним методом, зразки холлівської конфігурації, криостат.

Література

1. Физика твердого тела. Спецпрактикум под ред. Б.А.Струкова. – МГУ, 1983.
2. Хмельок К.Д., Цициліано Д.Д. Физика атома і твердого тіла. – К.: Вища школа, 1974.
3. Смит Р. Полупроводники. – М.: Мир, 1982.

Теоретичні відомості

1. Рівноважні концентрації електронів і дірок. Кінетичні явища:
 - а) Електропровідність.
 - б) Концентрація носіїв заряду.
2. Ефект Холла. Зв'язок сталої Холла з концентраціями носіїв заряду
3. Можливості експериментальних досліджень.
4. Визначення концентрації і рухливості носіїв заряду і ширини забороненої зони.

Нааявність забороненого проміжку енергій між повністю зайнятою електронами при 0 К валентною (v) зоною і наступною вільною при тій же температурі зоною (c) провідності приводить не тільки до кількісних (малі концентрації вільних носіїв заряду), але і до якісних особливостей процесу переносу струму в напівпровідниках в порівнянні з металами. Квантово-механічний аналіз показує, що вільні місця в валентних зв'язках, які з'являються в результаті збудження валентних електронів в c -зону ведуть себе як позитивні носії заряду, які називаються дірками. Концентрації тих і інших $n = p = n_i$ визначають власну електропровідність напівпровідника при даній температурі:

$$\sigma_i = q(\mu_n + \mu_p)n_i \quad (4.1)$$

Тут q - заряд, а μ_n , μ_p - рухливості електронів і дірок, які є швидкостями їх дрейфу в одиничному електричному полі.

В термодинамічно рівноважному стані концентрації вільних носіїв встановлюються у результаті вирівнювання швидкостей їх теплової генерації і рекомбінації. За умов застосування до електронів статистики Максвела-Больцмана

$$n_i(T) = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT), \quad (4.2)$$

де k – стала Больцмана, а N_c, N_v – густини станів у зоні провідності і валентній зонах:

$$N_{c(v)} = 2(2\pi m_{c(v)} kT/h^2)^{3/2}. \quad (4.3)$$

Тут m_c, m_v – узагальнені тензори ефективних мас електронів і дірок в відповідних зонах, h – стала Планка.

На практиці виявляється, що концентрація вільних носіїв заряду в широкому інтервалі температур набагато перевищує власну і суттєво слабше залежить від T , а часто зовсім не змінюється аж до дуже низьких температур. Це пов'язано з електричною активністю порушень ідеальної періодичної структури напівпровідникових кристалів, їх здатністю надавати електрони чи дірки у зони зі значно меншими енергіями активації.

Оскільки зміна N_c, N_v з температурою мала в порівнянні з експоненціальним членом в (4.2), то залежність $n(T)$ має енергію активації, близьку до півширини забороненої зони.

Носії заряду, які визначають тип провідності, називають основними, носії другого типу - неосновними. Якщо концентрації основних і неосновних носіїв близькі, то електропровідність визначається очевидним співвідношенням

$$\sigma_i = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (4.4)$$

Для будь-яких співвідношень концентрацій у напівпровіднику виконується умова нейтральності. В області домішкової провідності рівність позитивних і негативних зарядів підтримується домішковими центрами:

$$\begin{aligned} N_d^+ &= N_a + n, N_d^0 = N_d - N_a - n \text{ (n-тип)}, \\ N_a^- &= N_d^+ + p, N_a^0 = N_a - N_d - p \text{ (p-тип)}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Для подальшого розгляду наведемо загальні вирази для концентрацій носіїв в s - і v -зонах. У невиродженому напівпровіднику (тобто в умовах застосування (4.2))

$$n(T) = N_c \exp(E_{Fc}/kT), \quad p(T) = N_v \exp(E_{vF}/kT). \quad (4.6)$$

Тут $E_{Fc} = E_f - E_c, E_{vF} = E_v - E_f, E_f$ - енергія (або рівень) Фермі, яка характеризує електрохімічний потенціал системи. Вирази (4.6) справедливі при розміщенні рівня Фермі в забороненій зоні на відстані хоча б декількох kT від країв s - або v -зони; з врахуванням (4.2) вони приводять до важливого співвідношення:

$$np = N_c N_v \exp(-E_g/kT) = n_i^2, \quad (4.7)$$

яке показує, що добуток концентрацій електронів і дірок постійний при даній температурі і рівний квадрату власної концентрації при тій же температурі.

Для трактування експериментальних даних важливо, що сама ширина забороненої зони змінюється з температурою. В широкій області досить високих температур ця залежність близька до лінійної, яка має вигляд

$$E_g(T) = E_g^0 - \gamma T, \quad (4.8)$$

де параметр E_g^0 інколи називається термічною шириною забороненої зони, одержується екстраполяцією до 0 К лінійної частини кривої $E_g(T)$; він перевищує дійсну $E_g(0)$, одержану, наприклад, із спектрів оптичного поглинання.

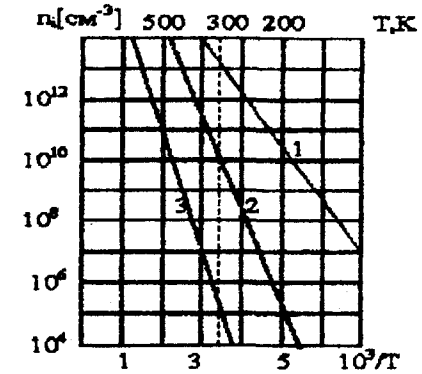


Рис.4.1. Температурні залежності власних концентрацій електронів і дірок: 1-в германію ($E_g=0,78\text{eV}$); 2-в кремнію ($E_g=1,21\text{eV}$); 3-в арсеніді галію ($E_g=1,56\text{eV}$).

На рис.4.1 наведені деякі залежності $n_i(T)$. Нахил на цих прямих визначається значеннями $E_g/2$, самі $n_i(T)$ визначаються $E_g(T)/2$ (4.8).

Розподіл електронів і дірок між домішковими центрами і зонами також підлягає законам статистики. Будемо називати "функцією заповнення" домішкового центру i -того типу імовірність знаходження на ньому носія заряду того знаку, "природнім" джерелом якого він є. Для донора це електрон, для акцептора – дірка, при заповненні якими обидва типи центрів нейтральні. Загальний вид таких функцій визначається статистикою Фермі – Дірака:

$$f_d^0 = 1/(1+1/2\exp(E_{dF}/kT)), \quad f_a^0 = 1/(1+1/2\exp(E_{aF}/kT)). \quad (4.9)$$

Тут E_{dF} і E_{aF} - відстані рівня Фермі від відповідних центрів, а множник перед експонентами враховує спільне виродження, відповідно ймовірності заряджених станів центрів $f_d^+ = 1 - f_d^0, f_a^- = 1 - f_a^0$. Таким чином в домішковому напівпровіднику n - типу $N_a = N_d^0$, а

$$N_d^0/N_d^+ = 2\exp(-E_{dF}/kT). \quad (4.10)$$

Враховуючи цей зв'язок, а також те, що $E_{Fc} = E_{Fd} - E_{dc}$, можна (4.6) переписати у вигляді

$$n(T) = N_d^0/2N_d^+ N_c \exp(-E_c/kT). \quad (4.11)$$

В області досить низьких температур, коли $n \ll N_d^0, N_d^+$, з врахуванням рівнянь нейтральності (4.5)

$$n(T) = ((N_d - N_a)/2N_a) N_c \exp(-E_{dc}/kT). \quad (4.12)$$

Це надзвичайно важливе для напівпровідникового матеріалознавства співвідношення: воно дозволяє за нахилом логарифмічної прямої $n(1/T)$ визначити енергію іонізації основних домішкових центрів, а за фіксованим в області експоненти $n(T)$ - коефіцієнт компенсації K_d і ступінь компенсації основної домішки:

$$K_d = (N_d - N_a)/N_a, \quad N_a/N_d = 1/(K_d + 1). \quad (4.13)$$

При виконанні умов справедливості (4.12)

$$E_{Fd} = kT \ln[(N_d - N_a)/2N_a], \quad (4.14)$$

тобто рівень Фермі розміщується поблизу рівня основної домішки, а при абсолютному нулі точно з ним співпадає. При високих температурах, коли починає переважати власна провідність, з формул (4.2), (4.6) випливає, що

$$E_{Fc} = E_g/2 + kT \ln(N_c/N_v), \quad (4.15)$$

тобто рівень Фермі розміщується поблизу середини забороненої зони (співпадаючи з нею при $N_c = N_v$). Проміжна область $E_g/2 > E_{Fc} > E_{dc}$ також важлива для напівпровідникового матеріалознавства. В ній, як слідує із (4.10), $N_d^0 \ll N_d^+$ і з (4.5)

$$n = N_d - N_a. \quad (4.16)$$

Це область повної іонізації домішкових центрів, де концентрація вільних носіїв заряду визначається різницею концентрацій донорів і акцепторів і не залежить від температури. Плато $n(T)$ займає тим більший інтервал, чим менша енергія іонізації основної домішки і чим менша ступінь її компенсації (4.13). Всі міркування справедливі і для напівпровідника р-типу.

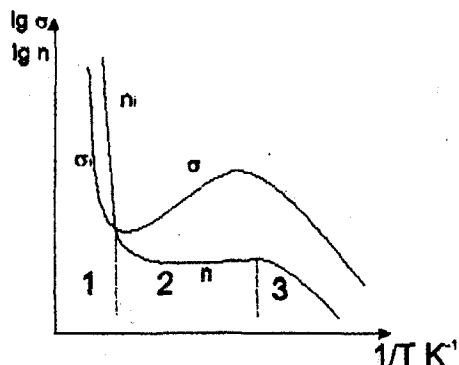


Рис 4.2. Загальний вигляд температурної залежності концентрації носіїв заряду і електропровідності достатньо чистого напівпровідника (1 - область власної і 2, 3 - домішкової провідності).

У результаті проведеного розгляду можна представити загальну температурну залежність концентрації основних носіїв заряду так як це

зроблено на рис.4.2. Для її зображення вибрано найбільш раціональний логарифмічний масштаб по осі ординат і обернена температура по осі абсцис. В такому масштабі ділянки експоненціальної зміни концентрації з температурою мають вигляд прямих ліній, нахил яких визначається формулою (4.2), плато n - (4.16), друга ділянка експоненти - (4.12) та відповідними енергіями активації.

При наявності зовнішнього магнітного поля на електрони, що рухаються, діє сила Лоренца яка перпендикулярна напрямкам їх швидкості і магнітної індукції. Тому в провіднику зі струмом вздовж осі x (див. рис.4.3) в магнітному полі, напрямленому по осі y в напрямку z з'являється холлівська різниця потенціалів V_x , знак якої залежить від напрямку поля і від знаку основних носіїв струму. Величина V_x пропорційна добутку $I \cdot B$ і обернено пропорційна товщині d провідника в напрямку магнітного поля:

$$V_x = RIB/d, \quad (4.17)$$

коефіцієнт R - називається сталою Холла, в слабких магнітних полях, не залежить від магнітної індукції і визначається концентраціями і рухливостями носіїв струму.

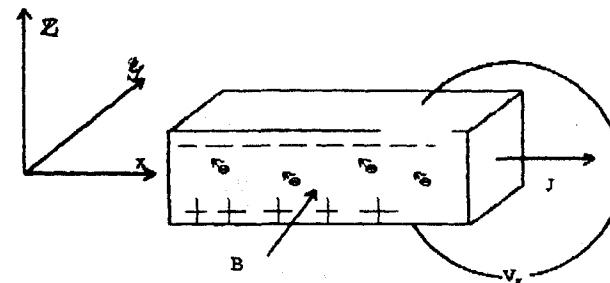


Рис.4.3. Схема виникнення ЕРС Холла в напівпровіднику n-типу.

Елементарна теорія гальваноманітних явищ приводить до наступного загального виразу для сталої Холла при наявності рівних внесків в провідність електронів і дірок:

$$R = 1/q(\rho\mu_p^2 - n\mu_n^2)/(\rho\mu_p + n\mu_n). \quad (4.18)$$

Із цього виразу видно, що поняття "внеску" носіїв різного типу в ефект Холла дійсно відмінне від їх внеску в електропровідність (див. (4.4)). По-перше, внесок різнецевий, а по-друге, внески електронів і дірок посилюються добутками концентрацій на квадрати рухливостей в області власної провідності

$$R_1 = 1/n_1 q(\mu_p - \mu_n)/(\mu_p + \mu_n). \quad (4.19)$$

Тільки у випадку явно вираженої домішкової провідності (n або р-типу) зв'язок сталої Холла з концентраціями стає простим :

$$R_n = -(nq)^{-1}, \quad R_p = (pq)^{-1}. \quad (4.20)$$

Із цих виразів добре видно, чому в напівпровідниках, на відміну від металів, ефект Холла має велике практичне значення: R обернено пропорційне концентраціям основних носіїв заряду в кристалі, має різні знаки для електронів і дірок, і, таким чином, може бути використаний для визначення їх концентрацій, а потім і концентрацій домішок. Сама стала Холла, як видно із (4.17), легко визначається

$$R = V_x d / IB. \quad (4.21)$$

Примітка. Всі співвідношення, які зв'язують сталу Холла з концентраціями носіїв заряду, записані без врахування різниці між "холлівськими" і дрейфовими рухливостями. Для запропонованих задач ця різниця не грає принципової ролі, приводячи в значеннях концентрацій до правки менше 20%.

Як показано раніше, одночасні виміри температурних залежностей концентрацій основних носіїв заряду і електропровідності дають можливість одержати дані про важливі параметри напівпровідника: ширину забороненої зони, концентрацію домішок, величини і температурну залежність рухливостей носіїв заряду. Для визначення концентрацій користуються холлівським методом і в відповідності з $R \sim 1/n(p)$ експериментально визначають питомий опір кристалу $\rho = 1/\sigma$. Залежності $R(T)$ в домішкочій області в відповідності з (4.21) безпосередньо відтворює залежності $1/n(p)$ з всіма висновками відносно можливостей визначення відповідних величин, що входять в формули (4.12), (4.14), (4.16).

Для визначення n_i з R_i необхідно знати рухливості носіїв обох знаків. Що стосується $R_i(T)$, то на неї, крім $n_i(T)$, впливає $b(T) = \mu_n / \mu_p$. В таких випадках, коли останнім можна знехтувати,

$$R_i(T) \sim T^{3/2} \exp(+E_g / 2kT), \quad (4.22)$$

тобто з достатньою ступінню точності може бути використана для визначення E_g (див.(4.8)). Для визначення типу домішкової провідності крім абсолютного знаку R є важливим, що при переході від домішкової r -провідності до власної R змінює знак ($b > 1$). Тому за експериментальними залежностями $R(T)$, включаючи власну область, можна судити про тип домішкової провідності (а відповідно, і про тип домінуючої домішки) і без встановлення абсолютного знаку R . Крім того, тип домішкової провідності значно простіше встановити за знаком коефіцієнта термо-ЕРС α .

Якщо є докази переважання граткового розсіювання носіїв заряду, то найбільш простим методом визначення E_g є дослідження $\rho(T)$ у власній області. Справді, з врахуванням T -залежностей N_c , N_v і $\mu(T)$

$$\rho_i(T) \sim \exp(+E_g / 2kT), \quad (4.23)$$

з чого слідує, що при наявності прямолінійної залежності $\lg(\rho_i)$ від $1/T$, E_g може бути визначене з нахилу цієї прямої

$$E_g = 2k\Delta \ln(\rho_i) / \Delta(1/T). \quad (4.24)$$

Наявність експериментальної залежності $R(1/T)$ і $\rho(1/T)$ у власній і безпосередньо розміщеній біля неї домішкочій області дозволяє оцінити в найближчих точках домішкову провідність неосновних носіїв, а відповідно і власну концентрацію електронів і дірок та концентрацію неосновних носіїв заряду. Дійсно, екстраполяція логарифмічної прямої із власної в домішкову область дає значення $R_i(T)$, $\rho_i(T)$.

Методика вимірювань

Принципова схема вимірювання сталої Холла і питомого опору зображена на рис. 4.4.а). Монокристалічний зразок германію (або іншого напівпровідника) у вигляді прямокутного паралелепіпеда розмірами $0.2 \times 0.4 \times 2 \text{ см}^3$ оснащено напаяними оловом струмовими на торцях (1, 2) і двома парами точкових контактів (3 - 4) і (5 - 6), які розташовані попарно симетрично на бічних гранях. Дві пари потенціальних контактів дозволяють судити про однорідність електричних параметрів по довжині зразка. Від батареї Б за допомогою змінного баластного опору r_6 на зразок подається постійна напруга V_{12} ; постійний струм I , який протікає через зразок, фіксується міліамперметром. Напруги V_{35} , V_{46} , які використовуються для визначення V_0 і $\rho = V_0 da / Il$, вимірюються мілівольтметром з високоомним вхідним опором $r_{вх} \gg r + r_k$ - суми опорів зразка і його контактів. В однорідному зразку і при рівних відстанях l_{35} , l_{46} ці напруги повинні бути однакові.

Зразок розміщують в магнітному полі так, як показано на рис. 4.3. При відсутності магнітного поля і при екіпотенціальному розташуванні поперечних пар контактів напруги V_{34} і V_{56} близькі до нуля. При включенні магнітного поля між ними виникають холлівські потенціали V_x , які змінюють знак при зміні магнітної індукції B . Для створення магнітного поля використовують електромагніт, який живиться від мережі 220 В через зібрані по містковій схемі напівпровідникові випрямлячі. Струм I_m через магніт змінюється включеним в первинне коло лабораторним автотрансформатором (ЛАТР), а його величина і полярність контролюються амперметром з нулем посередині шкали. Градувальна крива $B(I_m)$ додається. Робоча схема пуску магніту розміщена в металевому блоці, на передню панель якого виведені елементи регулювання і переключення. Оскільки робочі струми через магніт досягають 5А, то в установці передбачено блокування, яке не дозволяє включати і виключати струм поки з допомогою ЛАТРа він не зменшиться до 0.

При вимірах V_x необхідно мати на увазі наступне: на практиці важко забезпечити екіпотенціальне розміщення контактів 3 - 4, 5 - 6, тому між ними вже при відсутності магнітного поля є "сторонні" потенціали V_0 . Через відмінності у співвідношеннях V_x і V_0 вимірні в магнітному

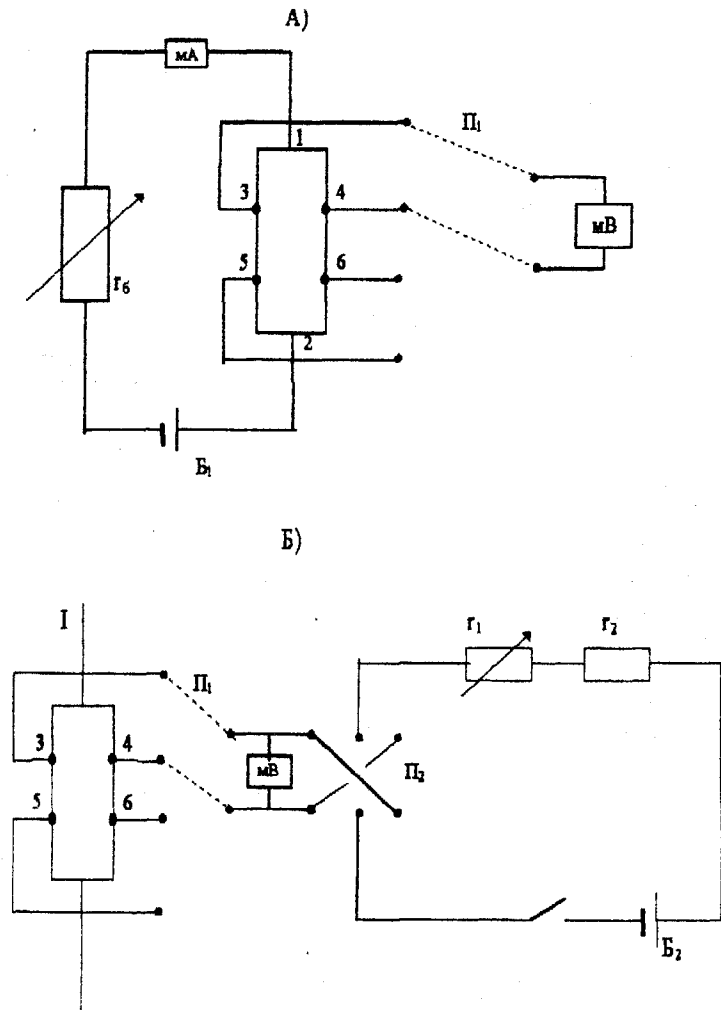


Рис.4.4. Електричні схеми вимірювань V_p , $V_x(A)$ і компенсації стороннього потенціалу на холлівських контактах (Б)

полі потенціали можуть бути різних, або одного знаку (але, зрозуміло, різних значень); в першому випадку V_x знаходиться як півсума, в другому – як піврізниця абсолютних значень $V^{(+)}$, $V^{(-)}$, виміряних при (+) і (-) полярностях поля. Зміна відношень між V_x і V_0 може мати місце і при змінах температури в одному експерименті, наприклад, в області зміни знака постійної Холла, де V_x сильно падають. При виявленні такої

ситуації необхідно з особливою точністю виміряти поперечні потенціали, оскільки вони можуть лише слабо змінюватись в магнітному полі. В установці передбачена часткова компенсація V_0 ; схема її показана на рис. 4.4.б). За допомогою змінного r_1 і баластного постійного r_2 опорів, які перевищують r зразка в напрямі 3 - 4 (5 - 6), мала частина напруги B_2 подається на відповідну пару потенціальних контактів з таким знаком, щоб вона компенсувала V_0 .

Постійна Холла обчислюється за формулою (4.21):

$$R = 10^8 V_x d / I B \text{ [см}^3/\text{Кл]} \quad (4.25)$$

При вимірюванні V_p також необхідно враховувати можливий вклад сторонніх потенціалів. Через те, що контакти 3 - 5, 4 - 6 розміщені по довжині зразка, при зміні температури між ними можливий деякий градієнт температур, а відповідно термо-ЕРС. Величина її може бути оцінена при виключеному струмі через зразок і відповідно уточнена. Конкретні значення V_p отримуються і при вимірюванні їх як півсуми $V_{п1}$, виміряних при різних полярностях струму через зразок. Обчислюється ρ [Ом·см].

Досліджуваний зразок закріплений всередині скляної пробірки на масивній мідній підкладці і ізолюється від неї шаром тонкої слюди. Верх пробірки складає латунний фланець, з яким жорстко спаяний стержень держака зразка. На стержень, вище і нижче пластинки з зразком, намотана константанова піч нагріву. Для гомогенізації температурного режиму зразка і збільшення ККД печі пробірка залита вазеліновим маслом, що дозволяє проводити нагрів зразка без його вакуумування. До зразка притиснута термопара Cu-Co.

Проводи від струмових і потенціальних контактів виведені через трубку в фланці на лампову панель. Аналогічно оформлені виводи провідників печі і термопари. Другий спай термопари поміщений в джоар з контрольованою температурою. За допомогою екранованого кабеля всі проводи введені через спеціальне з'єднання в робочий блок, всередині якого зібрані вимірювальні схеми, а на передній панелі – елементи керування, в тому числі перемикач пар контактів, перемикач і регулятор напруги, схеми компенсації немагнітного потенціалу, схема увімкнення і регулювання струму нагрівача. Ззовні до блоку під'єднують вимірювальні прилади.

При ввімкненні мікромілівольметра В-2-15 звернути увагу на положення його перемикача границь: він повинен стояти на найгрубшій шкалі. В майбутньому, поки знаки і величини вимірювальних напруг невідомі, це положення повинно бути початковим; далі, з врахуванням відхилення стрілки, виставляються знак і оптимальна шкала приладу (на якій відхилення стрілки складає половину і більше).

Для вимірювання V_p перемикач контактів ставиться в положення 3 - 5 або 4 - 6. Вмикається струм через зразок і за допомогою магазину опорів він встановлюється рівним 10 - 20 мА. Вимірюється V_p , струм

вимикається, звертається увага на V_0 і в залежності від їх співвідношень враховується або не враховується при обчисленні V_x . Для вимірювання V_x перемикач ставиться в положення 3 - 4 або 5 - 6. Звертається увага на V_0 і у випадку необхідності за допомогою схеми компенсації вона зменшується до мінімуму. Вмикається струм через магніт, за допомогою ЛАТРа встановлюється рівним 5А. Вимірюється $V^{(+)}$, струм зменшується до нуля, змінюється полярність, струм знову встановлюється рівним 5А і проводяться вимірювання $V^{(-)}$. Знаки напруг визначаються з допомогою відповідного тумблера мілівольтметра і обов'язково записуються.

Після вимірювань при кімнатній температурі вмикається струм нагрівача. Вимірювання R і ρ здійснюється тільки при встановлених температурах, що змінюються з інтервалами $10-20^{\circ}$ до 230°C . Для вимірювання показів термопар служить спеціальний потенціометр. Шкала для градування термопар додається.

Порядок виконання роботи

1. Побудувати залежності $\lg\rho$ і $\lg R$ від $10^3/T$ (відповідно криві 1, 2). Для наочності всі залежності будуються на одному графіку і в одному відносному масштабі, при цьому необхідно зсувати його абсолютні значення для ρ і R так, щоб криві були достатньо близько розташовані. Краще за все максимально наблизити графіки в області експонент, щоб безпосередньо співставити їх нахили.
2. На кривих відмітити ділянки домішкової і власної провідності. Звернути увагу на відмінності залежностей $R(T)$ і $\rho(T)$ в області явно вираженої домішкової провідності і пояснити їх. Відмітити ділянку застосування формул (4.20) для обчислення концентрацій основних носіїв за виміряними R ; визначити $n(\rho)$, а також їх рухливість μ .
3. Проаналізувати поведінку R в області переходу до власної провідності, зробивши з цього висновок про тип домішкової провідності в досліджуваному зразку і про тип домінуючої домішки.
4. На ділянках власної провідності кривих 1 і 2 визначити E_g^0 за формулами, що впливають безпосередньо із (4.23) і (4.24). Порівняти отримані значення.
5. Екстраполювати температурний хід кривих 1 і 2 із області власної в область домішкової провідності і знайти R_i і ρ_i при 300 К.

Контрольні запитання

1. Концентрації носіїв заряду та їх залежність від температури.
2. Електропровідність.
3. Ефект Холла.
4. Методика вимірювання сталої Холла.

РОБОТА №5

Визначення та дослідження температурного ходу рухливості носіїв заряду в напівпровідниках

Мета: Освоїти методику вимірювання електрофізичних параметрів та визначити температурну залежність рухливості носіїв заряду.

Прилади та матеріали: установка для знаходження електрофізичних параметрів компенсаційним методом, зразки холлівської конфігурації, кріостат.

Література

1. Фізика твердого тела. Спецпрактикум под ред. Б.А.Струкова. – МГУ, 1983.
2. Хмелюк К.Д., Цициліано Д.Д. Фізика атома і твердого тіла. – К.: Вища школа, 1974.
3. Смит Р. Полупроводники. – М.: Мир, 1982.

Теоретичні відомості.

1. Рухливість носіїв заряду. Температурний хід електропровідності.
2. Ефект Холла. Зв'язок сталої Холла з рухливостями носіїв заряду.
3. Можливості експериментальних досліджень. Мета і зміст запропонованих задач.
5. Визначення рухливості носіїв заряду і ширини забороненої зони.
6. Дослідження температурного ходу рухливості електронів.

Рухливості електронів і дірок – швидкості їх дрейфу в одиничному електричному полі. Елементарна теорія електропровідності дає для дрейфової рухливості вираз

$$\mu = q/m^* \langle \tau \rangle,$$

де m^* - ефективна маса носіїв заряду, $\langle \tau \rangle$ - усереднений по всіх частинках час вільного пробігу, який визначається процесами розсіювання носіїв у кристалі.

Найбільш ефективними центрами розсіювання в напівпровідникових кристалах є теплові коливання атомів (фонони) і заряджені атоми домішок. При розсіюванні на акустичних фонах (граткове розсіювання) в досить чистих гомеоплярних напівпровідниках температурна залежність рухливості має вигляд

$$\mu_i(T) = A(kT)^{-3/2}, \quad (5.1)$$

в умовах кулонівського розсіювання

$$\mu_i(T) = B(kT)^{+3/2}/Nz^2. \quad (5.2)$$

Тут A і B - коефіцієнти, які незалежать від температури і енергії частинок, а N - концентрація z -кратно заряджених домішкових центрів. Загальний вид $\mu(T)$, зумовлений комбінацією обох типів розсіювання,

показаний на рис. 5.1. Перехід від домішкового розсіювання до граткового має місце при тим більш високих температурах, чим більша концентрація заряджених центрів в напівпровіднику.

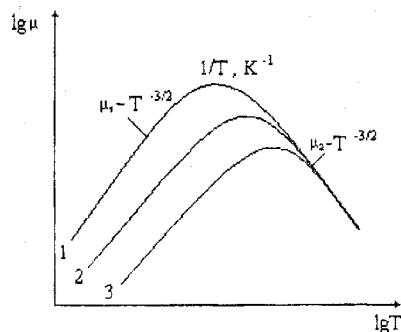


Рис.5.1. Температурний хід рухливості носіїв заряду при комбінації розсіювання на теплових коливаннях ґратки (μ_1) і заряджених іонах домішок (μ). Криві 1,2,3 відповідають росту N.

Методика вимірювань

Установка дозволяє проводити дослідження в інтервалі температур 60-320 К. Принципова схема вимірювань R і ρ і її оформлення – ті ж, що й в попередній роботі. Однією із важливих складових установки є криостат, розрахований на отримання широкого інтервалу температур. Його основну частину складає металічний дьюар з мідними циліндричними стінками, в середині якого проведена трубка із погано теплопровідного матеріалу – нержавіючої сталі. Верхній і нижній кінці трубки виходять за межі азотної ванни; в нижній частині розміщується досліджуваний кристал з контактами, провідники від яких виведені на ламповий цоколь, змонтований на верхньому кінці трубки.

Для зменшення взаємодії трубки з кімнатною температурою вона огорнута мідним екраном, що входить в азотну ванну і припаяний до її дна. Вакуум в дьюарі створюється відкачкою форвакуумним насосом. Трубка для заливання азоту в дьюар також виготовлена із нержавіючої сталі для зведення до мінімуму теплового контакту азотної ванни з зовнішнім кожухом і оточуючим середовищем. Конструкція криостату дозволяє отримувати температури до 60 К. Трубка зі зразком спочатку відкрита і при заливанні відкачаного дьюара рідким азотом її нижній кінець повільно охолоджується; волога, яка затягується з атмосфери, конденсується на найбільш холодній, контактуючій з рідким азотом ділянці і до кристала не доходить. При достатньому охолодженні системи повітря починає зріджуватись і на внутрішніх стінках цієї ж найбільш холодної ділянки трубки і капати вниз; в результаті навколо кристала утворюється деяка кількість зрідженого газу – термопара фіксує близьку до

77 К температуру. Після цього відкачка дьюара може бути зупинена, і вакуум в ньому підтримується далі вугільним насосом - активованим вугіллям в сітці, розташованим безпосередньо довкола азотної ванни. Якщо тепер центральну трубку з допомогою вакуумного відводу приєднати до форвакуумного насоса і почати відкачувати, то рідке повітря всередині неї (завдяки малій кількості) швидко охолоджується до температури 60 К. Зворотній хід температури здійснюється припиненням відкачки центральної трубки і увімкненням нагрівача, намотаного на нижній кінець трубки. Нагрів насамперед зворотно згущує, а потім випаровує газ із трубки, і, завдяки її слабкому контакту з азотною ванною, нагрів зразка може відбуватися без значного випаровування залитого рідкого азоту. Температура зразка вимірюється притиснутим до нього спаєм диференціальної термопари мідь - константан відносно другого спаю, що знаходиться при автоматично підтримуваній температурі 50 °С (в "коробці гарячого спаю"). Відповідні мідні кінці термопари виведені і під'єднані до потенціометра, який вимірює ЕРС термопари компенсаційним методом.

Порядок виконання роботи

Кріостат у вихідному стані має бути відкачаний, вхідний кран закритий і до нього приєднаний шланг від форвакуумного насоса. Відвід центральної трубки закритий гумовою трубкою, щоб не допустити затягування в неї вологи в неробочому стані криостату (після закінчення вимірювань в ньому завжди залишається рідкий азот). Увімкнувши насос і вакуумметр, слід перевірити насамперед герметичність відкачної системи (стрілка приладу повинна дійти до контрольної риски) і тільки тоді відкрити кран; критерієм доброго вакууму в криостаті є досягання стрілкою приблизно половини шкали (це відповідає 10^{-2} мм. рт. ст.). Одночасно з початком відкачування криостата під'єднується до 220 В коробка гарячого спаю. Досягнення 50 °С фіксується початком мигання сигнальної лампочки. Поки йде відкачка криостата, можна виміряти R і ρ .

Після перевірки вакууму в криостаті можна починати його заливання азотом із скляного дьюара.

Після досягнення найвищої стійкої температури знову провести вимірювання R і ρ . При цьому звернути увагу на V_{35}^0 , V_{46}^0 при відсутності струму через зразок, які відображають ступінь однорідності температури вздовж зразка. Якщо доза зрідженого повітря не покриває всього зразка, то температура його не буде однорідною, і в результаті на контактах 3 - 5, 4 - 6 з'являться значні сигнали термо-ЕРС. Вимірюючи ці напруги у відсутності струму через зразок, можна бачити, що вони спочатку ростуть, а потім із встановленням найнижчої температури зменшуються і стають набагато меншими струмових потенціалів.

Закінчивши вимірювання ρ і R, закрити кран, перетиснути

відвідний гумовий шланг затискачем, відкрутити гайку вакуумного з'єднання і підключити його аналогічним способом до відводу; затискач трохи відпустити і почати відкачувати центральну трубку. Зразу слідкувати за показами термомпари і при досягненні найнижчої температури знову виміряти R і ρ . Наступний нагрів системи ведеться при неперервному відкачуванні центральної трубки. Вмикається стабілізоване джерело з мінімальними струмами (величини їх задані) і послідовно фіксуються температурні точки в інтервалі 60 – 77 К. Потім послідовним збільшенням струму печі проводяться вимірювання з інтервалами 10 - 15К. Після досягнення найвищої температури (320К) вимірювання припиняються, а відкачування центральної трубки продовжується для випаровування затягнутої в неї вологи.

Примітка. Для більшої коректності визначення R і μ необхідно фіксувати струм I_B через зразок і при включенні магнітного поля. Коли він починає помітно змінюватися (при достатньо низьких температурах), завдяки зміні опору зразка в магнітному полі, необхідно записувати обидва струми і саме I_B використовувати для обрахунку R .

Результати вимірювань заносяться в таблицю.

Завдання

1. За обчисленими значеннями побудувати графік $\lg\mu$ від $\lg T$. Звернути увагу на ступінь монополярності μ при найвищій температурі.

2. На кривій $\lg\mu$ від $\lg T$ відмітити ділянку степеневої залежності $\mu \sim T^n$. Визначити n . Обговорити механізми розсіювання носіїв заряду в різних інтервалах температур.

3. Використовуючи також виміряні при тій же температурі R і ρ , визначити рухливість неосновних носіїв заряду. Визначити $b = \mu_n / \mu_p$

4. За знайденими значенням R_i , μ_n , μ_p вирахувати власну концентрацію n_i електронів і дірок при 300 К (формула (4.19)), а потім - концентрацію неосновних носіїв заряду за формулою (4.6). Обміркувати, чи виправдано нехтувати вкладом неосновних носіїв в провідність і ефект Холла при 300 К.

Контрольні запитання.

1. Рухливість носіїв заряду та її залежність від температури.
2. Електропровідність.
4. Ефект Холла.

Зміст

1. Вступ.....	3
2. <i>Робота №1.</i> Визначення розмірів і типу елементарної комірки кристалічної ґратки на полікристалічному зразку.....	4
3. <i>Робота №2.</i> Визначення залежності теплоємності твердих тіл від температури.....	9
4. <i>Робота №3.</i> Визначення залежності коефіцієнта теплопровідності твердих тіл від температури.....	19
5. <i>Робота №4.</i> Визначення та дослідження температурного ходу концентрації носіїв заряду в напівпровідниках.....	27
6. <i>Робота №5.</i> Визначення та дослідження температурного ходу рухливості носіїв заряду в напівпровідниках.....	37

НБ ПНУС



640321

Здано до набору 04.02.2002 р. Підп. до друку 25.03.2002 р.
Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 2,68, 2,88. Тираж 100 пр. Зам. 458.

Видавництво "Глай" Прикарпатського університету імені Василя Стефаника.