

АНОМАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

К. С. Романов, Н. С. Аверкиев*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 13 января 2005 г.

Построена теория слабой локализации в двумерных полупроводниковых структурах или металлических пленках во всем интервале классических слабых магнитных полей в случае, когда спиновая релаксация носителей происходит по механизму Эллиота–Яфета. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие существенно влияет на величину магнитосопротивления как в диффузионном, так и в недиффузионном режимах.

PACS: 73.23.-b, 73.63.-b, 73.63.Ns

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление слабой локализации заключается в интерференции прямой и обратной электронных волн при прохождении частицей замкнутой траектории в процессе рассеяния на различных конфигурациях примесей [1]. Наиболее ярко эффект слабой локализации проявляется в магнитных полях, когда интерференция разрушается под воздействием классически слабого магнитного поля. Кроме магнитного поля интерференция волн может быть разрушена за счет процессов спиновой релаксации, релаксации фазы волновой функции, межподзонными переходами и др., поэтому экспериментальные исследования эффекта слабой локализации позволяют определить различные характерные времена релаксации носителей заряда.

В отсутствие магнитного поля в случае, когда время срыва фазы значительно превосходит время релаксации импульса, отрицательный вклад в проводимость происходит от всех возможных замкнутых траекторий. В магнитном поле, пока магнитная длина намного больше длины свободного пробега, эффективное разрушение интерференции происходит для замкнутых траекторий, содержащих много рассеивателей. Этот режим называется диффузионным. Поскольку спиновая релаксация также разрушает интерференцию волн, роль спиновых эффек-

тов чрезвычайно важна для правильного описания эффекта слабой локализации в реальных структурах. В настоящее время роль спина в диффузионном режиме слабой локализации изучена достаточно полно для всех механизмов спиновой релаксации в полупроводниках и металлах.

С увеличением магнитного поля магнитная длина становится сравнимой с длиной свободного пробега и интерференция начинает разрушаться для траекторий с небольшим количеством рассеивателей, движение по которым не сводится к диффузии. В недиффузионном режиме в ряде работ учтены спиновой релаксации проводился только феноменологически, без рассмотрения микроскопических механизмов [2, 3]. В полупроводниках и металлах основными механизмами спиновой релаксации являются механизмы Эллиота–Яфета и Дьяконова–Переля. Первый из них связан с переворотом спина в процессах рассеяния на примесях или фонах, а второй имеет место только в кристаллах без центра инверсии и обусловлен нечетными слагаемыми в гамильтониане, описывающем спектр электронов или дырок в полупроводниках. Спиновая релаксация в рамках механизма Дьяконова–Переля была рассмотрена в работе [4], в которой выявлено влияние спин-орбитального взаимодействия на квантовую поправку к проводимости. В работах [5–7] экспериментально изучался эффект аномального магнитосопротивления в классически слабых магнитных

*E-mail: const@stella.ioffe.ru

полях в случае, когда магнитная длина сравнивается с длиной свободного пробега и спиновая релаксация происходит в процессе упругого рассеяния на примесях. В этих работах было показано, что в полупроводниковых структурах на основе InSb при низких температурах именно механизм рассеивания с переворотом спина является доминирующим [8]. Однако теоретически влияние этого эффекта на магнитосопротивление в недиффузионном режиме еще не рассматривалось.

В случае слабого спин-орбитального взаимодействия вклад спиновой релаксации по механизму Эллиота – Яфета в разрушение интерференции должен уменьшаться с уменьшением длины траектории и количества рассеивателей. Таким образом, в недиффузионном режиме слабой локализации влияние спиновой релаксации по механизму Эллиота – Яфета должно быть меньше, чем в диффузионном режиме. Однако оказывается, что влияние спиновой релаксации тем не менее существенно и за пределами диффузионного приближения [9].

Целью данной работы будет построение теории слабой локализации в двумерных полупроводниковых структурах или металлических пленках во всем интервале классических слабых магнитных полей в случае, когда спиновая релаксация носителей происходит по механизму Эллиота – Яфета.

2. СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим влияние слабой локализации на статическую проводимость двумерной системы как без магнитного поля, так и в поперечном магнитном поле. Будем предполагать, что имеется электронный газ, для которого выполняется условие хорошего проводника: $\epsilon_F \tau_0 \gg 1$ (ϵ_F — энергия Ферми, τ_0 — квантовое время релаксации), время релаксации фазы τ_ϕ и время спиновой релаксации τ_s значительно превосходят τ_0 , а рассеяние происходит на короткодействующем потенциале.

Для расчета удобно использовать диаграммную технику при нулевой температуре. В рамках этого подхода проводимость образца описывается в виде суммы диаграмм, изображенных на рис. 1, 2. «Нормальная» друдевская проводимость соответствует ряду петлевых диаграмм, содержащих в качестве внутренних частей диаграммы с различным числом непересекающихся линий взаимодействия. В работе [10] было показано, что после усреднения по примесям наиболее существенными для аномального

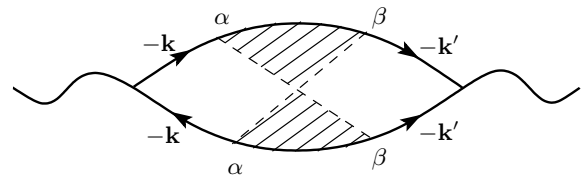


Рис. 1. Диаграмма, описывающая аномальный вклад $\Delta\sigma_a$ в проводимость (диаграмма «без шляпки»), куперон выделен штриховкой, здесь и далее греческими буквами обозначены спиновые индексы. В диффузионном приближении эта диаграмма является основной

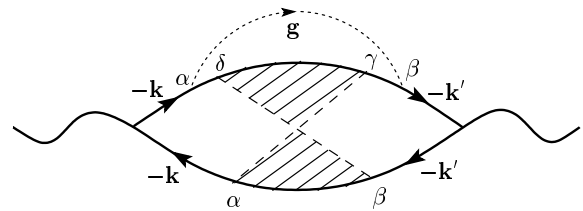


Рис. 2. Диаграмма, описывающая вклад рассеяния носителей на произвольные углы в слаболокализационную поправку к проводимости в недиффузионном приближении (диаграмма «со шляпкой»): g — импульс, переданный через коррелятор (5), k, k' — импульсы функций Грина, примыкающих к вершинам диаграммы

вклада в проводимость оказываются лишь два вида диаграмм — максимально скрещенные диаграммы и диаграммы «со шляпкой». Эти диаграммы содержат одинаковую внутреннюю часть, называемую купероном. Соответственно, задача о расчете проводимости заключается в нахождении куперона и вычислении с его помощью величин вкладов обоих рядов диаграмм.

Для нахождения выражений для проводимости и усредненных по примесям функций Грина необходимо выражение для коррелятора матричных элементов рассеяния электронов на примесях. В работе [11] были получены формулы для матричных элементов $V_{\alpha\beta}$ потенциала примеси в квантовой яме в случае, когда заполнен один уровень размерного квантования и носители описываются гамильтонианом Кейна (энергия Ферми двумерных носителей значительно меньше ширины запрещенной зоны). Согласно этой работе, для короткодействующего потенциала имеем

$$V_{\alpha\beta}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}', \mathbf{a}) = \left\{ \delta_{\alpha\beta} \left[\sin^2 \frac{\pi a_z}{\lambda} + (A^2 + 2B^2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\pi^2}{\lambda^2} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') \sin^2 \frac{\pi a_z}{\lambda} \right) \right] + \right. \\ \left. + (2AB + B^2) \frac{\pi}{2\lambda} [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')]_z \sin^2 \frac{2\pi a_z}{\lambda} \right\} \times \\ \times \frac{2}{\lambda} V_0 \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{a}_p], \quad (1)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — двумерные (в плоскости ямы, т.е. в плоскости xy) волновые векторы соответственно налетающей и отраженной частиц, A и B — кейновские коэффициенты (в рамках приближения слабого спин-орбитального взаимодействия они считаются малыми), \mathbf{a} — трехмерный радиус-вектор примеси, на которой происходит рассеяние, V_0 — мощность δ -образного потенциала, λ — ширина квантовой ямы.

Выражение для коррелятора, получаемое с помощью стандартной процедуры усреднения по примесям [12], имеет вид

$$W_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}', \mathbf{q} \rightarrow \mathbf{q}') = \\ = W \{ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\kappa} [1 + c(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}' + \mathbf{q} \cdot \mathbf{q}')] + \\ + c_x [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')]_z [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\kappa} \times (\mathbf{q} + \mathbf{q}')]_z \} \times \\ \times \delta^2(\mathbf{k}' + \mathbf{q}' - \mathbf{k} - \mathbf{q}), \quad (2)$$

где

$$W = (2\pi)^2 n \left(\frac{2V_0}{\lambda} \right)^2 \left\{ \frac{3}{8} \lambda + \lambda^2 (A^2 + 2B^2) \frac{\pi^2}{\lambda^2} + \right. \\ \left. + \lambda \left[(A^2 + 2B^2) \frac{\pi^2}{\lambda^2} \right]^2 \right\}^{-1},$$

$$c = A^2 + 2B^2, \quad c_x = \frac{\pi^2}{3\lambda^2} (2AB + B^2)^2,$$

\mathbf{k} и \mathbf{q} — два двумерных начальных импульса, \mathbf{k}' и \mathbf{q}' — два двумерных конечных импульса, n — двумерная концентрация примесей. Величины ck_F^2 и $c_x k_F^2$ (k_F — импульс Ферми) в случае слабого спин-орбитального рассеяния малы, и поэтому в дальнейшем практически все вычисления будут проводиться с точностью до первого порядка по ck_F^2 и $c_x k_F^2$. Из выражения для коррелятора видно, что константа c соответствует процессам рассеяния без переворота спина, c_x — с переворотом спина.

В рамках диффузионного приближения [1, 12] роль слагаемого в выражении для коррелятора, пропорционального константе c , в конечном результате сводится к замене времени τ_0 на транспортное время. Можно показать, что и в недиффузионном режиме при малых $c_x k_F^2$, ck_F^2 роль константы c также

сводится к замене времени τ_0 на транспортное время. Поэтому далее для упрощения вычислений мы не будем учитывать константу c .

Уравнение Дайсона для нахождения усредненной по положению примесей функции Грина $G_{\alpha\beta}(p, \omega)$ имеет вид

$$G_{\alpha\beta}(p, \omega) = G_{\alpha\beta}^0(p, \omega) + \\ + \int G_{\alpha\gamma}^0(p, \omega) G_{\kappa\eta}(q, \omega) G_{\xi\beta}(p, \omega) \times \\ \times \frac{W}{(2\pi)^4} \{ \delta_{\gamma\kappa} \delta_{\eta\xi} (1 + 2c\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}) + \\ + c_x [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\kappa} \times (\mathbf{p} + \mathbf{q})]_z [\boldsymbol{\sigma}_{\eta\xi} \times (\mathbf{p} + \mathbf{q})]_z \} d\mathbf{q}, \quad (3)$$

где $G_{\alpha\beta}^0(p, \omega)$ — функция Грина частицы в отсутствие примесей (по дважды встречающимся спиновым индексам проводится суммирование).

В рамках борновского приближения можно показать, что решением уравнения (3) из-за симметрии коррелятора относительно спиновых индексов является функция, пропорциональная единичной матрице:

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega) = G(p, \omega) \delta_{\alpha\beta}, \\ G(p, \omega) = \left[\omega - \xi(p) + \frac{i \text{sign}(\omega)}{2\tau} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Полное уходящее время τ , входящее в выражение (4), определяется параметрами коррелятора:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_s},$$

где $\tau_0 = (2\pi)^2/mW$ — время релаксации импульса и $\tau_s = \tau_0/2c_x p_F^2$ — время релаксации z -проекции спина в рамках механизма Эллиота–Яфета, m — масса частицы.

Выражение для аномального вклада в проводимость является суммой двух вкладов: от диаграмм вида $\Delta\sigma_a$ (рис. 1) и диаграмм вида $\Delta\sigma_b$ (рис. 2). В работе [10] был рассмотрен случай без спин-орбитального рассеяния и было показано, что существуют другие диаграммы, имеющие тот же порядок, но они взаимно сокращаются. Можно показать, что это сокращение происходит и при наличии спин-орбитального взаимодействия, описывающегося коррелятором (2).

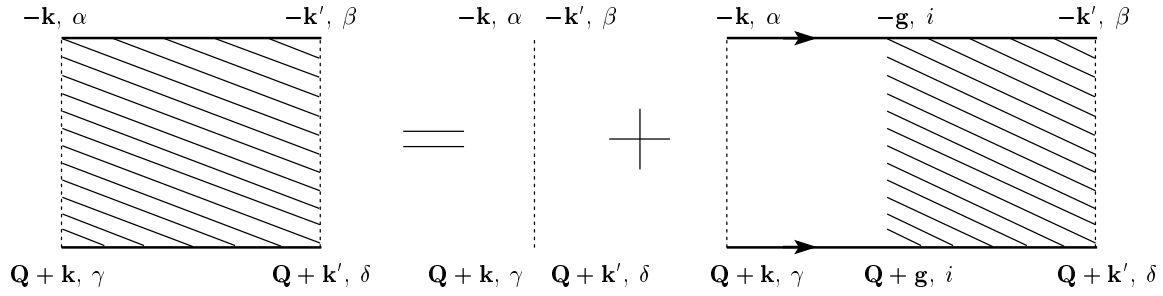


Рис. 3. Уравнение для куперона в импульсном представлении

Величины $\Delta\sigma_a$ и $\Delta\sigma_b$ находятся по формулам

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_a &= \frac{e^2\hbar}{2\pi m^2} \int (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') G^A(\mathbf{k}) G^R(\mathbf{k}) G^A(\mathbf{k}') \times \\ &\quad \times G^R(\mathbf{k}') \Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha}(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{k}') d\mathbf{k} d\mathbf{k}', \\ \Delta\sigma_b &= \frac{e^2\hbar}{2\pi m^2} \int (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') G^A(\mathbf{k}) G^R(\mathbf{k}) G^A(\mathbf{k}') \times \\ &\quad \times G^R(\mathbf{k}') G^A(\mathbf{k} - \mathbf{g}) G^A(\mathbf{k}' - \mathbf{g}) \times \\ &\quad \times W_{\alpha i o \beta}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} - \mathbf{g}, \mathbf{k}' - \mathbf{g} \rightarrow \mathbf{k}') \times \\ &\quad \times \Gamma_{i o \beta \alpha}(\mathbf{k} - \mathbf{g}, \mathbf{k}' - \mathbf{g}, \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{g}) d\mathbf{k} d\mathbf{k}' d\mathbf{g}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $G^A(p) \equiv G(p, \omega = -0)$ и $G^R(p) \equiv G(p, \omega = +0)$ — опережающая и запаздывающая функции Грина, $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q})$ — куперон. Поскольку импульсы фотонов считаются малыми, вклад вершинных частей диаграмм описывается произведением векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}' .

Уравнение для куперона в рамках формализма диаграммной техники представлено на рис. 3, а аналитически соответствующее уравнение можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) &= \\ &= W_{\alpha\beta\gamma\kappa}(-\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{Q} + \mathbf{k}, -\mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{Q} + \mathbf{k}') + \\ &\quad + \int W_{\alpha i \gamma o}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{Q} + \mathbf{k}, \mathbf{g} \rightarrow \mathbf{Q} + \mathbf{g}) \times \\ &\quad \times G^A(-\mathbf{g}) G^R(\mathbf{Q} + \mathbf{g}) \Gamma_{i\beta o \kappa}(\mathbf{g}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) d\mathbf{g}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку в уравнение (6) входит произведение функций Грина $G^A(-\mathbf{g}) G^R(\mathbf{Q} + \mathbf{g})$, основной вклад в интеграл дают области интегрирования, в которых импульс \mathbf{g} близок к поверхности Ферми. В петлевых диаграммах, представленных на рис. 1, 2, наличие примыкающих к вершинам функций Грина приводит к тому, что основной вклад в проводимость вносится в случае, когда импульсы \mathbf{k} и \mathbf{k}' в купероне $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q})$ лежат на поверхности

Ферми, а импульс $|\mathbf{Q}|$ мал по сравнению с импульсом Ферми k_F . Поэтому при решении уравнения (6) можно считать, что $|\mathbf{k}| \approx |\mathbf{k}'| \approx |\mathbf{g}| \approx k_F$. В то же время величина импульса \mathbf{Q} значительно меньше, и его вкладом в аргументы коррелятора можно пренебречь.

Уравнение (6) представляет собой систему шестнадцати уравнений. Для уменьшения числа независимых уравнений воспользуемся соотношением

$$[W_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{q}', \mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{q}')]^* = W_{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{\gamma}\bar{\kappa}}(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{q}, \mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{q}'),$$

где $\bar{\alpha}$ — спиновая компонента, противоположная компоненте α . Поскольку

$$[G^A(-\mathbf{g}) G^R(\mathbf{Q} + \mathbf{g})]^* \approx G^A(-\mathbf{g}) G^R(\mathbf{g} - \mathbf{Q}),$$

после комплексного сопряжения уравнения (6) для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q})$ получим аналогичное уравнение, но уже для $\Gamma_{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{\gamma}\bar{\kappa}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q})^*$. Таким образом, получаем соотношение

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', -\mathbf{Q})^* = \Gamma_{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{\gamma}\bar{\kappa}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}). \quad (7)$$

Для вычисления проводимости нет необходимости вычислять все компоненты $\hat{\Gamma}$. Поскольку в вершинах диаграммы «без шляпки» (рис. 1) не происходит переворота спина, в нее дают вклад лишь компоненты куперона вида $\Gamma_{\alpha\beta\beta\alpha}$. Приняв во внимание явный вид коррелятора, можно показать, что для нахождения диаграммы «со шляпкой» (рис. 2) необходимы еще и компоненты

$$\Gamma_{-+++}, \Gamma_{+--+}, \Gamma_{++--}, \Gamma_{----}.$$

Окончательно, учитывая соотношение (7), получим, что для расчета проводимости необходимо найти только четыре компоненты:

$$\Gamma_{++++}, \Gamma_{-+++}, \Gamma_{--++}, \Gamma_{+---}.$$

Для решения уравнения (6) введем угловые координаты входящих в него векторов. Пусть ϕ — угловая координата импульса \mathbf{k} , ϕ' — импульса \mathbf{k}' , а

ψ — импульса \mathbf{Q} . Выполнив в уравнении (6) интегрирование по модулю импульса \mathbf{g} , получим уравнения для перечисленных выше компонент куперона:

$$\begin{aligned} \Gamma_{++++}(\phi, \phi', \psi, Q) &= W + \frac{\tau}{2\pi\tau_0} \int_0^{2\pi} \frac{1}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{++++}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta + \\ &+ \frac{\tau}{4\pi\tau_s} \int_0^{2\pi} \frac{[\exp(-i\phi) + \exp(-i(\theta + \psi))]^2}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{-+-+}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta, \\ \Gamma_{-+-+}(\phi, \phi', \psi, Q) &= W c_x k_F^2 [\exp(i\phi) + \exp(i\phi')]^2 + \\ &+ \frac{\tau}{2\pi\tau_0} \int_0^{2\pi} \frac{1}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{-+-+}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta + \\ &+ \frac{\tau}{4\pi\tau_s} \int_0^{2\pi} \frac{[\exp(i\phi) + \exp(i(\theta + \psi))]^2}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{++++}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta, \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{++--}(\phi, \phi', \psi, Q) &= W + \frac{\tau}{2\pi\tau_0} \int_0^{2\pi} \frac{1}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{++--}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta - \\ &- \frac{\tau}{4\pi\tau_s} \int_0^{2\pi} \frac{2 + 2 \cos(\phi - \psi - \theta)}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{-+-+}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta, \\ \Gamma_{-+-+}(\phi, \phi', \psi, Q) &= -2W c_x k_F^2 [1 + \cos(\phi - \phi')] + \\ &+ \frac{\tau}{2\pi\tau_0} \int_0^{2\pi} \frac{1}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{-+-+}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta - \\ &- \frac{\tau}{4\pi\tau_s} \int_0^{2\pi} \frac{2 + 2 \cos(\phi - \psi - \theta)}{1 - i(Qk_F\tau/m) \cos \theta} \Gamma_{++--}(\psi + \theta, \phi', \psi, Q) d\theta. \end{aligned} \tag{9}$$

Видно, что уравнения (8), (9) распадаются на две не связанные между собой системы уравнений: одну для Γ_{++++} , Γ_{-+-+} (8) и другую для Γ_{-+-+} , Γ_{++--} (9). В них угол θ фактически является углом между импульсами \mathbf{g} и \mathbf{Q} .

Когда спин-орбитальное взаимодействие отсутствует ($c_x = 0$), системы значительно упрощаются: вторые уравнения вырождаются в однородные относительно Γ_{-+-+} для системы (8) и Γ_{-+-+} для системы (9). Из этого следует, что в отсутствие спин-орбитального взаимодействия компоненты Γ_{-+-+} и Γ_{-+-+} исчезают. Уравнения для оставшихся компонент Γ_{++++} (первое уравнение из системы (8)) и Γ_{++--} (первое уравнение систе-

мы (9)) превращаются в уравнения для куперона без спин-орбитального взаимодействия [10]. Дополнительной к матричной структуре уравнений сложностью нашего случая по сравнению со случаем без спин-орбитального рассеяния является зависимость куперона от углов ϕ , ϕ' и θ .

Для решения систем (8) и (9) разложим куперон по гармоникам угла ϕ :

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}(\phi, \phi', \mathbf{Q}) = \sum_n \exp(in\phi) \Gamma_{\alpha\beta\gamma\kappa}^n(\phi', \mathbf{Q}), \tag{10}$$

где верхний индекс « n » обозначает номер гармоники.

Из правой части уравнений (8) следует, что в выражение для $\Gamma_{++++}(\phi, \phi', \psi, Q)$ входят лишь гармоники $\exp(-2i\phi)$, $\exp(-i\phi)$ и 1, а для Γ_{-+-+} — $\exp(2i\phi)$, $\exp(i\phi)$ и 1. Поэтому фактически оказывается, что ряды (10) конечны и система уравнений (8) преобразуется в систему восьми линейных алгебраических уравнений, которую можно решить точно (аналогично и для системы (9)). Но поскольку точное решение будет чересчур громоздким, а выражения для потенциала (1) и коррелятора (2) подразумевают малость спин-орбитального взаимодействия и учитывают лишь первый порядок малости, нужно находить решение систем (8) и (9) в первом приближении по спин-орбитальному взаимодействию (в первом приближении по τ/τ_s и τ/τ_ϕ).

Из второго уравнения (8) следует, что как в диффузионном пределе, так и в недиффузионном случае величина Γ_{-+-+} имеет порядок $(\tau/\tau_s)\Gamma_{++++}$. Поэтому с точностью до $(\tau/\tau_s)^2\Gamma_{++++}$ в первом уравнении системы (8) можно опустить слагаемое с Γ_{-+-+} . Это сильно упрощает систему, позволяя сразу найти выражение для Γ_{++++} .

Аналогично, в системе (9) величина Γ_{-+-+} имеет первый порядок малости по сравнению с Γ_{++++} . Поэтому с той же точностью можно исключить слагаемое, содержащее Γ_{-+-+} , из первого уравнения этой системы. При этом уравнение для Γ_{-+-+} будет совпадать с уравнением для Γ_{++++} , полученным из системы (8). Это уравнение не содержит угловых зависимостей и, следовательно, аналогично уравнению для куперона в недиффузионном режиме без спин-орбитального взаимодействия. Окончательное решение выражается формулой

$$\Gamma_{++++}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) = \Gamma_{-+-+}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) = \frac{W}{1 - Z_0\tau/\tau_0},$$

где Z_n — функции, зависящие от $|\mathbf{Q}|$:

$$Z_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^n \theta}{1 + \tau/\tau_\phi - (iQk_F\tau/m) \cos \theta} d\theta.$$

Для нахождения Γ_{-+-+} подставим полученное выражение для Γ_{++++} во второе уравнение системы (9). Это уравнение решается подстановкой разложения (10). Возникающая при этом система линейных уравнений для коэффициентов гармоник Γ_{-+-+} имеет ранг 3.

Выпишем получившееся в результате вычисле-

ний полное выражение для Γ_{-+-+} с точностью до первого порядка по τ/τ_s :

$$\begin{aligned} \Gamma_{-+-+}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) = & \frac{W}{2} \left\{ \frac{1}{1 - Z_0\tau/\tau_0 + Z_0\tau/\tau_s} \times \right. \\ & \times \left[1 - \frac{2Z_1^2\tau/\tau_s}{1 - Z_0\tau/\tau_0 + Z_0\tau/\tau_s} - \right. \\ & \left. - \frac{\tau}{\tau_s} - 2 \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{e}}{k_F} Z_1 \frac{\tau}{2\tau_s} \right] - \\ & - \frac{1}{1 - Z_0\tau/\tau_0 - Z_0\tau/\tau_s} \times \\ & \times \left[1 + \frac{2Z_1^2\tau/\tau_s}{1 - Z_0\tau/\tau_0 - Z_0\tau/\tau_s} + \frac{\tau}{\tau_s} + \right. \\ & \left. + 2 \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{e}}{k_F} Z_1 \frac{\tau}{2\tau_s} \right] + 2 \frac{\tau}{\tau_s} \left. \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где \mathbf{e} — единичный вектор вдоль импульса \mathbf{Q} . Поскольку $Z_0 \sim 1$, $Z_1(Q) \sim Q$ в диффузионном пределе, в выражении (11) слагаемыми с Z_1 можно пренебречь. При этом оно переходит в соответствующее выражение в работе [13].

Оставшаяся компонента Γ_{-+-+} входит лишь в выражение для диаграммы (2), при этом она домножается на τ/τ_s , а следовательно, поскольку сама по себе она имеет порядок $(\tau/\tau_s)\Gamma_{++++}$, ее вкладом в рамках приближения можно пренебречь.

При малых значениях импульса \mathbf{Q} выражения для компонент Γ_{++++} и Γ_{-+-+} совпадают с выражениями, полученными в работе [13], а при больших принимают вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{++++}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) = & W \left[1 + \frac{1}{\sqrt{D\tau}Q} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_s} \right) \right], \\ \Gamma_{-+-+}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{Q}) = & -2 \frac{W}{\sqrt{D\tau}Q} \frac{\tau}{\tau_s}. \end{aligned} \quad (12)$$

Окончательное выражение для аномального вклада с учетом спин-орбитального вклада в вершины диаграмм, представленных на рис. 1, 2, является суммой $\Delta\sigma_a$ и $\Delta\sigma_b$:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma = & -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \ln \left(\frac{1+\tau_\phi/\tau}{1+\tau_\phi/\tau_s} \right) \left[1 + \frac{\tau}{2\tau_\phi} + \frac{11}{2} \frac{\tau}{\tau_s} \right] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{2\tau_\phi}{\tau_s} \right) - \ln 2 \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Поскольку вычисления, дающие этот результат, проводились лишь с точностью до τ/τ_s , в пределе $\tau_s \rightarrow \infty$ он сводится к выражению для проводимости двумерной структуры, полученной вне рамок диффузионного приближения [10], с точностью до τ/τ_ϕ .

В пределе $\tau/\tau_\phi \gg 1$ из формулы (13) получается результат работы [13], если в нем проведена замена

$$1/\tau_s^x = 1/\tau_s^z = 1/\tau_{s0}^z = 0, \quad \tau/\tau_{s0}^x = c_x k_F^2 = \tau/2\tau_s.$$

3. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

В классически слабых магнитных полях усредненную по примесям функцию Грина можно представить в виде произведения усредненной по примесям функции Грина в отсутствие магнитного поля и фазового множителя, зависящего от напряженности поля и аргументов функции Грина [14]:

$$G_H^{R,A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp\left[\frac{i}{2l_B^2}(x-x')(y+y')\right] G^{R,A}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp[i\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] G^{R,A}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (14)$$

где $G^{R,A}(\mathbf{r})$ — усредненная по примесям функция Грина в нулевом магнитном поле,

$$\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{(x-x')(y+y')}{2l_B^2},$$

$l_B = \sqrt{mc/eH}$ — магнитная длина, магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль оси z перпендикулярно плоскости структуры, векторный потенциал — вдоль оси y : $\mathbf{A} = \mathbf{e}_y H_z x$.

При переходе из импульсного представления в координатное операторы \mathbf{k} заменяются градиентами по соответствующим координатам. При этом задача значительно усложняется по сравнению со случаем, когда спин-орбитального взаимодействия нет, поскольку тогда в импульсном представлении коррелятор не зависит от импульсов и, следовательно, в координатном представлении остается лишь простой функцией координат. С другой стороны, как было показано выше, в рамках диффузионного приближения влияние угловой зависимости коррелятора несущественно, и поэтому при подстановке в уравнение для нахождения куперона коррелятор можно усреднить по углам аргументов. При этом, хотя форма коррелятора остается матричной, зависимость от импульсов пропадает, и при переходе в координатное представление он опять записывается в виде функции, а не оператора.

В соответствии с этим (вне рамок диффузионного приближения при наличии спин-орбитального взаимодействия) в координатном представлении коррелятор представляет собой оператор, состоящий из различных производных по координатам.

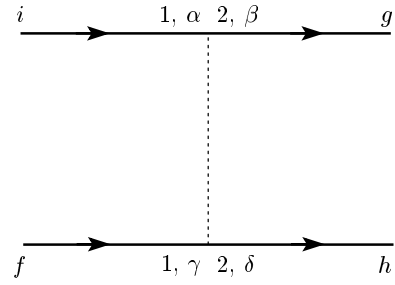


Рис. 4. Элементарная диаграмма, содержащая коррелятор в координатном представлении

Поэтому удобно использовать не сам коррелятор, а диаграмму, представленную на рис. 4. Выражение, описывающее эту диаграмму (полученное преобразованием Фурье из выражения для этой диаграммы в импульсном представлении), будет иметь вид

$$D = \int \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times W_0 \left\{ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} [1 + c(i\nabla_{\mathbf{r}_1}(-i)\nabla_{\mathbf{r}_2} + i\nabla_{\mathbf{r}'_1}(-i)\nabla_{\mathbf{r}'_2})] + c_x [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times (i\nabla_{\mathbf{r}_1} - i\nabla_{\mathbf{r}_2})]_z [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\delta} \times (i\nabla_{\mathbf{r}'_1} - i\nabla_{\mathbf{r}'_2})]_z \right\} \times G_H^A(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_1) G_H^A(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_g) G_H^R(\mathbf{r}'_2, \mathbf{r}_h) \times G_H^R(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}'_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}'_2. \quad (15)$$

Поскольку в классически слабых магнитных полях импульс Ферми k_F значительно превосходит обратную магнитную длину $1/l_B$, при вычислении градиентов усредненных по примесям функций Грина (14) в магнитном поле можно пренебречь зависимостью фазы $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ от координат. Вследствие этого выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{r}_1} G_H^{R,A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \nabla_{\mathbf{r}_1} [\exp(i\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)) G^{R,A}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] \approx \\ &\approx \exp[i\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] \nabla_{\mathbf{r}_1} G^{R,A}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \\ &= \pm i k_F \mathbf{e}_{12} G_H^{R,A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \\ \nabla_{\mathbf{r}_2} G_H^{R,A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &\approx \pm i k_F \mathbf{e}_{21} G_H^{R,A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\mathbf{e}_{ij} \equiv (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$.

Таким образом, выражение для диаграммы на рис. 4 принимает вид

$$D = \int \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times W_0 \left\{ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} (1 - c k_F^2 [\mathbf{e}_{i1} \mathbf{e}_{g1} + \mathbf{e}_{f1} \mathbf{e}_{h1}]) - c_x k_F^2 [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times (\mathbf{e}_{i1} - \mathbf{e}_{g1})]_z [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\delta} \times (\mathbf{e}_{f1} - \mathbf{e}_{h1})]_z \right\} \times G_H^A(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_1) G_H^A(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_g) G_H^R(\mathbf{r}'_2, \mathbf{r}_h) \times G_H^R(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}'_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (17)$$

Видно, что коррелятор в координатном представлении может быть переписан в виде функции от направлений из точек 1, 2 на точки i, f, g, h , в которой отсутствуют операторы дифференцирования.

В отличие от уравнения в импульсном представлении (см. рис. 3), уравнение в координатном представлении должно содержать функции Грина с незамкнутыми концами, для того чтобы заменить операторы дифференцирования в корреляторе и купероне на орты направлений (рис. 5). После замены операторов дифференцирования в купероне на орты эти функции Грина можно убрать и получить следующее уравнение для Γ :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & W_0 \{ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} - c_x k_F^2 [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} \times (\mathbf{e}_{i1} + \mathbf{e}_{2g})]_z \times \\ & \times [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\delta} \times (\mathbf{e}_{f1} + \mathbf{e}_{2h})]_z \} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\ & + \int W_0 \{ \delta_{\alpha\kappa} \delta_{\gamma\theta} - c_x k_F^2 [\boldsymbol{\sigma}_{\alpha\kappa} \times (\mathbf{e}_{i1} + \mathbf{e}_{13})]_z \times \\ & \times [\boldsymbol{\sigma}_{\gamma\theta} \times (\mathbf{e}_{f1} + \mathbf{e}_{13})]_z \} \times \\ & \times G_H^A(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) G_H^R(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) \Gamma_{\kappa\beta\theta\delta}^{33gh}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_3, \quad (18) \end{aligned}$$

где $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ представляет собой крайнюю левую диаграмму (куперон) на рис. 5, из которой удалены функции Грина со свободными концами в точках i, f, g и h , а $\Gamma_{\kappa\beta\theta\delta}^{33gh}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2)$ — аналогичную крайнюю правую диаграмму на рис. 5. Верхние индексы обозначают концы удаленных функций Грина, а нижние индексы являются спиновыми. Таким образом, куперон $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в координатном представлении является аналогом куперона $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ в импульсном представлении, а уравнение (18) подобно уравнению (6).

Видно, что решение $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ уравнения (18) должно зависеть не от точного положения точек i, f, g, h , а лишь от направления ортов $\mathbf{e}_{i1}, \mathbf{e}_{f1}, \mathbf{e}_{2g}, \mathbf{e}_{2h}$.

Аналогично разобранному методу нахождения проводимости в импульсном представлении, для того чтобы вычислить обе петлевые диаграммы, необходимы не все компоненты куперона, а лишь те, у которых число положительных (или отрицательных) спиновых индексов четно, а именно:

$$\begin{aligned} & \Gamma_{----}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{++++}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{-+-+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \\ & \Gamma_{+--+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{-+-+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{+--+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \\ & \Gamma_{+-+-}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{-+-+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \end{aligned}$$

Точно так же, как и при вычислении куперона

в импульсном представлении, комплексно сопрягая куперон и учитывая соотношение

$$[G_H^A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) G_H^R(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]^* = G_H^A(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) G_H^R(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1),$$

можно показать, что

$$[\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]^* = \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1).$$

Поэтому для вычисления проводимости достаточно найти лишь компоненты

$$\begin{aligned} & \Gamma_{++++}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{-+-+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \\ & \Gamma_{+--+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \Gamma_{-+-+}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \end{aligned}$$

Сопоставим ортам $\mathbf{e}_{i1}, \mathbf{e}_{f1}, \mathbf{e}_{2g}, \mathbf{e}_{2h}$ и \mathbf{e}_{13} соответственно углы ϕ, ϕ', ψ, ψ' и θ . В новых обозначениях уравнение (18) примет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi') = & W_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \phi, \phi', \psi, \psi') \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\ & + \int W_{\alpha\theta\kappa\delta}(\mathbf{r}_1, \phi, \phi', \theta, \theta) G_H^A(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) G_H^R(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) \times \\ & \times \Gamma_{\kappa\beta\theta\delta}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2, \theta, \theta, \psi, \psi') d\mathbf{r}_3, \quad (19) \end{aligned}$$

где

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi') = \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{ifgh}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2),$$

а $W_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \phi, \phi', \psi, \psi')$ выражается по формуле

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \phi, \phi', \psi, \psi') = & W_0 \{ \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} - \\ & - c_x k_F^2 [\sigma_{\alpha\beta}^x (\sin \phi + \sin \psi) - \sigma_{\alpha\beta}^y (\cos \phi + \cos \psi)] \times \\ & \times [\sigma_{\gamma\delta}^x (\sin \phi' + \sin \psi') - \sigma_{\gamma\delta}^y (\cos \phi' + \cos \psi')] \}, \end{aligned}$$

σ^i обозначает i -ю матрицу Паули.

Уравнение (19) можно решать тем же методом, что и системы уравнений (8), (9), подставляя в качестве решения разложение куперона в ряд по гармоникам третьего и четвертого аргументов. Однако, как можно заметить, аргументы $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ в правой части этого уравнения выбираются не из всего шестимерного пространства $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi')$, как в левой части, а лишь из подпространства $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi' \equiv \phi, \psi, \psi')$. Поэтому можно вычислить $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi' \equiv \phi, \psi, \psi')$, что значительно проще, поскольку куперон в этом случае необходимо раскладывать в ряд по гармоникам лишь одного угла. После нахождения $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ в подпространстве аргументов можно достаточно легко найти $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}$ во всем пространстве, подставив вычисленное выражение для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi, \psi, \psi')$ в правую часть уравнения (19). Поэтому сначала решим уравнение для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi')$.

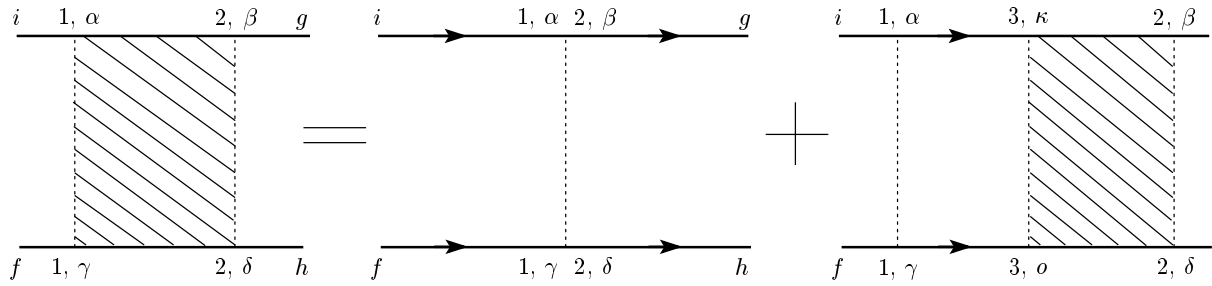


Рис. 5. Уравнение для куперона в координатном представлении при наличии спин-орбитального взаимодействия

Так же как и уравнение (6) для нахождения куперона в импульсном представлении, это уравнение представляет собой несколько независимых систем уравнений второго ранга. При этом для вычисления проводимости достаточно найти решения лишь двух из них: системы уравнений для компонент Γ_{++++} , Γ_{+--+} и системы уравнений для Γ_{++--} и Γ_{-+++} .

Для решения этих систем уравнений применим тот же метод, что и при решении систем уравнений (8), (9): представление куперона $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi')$ в виде ряда по гармоникам угла ϕ . Так же как в импульсном представлении, количество таких гармоник, входящих в куперон в координатном представлении, ограничено. В результате такой подстановки ядра получившихся уравнений для отдельных гармоник будут состоять из различных слагаемых вида

$$\exp(i\theta)G_H^A(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1)G_H^R(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1)f(\psi, \psi'),$$

где $f(\psi, \psi')$ — некоторые функции, различные для разных слагаемых.

В работе [14] был предложен метод решения уравнения (19), когда спин-орбитальное взаимодействие отсутствует, т. е. при $c_x = 0$. Этот метод заключается в представлении ядра интегрального уравнения для куперона и его решения в виде ряда по произведениям волновых функций частицы с зарядом $2e$ в однородном магнитном поле. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия угловые зависимости отсутствуют и ядро интегрального уравнения для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi')$ раскладывается в диагональный ряд:

$$G_H^A(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1)G_H^R(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) = \sum_{N,\chi} G^N \Psi_{N,\chi}(\mathbf{r}_3)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1),$$

где G^N — коэффициенты разложения, $\Psi_{N,\chi}(\mathbf{r})$ — волновые функции частицы, которая имеет заряд $-2|e|$, массу m , равную массе электрона, и помещена в магнитное поле, направленное вдоль оси z . По-

скольку и неоднородное слагаемое представляется также диагональным рядом,

$$W_0\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta}\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = W_0\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta} \sum_{N,\chi} \Psi_{N,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1),$$

решение уравнения без спин-орбитального взаимодействия в базисе функций $\Psi_{M,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1)$ имеет простой вид:

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W_0\delta_{\alpha\beta}\delta_{\gamma\delta} \sum_{N,\chi} \frac{1}{1 - W_0G^N} \Psi_{N,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1).$$

Когда же присутствует спин-орбитальное взаимодействие, из-за того что в ядре уравнения для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi', \psi, \psi')$ появляются различные гармоники угла θ (угловой координаты вектора $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3$), в разложении ядра по функциям $\Psi_{M,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1)$ появятся побочные диагонали, поскольку

$$\exp(i\theta)G_H^A(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1)G_H^R(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1) = \sum_{N,\chi} (-1)^{(|n|+n)/2} R_{N+(n+|n|)/2}^{|n|} \Psi_{N+n,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1),$$

где

$$R_N^n = \frac{m^2}{k_F \sqrt{N!/(N-n)!}} \times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2}{2l_B^2} - \frac{r}{l}\right) L_{N-n}^n\left(\frac{r^2}{l_B^2}\right) \left(\frac{r}{l_B}\right)^n dr.$$

Из-за того что в коррелятор входит лишь конечное число гармоник углов ϕ и ϕ' , получившиеся системы линейных уравнений для коэффициентов разложения компонент куперона Γ_{++++} , Γ_{+--+} и

Γ_{-++-} , Γ_{+--+} по гармоникам первого углового аргумента и функциям $\Psi_{M,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1)$,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi, \psi, \psi') &= \\ &= \sum_{M,N,L,\chi} \Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(M, N, L, \psi, \psi') \times \\ &\quad \times \exp(iL\phi)\Psi_{M,\chi}(\mathbf{r}_2)\Psi_{N,\chi}^*(\mathbf{r}_1), \end{aligned}$$

будут разделяться на бесконечное число систем шестого ранга, которые можно решить стандартным образом. Так, система уравнений для компонент куперона Γ_{++++} и Γ_{+--+} распадается на системы уравнений, связывающие компоненты $\Gamma_{++++}(M, N, L, \psi, \psi')$ и $\Gamma_{+--+}(M, N, L, \psi, \psi')$ при $L = -1, 0, 1$. Также и для системы для Γ_{++++} и Γ_{+--+} получаются системы уравнений для Γ_{-++-} , Γ_{+--+} .

Определенное таким образом выражение для $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi, \psi, \psi')$ необходимо подставить в правую часть уравнения (19) для нахождения $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi, \psi, \psi')$, при этом для определения компонент Γ_{++++}^{ifgh} , Γ_{-++-}^{ifgh} , Γ_{+--+}^{ifgh} , Γ_{-++-}^{ifgh} полного куперона достаточно аналогичных компонент $\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \phi, \phi, \psi, \psi')$.

Получающиеся в результате вычислений выражения для диаграмм, представленных выше на рис. 1, 2, через коэффициенты R_N^n представляют собой однократные ряды, но явный вид членов этих рядов достаточно сложен. Поэтому здесь мы ограничимся лишь результатами численных расчетов проводимости, заключающихся в суммировании этих рядов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 6 представлена зависимость квантовой поправки к проводимости от магнитного поля при $\tau/\tau_\phi = 0.02$ и различных отношениях τ/τ_s . Из рисунка видно, что влияние спин-орбитального взаимодействия приводит к уменьшению абсолютной величины аномального вклада в магнисопротивление и является существенным как в слабых ($l_B > l$), так и в сильных магнитных полях ($l_B < l$). Когда $\tau_s < \tau_\phi$, зависимость поправки к проводимости от магнитного поля становится немонотонной и в ней появляется небольшой минимум. Когда же $\tau_s > \tau_\phi$, зависимость монотонна и качественно похожа на зависимость в случае без спин-орбитального взаимодействия.

Разработанная модель позволяет определить поведение величины аномальной поправки к магнисопротивлению не только в слабых магнитных полях, но и в относительно больших, когда диффузи-

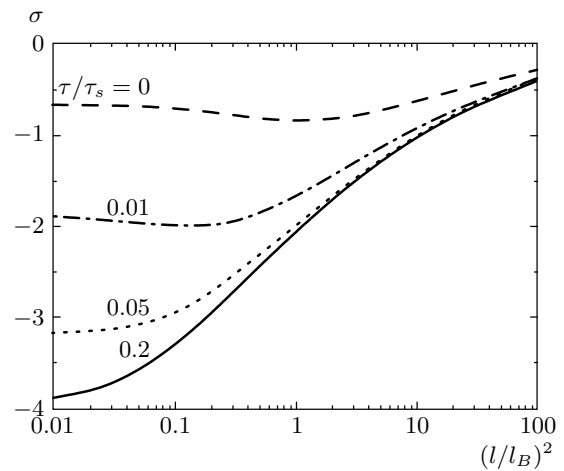


Рис. 6. Зависимость величины аномального вклада в проводимость от напряженности магнитного поля в относительных единицах $H/H_D = l^2/l_B^2$ (H_D — магнитное поле, соответствующее магнитной длине равной l) для различных соотношений между τ и τ_s при $\tau/\tau_\phi = 0.02$

онное приближение неприменимо. Качественно поведение в области сильных полей ($l_B \ll l$) может быть понято с помощью вычисления вкладов $\Delta\sigma_a$, $\Delta\sigma_b$ в проводимость по формулам (5), в которых интегрирование проводится лишь по областям, где третий аргумент куперона (под соответствующим интегралом) превосходит величину $1/l_B$. Получающиеся асимптотические зависимости позволяют судить о спин-орбитальной зависимости квантовой поправки к проводимости в относительно больших полях:

$$\sigma_a, \sigma_b \propto \left(1 - \frac{3\tau}{\tau_s}\right) \frac{1}{l_B}. \quad (20)$$

Видно, что в сильных магнитных полях H основной вклад в проводимость за счет эффекта слабой локализации имеет порядок $1/\sqrt{H}$, а вклад от спин-орбитального взаимодействия порядка $\tau/(\tau_s\sqrt{H})$, т. е. по сравнению со случаем слабых магнитных полей [13] влияние спин-орбитального взаимодействия уменьшилось.

Итак, уменьшение длины траектории и количества рассеивающих примесей приводит к уменьшению влияния спиновой релаксации по механизму Эллиота–Яфета. Однако, как показывает точный расчет, результаты которого приведены на рис. 6, влияние спин-орбитального взаимодействия при рассеянии на примесях в полях, в которых $l_B \approx l$, все еще значительно и должно проявляться в эксперименте.

Таким образом, в работе изучено явление слабой

локализации в рамках механизма спиновой релаксации Эллиота–Яфета во всем диапазоне классически слабых магнитных полей с учетом анизотропного вида коррелятора, обусловленного как исходным видом спин-орбитального взаимодействия, так и особенностями движения носителей в двумерных структурах. Разработанная теория позволяет проследить изменение влияния спиновой релаксации по механизму Эллиота–Яфета на величину аномального магнитосопротивления с возрастанием величины магнитного поля.

Поскольку в работе получена зависимость времени релаксации спина от импульса Ферми и зонных параметров материала, предложенная модель позволяет определить влияние уровня заполнения на квантовую поправку к магнитосопротивлению. Рассчитана зависимость аномального магнитосопротивления с учетом спина и показано, что в больших и малых магнитных полях влияние спина существенно.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS, РФФИ, Программ Президиума РАН, ОФН и министерства Науки и образования РФ. Один из авторов (К. С. Р.) благодарит фонд «Династия» за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Bergmann, Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
2. A. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 3540 (1984).
3. A. Zduniak, M. I. Dyakonov, and W. Knap, Phys. Rev. B **56**, 1996 (1997).
4. Y. Lyanda-Geller, Phys. Rev. Lett. **80**, 4273 (1998).
5. W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak et al., Phys. Rev. B **53**, 3912 (1996).
6. А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, ФТП **31**, 459 (1997).
7. Д. Д. Быканов, А. М. Крещук, С. В. Новиков и др., ФТП **32**, 1100 (1998).
8. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
9. S. Pedersen, C. B. Sorensen, A. Kristensen et al., Phys. Rev. B **60**, 4880 (1999).
10. A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, and I. V. Gornyi, Phys. Rev. B **56**, 9910 (1997).
11. N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 271 (2002).
12. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматлит, Москва (1962).
13. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Progr. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
14. A. Kawabata, J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 628 (1980).