

КВАНТОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ КВАЗИЧАСТИЦ НА ПРИМЕСЯХ И СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ В СЛОИСТОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ

© *Е.А.Жуковский, В.В.Тугушев*

Российский научный центр «Курчатовский институт»,
123182 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 29 мая 1995 г.
В окончательной редакции 20 ноября 1995 г.)

Рассматриваются поправки к собственно энергетической части функции Грина для электронов проводимости при рассеянии на спиновых флуктуациях и примесях в слоистой полупроводниковой антиферромагнитной структуре. В области низких температур учтена квантовая интерференция между статическим (примесным) и динамическим (на спиновых флуктуациях) рассеянием носителей. Показано, что в области остаточного сопротивления доминирует поправка типа $\ln T$.

Физика наноструктур, состоящих из чередующихся слоев магнитных и немагнитных полупроводниковых материалов, оказалась, как показал ряд исследований, достаточно своеобразной [1-4]. Подбирая состав (как правило, речь идет о халькогенидах и оксидах переходных или редкоземельных металлов) и толщину магнитных слоев, а также параметры немагнитных прослоек (это могут быть стандартные полупроводниковые нанослои на основе материалов A_2B_6 или A_4B_6), можно получать структуры с самыми необычными магнитными и кинетическими свойствами. Кроме того, можно реализовать в этих структурах режимы и характеристики магнитного упорядочения, недостижимые в естественных кристаллах. В частности, пространственное разделение легируемых областей (прослоек), являющихся источником свободных носителей, и магнитных областей (слоев) позволяет рассматривать влияние магнитного упорядочения на кинетику носителей при концентрациях последних, недостижимых в обычных магнитных полупроводниках из-за разрушения магнитного упорядочения при введении примесей непосредственно в их решетку.

В настоящей работе будет рассмотрена сравнительно простая периодическая наноструктура (сверхрешетка), состоящая из чередующихся тонких (размерно-кинетических) антиферромагнитных (АФМ)

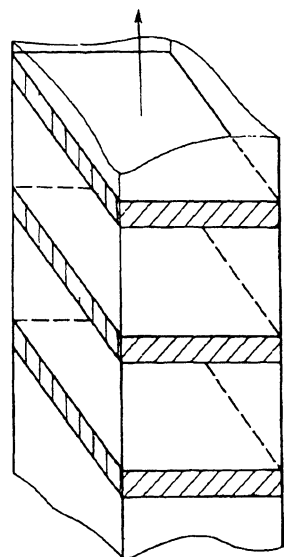


Рис. 1. Слоистая структура. Заштрихованы антиферромагнитные полупроводниковые слои. Стрелкой показано направление оси роста структуры.

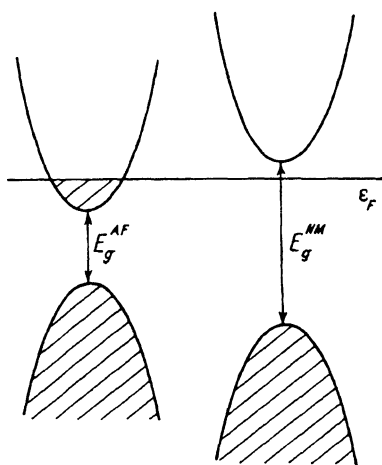


Рис. 2. Зонные схемы антиферромагнитного и немагнитного полупроводников, формирующих структуру. Заштрихованные области соответствуют заполнению при $T = 0$.

слоев, разделенных толстыми (по сравнению с АФМ-слоями) немагнитными прослойками (рис. 1). Такая система любопытна уже тем, что магнитные и электронные возбуждения в ней могут заметно различаться по типу пространственной размерности. Обсудим этот вопрос подробнее.

Магнитная подсистема исследуемой структуры представляет собой решетку магнитных ионов с базисом, который в направлении вдоль слоя совпадает с базисом решетки объемного АФМ-материала в соответствующем кристаллографическом направлении, а в направлении оси роста структуры (перпендикулярно слою) включает число узлов решетки, определяемое числом элементарных ячеек АФМ-материала на ширине слоя. Спектр спиновых возбуждений (магнонов) для такой решетки с базисом включает несколько анизотропных оптических ветвей и одну предельно низкочастотную бесщелевую ветвь (голдстоуновскую моду). Скорости магнонов для этой ветви в направлении вдоль (c_{\parallel}) и поперек (c_{\perp}) слоев определяются соответственно величинами обменных интегралов внутри и между слоями. При наличии толстых прослоек межслоевой обменный интеграл может быть много меньшим, чем внутрислоевой, т. е. $c_{\parallel} \gg c_{\perp}$, и имеет место сильная двумеризация низкочастотной ветви спектра магнонов при $\omega \ll c_{\perp} d^{-1}$, $d \gg a$ (d — расстояние между магнитными слоями, a — расстояние между соседними спинами внутри слоя). Предполагая, что все температуры, о которых пойдет речь в данной работе, малы по сравнению с энергиями возбуждений оптических ветвей магнонного спектра, мы ограничимся приближением одной квазидвумерной бесщелевой моды при описании возбуждений магнитной подсистемы. При этом считаем, что скорости c_{\perp} и c_{\parallel} являются заданными параметрами модели, вычисляемыми

зависимо. Характер возбуждений электронной подсистемы при заданных толщинах слоев определяется в основном величинами ширины запрещенных зон E_g^{NM} (немагнитного) и E_g^{AF} (магнитного) слоев. При $E_g^{AF} \gg E_g^{NM}$ электронная система может рассматриваться как почти трехмерная, а особенности кинетики носителей при легировании прослоек определяются эффектами рассеяния на квазидвумерных спиновых флуктуациях и описываются в рамках стандартной $s-d$ -обменной модели для объемных АФМ-полупроводников. Детали электронного спектра магнитного слоя в этой ситуации малосущественны, так как движение носителей происходит в основном по зонам немагнитной прослойки. Положение существенно меняется при $E_g^{AF} \ll E_g^{NM}$, когда легирование немагнитной прослойки, определяющее положение уровня Ферми системы, может приводить к появлению свободных носителей в АФМ-слоях. В этом случае прослойки служат резервуаром носителей для АФМ-слоев. В настоящей работе рассматривается случай, когда уровень Ферми лежит внутри щели E_g^{NM} , но вне щели E_g^{AF} и попадает в зону проводимости АФМ-слоя (рис. 2). Заметим, что фиксация уровня Ферми за счет резервуара (толстой прослойки) исключает возможность фазового расслоения в тонких магнитных слоях (пространственного разделения зарядов на области с ферро- и антиферромагнитным упорядочением [5]). Действительно, эта возможность связана с перераспределением фиксированного числа частиц N и математически выражается критерием $\partial\mu/\partial N < 0$ [6], где μ — химический потенциал. В случае фиксированного положения μ необходимое количество частиц для компенсации неоднородности всегда восполняется из резервуара.

В данной работе исследуется ситуация размерно-квантового АФМ-слоя при $E_g^{AF} \ll E_g^{NM}$. Рассматривается случай, когда в потенциальной яме одного слоя ущемляется единственный уровень размерного квантования, который размывается в узкую зону из-за поперечного туннелирования между слоями. Считаем, что характерные энергии электронов, о которых идет речь в задаче, малы по сравнению с расстоянием до трехмерного континуума состояний в слое. Таким образом, в нашем случае электронная система представляет собой резко анизотропную квазидвумерную зону с ширинами W_{\parallel} и W_{\perp} (вдоль и поперек слоев соответственно). Величина W_{\parallel} практически совпадает с соответствующей объемной, а W_{\perp} определяется типом квантовой ямы и считается (как и W_{\parallel}) параметром модели, вычисление которого выходит за рамки данной работы.

Случай сильной квазидвумерности электронной подсистемы представляет особый интерес с точки зрения проявления квантовых кинетических эффектов, связанных с интерференционными процессами рассеяния на статических дефектах и спиновых флуктуациях (аналоги процессов типа рассмотренных Ароновым, Альтшулером при учете межэлектронного взаимодействия [7,8]). Далее рассматриваются поправки ко времени жизни электронов, связанные с такими процессами. Концентрация носителей считается достаточно большой, чтобы выполнялось условие $\epsilon_F \tau \gg 1$, где τ — времена рассеяния на спиновых флуктуациях и статических дефектах, ϵ_F — энергия Ферми (здесь и далее пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$). В то же время предполагается, что концентрация носителей еще достаточно мала для того,

чтобы произошло разрушение АФМ-упорядочения в слое (подробное обсуждение этого вопроса в контексте нашей модели проведено в [9]).

После этих оговорок перейдем непосредственно к оригинальной части работы.

1. Модельный гамильтониан

Взаимодействующие подсистемы зонных электронов и спиновых флуктуаций (антиферромагнетиков) будем описывать гамильтонианом следующего вида:

$$H = H_b + H_S + H_{bS}, \quad (1)$$

$$H_b = \sum_{\alpha, m, n} \left[E_0 \delta_{mn} + t_{mn} (1 - \delta_{mn}) \right] a_{m\alpha}^+ a_{n\alpha} \quad (2)$$

— гамильтониан зонных электронов, $a_{m\alpha}^+$ — оператор рождения электрона с проекцией спина α в узле m , E_0 — размерно-квантованный уровень, t_{mn} — интервал перескока.

Как отмечалось выше, мы рассматриваем случай, когда $E_g^{AF} \ll E_g^{NM}$, а параметры АФМ-слоев таковы, что в потенциальной яме, формируемой одним АФМ-слоем, уместается один уровень размерного квантования. При этом полагаем, что расстояние до континуума ΔE значительно превышает возможное уширение этого уровня в зону за счет туннелирования через немагнитные прослойки и что уровень Ферми при всех интересующих нас концентрациях носителей в АФМ-слое лежит ниже состояний континуума. Отметим, что требование единственности уровня можно ослабить, но все же для нас существенно, чтобы ближайший к E_0 уровень E_1 не перекрывался с ним при учете уширения за счет туннелирования и чтобы уровень Ферми находился значительно ниже уровня E_1 . В этих условиях можно ограничиться однозонным спектром для подвижных электронов

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \frac{k_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}} + W_{\perp} (1 - \cos k_{\perp} d), \quad (3)$$

где $W_{\perp} = t_{mn}$ для m, n , пробегающих ближайшие разделенные немагнитной прослойкой узлы АФМ-слоев, $m_{\parallel} = (W_{\parallel} a^2)^{-1}$, $W_{\parallel} = 4t_{mn}$ для m, n , пробегающих соседние узлы АФМ-слоя.

Отметим также, что использование в H_b (2) однозонного спектра типа (3) предполагает ограничение температур, рассматриваемых в задаче, неравенством $T \ll \Delta E$.

Гамильтониан спиновых флуктуаций H_S запишем в виде

$$H_S = \sum_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}}, \quad (4)$$

где $c_{\mathbf{k}}^+$ — оператор рождения спиновой флуктуации, $\mathbf{k} = (k_{\parallel}, k_{\perp})$ — квазиимпульс с составляющими вдоль (k_{\parallel}) и поперек (k_{\perp}) АФМ-слоев; в низкочастотном пределе, как отмечалось выше, ограничиваемся приближением одной мягкой анизотропной моды

$$\omega_{\mathbf{k}}^2 = c_{\parallel}^2 k_{\parallel}^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2, \quad (5)$$

где c_{\parallel} , c_{\perp} — скорости соответственно вдоль и поперек слоев, причем $c_{\parallel} \gg c_{\perp}$ в меру различия обменных интегралов внутри и между АФМ-слоями. Ранее [9] была найдена конкретная зависимость c_{\parallel} от обменного интеграла и концентрации носителей в рамках микроскопической модели для нашей структуры (c_{\perp} может быть вычислена аналогично), и здесь мы не будем останавливаться подробно на этом вопросе, считая c_{\parallel} и c_{\perp} заданными параметрами.

Гамильтониан взаимодействия электронов со спиновыми флуктуациями также возьмем в стандартной форме

$$H_{bS} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \left(J(\mathbf{k}) a_{\mathbf{p}\uparrow}^+ a_{\mathbf{p}-\mathbf{k}\downarrow} c_{\mathbf{k}} + \text{H.c.} \right), \quad (6)$$

учитывая только линейные по операторам $c_{\mathbf{k}}$ слагаемые. Выражение для $J(\mathbf{k})$ выписано в [9] и здесь не приводится, т.е. мы считаем $J(\mathbf{k})$ заданной величиной, причем в приближении внутрислоевого обмена $J^2(\mathbf{k}) = J^2(k_{\parallel}) = J_0^2 k_{\parallel} a$ при $k_{\parallel} a \ll 1$, J_0 — интеграл обмена между локализованным спином и спином электрона проводимости.

В данной работе рассматривается область низких температур $T \ll T_N \ll \Delta E$. Под T_N понимается температура установления дальнего АФМ-порядка вдоль и поперек слоев [10],

$$T_N \sim I_{\parallel} \ln^{-1} \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}}, \quad (7)$$

где $I_{\parallel, \perp}$ — обменные интегралы (зависящие, вообще говоря, от концентрации свободных носителей) вдоль и поперек слоев соответственно. Предполагается, что в данной области температур возбуждается только одна бесщелевая мода спиновых флуктуаций (5).

2. Затухание электронов при рассеянии на спиновых флуктуациях в отсутствие примесей

Рассмотрим собственно энергетическую часть $\Sigma(\mathbf{p}, i\varepsilon_n)$ одноэлектронной функции Грина для гамильтониана (1). Простейшему процессу рассеяния электрона на спиновой флуктуации отвечает диаграмма, показанная на рис. 3. После стандартных вычислений получаем для мнимой части запаздывающей собственно энергетической части на импульсе Ферми

$$\begin{aligned} \text{Im } \Sigma(p_F, \varepsilon) = & -2\pi \sum_{\mathbf{k}} J^2(k_{\parallel}) \left\{ \left[N(\omega(\mathbf{k})) + f(\omega(\mathbf{k}) - \varepsilon) \right] \times \right. \\ & \times \delta \left(\varepsilon - \omega(\mathbf{k}) + \frac{p_F k_{\parallel}}{m_{\parallel}} \cos \varphi \right) + \left[N(\omega(\mathbf{k})) + f(\omega(\mathbf{k}) - \varepsilon) \right] \times \\ & \left. \times \delta \left(\varepsilon + \omega(\mathbf{k}) + \frac{p_F k_{\parallel}}{m_{\parallel}} \cos \varphi \right) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $N(\omega)$, $f(\omega)$ — бозевская и фермиевская функции распределения соответственно, φ — угол между направлениями скорости электрона и вектора \mathbf{k}_{\parallel} .

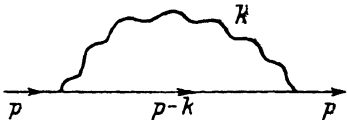


Рис. 3. Собственно энергетическая часть одно-электронной функции Грина с учетом взаимодействия со спиновой флуктуацией. Волнистая линия соответствует пропагатору спиновой флуктуации.

Будем интересоваться в дальнейшем величиной (8) на массовой поверхности ($\varepsilon = \xi(p_F) = 0$). Формально суммирование по k в (8) ограничено первой зоной Бриллюэна, но на самом деле оно должно вестись по области, определяемой неравенством

$$c_{\parallel}^2 k_{\parallel}^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \leq \omega_0^2, \quad (9)$$

где граничная энергия ω_0 определяется условием малости затухания магнона по сравнению с его энергией на волновых векторах (k_{\parallel}, k_{\perp}). В общем случае эта энергия есть функция температуры. Будем считать, что $\omega_0 \ll c_{\parallel}/a$ (a — постоянная решетки спинов в плоскости). В зависимости от соотношения между ω_0 и величиной $c_{\perp} k_{\perp \max} \sim c_{\perp}/d$ возможны два типа температурной зависимости $\text{Im} \Sigma(p_F, 0)$. В первом случае пусть $\omega_0 \ll c_{\perp}/a$, тогда ситуация эффективно трехмерная и в (8) суммирование ведется по области (9). Заменяя суммирование интегрированием и вводя обобщенные сферические координаты r, α ($k_{\parallel} = r \cos \alpha / c_{\parallel}$, $k_{\perp} = r \sin \alpha / c_{\perp}$, $0 \leq r \leq \omega_0$, $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$), получаем

$$\text{Im} \Sigma(p_F, 0) = -\frac{7}{8} \zeta(3) \frac{J_0^2 S a}{\pi^2 v_F c_{\parallel}^2 c_{\perp}} \frac{T^3}{V_0}, \quad (10)$$

где $V_0 = a^2 d$ — объем элементарной ячейки, $\zeta(3) \approx 1.2$ — дзета-функция Римана, v_F — скорость на поверхности Ферми; результат (10) записан для случая $v_F \gg c_{\parallel}, c_{\perp}$. При его выводе мы заменили с точностью до экспоненциально малых слагаемых верхний предел интегрирования по r на ∞ . В случае когда $c_{\perp}/d \ll \omega_0 \ll c_{\parallel}/a$, интегрирование по k_{\perp} ведется до значений $k_{\perp \max} = \pi/d$, а по k_{\parallel} — до ω_0/c_{\parallel} . Основной вклад в интеграл по k_{\parallel} вносят волновые векторы $c_{\parallel} k_{\parallel} \sim T$, в то время как для малых поперечных скоростей ($c_{\perp} \ll c_{\parallel}$) $c_{\perp} k_{\perp \max} \ll T$. При этом интегрирование по dk_{\perp} дает не зависящий от температуры множитель $\sim \pi/2$, и для $\text{Im} \Sigma(p_F, 0)$ имеем

$$\text{Im} \Sigma(p_F, 0) = -\frac{J_0^2 S a}{d V_F} \left(\frac{T}{c_{\parallel}} \right)^2 \frac{\pi^2}{8} V_0, \quad (11)$$

т. е. в этом случае затухание электронов за счет испускания магновов квадратично по температуре, что характерно для двумерной системы.

Асимптотические законы $\sim T^3$ и $\sim T^2$ (10), (11), очевидно, соответствуют различным областям темперауры. Если положить, что $\omega_0 \sim T$, то

$$\text{Im} \Sigma(p_F, 0) \sim \left(\frac{T}{c_{\parallel}} \right)^2 \min \left(\frac{T}{c_{\perp}}, \frac{\pi}{d} \right) V_0.$$

Как упоминалось выше, $T_N \neq 0$ в рассматриваемой системе. При этом возникает вопрос: попадает ли область температур $T > \pi c_{\perp}/d$ в

область существования АФМ-фазы? Оценки показывают, что область $T \sim c_{\perp}/d$ лежит много ниже T_N ; действительно в этой области

$$\frac{T}{T_N} \sim (I_{\perp}/I_{\parallel})^{1/2} |\ln I_{\perp}/I_{\parallel}| \ll 1, \quad I_{\perp}/I_{\parallel} \ll 1.$$

Таким образом, при понижении температуры следует ожидать смены характера зависимости затухания электронов от T^2 к T^3 .

3. Затухание электронов за счет интерференционных процессов рассеяния при наличии примесей

Если в АФМ-слое имеются немагнитные примеси, на потенциале которых зонные электроны испытывают рассеяние, расчет затухания электронов становится более сложным. Как известно, время жизни τ_{imp} электрона на поверхности Ферми в случае точечного потенциала примеси g_{imp} в линейном по концентрации примеси n_{imp} приближении имеет вид $\tau_{\text{imp}}^{-1} = 2\pi g_{\text{imp}}^2 n_{\text{imp}} N(\varepsilon_F)$ и не зависит от температуры. При достаточно низких температурах, как показано в [7,8], в ситуации сосуществования статического и динамического рассеяния возникают квантовые интерференционные процессы, дающие главные температурные поправки в полную частоту рассеяния $\tau^{-1}(T) = \tau_{\text{imp}}^{-1} + \Delta\tau^{-1}(T)$ в области температур остаточного сопротивления. Применительно к обсуждаемой нами ситуации механизм подобной интерференции двух типов рассеяния связан с тем, что при взаимодействии с длинноволновыми спиновыми флуктуациями ($kl \ll 1$, k — волновой вектор флуктуации, l — длина свободного пробега электрона) электрон испытывает многократное рассеяние на примеси за время взаимодействия. На диаграммном языке этому соответствует одевание вершины электрон-спинового взаимодействия $J(k_{\parallel})$ графиками рассеяния на примеси. По аналогии с [7] в лестничном приближении по примесному рассеянию, справедливом в пределе $\varepsilon_F \tau_{\text{imp}} \gg 1$, полная вершина электрон-спинового взаимодействия $\Gamma(k_{\parallel})$ дается выражением

$$\Gamma(k_{\parallel}) = J(k_{\parallel})Z(k_{\parallel}, i\omega_m, i\varepsilon_n), \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} Z(k_{\parallel}, i\omega_m, i\varepsilon_n) &= \theta(\varepsilon_n)\theta(\varepsilon_n - \omega_m) + \theta(-\varepsilon_n)\theta(\omega_m - \varepsilon_n) + \\ &+ \frac{\theta(\varepsilon_n)\theta(\omega_m - \varepsilon_n)}{\tau_{\text{imp}}(\omega_m + Dk_{\parallel}^2)} + \frac{\theta(-\varepsilon_n)\theta(\varepsilon_n - \omega_m)}{\tau_{\text{imp}}(-\omega_m + Dk_{\parallel}^2)}, \\ D &= \frac{v_F^2 \tau_{\text{imp}}}{2}, \quad \omega_m \tau_{\text{imp}} \ll 1, \quad k_{\parallel} v_F \tau \ll 1. \end{aligned} \quad (13)$$

Интерференционному вкладу в собственно энергетическую часть функции Грина электронов соответствует следующее выражение ($\varepsilon_n > 0$):

$$\delta\Sigma(\mathbf{p}, i\varepsilon_n) = -T \sum_{\omega_m > \varepsilon_n} \int \frac{J^2(k_{\parallel})\chi(k_{\parallel}, k_{\perp})G(p \mp k_{\parallel})}{\tau_{\text{imp}}^2(\omega_m + Dk_{\parallel}^2)^2} \frac{d^2 k_{\parallel} dk_{\perp}}{(2\pi)^3}. \quad (14)$$

Здесь $G(p)$ — функция Грина электронов в приближении $W_{\perp}/W_{\parallel} \ll 1$, $\chi(k_{\parallel}, k_{\perp})$ — пропагатор спиновых флуктуаций:

$$G(\mathbf{p}) = \frac{1}{i\varepsilon_n - \xi(\mathbf{p}) - \frac{i \operatorname{sign} \varepsilon_n}{2\tau_{\text{imp}}}},$$

$$\chi(k_{\parallel}, k_{\perp}) = \frac{2\omega(k_{\parallel}, k_{\perp})}{(i\omega_m)^2 - \omega^2(k_{\parallel}, k_{\perp})},$$

$$k_{\parallel} = (\mathbf{k}_{\parallel}, i\omega_m), \quad p = (\mathbf{p}, i\varepsilon_n), \quad \xi(\mathbf{p}) = p^2/2m - \varepsilon_F. \quad (15)$$

Как легко видеть из структуры диффузионного множителя в (14), характерной температурой для интерференционной поправки является $T \sim T_0 = c_{\parallel}^2/D$. Эта температура находится в области температур остаточного сопротивления ($T\tau_{\text{imp}} \ll 1$), так как $c_{\parallel} \ll v_F$. В то же время T_0 может быть как больше, так и меньше температуры $\sim c_{\perp}/d$, определяющей эффективную трехмеризацию спектра спиновых флуктуаций. Далее мы рассматриваем случай $T_0 \gg c_{\perp}/d$. Расчет для обратного соотношения характерных температур чрезвычайно громоздкий из-за сложного вида пропагатора $\chi(k_{\parallel}, k_{\perp})$ в этой области, но в то же время он не приводит к качественно иным результатам, чем более простой расчет в случае $T_0 \gg c_{\perp}/d$. В этой области интегрирование по dk_{\perp} дает не зависящий от температуры множитель $\sim \pi/d$. Интегрируя в (14) по dk_{\parallel} , на импульсе Ферми p_F получаем после стандартных процедур аналитического продолжения и выделения мнимой части следующее выражение для интерференционной поправки к запаздывающей собственно энергетической части на массовой поверхности:

$$\operatorname{Im} \delta\Sigma^{\text{Ret}}(p_F, 0) = \frac{J_0^2 S a V_0}{2dDc_{\parallel}\tau_{\text{imp}}} \left\{ \alpha \left(\frac{T}{T_0} \right) \ln \frac{T}{T_0} + \pi\gamma \left(\frac{T}{T_0} \right) \frac{T}{T_0} + \beta \left(\frac{T}{T_0} \right) \right\}, \quad (16)$$

где

$$\alpha(r) \equiv \int_0^{\infty} \frac{dz}{(1 + 4r^2 z^2) \operatorname{ch}^2(z/2)} \xrightarrow{r \ll 1} 1,$$

$$\beta(r) \equiv \int_0^{\infty} \frac{\ln 2z dz}{(1 + 4r^2 z^2) \operatorname{ch}^2(z/2)} \xrightarrow{r \ll 1} \ln \frac{\pi}{2} - C,$$

C — постоянная Эйлера,

$$\gamma(r) \equiv \int_0^{\infty} \frac{z dz}{(1 + 4r^2 z^2) \operatorname{ch}^2(z/2)} \xrightarrow{r \ll 1} \ln 2.$$

Как следует из (16), при $T \ll T_0$ доминирует поправка $\sim \ln T/T_0$. Заметим, что с ростом температуры положительная линейная по T поправка может скомпенсировать отрицательную логарифмическую поправку.

При расчете поправки (16) предполагалось, что выполняется ряд неравенств, в частности $\varepsilon_F \tau_{\text{imp}} \gg 1$, $v_F \gg c_{\parallel}$, $c_{\parallel} \gg c_{\perp}$. Использование функций Грина электронов, затухание которых определяется главным образом рассеянием на примеси, накладывает ограничения на температурный интервал, в котором можно пользоваться результатом (16). Его нижняя граница T_{exp} определяется из условия

$$\frac{J_0^2 S a^3}{D \tau_{\text{imp}} c_{\parallel}} \ln \frac{T_0}{T_{\text{exp}}} \sim \frac{1}{\tau_{\text{imp}}}, \quad (17)$$

или

$$T_{\text{exp}} = T_0 \exp \left(-\frac{D c_{\parallel}}{J_0^2 S a^3} \right),$$

а верхняя граница $T \sim T_0$. Будем считать, что система является хорошим антиферромагнетиком, в том смысле, что ферромагнитный вклад РККИ-обмена, пропорциональный $J_0^2 S N(\varepsilon_F)$ (здесь $N(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми), в полный обменный интеграл гораздо слабее антиферромагнитного вклада суперобмена [9]. При этом T_{exp} экспоненциально мала по сравнению с T_0 :

$$T_{\text{exp}} = T_0 \exp \left(-\frac{\varepsilon_F \tau_{\text{imp}} \gamma_{\parallel} I_{\parallel}}{J^2 m_{\parallel} a^3} \right) \ll T_0,$$

где коэффициент γ_{\parallel} определяется соотношением $c_{\parallel} = \gamma_{\parallel} I_{\parallel}$. Вне интервала $T_{\text{exp}} < T \ll T_0$ при низких температурах $T \leq T_{\text{exp}}$ необходимо самосогласованное определение интерференционного слагаемого в собственно энергетической части с использованием в диаграмме, показанной на рис. 3, точной функции Грина электронов.

Отметим, что для случая $T_{\text{exp}} \ll c_{\perp}/d$ интервал по температуре для поправки (16) сужается: $c_{\perp}/d \ll T \ll T_0$. Как показывает расчет, при $T_{\text{exp}} \ll T < c_{\perp}/d$ в интерференционной области доминирует логарифмический вклад типа (16), несмотря на то что спектр спиновых флуктуаций эффективно трехмерный. Это является следствием двумерности электронной системы. При очень низких температурах при учете конечной поперечной ширины электронной зоны ($T \ll W_{\perp}$) задача становится трехмерной и расчет приводит к поправке $\text{Im} \delta \Sigma \sim T^{1/2}$.

4. Обсуждение результатов

Обсудим качественно проявление интерференционных эффектов электрон-спинового рассеяния в проводимости системы. Для определения интерференционной поправки к проводимости, вообще говоря, необходимо вычислить парный коррелятор «ток-ток» с учетом диффузионных перенормировок. Как показано в [7], основной вклад при этом вносят диаграммы с тремя диффузионными полосами, причем один из них компенсируется, так что в результате эти графики содержат два диффузона. Это обстоятельство приводит к тому, что качественно температурный ход поправки к проводимости оказывается аналогичным таковому для поправки к собственно энергетической части с учетом

одевания обеих вершин диффузонами. Воспользуемся этим обстоятельством и в качестве оценки температурной зависимости поправки к проводимости $\delta\sigma$ приведем соотношение $\delta\sigma/\sigma_{\text{имр}} \sim \ln T/T_0$ при $T \ll T_0$. Как следует из (16), с ростом температуры логарифмический вклад может быть скомпенсирован линейным по температуре интерференционным слагаемым противоположного знака, что приведет к появлению минимума в зависимости $\sigma(T)$.

Вне области интерференционных эффектов, как мы показали выше, рассеяние определяется процессами взаимодействия электрона проводимости со спиновой флуктуацией. Для качественного определения вкладов этих процессов в проводимость воспользуемся следующими соображениями [11]. По существу, выражения (10), (11) можно интерпретировать как величины, с точностью до знака пропорциональные вероятности ухода частицы из некоторого состояния на поверхности Ферми в другое состояние на этой поверхности. Перемещение по поверхности Ферми напоминает процесс диффузии в импульсном пространстве с «длиной» пробега $l_p \sim T/c_{\parallel}$ и частотой $\nu \sim -\text{Im} \Sigma(p_F, 0)$. Проводимость оценим по формуле $\sigma \sim e^2 n \tau / m$, причем за время релаксации τ квазиимпульс электрона меняется на величину порядка его самого, т. е. на p_F . При диффузии этому соответствует $p_F^2 \sim D_p \tau$, где $D_p \sim l_p \nu$. Подставляя в ν (11), (12) и выражая τ , получим $\sigma \sim T^{-4}$ для $T > \pi c_{\perp} / d$ и $\sigma \sim T^{-5}$ для $T < \pi c_{\perp} / d$. Таким образом, при понижении температуры следует ожидать перехода от температурной зависимости проводимости вдоль слоев $\sim T^{-4}$, характерной для двумерной системы, к трехмерной $\sim T^{-5}$.

Выше мы рассматривали ситуацию с дальним АФМ-порядком, т. е. ограничились температурами $T \ll T_N$. Область ближнего порядка, как известно, существует в широком интервале температур $T_N < T < T_N^{\text{м.ф.}}$ ($T_N^{\text{м.ф.}} \sim I_{\parallel}$ — среднеполевая температура Нееля). Основную роль при этом играют длинноволновые флуктуации спиновой плотности, поэтому вплоть до температур, обеспечивающих превышение магнитной корреляционной длиной ξ_{\parallel} примесной длины свободного пробега электрона $l_{\text{имр}}$ в плоскости, ситуация с интерференцией спин-электронного рассеяния останется подобной рассмотренной в разделе 3. В области температур, в которой $l_{\text{имр}} \gg \xi_{\parallel}$, в пропагаторе спиновых флуктуаций уже нельзя выделить пик, отвечающий длинноволновым когерентным возбуждениям, и использованная нами методика рассмотрения интерференционных эффектов неприменима.

Реальными системами, в которых подобные эффекты могли бы проявиться, представляются сверхрешетки на основе магнитных и немагнитных слоев A_2B_6 или A_4B_6 . Материалами для магнитных слоев могли бы служить, например, соединения переходных металлов с калькогенами (структуры типа $MnSe/ZnSe$, $MnTe/ZnTe$ [1-4]). Отметим, что в ряде случаев тонкий однородный магнитный слой может быть получен только искусственно (например, методом молекулярно-лучевой эпитаксии). Помимо этого концентрации свободных носителей в магнитном слое, необходимые для проявления рассмотренных в работе эффектов (для слоев толщиной 1–10 нм они составляют порядка $10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), могут оказаться недостижимыми в обычных магнит-

ных полупроводниках, где легирующие примеси, замещающие магнитные ионы, как правило, приводят к разрушению магнитного упорядочения. Этого можно избежать в искусственной структуре, где легируемая область пространственно отделена от магнитной системы и определяет положение уровня Ферми в магнитных слоях, что является аналогом известной в полупроводниковой электронике технологии селективного легирования. Возможность реализации подобных структур с заданным сочетанием ширин запрещенных зон магнитных и немагнитных полупроводниковых слоев подтверждается известными фактами сильной зависимости ширины запрещенной зоны от состава для соединений типа A_2B_6 и A_4B_6 . Таким образом, подобные искусственные сверхрешетки представляются перспективным объектом не только для теоретического, но и экспериментального изучения их необычных магнитных и кинетических свойств.

В заключение благодарим К.А. Кикоина, высказавшего ряд замечаний, и Ю.В. Копаева за обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 94-02-03506 и частично за счет гранта Международного научного фонда № MC8300.

Список литературы

- [1] Giebultowicz T.M., Klosowski P., Samarath N., Luo H., Furdyna J.K., Rhyne J.J. *Phys. Rev.* **B48**, 17, 12817 (1993).
- [2] Baumberg J.J., Crooker S.A., Awschalom D.D., Samarath N., Luo H., Furdyna J.K. *Phys. Rev.* **B50**, 11, 7689 (1994).
- [3] Buschert J.R., Feiris F.C., Samarath N., Luo H., Furdyna J.K. *Phys. Rev.* **B49**, 7, 4619 (1994).
- [4] Ando K., Takahashi K., Okuda T., Umihara M. *Phys. Rev.* **B46**, 17, 12289 (1992).
- [5] Нагаев Э.Л. *Физика магнитных полупроводников*. М. (1979). 432 с.
- [6] Gorbatshev A.A., Kopaev Yu.V., Tokatly I.V. *Physica* **C223**, 1, 95 (1994).
- [7] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. *ЖЭТФ* **77**, 5, 2028 (1979).
- [8] Альтшулер Б.Л. *ЖЭТФ* **75**, 4, 1330 (1978).
- [9] Tugushev V.V., Zhukovsky E.A. *J. Magn. Magn. Mater.* **138**, 1, 99 (1994).
- [10] Soukoulis C.M., Datta S., Young Hee Lee. *Phys. Rev.* **B44**, 1, 446 (1991).
- [11] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Теоретическая физика*. М. (1979). Т. 10. 528 с.