Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 971–973 УДК 537.6

Аномальная прозрачность слоистых проводников в магнитном поле

В. Г. Песчанский

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Г. Эспехо, Д. Тесгера Бедасса

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 27 апреля 1995 г., после переработки 11 мая 1995 г.

Показано, что аномальная прозрачность слоистых проводников с квазидвумерным электронным энергетическим спектром при некоторых ориентациях сильного магнитного поля зависит от величины фермижидкостного взаимодействия носителей заряда, однако положение острых пиков в угловой зависимости импеданса остается неизменным при учете фермижидкостных эффектов.

Показано, що аномальна прозорість шаруватих провідників з квазідвовимірним електронним енергетичним спектром при деяких орієнтаціях сильного магнітного поля залежить від величини фермірідинної взаємодії носіїв заряду, проте положення гострих пиків в кутовій залежності імпеданса лишається незмінним при урахуванні фермірідинних ефектів.

Среди низкоразмерных проводников, синтезированных в последние годы, значительная часть обладает слоистой структурой с электропроводностью вдоль слоев, существенно превышающей электропроводность вдоль нормали n к слоям. Носители заряда в таких проводниках, по-видимому, обладают квазидвумерным энергетическим спектром, а глубина проникновения δ электромагнитной волны с электрическим полем $E_z(\mathbf{r}, t) = \mathbf{nE}(\mathbf{r}, t)$, поляризованным вдоль нормали к слоям, может значительно возрасти под действием магнитного поля H. Это связано с тем, что высокочастотная электропроводность вдоль нормали к слоям существенно уменьшается при некоторых ориентациях достаточно сильного магнитного поля, когда радиус кривизны траектории электрона r_H много меньше величины δ и длины свободного пробега l. В результате в зависимости поверхностного импеданса от угла θ между векторами n и H появляется серия острых пиков [1,2].

Учет фермижидкостных эффектов существенно влияет на величину этих пиков, однако не изменяет их положение в угловой зависимости импеданса.

Убедимся в этом на примере, когда магнитное поле параллельно поверхности образца $x_s = 0$, т.е. $\mathbf{H} = (0, H\sin\theta, H\cos\theta)$, а квазидвумерный проводник с энергетическим спектром носителей заряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n(p_x, p_y)\cos(anp_z/h) + B_n(p_x, p_y)\sin(anp_z/h)\} + \int \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\delta n(\mathbf{p}', \mathbf{r})_2\, d^3\mathbf{p}'/(2\pi h)^3 \qquad (1)$$

занимает полупространство $x \geq 0$.

Здесь a — расстояние между слоями; h — постоянная Планка; $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — корреляционная функция Ландау [3]; $\delta n = -\Psi\partial n_0/\partial\varepsilon$ — неравновесная добавка к равновесной фермиевской функции распределения носителей заряда $n_0(\varepsilon)$. Будем полагать, что функции $A_n(p_x, p_y) = A_n(-p_x, -p_y)$ и $B_n(p_x, p_y) = -B_n(-p_x, -p_y)$ быстро убывают с ростом номера n, так что существен учет лишь нескольких первых функций, а именно A_0, A_1 и B_1.

Распределение электрического поля в проводнике следует найти из уравнений Максвелла

$$\mathbf{E}''(x) + \omega^2/c^2\mathbf{E}(x) = (4\pi i\omega/c^2)\,\mathbf{j}(x), \qquad (2)$$

дополненных кинетическим уравнением Больцмана

$$v_x\,\partial\psi/\partial x + \nu\psi + \partial\psi/\partial t = e\mathbf{vE} - i\omega\Psi, \qquad (3)$$

позволяющим найти связь плотности тока

© В. Г. Песчанский, Г. Эспехо, Д. Тесгера Бедасса, 1995

$$j(x)= 2eH/c(2\pi h)^3 \int dp_H \int_0^T dt\, ev\psi(x,\, t,\, p_H) \equiv \langle ev\psi\rangle \tag{4}$$

с электрическим полем.

Функцию Ψ следует найти с помощью уравнения [4,5]

$$\Psi(x,\, p) = \langle \Phi(p,\, p')\{\psi(x,\, p) - \Psi(x,\, p')\}\rangle \ . \tag{5}$$

Электромагнитную волну мы полагаем монохроматичной с частотой ω, так что дифференцирование по времени электрического поля и тока эквивалентно умножению их на $-i\omega$. Кинетическое уравнение (3) линеаризовано по слабому возмущению системы носителей заряда, т.е. электрическое поле полагаем сколь угодно слабым. Здесь t — время движения заряда в магнитном поле, т.е. $\partial\psi/\partial t \equiv (e/c[v,\, H])\, \partial\psi/\partial p$; p_H — проекция импульса электрона на направление магнитного поля; $T = 2\pi m^* c/eH$ — период движения заряда; m^* — циклотронная эффективная масса.

Интеграл столкновений в уравнении (3) учтен в τ-приближении, $\nu = \tau^{-1} - i\omega$, где $\tau = l/v$ — время свободного пробега носителей заряда; e, $v = \partial\varepsilon/\partial p$ — их заряд и скорость; c — скорость света в вакууме. Угловыми скобками в выражении (4) и в дальнейшем обозначено интегрирование по поверхности Ферми $\varepsilon(p) = \varepsilon_F$ с соответствующим весовым множителем.

Подставив решение кинетического уравнения

$$\psi(x,\, t) = \int_{-\infty}^{t} dt'\, e^{\nu(t'-t)} \{ev(t')E(x + x(t') - x(t)) - i\omega\Psi(x + x(t') - x(t),\, t')\} \tag{6}$$

в уравнение (5), получим интегральное уравнение для функции Ψ:

$$\Psi(x,\, p) + \langle \Phi(p,\, p')\Psi(x,\, p')\rangle + i\omega\langle \Phi(p,\, p') \times \int_{-\infty}^{t'} dt''\, e^{\nu(t''-t')}\Psi(x + x(t'') - x(t'),\, t')\rangle = \langle \Phi(p,\, p') \int_{-\infty}^{t'} dt'' e^{\nu(t''-t')} ev(t'')E(x + x(t'') - x(t'))\rangle \ . \tag{7}$$

Функцию Ландау можно разложить по полному набору функций $\varphi_n(p)$, представив $\Phi(p,\, p')$ в виде

$$\Phi(p,\, p') = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(p)\varphi_n(p') \ . \tag{8}$$

Исключительно ради краткости вычислений будем считать, что все φ_n с $n > 2$ равны нулю, а

$$\varphi_1(-p) = \varphi_1(p) \ , \quad \varphi_2(-p) = -\varphi_2(p) \ . \tag{9}$$

Решение уравнения (7) в этом случае можно представить в виде

$$\Psi(x,\, p) = \int_{-\infty}^{\infty} dq\, e^{iqx}\, eE(q)\{\vec{\chi}(q)\varphi_1(p) + \vec{\xi}(q)\varphi_2(p)\} \ , \tag{10}$$

где $E(q)$ — фурье-образ электрического поля, а векторы $\vec{\chi}$, $\vec{\xi}$ удовлетворяют соотношениям

$$\chi_j \{1 + \langle\varphi_1^2\rangle + i\omega\langle\varphi_1 \hat{R}\varphi_1\rangle\} + i\omega\xi_j \langle\varphi_1 \hat{R}\varphi_2\rangle = \langle\varphi_1 \hat{R}v_j\rangle \ , \tag{11}$$

$$\chi_j\, i\omega\langle\varphi_2 \hat{R}\varphi_1\rangle + \xi_j \{1 + \langle\varphi_2^2\rangle + i\omega\langle\varphi_2 \hat{R}\varphi_2\rangle\} = \langle\varphi_2 \hat{R}v_j\rangle \ . \tag{12}$$

Здесь

$$\hat{R}g = \int_{-\infty}^{t} dt'\, g(t')e^{\nu(t'-t) + iq(x(t') - x(t))} \ . \tag{13}$$

Легко убедиться, что $\xi_j(q)$ и $\langle v_j R\varphi_2\rangle$ — четные функции q, а $\chi_j(q)$ и $\langle v_j R\varphi_1\rangle$ — нечетные функции q. Следовательно, компоненты тензора электропроводности

$$\sigma_{ij}(q) = e^2\{\langle v_i \hat{R}v_j\rangle - i\omega\langle v_i \hat{R}\varphi_1\rangle \chi_j - i\omega\langle v_i \hat{R}\varphi_2\rangle\xi_j\} \ , \tag{14}$$

связывающего фурье-образы тока и электрического поля, при $qr \ll 1$ не содержат линейных по q поправок к асимптотическому выражению

$$\sigma_{ij}(0) = e^2\langle v_i \hat{R}_0 v_j\rangle - \frac{i\omega e^2\langle v_i \hat{R}_0\varphi_2\rangle\langle\varphi_2 \hat{R}_0 v_j\rangle}{1 + \langle\varphi_2^2\rangle + i\omega\langle\varphi_2 \hat{R}_0\varphi_2\rangle} \ , \tag{15}$$

где

$$\hat{R}_0 g = \int_{-\infty}^{t} dt'\, g(t')e^{\nu(t'-t)} \ .$$

При этом справедлив принцип Онсагера $\sigma_{ij}(-H) = \sigma_{ij}(H)$, т.е. диагональные компоненты тензора электропроводности являются четными функциями величины магнитного поля.

В основном приближении по малому параметру $\gamma = \nu T$ имеем

$$\sigma_{ij}(0) = e^2\langle \bar{v}_i \bar{v}_j/\nu\rangle - i\omega e^2 \frac{\langle \bar{v}_i \bar{\varphi}_2/\nu\rangle\langle \bar{v}_j \bar{\varphi}_2/\nu\rangle}{1 + \langle\varphi_2^2\rangle + i\omega\langle\bar{\varphi}_2^2/\nu\rangle} \ , \tag{16}$$

где

$$\bar{g} = \int_0^T dt\, g(t)/T \ .$$

В квазидвумерном проводнике в основном приближении по параметру $\eta = A_1/\varepsilon_F$, где A_1 — максимальное значение функции $A_1(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми (ПФ), среднее по t значение скорости $\bar{v}_z$ при некоторых углах θ обращается в нуль на всех сечениях ПФ плоскостью $p_H = \text{const}$, и в выражении для $\sigma_{zz}(q)$ требуется удержать следующие члены разложения по параметрам η, γ и qr_H:

$$\sigma_{zz}(q) = \langle e^2\overline{v_z^2}/\nu\rangle - i\omega e^2 \frac{\langle \bar{v}_z\bar{\varphi}_2/\nu\rangle^2}{1 + \langle\overline{\varphi_2^2} + i\omega\overline{\varphi_2^2}/\nu\rangle} +$$

$$+ \sigma_0\eta^2\left(a_1\eta^2 + a_2\gamma^2 + a_3(qr_H)^2\right) \ . \qquad (17)$$

При этом коэффициенты a_1 и a_2 зависят лишь от функции φ_2, а коэффициент a_3 содержит также и функционалы φ_1. Здесь σ_0 — электропроводность вдоль слоев при $H = 0$.

Нули первых двух слагаемых в формуле (17) периодически повторяются с изменением $\operatorname{tg}\theta$, если

$$1 << \operatorname{tg}\theta << \tau/T \ . \qquad (18)$$

В этом случае интеграл по t в выражении

$$\bar{v}_z = -\frac{a}{Th}\int dt\,\{A_1^2(t) + B_1^2(t)\}^{1/2} \times$$

$$\times \sin\left(ap_H/h\cos\theta - ap_y(t)\operatorname{tg}\theta/h + \alpha\right) \ , \qquad (19)$$

легко вычислить с помощью метода стационарной фазы. Ради простоты предположим, что на орбите электрона имеется всего лишь две точки стационарной фазы $t = 0,\ T/2$, где $v_x = 0$, а $B_1^{(0)}/A_1^{(0)}$ — величины порядка единицы. Выполнив несложные вычисления, получим

$$\bar{v}_z = -(a/\pi hD_p\operatorname{tg}\theta)^{1/2}(A_1^2 + B_1^2)^{1/2} \times$$

$$\times \sin(ap_H/h\cos\theta)\cos\left(aD_p\operatorname{tg}\theta/2h - \pi/4 - \alpha\right) \ , \qquad (20)$$

где $\alpha = \operatorname{arctg} B_1/A_1$; D_p — диаметр ПФ вдоль оси p_y.

В результате

$$\sigma_{zz}(q) = a(2\pi h\nu\operatorname{tg}\theta)^{-1}(A_1^2 + B_1^2) \times$$

$$\times (1 + \sin(aD_p\operatorname{tg}\theta/h - 2\alpha))\{\langle 1\rangle - 2i\omega\langle\bar{\varphi}_2(p_H)\times$$

$$\times \sin(ap_H/h\cos\theta))^2/\nu(1 + \langle\bar{\varphi}_2^2 + i\omega\bar{\varphi}_2^2/\nu\rangle)\} +$$

$$+ \sigma_0\eta^2(a_1\eta^2 + a_2\gamma^2 + a_3(qr_H)^2) \ , \qquad (21)$$

и при $aD_p\operatorname{tg}\theta/h = 2\pi n + 2\alpha - \pi/2$ глубина проникновения электрического поля $E_z(x)$, как в газовом приближении, значительно возрастает.

Измерение импеданса при различных частотах, например в радио и СВЧ диапазонах, позволяет по крайней мере оценить величину фермижидкостного взаимодействия носителей заряда.

Данное исследование выполнено благодаря содействию международной Соросовской программы поддержки образования в области точных наук (ISSEP) международного фонда «Возрождение» (грант SPU 042051).

1. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* 18, 1012 (1992).
2. V. G. Peschansky, H. Kheir Bek, S. N. Savel'eva, and D. A. Torjanik, *Phys. Low-Dim. Struct.* 8, 81 (1994).
3. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* 30, 1058 (1956).
4. В. П. Силин, *ЖЭТФ* 33. 495 (1957).
5. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).

Anomalous transparency of layered conductors in magnetic field

V. G. Peschansky,
G. Espeho, and D. Tesgera Bedassa

It is shown that for some orientations of a high magnetic field the anomalous transparency of layered conductors having a quasi-two-dimensional electron energy spectrum is dependent on the Fermi-liquid interaction of charge carriers. The positions of the sharp peaks in the angular dependence of the impedance remains invariable when the Fermi liquid effects are taken into account.