1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 2
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 2

УДК 537.635; 548.4

ФОРМА ЛИНИИ КОМБИНИРОВАННОГО РЕЗОНАНСА НА ДИСЛОКАЦИЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А. Е. Кошелев, В. Я. Кравченко, Д. Е. Хмельницкий

Уравнения переноса для элементов матрицы плотности электрона в одномерной дислокационной зоне используются для исследования формы линии комбинированного резонанса. Рассмотрены случаи, когда дислокация содержит проводящие сегменты большой или малой длины L. Показано, что для больших L и низкой частоты переменного поля ($\omega\tau \ll 1$) линия поглощения имеет вид антирезонанса, а при уменьшении L форма линии деформируется и кривая поглощения становится похожей на кривую дисперсии для обычного ЭПР. Качественное согласие с данными эксперимента на деформированном кремнии свидетельствует в пользу существования одномерных дислокационных зон.

Ядро дислокации, образующейся при пластической деформации кристалла, имеет симметрию ниже, чем симметрия недеформированного кристалла. В частности, эта локальная симметрия ядра не содержит центра инверсии. Поэтому, если электроны, связанные на дислокации, образуют одномерную зону, то эффективный гамильтониан в такой зоне с учетом спин-орбитального взаимодействия имеет вид

$$\mathscr{H} = \varepsilon(p) - \frac{1}{2} V p \hat{\sigma}_x, \tag{1}$$

где p — квазиимпульс электрона, направленный вдоль оси дислокации, которая совпадает с осью z, а V — константа размерности скорости, которая имеет спин-орбитальное происхождение и определяется величиной кристаллического поля асимметрии в ядре дислокации (за направление асимметрии выбрана ось y). В присутствии постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$ такие электроны должны резонансно поглощать энергию высокочастотного электрического поля на парамагнитной частоте, если $\mathbf{H}$ не параллельно оси x (комбинированный резонанс [1]).

Описанная физическая картина была выявлена экспериментально при исследовании ВЧ проводимости в пластически деформированных образцах кремния.

Дислокации в неотожженных деформированных образцах кремния имеют оборванные связи, и на эксперименте наблюдается обычный ЭПР [2]. Если деформированные образцы подвергнуть отжигу при $T > 800$ °C, то дислокации реконструируются, и ЭПР перестает наблюдаться. В этих условиях тем не менее наблюдается значительная ВЧ проводимость вдоль дислокаций, имеющая резонансную особенность на парамагнитной частоте [3]. Эта особенность была интерпретирована как КР на электронах, принадлежащих одномерным дислокационным зонам [4]. Исследование зависимости резонансного поглощения от взаимной ориентации дислокационных линий, постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$ и переменного электрического поля $\mathbf{E}$ убедительно свидетельствует в пользу такой интерпретации.

Важной особенностью экспериментальных спектров КР [3, 4] является необычная форма линии: кривая поглощения в зависимости от H похожа на кривую дисперсии для обычного ЭПР, а кривая дисперсии — на кривую поглощения. Если КР является резонансом на электронах проводимости, то можно ожидать искажения формы линии из-за эффектов динамического сужения, вызванного рассеянием носителей. Другой механизм искажения, предложенный в [5], состоит в том, что дислокация содержит изолированные друг от друга проводящие отрезки. При этом величина и фаза переменного поля, действующего на электрон, отличается от величины и фазы внешнего поля (эффект деполяризации). В настоящей работе рассчитана форма линии КР с учетом этих факторов.

1. Кинетическое уравнение и уравнения переноса

Уравнение для спиновой матрицы плотности электрона $f_{\sigma\sigma'}(p)$ имеет вид

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + i\,[\hat{\varepsilon}_p,\ \hat{f}]_- + \frac{1}{2}\left[\hat{v}_p,\ \frac{\partial \hat{f}}{\partial z}\right]_+ + eE_z\frac{\partial \hat{f}}{\partial p} = \hat{I}_p(f). \qquad (2)$$

Знаками $[\ldots,\ \ldots]_-$ и $[\ldots,\ \ldots]_+$ обозначены коммутатор и антикоммутатор $\hat{f}$ с зонным гамильтонианом

$$\hat{\varepsilon}_p = \varepsilon_0(p) - (Vp\hat{\sigma}_x + g\mu_B\mathbf{H}\hat{\sigma})/2 \qquad (3а)$$

и скоростью

$$\hat{v}_p = \frac{\partial \hat{\varepsilon}_p}{\partial p} = p/m - \frac{1}{2}V\hat{\sigma}_x. \qquad (3б)$$

Уравнение (2) можно вывести, например, используя стандартную процедуру (6). Для простоты в гамильтониане (3а) выбран квадратичный закон дисперсии $\varepsilon_0(p)=p^2/2m$ и изотропный g-фактор. Матрицу плотности $\hat{f}(p)$ можно представить в виде

$$\hat{f}(p = \frac{1}{2}[f_0(p) + \mathbf{f}(p)\,\hat{\sigma}], \qquad (4)$$

где $f_0(p)=\mathrm{Sp}\,\hat{f}(p)$ совпадает со скалярной функцией распределения, а $\mathbf{f}(p)$ описывает спиновую поляризацию электронов с импульсом p. Подставляя (4) в (2), получим

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{p}{m}\frac{\partial f_0}{\partial z} - \frac{V}{2}\frac{\partial f_x}{\partial z} + eE_z\frac{\partial f_0}{\partial p} = I_0(f), \qquad (5а)$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + [\mathbf{\Omega}_p \times \mathbf{f}] + \frac{p}{m}\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial z} - \frac{V}{2}\mathbf{n}_x\frac{\partial f_0}{\partial z} + eE_z\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial p} = \mathbf{I}(f), \qquad (5б)$$

где $\mathbf{\Omega}_p = \mathbf{\Omega}_0 + Vp\mathbf{n}_x$, $\mathbf{\Omega}_0 = g\mu_B\mathbf{H}$, а $\mathbf{n}_x$ — единичный вектор, направленный вдоль оси x. В соответствии с экспериментальной ситуацией мы будем предполагать, что электронный газ на дислокациях не вырожден, и интегралы столкновений, описывающие релаксацию, линейны по f_0 и $\mathbf{f}$. Мы ограничимся случаем, когда все виды релаксации — импульсная, энергетическая и спиновая — происходят из-за электрон-фононного взаимодействия, гамильтониан которого имеет вид

$$\hat{\mathscr{H}}_{e\text{-ph}} = \sum_{p,q,\sigma} \lambda^{ij}u_{ij}(q,\ r_\perp = 0)\,a^+_{p\sigma}a_{p-q\sigma}. \qquad (6)$$

Здесь $a^+_{p\sigma}$ и $a_{p\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения одномерных электронов с импульсом p и проекцией спина σ, а $u_{ij}(q, r_\perp)$ — упругая деформация, отвечающая акустическому колебанию в смешанном представлении: импульсном по продольной координате и координатном — по поперечной. λ^{ij} — деформационный потенциал. Стандартная процедура вывода с учетом спиновой структуры зонного гамильтониана [6, 7] позволяет получить интегралы столкновений, выписанные в Приложении. При $V(mT)^{1/2} \ll \Omega_0 \ll T$ этот интеграл может быть упрощен. В рассматриваемой ситуации длина свободного пробега меньше всех пространственных размеров. Поэтому от кинетического уравнения можно перейти к уравнениям переноса для плотностей и токов

$$\left.\begin{aligned} \rho_0 &= \int f_0\,(dp), \quad M_i = \int f_i\,(dp), \\ J_0 &= \int \left(\frac{p}{m} f_0 - \frac{V}{2} f_x\right)(dp), \quad J_i = \int \left(\frac{p}{m} f_i - \frac{V}{2} f_0 \delta_{ix}\right)(dp), \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

которые имеют вид

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \frac{\partial J_0}{\partial z} = 0, \tag{8а}$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial z} + [\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{M}] + mV\,[\mathbf{n}_x \times \mathbf{J}] + \frac{\mathbf{M}}{T_2} + $$
$$+ \frac{\{(\mathbf{M} - \mathbf{M}_0)\,\mathbf{\Omega}_0\}\,\mathbf{\Omega}_0}{\Omega_0^2}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) = 0, \tag{8б}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right) J_0 + \frac{D}{\tau}\frac{\partial \rho_0}{\partial z} - \frac{V}{2}\frac{\partial \mathcal{J}_x}{\partial z} + \frac{V}{2}\frac{\partial M_x}{\partial t} = \frac{eE}{m}\rho_0, \tag{8в}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau}\right)\mathbf{J} + [\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{J}] + \frac{V}{2}\rho_0\,[\mathbf{\Omega}_0 \times \mathbf{n}_x] + VT\,[\mathbf{n}_x \times \mathbf{M}] + $$
$$+ \frac{D}{\tau}\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} - V\mathbf{n}_x \frac{\partial J_0}{\partial z} = \frac{eE}{m}\mathbf{M}. \tag{8г}$$

В уравнениях (8) времена продольной и поперечной спиновой релаксации введены феноменологически. Интегралы столкновений в уравнениях (5а), (5б) содержат все компоненты $\hat{f}$, но при переходе к уравнениям переноса (8) столкновительный член становится диагональным по компонентам полных токов, определенным формулой (7). Это выражает тот факт, что эффективное трение пропорционально потоку электронов с учетом спин-орбитального вклада в их скорость. Как показано в Приложении, уравнения для J_0 и J_i содержат одно и то же время релаксации τ, которое связано с коэффициентом диффузии $D = T\tau/m$.

В уравнении (8) входит поле E, действующее на электроны. При обсуждении эксперимента следует иметь в виду, что реконструированные дислокации не проводят ток по всей своей длине, а состоят, видимо, из отдельных проводящих сегментов, чередующихся с непроводящими. На концах сегментов токи J_0 и J_i равны нулю. Это приводит к отличию действующего поля E от внешнего поля $\mathcal{E}$. Решив уравнения (8) совместно с уравнением Пуассона и граничными условиями, можно выразить J_0 и J_i через $\mathcal{E}$. В рассматриваемом здесь линейном случае $J_0 = \sigma(\omega)\,\mathcal{E}/e$, где $\sigma(\omega)$ — проводимость, а диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0 + i n_d \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega}, \tag{9}$$

где n_d — полная длина проводящих участков на дислокациях в единице объема, а ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

2. Форма линии КР

А. Однородный случай. Рассмотрим сначала случай, когда проводящие отрезки достаточно длинны и разница между E и $\mathcal{E}$ несущественна. В этом случае в системе (8) можно опустить все члены с пространственными производными. В линейном приближении в правых частях уравнений (8в), (8г) можно считать $\rho_0 = N$, а $\mathbf{M} = \mathbf{n}_H N \Omega_0 / 2T$ (N — концентрация электронов на единицу длины дислокации). Из уравнений (8) получаем

$$\sigma(\omega) = e\mu(\omega) N - i \frac{N[mV\mu(\omega)\Omega_0]^2 \sin^2\vartheta}{8T} \times$$

$$\times \left\{\omega - \Omega_0 + iD(mV)^2 \left[\cos^2\vartheta + \frac{\sin^2\vartheta}{2(1-i\omega\tau)}\right] + \frac{i}{T_2}\right\}^{-1} \qquad (10)$$

Здесь $\mu(\omega)=e\tau/m(1-i\omega\tau)$ — высокочастотная подвижность, ϑ — угол между осью x и направлением Ω_0. В обозначениях статьи [1]

$$\sin^2\vartheta = 1 - \sin^2\theta_H \sin^2\varphi_H.$$

Резонансный знаменатель в (10) содержит кроме спин-решеточной релаксации $1/T_2$ также слагаемое, возникающее вследствие динамического сужения неоднородно-уширенной линии [8]. В нашем случае неоднородное уширение связано с тем, что для электронов с различными p частоты резонанса Ω_p различны. Знак резонансного слагаемого в (10) отвечает при $\omega\tau \ll 1$ антирезонансу — уменьшению поглощения на парамагнитной частоте. Этот знак связан с электродипольным характером КР: на парамагнитной частоте возникает резонансное увеличение вязкости из-за передачи энергии из поступательного движения электрона в его спиновые степени свободы, что приводит к уменьшению проводимости $\sigma(\omega)$. Максимальное уменьшение $\sigma(\omega)$ равно

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma(0)} = -\frac{\Omega_0^2}{4T^2} \frac{\operatorname{tg}^2\vartheta}{2 + \operatorname{tg}^2\vartheta + 2\,[DT_2(mV)^2\cos^2\vartheta]^{-1}}. \qquad (11)$$

В области высоких частот $\omega\tau \gg 1$ знак резонансной добавки меняется — резонанс.

Б. Учет деполяризующего фактора. Деполяризация не влияет на угловую зависимость $\sigma(\omega)$, поэтому для простоты ограничимся ориентацией $\Omega_0 \parallel z$. Учет деполяризующего фактора будет проведен для случая, когда взаимным влиянием проводящих отрезков на дислокациях можно пренебречь, что справедливо, если $4\pi\sigma n_d/\omega \ll 1$. На концах отрезка ($z=-L$, L) $J_0=J_i=0$. Электрическое поле с учетом перераспределения заряда равно

$$E = \mathscr{E} + \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-L}^{L} \frac{dz'\,(z-z')\,\rho(z')}{\{b^2 + (z-z')^2\}^{3/2}}, \qquad (12)$$

где $b \ll L$ — поперечный размер проводящего канала. Основной вклад в $E-\mathscr{E}$ вносят области $b \ll |z-z'| \ll L$. С логарифмической точностью

$$E = \mathscr{E} - \frac{e}{\varepsilon_0}\frac{\partial\rho_0}{\partial z}\mathscr{L}, \quad \mathscr{L} = \ln\frac{L^2}{b^2}. \qquad (13)$$

Используя уравнения (8), (13) и граничные условия, можно найти плотности ρ_0, M и токи J_0 и $\mathbf{J}$. При этом возникают три характерных масштаба пространственных изменений

$$\left.\begin{aligned} L_D &= [(D + e\mu\mathscr{L}N\varepsilon_0)/\omega]^{1/2}, \quad L_S = (D/\omega)^{1/2}, \\ L_R &= \left[D\Big/\left(\omega - \Omega_0 + \frac{i}{2}D(mV)^2 + \frac{i}{T_2}\right)\right]^{1/2} \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

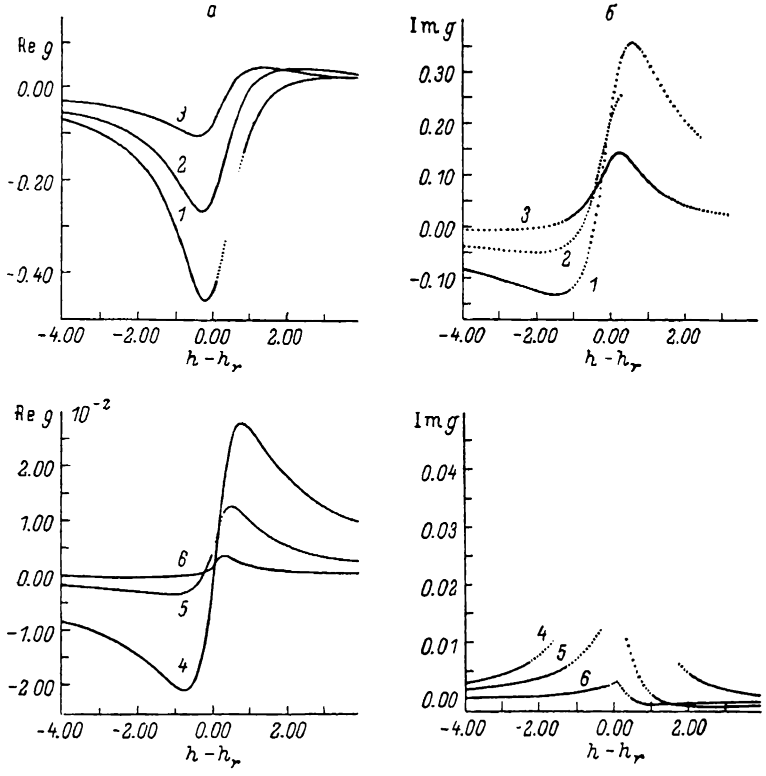
Из (14) видно, что $L_S \lesssim L_D$. В условиях резонанса $L_R \gg L_D$. Смысл этих длин становится ясен, если устремить $V \to 0$ в уравнениях (8). Тогда плотность ρ_0 и ток J_0 изменяются на длине L_D, M_z и J_z — на длине L_S, а резонансные величины $M_+=M_x+iM_y$ и $J_+=J_x+iJ_y$ — на длине L_R. Если $L \gg L_R$, то пространственными производными вообще можно пренебречь и получаются результаты пункта А. При $L \ll L_R$ имеем для усредненной по длине отрезка проводимости

$$\sigma(\omega) = eN\mu(\omega)\, S\left(\frac{L}{L_D}\right) - i\,\frac{N}{8T}\,\frac{(\mu(\omega)\, S(L/L_D)\, mV\Omega_0)^2}{\omega - \Omega_0 + \dfrac{i}{T_2} + i\,\dfrac{D\,(mV)^2}{2(1 - i\omega\tau)}\, S\left(\dfrac{L}{L_S}\right)}. \qquad (15)$$

Формула (15) отличается от формулы (10) при $\vartheta = \pi/2$ наличием структурных факторов $S(L/L_D)$ и $S(L/L_S)$ в амплитуде резонанса и в комплексной ширине,

$$S(x) = S_1 - iS_2 = 1 - \frac{e^{i\pi/4}\,\mathrm{th}\,(e^{-i\pi/4}x)}{x}. \qquad (16)$$

При $x \to \infty$ фактор $S(x) \to 1$, и формула (15) переходит в формулу (10). Это значит, что влияние конечного размера проводящих сегментов начи-



Кривые усредненной резонансной проводимости в зависимости от магнитного поля (в безразмерных единицах) при $L_D = 3L_S$ и различных значениях L_0/L_D.

1 — 4, *2* — 2, *3* — 1, *4* — 0.5, *5* — 0.25, *6* — 0.17, *а* — реальная часть проводимости, *б* — ее мнимая часть.

нается не при $L \sim L_R$, а только при $L \sim L_D \ll L_R$. При $x \ll 1$ фактор $S(x) = -ix^2/3$ и кривые КР имеют вид обычного резонанса. При $x \sim 1$ действительная и мнимая части структурного фактора одного порядка, что приводит к существенному отличию формы резонансных кривых от обычной лоренцовской зависимости. В частности, при $L = 1.592\, L_D$ действительная и мнимая части фактора $S(L/L_D)$ равны и $S^2(L/L_D)$ в числителе выражения (15) чисто мнимое. В этих условиях поглощение зависит от ω так же, как дисперсия в стандартном ЭПР, а дисперсия, как поглощение.

3. Обсуждение результатов

В принципе электродипольное поглощение с переворотом спина электрона (КР) возможно не только для зонных электронов, но и для состояний, локализованных на точечных дефектах без центра инверсии. Наблюдение угловой зависимости КР на реконструированных дислокациях в Si [4], строго говоря, указывает только на то, что максимальный дипольный момент перехода ориентирован вдоль оси дислокации, но может отвечать как одномерной зоне, так и соответствующим образом ориентированным локальным состояниям. Дополнительные свидетельства в пользу зонного характера электронных состояний дают изучение формы линии и ее температурной зависимости.

Электродипольный резонанс на локализованных состояниях должен описываться лоренцовской зависимостью от частоты или магнитного поля. Наблюдаемая экспериментально форма линии указывает на то, что в резонансной части $\sigma(\omega)$ имеется перемешивание действительной и мнимой части лоренцовской зависимости, отвечающее дополнительному фазовому фактору. Фазовый фактор вызван эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью среды. Такая ситуация возможна только, если вдоль дислокаций имеется проводимость. У нас нет оснований думать, что $\omega\tau \gg 1$. При $\omega\tau \ll 1$ расчет дает антирезонанс (формула (10)). Наблюдаемую форму линии можно связать с деполяризацией в образце, содержащем конечные проводящие отрезки длиной $L \sim L_D$. При этом одновременно с изменением формы возникает зависящий от L сдвиг частоты резонанса

$$\Delta\Omega = \frac{1}{2} D (mV)^2 S_2 (L/L_D). \tag{17}$$

Из-за того что в образце существует разброс длин сегментов, этот сдвиг может обусловить неоднородное уширение, наблюдаемое в эксперименте. На рисунке приведены зависимости действительной и мнимой частей безразмерной проводимости $g = 4\Delta\sigma T^2/\sigma(0)\,\Omega_0^2$ от безразмерного магнитного поля $h = 2g\mu_B H/D\,(mV)^2$ при $1/T_2 = 0$, полученные усреднением (15) с пуассоновским распределением по длинам

$$P(L) = L_0^{-1} \exp(-L/L_0). \tag{18}$$

Кривые построены при различных соотношениях между L_0 и L_D и при $L_D = 3L_S$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вывода столкновительного интеграла перейдем в представление, базисными функциями которого являются собственные функции $\Psi^\alpha_\sigma(p)$ спин-орбитального гамильтониана (3а)

$$f_{\sigma\sigma'}(p) = f_{\alpha\beta}(p)\,\Psi^\alpha_\sigma(p)\,\Psi^\beta_{\sigma'}(p), \tag{П, 1}$$
$$\Psi^1_1(p) = \Psi^2_2(p) = \cos(\theta_p/2), \quad \Psi^1_2(p) = -\Psi^2_1(p) = \sin(\theta_p/2),$$

θ_p — угол между векторами $\mathbf{\Omega}_p$ и $\mathbf{\Omega}_0$. В новом представлении электрон-фононный гамильтониан (6) имеет вид

$$\mathscr{H}_{e\text{-ph}} = \sum_{p,\,q,\,s} (2\rho\omega(q,\,s)\,a_z)^{-1/2}\left(iq,\ \lambda_{jz}u^s_j(0) + (1-\delta_{nz})\,\lambda_{jn}\frac{\partial u^s_j}{\partial x_n}\right)\times$$
$$\times\, O_{\alpha\beta}(p,\ p-q)\,(b_{qs} + b^+_{qs})\,a^+_{p\alpha}a_{p-q\beta}, \tag{П, 2}$$

где $O_{\alpha\beta}(p,\ p') = \sum\limits_\sigma \Psi^\alpha_\sigma(p)\,\Psi^\beta_\sigma(p')$. В гамильтониане (П, 2) тензор деформации u_{ij} разложен по фононным модам; b_{qs}, b^+_{qs}, $\omega(q,\,s)$, $u^s_j(q,\ r_\perp)$ обозначают соответственно фононные операторы, собственную частоту и собственный вектор фононной моды с продольным волновым вектором q и поперечным индексом s. Поперечный индекс описывает как непрерывный спектр, так и возможные локализованные моды.

Вывод столкновительного интеграла для физических систем, описывающих недиагональной матрицей плотности, дан в ряде работ [8]. Для рассматриваемой системы столкновительный интеграл может быть записан в виде

$$I_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{2}\int (dp') \sum_{\mu,\nu} \{[W_{p'-p}(\varepsilon'_\nu - \varepsilon_\alpha) + W_{p'-p}(\varepsilon'_\mu - \varepsilon_\beta)]\, O_{\alpha\nu}(p, p')\, f'_{\nu\mu} O_{\mu\beta}(p', p) - W_{p-p'}(\varepsilon_\mu - \varepsilon'_\nu)\,[f_{\alpha\mu} O_{\mu\nu}(p, p')\, O_{\nu\beta}(p', p) + O_{\alpha\nu}(p, p')\, O_{\nu\mu}(p', p)\, f_{\mu\beta}]\}. \quad (\text{П}, 3)$$

Здесь

$$\varepsilon_{1,2}(p) = p^2/2m \mp \frac{1}{2}(\Omega_0^2 + (Vp)^2 + 2\Omega_0 Vp\cos\vartheta)^{1/2}$$

— собственные значения спин-орбитального гамильтониана (3а),

$$W_q(\omega) = \pi \sum_{s,j,n} \frac{\left| iq\lambda_{jz} u^s_j + (1-\delta_{nz})\lambda_{jn}\dfrac{\partial u^s_j}{\partial x_n}\right|^2}{2\rho\omega(q, s)} [(N_{q,s}+1)\,\delta(\omega - \omega(q, s)) + N_{q,s}\,\delta(\omega + \omega(q, s))],$$

$N_{q,s}$ — Бозе-фактор. Переходя к исходному представлению для матрицы плотности и интеграла столкновений и разлагая $\hat f$ и $\hat I$ по матрицам Паули, придем к следующему выражению для $I_j\,(j = 0, x, y, z)$

$$I_j(p) = \frac{1}{4}\sum_{\substack{\sigma,\sigma',i\\ \alpha,\beta}} \int (dp')\, \Psi^\alpha_\sigma(p)\, O_{\alpha\beta}(p, p')\, \Psi^\beta_{\sigma'}(p')\, [W_{p'-p}(\varepsilon'_\beta - \varepsilon_\alpha)\, f'_i\, ((\hat\sigma^i\hat\sigma^j)_{\sigma\sigma'} + (\hat\sigma^j\hat\sigma^i)_{\sigma\sigma'}) - W_{p-p'}(\varepsilon_\alpha - \varepsilon'_\beta)\, f_i\, ((\hat\sigma^j\hat\sigma^i)_{\sigma'\sigma} + (\hat\sigma^i\hat\sigma^j)_{\sigma\sigma'})]. \quad (\text{П}, 4)$$

Из выражения (П, 4) следует тождество $\int dp I_j(p) = 0$.

В экспериментальной ситуации практически всегда выполняются неравенства $V(mT)^{1/2} \ll \Omega_0 \ll T$. Разлагая $I_j(p)$ по малым параметрам $V(mT)^{1/2}/\Omega_0$ и Ω_0/T, получим с линейной по V точностью

$$I_i(p) = \int (dp') \left\{[W_{p'-p}(\varepsilon' - \varepsilon)\, f'_i - W_{p-p'}(\varepsilon - \varepsilon')\, f_i] + \frac{1}{8} V(p - p')\, \sigma^x_{\sigma\sigma'} \times \left[\frac{\partial W_{p'-p}(\varepsilon' - \varepsilon)}{\partial\varepsilon} f'_i\, ((\hat\sigma^i\hat\sigma^j)_{\sigma\sigma'} + (\hat\sigma^j\hat\sigma^i)_{\sigma\sigma'}) + \frac{\partial W_{p-p'}(\varepsilon - \varepsilon')}{\partial\varepsilon} \times f_i\, ((\hat\sigma^j\hat\sigma^i)_{\sigma\sigma'} + (\hat\sigma^i\hat\sigma^j)_{\sigma\sigma'})\right]\right\}. \quad (\text{П}, 5)$$

При выводе уравнений переноса необходимо сделать подстановки

$$f_0(p) = \rho_0 n_0(p) - m\left(J_0 - \frac{V}{2} M_x\right)\frac{\partial n_0}{\partial p}, \quad f(p) = M n_0(p) - m\left(J - \frac{V}{2}\rho_0 n_x\right)\frac{\partial n_0}{\partial p},$$

где $n_0(p)$ — фактор Больцмана, и проинтегрировать по p произведение $pI_j(p)/m$. Вычисления приводят к результату

$$\int (dp)\, pI_j(p)/m = -J_j/\tau,$$

где $\tau = mT\left\{\int (dp)(dp')\, W_{p'-p}(\varepsilon' - \varepsilon)\, n_0(\varepsilon')\,(p - p')^2\right\}^{-1}$ — транспортное время релаксации.

Авторы благодарны В. В. Кведеру и А. И. Шалинину за многочисленные обсуждения, а также В. В. Татарскому и С. В. Мешкову за помощь при численном построении кривых,

Литература

[1] *Рашба Э. И.* УФН, 1964, т. 84, № 4, с. 557—578.
[2] *Grazhulis V. A., Kveder V. V., Ossipyan Yu. A.* Phys. St. Sol. (b), 1981, vol. 103, N 2, p. 519—528.

[3] *Кведер В. В., Осипьян Ю. А., Шалынин А. И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 1, с. 10—12.
[4] *Кведер В. В., Кравченко В. Я., Мчелидзе Т. Р., Осипьян Ю. А., Хмельницкий Д. Е., Шалынин А. Е.* Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, N 4, с. 202—205.
[5] *Кведер В. В., Мчелидзе Т. Р., Осипьян Ю. П., Шалынин А. И.* ЖЭТФ, 1987, т. 93.
[6] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.; Наука, 1979. 528 с.
[7] *Александров И. В.* Теория магнитной релаксации. М.: Наука, 1975. 400 с.
[8] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* ФТТ, 1971, т. 13, № 12, с. 3581—3585.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
31 июля 1987 г.