

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЗЕРКАЛЬНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ПО ДОПЛЕРОННЫМ ОСЦИЛЛЯЦИЯМ

И.Ф.Волошин, Н.А.Подлевских, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов

Получено общее выражение для импеданса металлической пластины в сильном магнитном поле H , перпендикулярном к поверхности, при произвольном значении коэффициента отражения электронов p . Предложен метод определения p по форме доплеронных осцилляций, основанный на использовании этого выражения. С его помощью по измерениям импеданса пластины вольфрама определен коэффициент зеркальности для дырок октаэдра в случае $H \parallel [100]$.

В последнее время было предложено несколько способов определения коэффициента зеркальности p отражения электронов от поверхности металла. Метод прямого измерения p , предложенный Цоем¹, весьма эффективен при не очень малых значениях p . Другой метод основан на измерении ангармоничности осцилляций Зондхеймера², которая была предсказана в³. В настоящей работе описан метод, использующий ангармоничность доплеронных осцилляций импеданса пластины металла. Его отличие от метода² состоит в том, что он является более чувствительным и не требует знания явного вида нелокальной проводимости. Кроме того, в отличие от^{1,2}, предлагаемый метод является бесконтактным.

Распределение поля в пластине в сильных магнитных полях ($(H/H_L)^3 \gg 1$, где H_L – пороговое поле доплерона) при произвольном значении p можно выразить через поле $e_0(\xi)$ в полубесконечном металле при $p=0$,

$$e_0(\xi) = e^{iq_1\xi} + f(\xi), \quad (1)$$

где $\xi = 2\pi z/u$, z – расстояние от поверхности, u – максимальное смещение электронов за циклотронный период, $q_1 = k_1 u/2\pi$, k_1 – вектор распространения длинноволновой компоненты, $f(\xi)$ – коротковолновая часть поля, представляющая сумму полей доплерона и

компоненты Гантмахера – Канера (см., например,⁴). В рассматриваемой области магнитных полей имеют место неравенства $q_1 \ll 1, |f(\xi)| \ll 1$, а безразмерный волновой вектор q , соответствующий асимптотике $f(\xi)$ при $\xi \gg 1$, близок к -1 .

Эффективность взаимодействия электронов, ответственных за доплер-сдвинутый циклотронный резонанс, с длинноволновой компонентой поля при зеркальном отражении мала. Зеркально отраженный электрон приобретает импульс, почти равный по величине и противоположный по знаку тому, который он приобрел при подлете к поверхности. В результате, отношение приобретенных импульсов при зеркальном и диффузном отражении оказывается равным $-2q_1^0$. Поэтому при $1-p \gg |q_1|$ влиянием зеркально отраженных электронов на возбуждение коротковолновой компоненты можно пренебречь, и поле в полубесконечном металле описывается формулой

$$e_p(\xi) = e^{iq_1\xi} + (1-p)f(\xi). \quad (2)$$

При антисимметричном возбуждении пластины нормированное на единицу поле длинноволновой компоненты имеет вид

$$\left[e^{iq_1\xi} - e^{iq_1(L-\xi)} \right] (1 - e^{iq_1L})^{-1},$$

а соответствующая ей коротковолновая компонента равна $(1-p)[f(\xi) - f(L-\xi)]$, где $L = 2\pi d/u$, d – толщина пластины. Кроме того, наличие зеркально отражающихся электронов приводит к тому, что коротковолновая компонента, достигнув поверхности, отражается с коэффициентом p и распространяется в обратном направлении. Поэтому $f(\xi)$ следует заменить на ряд $f(\xi) + pf(2L-\xi) + p^2f(2L+\xi) + \dots$. В результате распределение поля в пластине принимает вид

$$E(\xi) = \left[e^{iq_1\xi} - e^{iq_1(L-\xi)} \right] (1 - e^{iq_1L})^{-1} + (1-p) \sum_{n=0}^{\infty} (-p)^n \left\{ f(\xi + nL) - f[(n+1)L - \xi] \right\}. \quad (3)$$

Используя (3), находим импеданс

$$\mathcal{Z} = a \frac{iE(0)}{E'(0)} = a \left[a \mathcal{Z}_p^{-1} - (1-p)^2 \sum_{n=1}^{\infty} (-p)^{n-1} f(nL) \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$\mathcal{Z}_p = a \left[q_1 \frac{1 + e^{iq_1L}}{1 - e^{iq_1L}} - if'(0)(1-p) \right]^{-1}, \quad a = 4\omega u/c^2, \quad (5)$$

где ω – частота возбуждающего поля, штрих – дифференцирование по ξ . При получении (4)–(5) мы учли соотношение $f'(L) = -if(L)$, являющееся следствием неравенства $L \gg 1$.

Рассмотрим ситуацию, когда доплеронные осцилляции значительно превосходят осцилляции Гантмахера – Канера (ОГК) и $f(L) \cong b_0 \exp(iq_2L)$, где $q_2 = q_2' + iq_2''$ – приведенный волновой вектор доплерона. В этом случае сумма в (4) превращается в сумму геометрической прогрессии и выражение для \mathcal{Z} с помощью тождественных преобразований приводится к виду

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_p + \frac{A_1 \exp(iq_2' L)}{1 + \lambda \exp(iq_2' L)}, \quad (6)$$

$$\lambda = p e^{-q''L} - A_1 / \tilde{Z}_p, \quad A_1 = (1-p)^2 \frac{b_0}{a} \tilde{Z}_p^2 e^{-q''L}. \quad (7)$$

Величины $R_p = R_e \tilde{Z}_p$ и $X_p = \text{Im} \tilde{Z}_p$ представляют плавные части поверхностного сопротивления и реактанса пластины, вещественная и мнимая части второго слагаемого в (6) описывают их осцилляции. Видно, что эти осцилляции не являются гармоническими и что степень ангармоничности определяется параметром $\eta = |\lambda|$. Поэтому из измерений импеданса можно найти коэффициент зеркальности p .

Полный размах осцилляций $2r$, где

$$2r = \max(R - R_p) - \min(R - R_p) = \max(X - X_p) - \min(X - X_p)$$

связан с A_1 соотношением

$$|A_1| = r(1 - \eta^2). \quad (8)$$

Используя формулы (7) и (8), а также то, что $b_0 < 0$, коэффициент зеркальности p выразим через величины, извлекаемые из эксперимента:

$$p e^{-q''L} = \left\{ \eta^2 - \left[\frac{r X_p}{R_p^2 + X_p^2} (1 - \eta^2) \right]^2 \right\}^{1/2} - \frac{r R_p}{R_p^2 + X_p^2} (1 - \eta^2). \quad (9)$$

Подчеркнем, что вид этой формулы не зависит от нелокальной проводимости и носит универсальный характер.

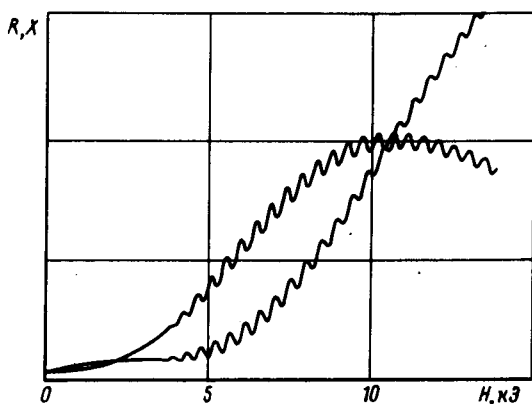


Рис.1

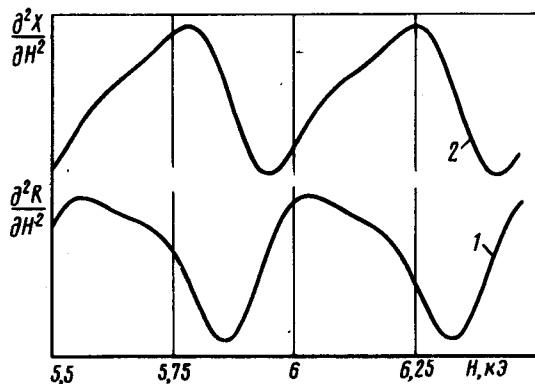


Рис.2

Рис.1. Зависимости $R_+(H)$ (кривая 1) и $X_+(H)$ (кривая 2) для пластины вольфрама. $H \parallel n \parallel [100]$, $(\omega/2\pi) = 330$ кГц, $d = 0,43$ мм, $T = 4,2$ К.

Рис.2. Записи d^2R_+/dH^2 (1) и d^2X_+/dH^2 (2) в увеличенном масштабе.

На рис.1 приведены экспериментальные записи $R_+(H)$ и $X_+(H)$ для пластины вольфрама с отношением сопротивлений $\rho_{300} / \rho_{4,2\text{K}} = 35000$ (в вольфраме резонансными носителями являются дырки и поэтому все приведенные выше формулы относятся к круговой поляризации "плюс"). При изготовлении образца его поверхность механически шлифовалась и химически полировалась. На рис.2 изображены фрагменты записей d^2R_+/dH^2 и d^2X_+/dH^2 в крупном масштабе, полученные с помощью модуляционной методики. Заме-

тим, что эти кривые, записанные в условиях, когда амплитуда модуляции соизмерима с периодом осцилляций, строго говоря не являются точными производными (см., например ⁶). Из записей производных яснее видно, что осцилляции действительно не синусоидальны. Величину η проще всего найти по характерным точкам кривой $R(H)$ или $X(H)$ с помощью элементарных соотношений следующих из (6). Получающееся значение η невелико ($\eta = 0,1 \div 0,2$). С большей точностью η можно определить по отношению амплитуд гармоник $d^2 R/dH^2$ или $d^2 X/dH^2$. Для этого нужно экспериментальную кривую на одном периоде разложить в ряд Фурье.

Обработка экспериментальных данных описанным выше способом для периодов с пятого по десятый дает значения величины $p \exp(-q''L)$ в интервале $0,08 \pm 0,01$. Значения этой величины для последующих периодов уменьшаются, поскольку амплитуда доплеронных осцилляций становится сравнимой с амплитудой ОГК, форма которых искажается заметно меньше. Для первых четырех периодов эта величина также получается меньше, так как при приближении к порогу доплерона его затухание $q''L$ возрастает. Для приведенных выше периодов величина $q''L$ приближенно равна d/l , где l — длина свободного пробега резонансных электронов. В ⁶ была определена длина пробега электронов той же группы для образцов с отношением сопротивлений $5 \cdot 10^4$. Она оказалась близкой к 1 мм. Поэтому для данного образца мы примем $l = 0,8$ мм. В результате получается значение $p = 0,15 \pm 0,05$, которое согласуется с данными ⁷. В то же время это значение существенно меньше, полученного в работе ¹, в которой изучались образцы, приготовленные по иной технологии.

В заключение приведем формулу для ОГК в поляризации "минус"

$$\mathcal{Z}_- - \mathcal{Z}_p = -\mathcal{Z}_p \left\{ 1 + \frac{a}{(1-p)^2 \mathcal{Z}_p} \left[\frac{1}{2\pi i} \int_{C_-} \frac{q dq}{D_-(q)} \frac{e^{iqL}}{1+pe^{iqL}} \right]^{-1} \right\}^{-1}$$

где $D_-(q)$ — левая часть дисперсионного уравнения $D_-(q) = 0$, C_- — контур, который обходит против часовой стрелки разрез, проведенный в плоскости q из правой точки ветвления нелокальной проводимости в ∞ . Анализ формы ОГК также позволяет измерить величину p , но лишь в случае, если известен явный вид нелокальной проводимости. Используя для вольфрама функцию $D_-(q)$ из ⁴ и сопоставив (10) с экспериментальными данными, мы получили $p = 0,15$.

Литература

1. Цой В.С. ЖЭТФ, 1975, 68, 1849.
2. Гришин А.М., Луцишин П.П., Остроухов Ю.С., Панченко О.А., ЖЭТФ, 1979, 76, 1325.
3. Голанд Ю.М. ФТТ, 1968, 10, 81.
4. Волошин И.Ф., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. ЖЭТФ, 1981, 80, 183.
5. Волошин И.Ф., Медведев С.В., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. ЖЭТФ, 1976, 71, 1555.
6. Волошин И.Ф., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. ЖЭТФ, 1982, 82, 293.
7. Разгонов И.И., Цой В.С. Тезисы докладов 19 Всесоюзного совещания по физике низких температур (НТ-19), 1976, Минск, 113.