Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 12, стр. 575 – 578 *25 июня 1986 г.*

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ В МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИИ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНОЙ ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Э.П.Нахмедов, В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов

Вычислено поперечное и продольное магнетосопротивление, обусловленное локализационными эффектами, в системе слабо взаимодействующих толстых металлических нитей, расположенных в плоскости. Открытый характер поверхности Ферми приводит к тому, что спектр диффузионной моды в канале электрон-электрон описывается уравнением Матье. Настоящая модель могла бы быть применимой для описания кинетических явлений в дислокационном слое на границе спайности бикристаллов с малыми углами сращивания.

В последнее время в связи с изучением двумерной локализации интенсивно начинают исследоваться высокопроводящие слои, реализующиеся в плоскости сращивания бикристаллов германия [1,2]. Соответствующая модель, описывающая локализацию при $T = 0$, частично была исследована в предыдущих работах авторов [3,4]. Было предложено рассматривать такой слой, как квазиодномерную систему на плоскости, где в качестве одномерных металлических нитей выступают краевые дислокации [5]. Их размер оказывается порядка $\rho = 30 \div 40$ Å и среднее расстояние между ними $d = b/2\sin\frac{\theta}{2}$, где $b \simeq 5$ Å и θ – угол сращивания. Электронное заполнение в слое определяется потенциалом как оборванных связей, так и экранирующим потенциалом дырок. При малых углах сращивания можно представить ситуацию, что $w_\perp \ll \epsilon_F \lesssim w_\parallel$, где $w_\parallel$ и $w_\perp$ – резонансные интегралы вдоль и поперек дислокационных трубок, причем $w_\perp \simeq w_\parallel \exp\left(-\frac{d}{\rho}\right)$. Тогда поверхность Ферми в отличие от чисто двумерного случая, где $w_\perp \simeq w_\parallel$, оказывается открытой $(\epsilon - \epsilon_F = v_F(|p_\parallel| - p_F) - w_\perp \cos p_\perp d)$, и далее физическая ситуация зависит от соотношения между амплитудой гофрировки поверхностей и их примесным размытием, т. е. безразмерного параметра $w_\perp\tau$, где τ – больцмановское время рассеяния на примесях, $\epsilon_F\tau \gg 1$. При $w_\perp\tau \gg 1$ мы фактически имеем дело с двумерной хотя и очень анизотропной локализацией. Однако, получающаяся при этом параметрическая зависимость, например, длины локализации отличается от таковой для анизотропной системы с замкнутой поверхностью Ферми [3, 4]. В другом пределе, $w_\perp\tau \ll 1$, локализация носит одномерный характер.

На явление слабой локализации разрушающее действие оказывает магнитное поле. Изучение магнитосопротивления в различных системах и геометриях поля на уровне первых поправок было начато в работах [6, 7]. В настоящее время этому вопросу посвящено большое число работ, однако во всех них поверхности Ферми предполагаются закрытыми, и поэтому зависимость типа $\ln(H/H_0)$ в двумерном случае получается всегда. Ниже будет показано, что в случае открытой поверхности Ферми ответ получается иной. Первая локализационная поправка к проводимости происходит от диффузионной моды в канале электрон-электрон и может быть представлена в виде

$$\sigma_j = \sigma_j^0\left(1 - \frac{1}{N}Z\right); \qquad \sigma_\parallel^0 = e^2\frac{2lN}{\pi d} \quad ; \quad \sigma_\perp^0 = e^2(w\tau)^2 N\frac{d}{l} \ , \tag{1}$$

$$Z = \frac{v_F d}{V} \sum_n \frac{1}{\Omega + \epsilon_n} \ , \tag{2}$$

где $N = Sp_F^2$ и S – сечение нити, причем полагается, что $N \ll \epsilon_F/w$ (здесь и далее значок $\perp$ при w мы опускаем), а V –"объем" системы, $V = L_\perp L_\parallel$. В (2) $\Omega(T) = \frac{1}{\tau_{in}} < \frac{1}{\tau}$ – частота неупругих столкновений, а ϵ_n – спектр указанной моды. Последний в присутствии магнитного поля следует находить из уравнения:

$$\left[- D_\parallel\frac{\partial^2}{\partial x^2} + D_\perp\left(1 - \cos\left(d\left(\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial y} - \frac{2eH}{c}x\right)\right)\right)\right]\Psi_n = \epsilon_n\Psi_n \ , \tag{3}$$

где $D_\parallel = v_F l$ и $D_\perp = w^2\tau$ – продольный (ось x) и поперечный коэффициенты диффузии, $l = v_F\tau$. Уравнение (3) можно вывести, используя конкретные результаты для диффузонов при $H = 0$ [8] и рассматривая поле H в квазиклассическом приближении стандартным образом, принятом в теории сверхпроводимости [9]. Если положить $\Psi(x, y) = e^{iq_\perp y}u(x)$, то (3) переходит в известное уравнение Матье:

$$\left[- D_\parallel\frac{\partial^2}{\partial x^2} + D_\perp\left(1 - \cos\left(q_\perp d - \frac{2dx}{l_H^2}\right)\right)\right]u = \epsilon u \ , \tag{4}$$

где введена магнитная длина $l_H^2 = e/Hc$ и допустимые поля ограничены условием $l_H \gg \sqrt{S}$. Отличие (4) от обычного уравнения для осциллятора обусловлено именно наличием открытой поверхности Ферми. Уравнениям (2) и (4) после обезразмеривания можно придать вид

$$Z = 2N_m\int\frac{dE}{\pi}\,\rho(E)\,\frac{1}{E + N_m^2\Omega\tau} \ , \tag{5}$$

где $N_m = l_H^2/dl$ и $\rho(E)$ - спектральная плотность состояний уравнения

$$\left[4\frac{\partial^2}{\partial t^2} + E + J(\cos t - 1)\right]u = 0, \tag{6}$$

где $J = (w\tau N_m)^2$. Пусть $w\tau \ll 1$, тогда существенным параметром задачи будет J. В пределе $J \to 0$ (этот случай отвечает сильным полям $N_m < 1/w\tau$ и допускает переход к независимым нитям, $w = 0$) спектр (6) имеет вид $E = 4q^2$ и $\rho(E) = 1/4\sqrt{E}$. Учет слабого возмущения по J приводит к сдвигу начала спектра $E = 4q^2 + J - \frac{1}{2}J^2 + o(J^3)$ и появлению запрещенных зон при значениях $E_n = n^2$ с шириной порядка $\Delta E_n \simeq J^n$ [10]. Пренебрегая последним эффектом, найдем

$$Z(H, T) = \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{\Omega\tau + (w\tau)^2}}\left(1 + \frac{(w\tau)^2}{\Omega\tau + (w\tau)^2}\left(\frac{l_H^2 w\tau}{2dl}\right)^2 + o(J^2)\right), \tag{7}$$

т. е. магнетосопротивление в полях $l_H^2 < d\frac{v_F}{w}$ достигает насыщения.

В области $J \gg 1$ и $E < J$ (6) переходит в уравнение для осциллятора

$$\left[4\frac{\partial^2}{\partial t^2} + E - \frac{J}{2}t^2\right]u = 0. \tag{8}$$

В этом случае спектр состоит из дискретных сильно вырожденных уровней и $\rho(E) = \frac{1}{2}\delta(E - E_n)$, где $E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\sqrt{8J}$. Учет туннелирования между вырожденными состояниями в (8) приводит к слабому харперовскому уширению уровней $(\sim \exp(-(J-E))$ по сравнению с расстоянием между ними, и поэтому его можно опустить пока $E_n < J$ или $n < N_c$, $N_c \simeq \sqrt{\frac{J}{8}} = \frac{l_H^2 w}{\sqrt{8}\, dv_F}$. Для $E > J$ ситуация меняется на противоположную. Здесь имеются широкие разрешенные и узкие запрещенные зоны, снова можно приближенно считать спектр непрерывным с $\rho(E) = 1/4\sqrt{E}$. В результате найдем

$$Z(H, T) = \frac{1}{\sqrt{8}\pi w\tau}\ln\frac{\Omega\tau + (w\tau)^2}{\Omega\tau + 2(w\tau)^2/\sqrt{2J}} + \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{\Omega\tau + (w\tau)^2}}. \tag{9}$$

Отсюда следует, что перпендикулярное к слою магнитное поле $l_H^2 \quad dv_F/w$ имеет заметный эффект, если $\Omega(T) \ll w^2\tau$. Тогда

$$Z(0, T) - Z(H, T) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi w\tau}\ln\left(1 + \sqrt{2}\frac{w}{\Omega}\frac{ld}{l_H^2}\right). \tag{10}$$

В области температур, где $w^2\tau \ll \Omega(T)$, изменение Z как функции H не превышает значения

$$\Delta Z \simeq \frac{3}{16}\frac{(w\tau)^2}{(\Omega\tau)^{5/2}}. \tag{11}$$

В случае $1 \ll w\tau \ll \epsilon_F\tau$ расчет первой поправки проводится непосредственно, и результат может быть записан в виде

$$Z(H, T) = \frac{1}{4\pi}\frac{d}{l_\perp}\ln\left(1 + 1/\left(\Omega\tau + \frac{l^2}{l_H^2}\right)\right), \tag{12}$$

где $l^2 = l_\parallel l_\perp$ и $l_\perp^2 = (wd\tau)^2/2 \ll l_\parallel^2 = (v_F\tau)^2$, что уже похоже на обычный двумерный ответ. Таким образом при $\tau w \simeq 1$ имеет место явление кроссинга от одномерного поведения к трехмерному.

Наконец мы должны учесть эффект магнитного поля в пределах отдельных нитей [7]. Это можно выполнить путем замены в настоящих формулах $\Omega\tau \to \Omega\tau + b\frac{l^2 S}{l_H^4}$, где b – число порядка единицы. Магнетосопротивление для поля, направленного параллельно слою, целиком обусловлено подобным эффектом, и поэтому

$$Z(H, T) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi w\tau}\ln\left(1 + \frac{w\tau}{\left(2\Omega\tau + b\frac{l^2 S}{l_H^4}\right)^{1/2}}\right), \tag{13}$$

$$Z(H, T) = \frac{1}{4\pi}\frac{d}{l_\perp}\ln\left(max\left(\Omega\tau, l_\parallel^2 S/l_H^4\right)\right), \tag{14}$$

где (13) написана для $w\tau \lesssim 1$ и (14) $- w\tau \gtrsim 1$. Выше мы ограничились рассмотрением лишь первой локализационной поправки, поэтому применимость результатов ограничена условием, что Z/N остается малым. При этом следует иметь в виду, что в настоящем случае стандартный параметр малости $1/\epsilon_F\tau \ll 1$ заменяется на $1/Nw\tau$ или $d/Nl_\perp$, и поэтому эта поправка гораздо больше, чем обычно. Экспериментальная ситуация в бикристаллах [1,2] говорит, что важен учет *e-e*-взаимодействия. Влияние его было учтено нами на примере поправок к плотности состояний [11]. Роль *e-e*-взаимодействия в магнетосопротивлении таких систем нуждается в дополнительном исследовании.

Итак мы видели, что открытость поверхностей Ферми заметно влияет на все результаты, особенно, если амплитуда гофрировки мала по сравнению с примесным рассеянием, $w\tau < 1$. Для реализации такой ситуации на эксперименте следует брать бикристаллы не с очень большим углом сращивания $\theta < 7 \div 10°$, когда $d > 40$ Å.

Литература

1. *Landwerh P.H.* Phys. Stat. Sol., 1963, **3**, 440; *Landwerh P.H., Uchida S.* In "Localization and Metal-Insulator Transition" ed. by H.Fritzche and D.Adler, p. 374, 1985.
2. *Вул В.М., Заварицкая Е.И.* ЖЭТФ, 1979, **76**, 1089; Письма в ЖЭТФ, 1983, **39**, 576.
3. *Firsov Yu. A., Prigodin V.N.* Sol. St. Comm., 1985, **56**, 1069.
4. *Firsov Yu. A.* In "Localization and Metal-Insulator Transition" ed by H.Fritzche and D.Adler, p. 477, 1985.
5. *Mataré H.* Defect Electronics in Semiconductors, N.Y., 1971.
6. *Altshuler B.L., Khmel'nitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142; *Altshuler B.L., Aronov A.G., Khel'nitzkii D.E.* Sol. St. Comm., 1981, **39**, 619.
7. *Альтшулер Б.Л., Аронов В.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 515.
8. *Firsov Yu.A., Prigodin V.N.* In "Localization in Disordered System", ed. by W.Weller and P. Ziesche, Leipzig, Teusner-Texte zur Physik, band 3, p. 194, 1984.
9. *Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1959, **36**, 1918.
10. *Коул Дж.* Методы возмущений в прикладной математике, М.: Мир, 1972.
11. *Firsov Yu.A., Nakhmedov E.P., Prigodin V.N, Weller W.* Phys. Stat. Sol., b, in press, 1986.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 марта 1986 г.