

ЕФЕКТ ШУБНІКОВА – де ГААЗА

Мета роботи – вивчення квантових осциляцій магнітоопору у вісмуті.

1. Фізичні основи роботи

1.1. Магнітоопір

Магнітоопір $\Delta\rho(H)$ визначається як відносне змінення питомого електроопору зразка у вигляді стрижня (проволоки) $\Delta\rho$ відносно його питомого електроопору ρ_0 при $H = 0$. Якщо поле H паралельно, або перпендикулярно стрижню, то Δ відповідно:

$$\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho_0} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_0}{\rho_0} \quad \text{і} \quad \frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho_0} = \frac{\rho_{\perp} - \rho_0}{\rho_0} \quad (1.1)$$

Для поля, яке нахилено на кут φ відносно стрижня відповідно:

$$\rho(\varphi) = \rho_{\perp} \sin^2 \varphi + \rho_{\parallel} \cos^2 \varphi \quad (2.1)$$

Відносне змінення електроопору у поперечному полі в звичайних умовах (при $T = 300\text{K}$) досить мале: у гарних металах в полі $H = 8 \cdot 10^7 \text{ А/м}$ $\Delta\rho/\rho_0 \sim 10^{-4}$. Важливим виключенням є вісмут, у якому $\Delta\rho/\rho_0 \sim 2$ у полі $H = 2 \cdot 10^6 \text{ А/м}$. У напівпровідників $\Delta\rho/\rho_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ і суттєво залежить від концентрації домішок і температури. Зниження температури і збільшення поля приводять до збільшення $\Delta\rho/\rho_0$.

Для наочного уявлення про вплив магнітного поля на $\Delta\rho$ метала розглянемо пластину метала зі сферичною поверхнею Фермі (ПФ). Нехай магнітне поле перпендикулярно до пластини, а довжина вільного пробігу електронів досить велика. При цих умовах траєкторії електронів уявляють кола у площині пластини, що приводить до зростання $\Delta\rho$ в напрямках, перпендикулярних H . Електроопір уздовж H при цьому практично не змінюється. Можна сформулювати кілька загальних правил, що характеризують магнітоопір:

1. У разі відсутності відкритих перетинів ПФ і однакових об'ємах електронної частини ПФ (скомпенсовані метали, наприклад цинк, кадмій) при будь-якому куті між струмом провідності і напрямом відкритості ПФ маємо:

$$\rho(H) \sim H^2; \quad (3.1)$$

2. У разі відсутності відкритих перетинів ПФ для даного напрямку, але метал не скомпенсований (наприклад, мідь) маємо:

$$\rho(H) = B = \text{const} \quad (4.1)$$

3. У разі, коли для даного напрямку H є шари відкритих траєкторій під кутом φ (наприклад алюміній) маємо:

$$\rho(H, \varphi) = AH^2 \cos \varphi + B, \quad (5.1)$$

де A і B – сталі.

1.2.Ефект Шубнікова – де Гааза.

Ефектом Шубнікова – де Гааза називають α осцилюючу залежність магнітоопору монокристалічних провідників в залежності від магнітного поля. Явище пов'язане з періодичним зміненням густини електронних станів $g(\varepsilon_F)$ на рівні Фермі у квантуючому магнітному полі. Відкритий у в 1930 р. в Лейденській кріогенній лабораторії на монокристалах вісмута А.В.Шубніковим і В. де Гаазом. Загальна теорія квантових осциляційних явищ побудована І.М.Лівшицем і А.М.Косевичем у 1956 р. і її короткий зміст наведений нижче (більш детально див. [1,2]).

Нехай металічний зразок знаходиться у сталому магнітному полі $H = H_Z$. Відтоді для енергії електрона ε_n пов'язаною з фінітним рухом по ізамкненим траєкторіям в площині перпендикулярній до \vec{H} дозволеними будуть лише дискретні значення, які зветься рівнями Ландау. При цьому закон дисперсії електронів, без урахування їхніх спінів має вигляд:

$$\varepsilon_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_C + \frac{p_Z^2}{2m_Z}, \quad (1.2)$$

де n – номер рівня Ландау, $\omega_C = eH/m_C c$ - циклотронна частота, e - заряд електрона, c - швидкість світла, $m_C = (1/2\pi)\partial S(\varepsilon, p_Z)/\partial p_Z$ - циклотронна маса, S - площа орбіти електрона в імпульсному просторі.

Згідно з виводами теорії, суттєвою є наступна обставина: у магнітному полі густина електронних станів, яка відповідає енергетичному спектру (1.2) має нескінченну особливість коли

$$\varepsilon = \varepsilon_n = \hbar\omega_C(1 + \frac{1}{2}), \text{ або коли } H_n = \frac{m_C \varepsilon_F}{e\hbar(n + \frac{1}{2})}, \quad (2.2)$$

де ε_F - енергія Фермі. Квантові властивості полягають у квантуванні магнітного потоку крізь орбіту і тому, що:

$$\Phi_n = S_{r,n}H = (n + \frac{1}{2})\Phi_0 = (n + \frac{1}{2})\frac{2\pi\hbar c}{e}, \quad (3.2)$$

де $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e = 4,14 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2 = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$. Тобто правило квантування площин у координатному і імпульсному просторах буде наступним:

$$S_{r,n} = (n + \frac{1}{2})\frac{2\pi\hbar c}{eH} \quad \text{і} \quad S_{p,n} = (n + \frac{1}{2})\frac{2\pi\hbar eH}{c}. \quad (4.2)$$

При зростанні магнітного поля відстань $\hbar\omega_C$ поміж особливостями збільшується і нескінченні максимуми на залежності $g(\varepsilon)$ послідовно проходять крізь рівень Фермі, і усякого разу, коли дно чергової параболи $p_z^2/2m_z$ співпадає з рівнем Фермі на ньому виникає нескінченна особливість $g(\varepsilon)$, яка у свою чергу призводить до осциляційної залежності від магнітного поля усіх термодинамічних і кінетичних характеристик електронної підсистеми, які залежать від кількості електронів на рівні Фермі.

Згідно з теорією ефекту Шубнікова – де Гааза осцилююча добавка до монотонної залежності типу (3.1) у першому наближенні має вигляд:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0}(H,T) = CTH^{-1/2} \frac{\exp(-2\pi^2 k_B T_d / \hbar\omega_C)}{sh(2\pi^2 k_B T_d / \hbar\omega_C)} \cos\left(\frac{cS_{extr}}{e\hbar H} - \gamma\right), \quad (5.2)$$

де C – стала, k_B - константа Больцмана, γ - фаза осциляцій, S_{extr} - площа так званого екстремального перетину ПФ ($\partial S/\partial p_z$ максимальна або мінімальна). Формула (5.2) справедлива за умови $\varepsilon_F \gg k_B T$ в області квазікласичних полів $cS_{extr}/e\hbar H \gg 1$. T_d - температура Дінгла визначає розширення рівнів Ландау яке обумовлено температурою. Періоди функції (5.2) , тобто відстань поміж максимумами або мінімумами, визначають S_{extr} , у площині перпендикулярної до \vec{H} :

$$S_{extr} = \frac{2\pi e\hbar}{c\Delta(\frac{1}{H})}. \quad (6.3)$$

Тобто, екстремальний перетин ПФ визначається періодом осциляцій у зворотному полі. З формули (5.3) видно, що амплітуда осциляцій $\rho(H)$ зростає при зменшенні температури. Це дає можливість визначити m_C на екстремальних перетинах ПФ. Відношення амплітуд осциляцій $A(T_1)$ і $A(T_2)$ при двох температурах T_1 і T_2 для одного і того ж значення $H = H_n$ і за умови $T_1 = 2T_2$ визначають у явному вигляді циклотронну масу:

$$m_C = \frac{e\hbar H_n}{2\pi^2 c k_B T_2} \operatorname{arch} \left[\frac{A(T_2)}{A(T_1)} \right]. \quad (7.3)$$

Розширення рівнів Ландау як результат зіткнень носіїв і теплове розмиття розподілу Фермі повинні бути меншими ніж енергетична відстань між рівнями Ландау. Тому осциляції спостерігаються тільки при низьких температурах і на досить досконалих монокристалах чистих металів.

Якщо ПФ багатозв'язана в (5.2) будуть давати внесок різні ділянки ПФ і картина буде уявляти суперпозицію осциляцій.

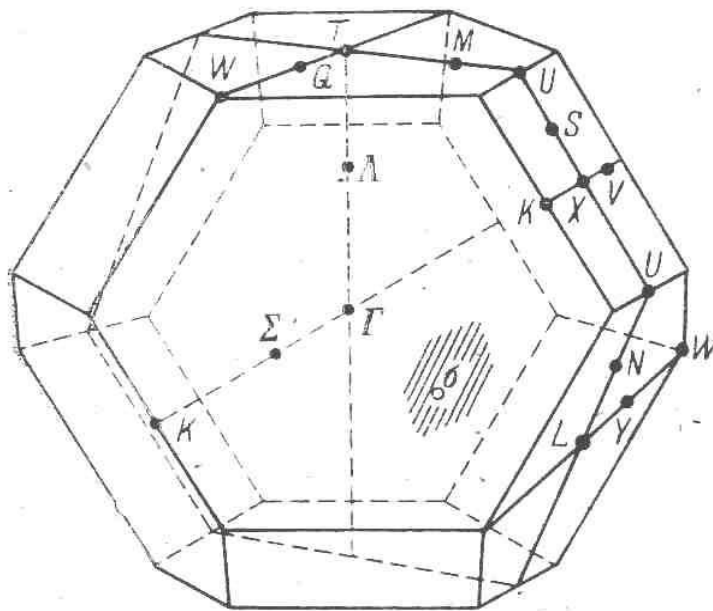
1.3. Поверхня Фермі вісмута

Вісмут, миш'як і сурма знаходяться у VI групі періодичної системи Д. І. Менделєєва и входять у групу полуметалів. Полуметали – це такі метали, у яких концентрація носіїв струму на декілька порядків нижча за типове для металів значення 10^{22}см^{-3} . За звичай густина електронів провідності змінюється від $0,91 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ для цезія до $24 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ для берилія. У вісмута вона дорівнює $3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, що приблизно у 10^5 разів нижче типових металевих густин.

Просторові решітки Bi, As і Sb відносять до ромбоєдрічної системи з двома атомами в комірці і вони можуть бути отриманими з простої кубічної решітки невеликим зсувом двох виділених ГЦК – підрешіток уздовж просторової діагоналі куба з наступним слабким розтягом решіток уздовж тієї самої діагоналі. Полуметалевий характер цих металів обумовлений тим, що на елементарну комірку припадає парна кількість електронів водночас з існуванням слабого перекриття поміж 5-ю і 6-ю енергетичними зонами.

Перекриття зон в Bi аномально мале – на кожен атом припадає усього 10^{-5} електронів провідності. Фермієвська енергія електронів складає $\sim 0,03$ еВ, дірок $\sim 0,01$ еВ; ефективна маса електронів $m_e^* \sim 0,01m_0$ (m_0 - маса вільного електрона).

На рис. 1.3 наведена перша зона Бріллюена для решітки Bi з вказівками основних точок у загальновживаних позначках.



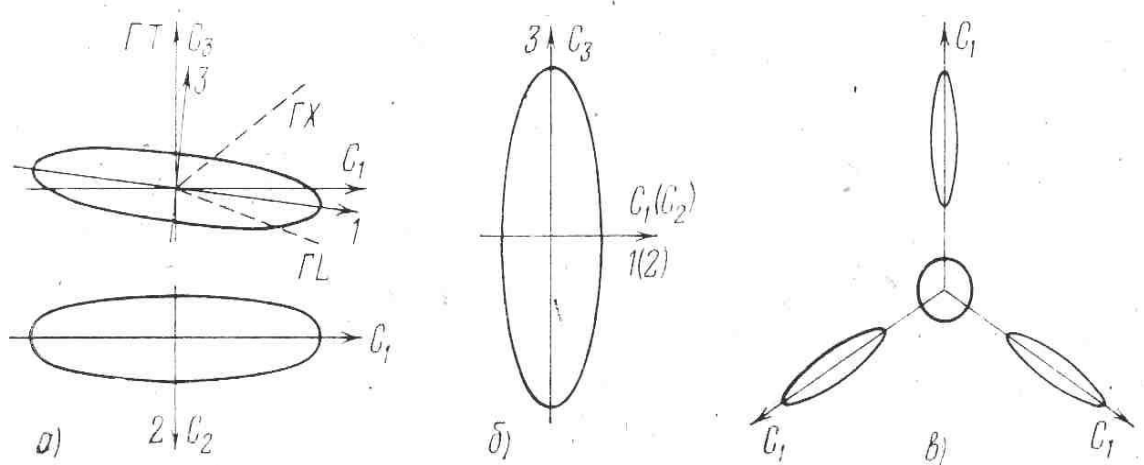


Рис.1.3. а) – перша зона Бріллюєна і б) – поверхня Фермі вісмута

Від приведеної зони ГЦК-металів ця зона відрізняється тільки деякою приплюснутістю уздовж напрямку $\langle 111 \rangle$, який співпадає з просторовою діагоналлю, що визначає деформацію вихідної кубічної решітки. Цей напрямок називають тригональною віссю C_3 . Окрім вісі C_3 зона Бріллюєна має центр інверсії, три вісі 2-го порядку (бінарні вісі C_2), розташовані у базисній площині яка перпендикулярна вісі C_3 і три бісекторні площини, які перпендикулярні вісям C_2 . Перетин цих площин з бінарною площиною визначає три бісекторні вісі C_1 .

ПФ вісмута складається з трьох дуже втягнутих анізотропних замкнених поверхонь в точках L зони і однієї діркової еліпсоїдальної поверхні у точці T . Відношення вісей електронних еліпсоїдів складає 1:1,3:15, а закон дисперсії близький до квадратичного анізотропного $\varepsilon = p_i^2 / 2m_i$. Дірковий еліпсоїд витягнутий уздовж вісі C_3 має відношення вісей 1:3,3 і його закон дисперсії майже квадратичний.

Вісмут скомпенсований метал, тобто $n = p$. Малому об'єму ПФ відповідає мала площа ПФ і відповідно малі ефективні маси. Тому лінійний внесок в теплоємність за рахунок електронів складає тільки 5% від передбаченого за моделлю вільних електронів. Питомий опір порівняно великий і для чистих монокристалів більше як у 10 разів перевищує типові для більшості металів значення. Для скомпенсованих металів, як було зазначено, у полях $H < 10$ кЕ

$$\rho(H) = \rho_0 + \alpha H^2, \quad (8.3)$$

де у випадку вісмуту коефіцієнт α дуже великий.

2.Методика експерименту

Блок-схема вимірювального устаткування, яке дозволяє реєструвати осциляції магнітоопору в магнітних полях до 15 кЕ при $T = 4.2$ К наведена на рис. 1.2. Магнітне поле створюється надпровідним соленоїдом, який розташований безпосередньо в кріостаті з рідким гелієм. Стала соленоїда дорівнює 1330 Е/А. Соленоїд живиться від стабілізатора постійного струму.

Соленоїд захищений паралельно підключеним шунтом-резистором 0,5 Ом. При раптовому переході соленоїда до нормального стану шунт дозволяє розсіювати частину магнітної енергії, що запобігає появі високої напруги на клемі соленоїда і блокує джерело живлення. При роботі з соленоїдом треба дотримуватись наступних правил:

- а) не розривати ланцюг живлення;
- б) збільшувати і зменшувати струм крізь соленоїд досить повільно (приблизно 0,1 А/с);
- в) після раптового переходу соленоїда до нормального стану повторне вмикання живлення можливе тільки через ~ 5 мін.

Монокристалічний зразок вісмута вирізаний з вигляді прямокутника з вівсями l , $d_1 = d_2$ і розташований в центр соленоїда таким чином, що $l \perp H$,

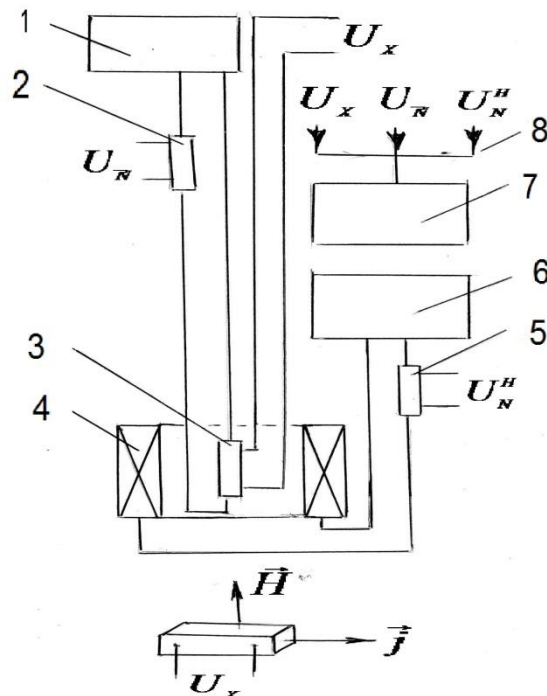


Рис. 2. Блок-схема лабораторного устаткування: 1 – блок живлення контура зразка; 2 – еталонний резистор; 3 – зразок ; 4 – надпровідний соленоїд; 5 – еталонний резистор; 6 – блок живлення соленоїда; 7 – вольтметр В7-34. Знизу: геометрія експерименту.

$d_2 \parallel C_1 \parallel H$ (поле перпендикулярно бісекторній вісі). Зразок живиться струмом 100 мА, який спрямований уздовж вісі l , тобто $\vec{j} \perp \vec{H}$. Площина, перпендикулярна до магнітного поля перетинає три електронних і дірковій еліпсоїди, отже осциляційна картина складається з чотирьох періодів, які пов'язані з максимальним перетином діркової поверхні, близьким до мінімального перетином одного з двох електронних еліпсоїдів, двох співпадаючих перетинів решти еліпсоїдів. Однак у полях 6 – 7 кЕ умова

$cS_{extr}/e\hbar H \gg 1$ виконується тільки для одного перетину . Решту перетинів можна спостерігати у більших полях. Для визначення m_c (див. формулу (7.3)) залежність $\rho(H)$ треба отримати двічі при температурах 4,2К і 2,1К. Електроопір зразка вимірюється звичайним чотирьох-контактним методом.

3.Порядок виконання роботи

1. Підготувати устаткування для заливки рідким гелієм.
 2. Поступово збільшуючи магнітне поле провести вимірювання електроопору зразка при фіксованих значеннях полів інтервалом не більше ніж 0,5 кЕ.
 3. Побудувати залежність $\rho(H)$; графік залежності умовного квантового номера n максимумів і мінімумів осциляційної кривої від величини $1/H$. З отриманої залежності визначити середній період осциляцій $\Delta(1/H)$ і за формулою (6.3) розрахувати S_{extr} в одиницях $10^{-42} \text{ э}^2 \cdot \text{см}^2 / \text{с}^2$ електронного еліпсоїда.
- 5.3 урахуванням форми ПФ знайти об'єм електронного еліпсоїда $\Delta\varepsilon_F$. За формулою $n = 3 \cdot 2\Delta\varepsilon_F / (2\pi\hbar)^3$. За формулою (7.3) розрахувати середнє значення циклотронної маси в одиницях маси вільного електрона m_c .

Контрольні питання

1. Чому вісмут зветься полуметалом
2. Фізична природа осциляцій Шубнікова – де Гааза.
3. Фізичний сенс циклотронної маси.

Рекомендована література

1. Абрикосов А. А. Введение в теорию нормальных металлов. – М.: Наука, 1972. – 288 с.
2. Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Экспериментальные методы исследования энергетических спектров электронов и фононов в металлах . – М.: Изд-во МГУ, 1983. – 332 с.
3. Эдельман В. С. Свойства электронов в висмуте. – УФН. – 1997. – т. 123. – С. 257.