

АНОМАЛЬНАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКОВ

В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхиер Бек

Значительная часть сверхпроводников, синтезированных в последние годы, представляет собой слоистые структуры, электропроводность которых в нормальном (несверхпроводящем) состоянии вдоль нормали p к слоям значительно выше электропроводности вдоль слоев. В таких проводниках элементарные возмущения, несущие заряд e , обладают квазидвумерным энергетическим спектром

$$\epsilon(p) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos \frac{anp_z}{h}, \quad (1)$$

и при вычислении кинетических характеристик уместно воспользоваться приближением сильной связи, т. е. считать, что $A_1 = \eta A_0 \ll A_0$, $A_{n+1} \ll A_n$, где A_n — максимальное значение функции $\epsilon_n(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми (ПФ) $\epsilon(p) = \epsilon_F$, a — расстояние между слоями, h — постоянная Планка, проекция импульса $p_z = p_n$, ϵ_F — энергия Ферми.

При распространении электромагнитных волн вдоль слоев (оси x) при $\eta \ll 1$ глубина проникновения $\delta_{||}$ электрического поля $E_z = E_n$ линейно-поляризованной волны значительно превышает глубину затухания δ_{\perp} электрического поля E_y , а в магнитном поле H глубина скин-слоя существенно зависит также и от величины и угла отклонения ν магнитного поля от нормали к слоям.

Убедимся в этом, дополнив уравнение Максвелла

$$\text{rot rot } E(x) - \frac{\omega^2}{c^2} E(x) = \frac{4\pi i\omega}{c} j(x) \quad (2)$$

материальным уравнением, связывающим плотность тока $j(x)$ с электрическим полем, которое в представлении Фурье имеет вид

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k) E_j(k) + \int dk' \mathcal{X}_{ij}(k, k') E_j(k'), \quad (3)$$

где

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{4\pi e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int d\epsilon \delta(\epsilon - \epsilon_F) \int dp_H m^*(p_H, \epsilon) \gamma \times \int_0^{2\pi} d\varphi v_j(\varphi, p_H, \epsilon) \int_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' v_j(\varphi', p_H, \epsilon) \exp\{\gamma(\varphi' - \varphi) + ik \int_{\varphi}^{\varphi'} d\varphi'' v_x(\varphi'', p_H, \epsilon)\}. \quad (4)$$

Ядро интегрального оператора $\mathcal{X}_{ij}(k, k')$ зависит от характера рассеяния носителей заряда границей образца. Если ширина индикатрисы рассеяния w не мала, то последнее слагаемое в формуле (3) не играет существенной роли и с

точностью до численных множителей порядка единицы глубина скин-слоя определяется корнями дисперсионного уравнения

$$\text{Det} \left\{ \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \delta_{\alpha\beta} - \frac{4\pi i \omega}{c} \tilde{\sigma}_{\alpha\beta}(k, \mathbf{H}) \right\} = 0; \quad \alpha, \beta = y, z, \quad (5)$$

где

$$\tilde{\sigma}_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - \sigma_{\alpha x} \sigma_{x\beta} / \sigma_{xx}, \quad \gamma = (\Omega\tau)^{-1} - \frac{i\omega}{\Omega}, \quad \Omega = \frac{eH}{m^*c}$$

— частота обращения электрона в магнитном поле; c — скорость света в вакууме; m^* , τ и $v = \partial\epsilon/\partial p$ — циклотронная эффективная масса, время свободного пробега и скорость электрона; $p_H = p_H/H$.

При $\eta \ll 1$ компоненты Фурье тензора электропроводности σ_{iz} и σ_{zi} пропорциональны η^2 , в то время как σ_{yy} при $\eta \rightarrow 0$ стремится к конечной величине. В результате δ_{\perp} практически не зависит от η , а δ_{\parallel} неограниченно растет при $\rightarrow 0$.

В магнитном поле, параллельном поверхности образца $x_s = 0$, в условиях предельно аномального скин-эффекта, когда глубина скин-слоя значительно меньше длины свободного пробега носителей заряда $l = v\tau$ и диаметра их орбиты в магнитном поле $2r = cD_p/eH\cos\vartheta$ (D_p — диаметр ПФ вдоль оси p_y), импеданс и прозрачность тонких пластин чувствительны к состоянию поверхности образца. В случае шероховатой поверхности, отражающей носители заряда почти диффузно, имеет место универсальное соотношение в широкой области магнитных полей

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \eta^{2/3}. \quad (6)$$

В случае зеркальной поверхности образца в параллельном магнитном поле более важен учет последнего слагаемого в формуле (3). Соотношение (6) при этом оказывается справедливым лишь в области слабых магнитных полей ($r \gg l$), а в сильных магнитных полях ($r \ll l$)

$$\delta_{\perp} = \delta_{\parallel} \eta^{4/5}. \quad (7)$$

Формула (7) справедлива также и при близком к зеркальному отражению ($w \ll r^{3/2}/l\delta_{\parallel}^{1/2}$). При $w \gg r^{3/2}/l\delta_{\parallel}^{1/2}$ и $\delta_{\perp} < r < l$ справедлива формула (6). В промежуточном случае, когда $r^{3/2}/l\delta_{\parallel}^{1/2} \ll w \ll r^{3/2}/l\delta_{\perp}^{1/2}$, лишь δ_{\perp} зависит от w

$$\delta_{\parallel} = r^{1/3} (\delta_0/\eta)^{2/3}, \quad \delta_{\perp} = (w)^{2/5} \delta_0^{4/5} r^{-1/5}, \quad (8)$$

где $\delta = (\omega\tau)^{-1/2} c/\omega_0$, ω_0 — частота плазменных колебаний.

Таким образом, измеряя зависимость импеданса от величины магнитного поля, можно определить состояние поверхности образца и величину анизотропии ПФ.

Электромагнитное поле при $\delta \ll r \ll l$ проникает в металл также в виде узких всплесков [1, 2], расстояние между которымиратно экстремальному диаметру электронной орбиты. Малая кривизна ПФ вдоль оси p_z способствует вовлечению большого числа носителей заряда в формирование всплесков. В двумерном проводнике ($\eta = 0$) все электроны

проводимости с энергией $\varepsilon = \varepsilon_F$ участвуют в переносе электромагнитного поля в глубь образца, интенсивности всплесков поля имеют одинаковый порядок величины и лишь последний всплеск, ближайший к грани $x_s = d$, противоположной скин-слою, при подходе к ней на расстояние Δ при $\delta \ll \Delta \ll r$ приобретает малый множитель $(\Delta/r)^{1/6} (\delta_0/r)^{2/3} (1 + wl/r)^{1/3}$, объясненный экранировке поля во всплеске током электронов, скользящих вдоль этой грани [3]. Однако при $\eta \gg \delta/r$ в формировании всплесков поля участвует лишь некоторая часть электронов проводимости, относительная доля которых порядка $(\delta/\eta)^{1/2}$, и интенсивность всплесков убывает с увеличением номера S всплеска пропорционально $(\delta/\eta)^{S/2}$. Прозрачность пластин толщиной $d \leq l$ все же можно значительно увеличить, отклоняя магнитное поле от нормали к слоям, поскольку при $\vartheta \rightarrow \pi/2$ электрон движется по сильно вытянутой траектории и способен перенести информацию о поле в скин-слое непосредственно к грани $x_s = d$ без серии промежуточных всплесков поля.

В достаточно сильном магнитном поле, когда $r \ll \delta \equiv (\delta_{\parallel}, \delta_{\perp})$, связь между плотностью электрического тока и электрическим полем практически локальна при любом соотношении между δ и l . В основном приближении по малому параметру $kr \ll 1$ компонента тензора электропроводности $\tilde{\sigma}_{yy}(k, H)$ по порядку величины совпадает с электропроводностью σ_0 вдоль слоев в однородном поле при $H = 0$ и практически не зависит от ϑ . Следовательно, $\delta_{\perp} \approx \delta_0$.

Однако асимптотическое поведение $\tilde{\sigma}_{zz}(k, H)$ при малых η существенно различно при различных ϑ . При $\text{tg} \vartheta \gg 1$ легко получить асимптоту $\tilde{\sigma}_{zz}(k, H)$ при произвольной зависимости ε от r , выполнив интегрирование в формуле (3) методом стационарной фазы

$$\tilde{\sigma}_{zz}(k, H) = \frac{8\pi^2 e^2 \cos \vartheta}{(2\pi \hbar)^3 \text{tg} \vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 \left(1 + \sin \frac{a D_p \text{tg} \vartheta}{h} \right) + \sigma_0 \eta^2 \{ b_1 \eta^2 + b_2 \gamma^2 + b_3 (kr)^2 \}, \quad (9)$$

где b_i — величины порядка единицы, $i = 1, 2, 3$. В сумме по n удержаны лишь слагаемые, пропорциональные η^2 . В этом приближении мы не различаем экстремальные диаметры ПФ D_p^{\max} и D_p^{\min} . При $\vartheta = \vartheta_c$, удовлетворяющем условию

$$\text{tg} \vartheta_c = \frac{2\pi \hbar}{a D_p} (N - 1/4), \quad N - \text{целое число}, \quad (10)$$

глубина проникновения электрического поля E_z значительно возрастает, и если A_n достаточно быстро убывает с увеличением n пропорционально η^n , то δ_{\parallel} имеет вид

$$\delta_{\parallel} = l \left(\frac{r^2 + \delta_0^2 \eta^{-2}}{r^2 + l^2 \eta^2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

В достаточно чистых образцах, когда $\delta_0 < l \eta^2$, длина затухания поля E_z убывает с ростом H , а при $\delta_0 > l \eta^2$, напротив, δ_{\parallel} растет с увеличением магнитного

поля. При $\vartheta \neq \vartheta_c$ величина $\delta_{||}$ лишь в η^{-1} раз больше δ_0 . По периоду осцилляций импеданса и прозрачности слоистого проводника, согласно формуле (9), можно определить форму ПФ.

Список литературы

- [1] Азбель М. Я. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 2 (8). С. 400—412.
 [2] Гантмахер В. Ф. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 2 (8). С. 345—351.
 [3] Lure M. A., Peschansky V. G., Yiasemides K. // J. Low Temp. Phys. 1984. V. 56. N 3/4. P. 277—310.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе РАН
 Санкт-Петербург
 Горьковский
 государственный университет

Поступило в Редакцию
 21 ноября 1991 г.
 В окончательной редакции
 19 ноября 1991 г.

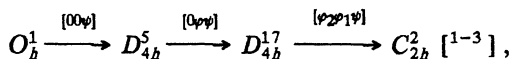
УДК 536.421.1

© Физика твердого тела, том 34, № 5, 1992
 Solid State Physics, vol 34, N 5, 1992

ТЕТРАГОНАЛЬНЫЕ ЦЕНТРЫ Gd^{3+} В СЕГНЕТОЭЛАСТИКЕ $CsSrCl_3$

В. А. Важенин, К. М. Стариченко, М. Ю. Артемов, М. В. Черницкий

В 3-сантиметровом диапазоне исследован спектр ЭПР ионов Gd^{3+} в монокристалле $CsSrCl_3$, выращенном методом Бриджмена и претерпевающим каскад структурных фазовых переходов



где φ и ψ — компоненты ротационных мод R_{25} и M_3 соответственно, выступающие в роли параметра порядка.

Как уже сообщалось [3, 4], в спектре ЭПР кубической фазы (393К) легированного гадолинием монокристалла $CsSrCl_3$, кроме кубического центра (тип 1), обусловленного замещением ионом Gd^{3+} иона Sr^{2+} с нелокальной компенсацией заряда и исследованного в [2-4], наблюдается два типа тетрагональных центров. Спектр одного из них (тип 2) описывается спиновым гамильтонианом с симметрией C_{4v} и параметрами, приведенными в таблице. Знаки параметров выбраны так, чтобы знаки констант четвертого ранга совпадали со знаками параметров кубических центров Gd^{3+} в $CsCaCl_3$ и $CsCdCl_3$ [5]. Авторы [6] наблюдали в изоструктурных фторидах тетрагональные центры Gd^{3+} с аксиальными параметрами $b_2^0 (CsCaF_3) = -942$ МГц и $b_2^0 (CsCdF_3) = -945$ МГц, возникшие в результате локальной компенсации заряда вакансией ближайшего двухзарядного катиона.

Параметры спингамильтониана тетрагональных центров Gd^{3+} в $CsSrCl_3$ в кубической фазе (b_2^m в МГц)

| Тип центра | g | b_2^0 | b_2^1 | b_4^1 | b_6^0 | b_6^1 |
|------------|----------|-----------|---------|----------|---------|---------|
| 2 | 1.994(3) | -620(3) | -32(1) | -183(10) | 1(1) | -27(25) |
| 3 | 1.992(5) | -2450(15) | +23(5) | -10(20) | 0(5) | 20(50) |