

Прецессионный механизм спиновой релаксации при частых электрон-электронных столкновениях

М. М. Глазов¹⁾, Е. Л. Ивченко

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая 26

Поступила в редакцию 18 марта 2002 г.

Показано, что механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля в двумерном электронном газе контролируется не только процессами релаксации импульса электрона, определяющими подвижность, но и электрон-электронными столкновениями. Для нахождения времени спиновой релаксации τ_s при частых электрон-электронных столкновениях решено кинетическое уравнение, описывающее перемешивание электронного спина в \mathbf{k} -пространстве. Время τ_s рассчитано для невырожденного электронного газа как без учета, так и с учетом обменного взаимодействия.

PACS: 71.70.Ej, 72.25.Rb, 78.66.Fd

Прецессионный механизм спиновой релаксации для электронов (механизм Дьяконова-Переля) обусловлен расщеплением спиновых веток в электронном законе дисперсии в кристаллах без центра инверсии [1]. Наличие спинового расщепления эквивалентно существованию эффективного магнитного поля с частотой ларморовой прецессии спина $\Omega_{\mathbf{k}}$, зависящей от величины и направления волнового вектора электрона \mathbf{k} . При этом обратное время спиновой релаксации можно оценить как $\tau_s^{-1} \propto \langle \Omega^2 \tau \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по энергетическому распределению электронов, а τ – микроскопическое время релаксации. В двумерной системе без центра инверсии, например, в полупроводниковой квантовой яме, частота $\Omega_{\mathbf{k}}$ линейно связана с вектором \mathbf{k} . В этом случае принято считать [2–5], что время τ является временем релаксации электрона по импульсу, или транспортным временем. Мы обращаем внимание на то, что в обратное время τ^{-1} аддитивно вносят вклад не только различные механизмы релаксации импульса, но и электрон-электронные столкновения, не влияющие на подвижность. Действительно, не имеет значения, происходит ли изменение волнового вектора \mathbf{k} , а значит, и оси ларморовой прецессии $\Omega_{\mathbf{k}}$, при рассеянии на статическом дефекте и фоне или же на другом электроном.

Очевидно, время τ , входящее в τ_s^{-1} и обусловленное межэлектронными столкновениями, зависит от размерных параметров так же, как и время ee -рассеяния, определяющее темп обмена энергией между электронами [6, 7], то есть $\tau, \tau_{ee} \sim \tau_{ee}^* \equiv \hbar k_B T \alpha^2 / e^4 N$. Здесь N – двумерная концентрация электронов, α – диэлектрическая проницаемость, T –

абсолютная температура, k_B – постоянная Больцмана (рассматривается невырожденный двумерный электронный газ). Однако безразмерные коэффициенты, входящие в выражения для τ и τ_{ee} , различаются и должны находиться из решения различных уравнений кинетики. В данной работе мы рассчитали время спиновой релаксации невырожденного двумерного электронного газа, когда оно контролируется межэлектронными столкновениями.

Распределение электронов по волновому вектору и спину будем описывать спиновой матрицей плотности, которую удобно представить в виде линейной комбинации единичной матрицы 2×2 и спиновых матриц Паули: $\rho(\mathbf{k}) = f_{\mathbf{k}} + \mathbf{s}_{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}$. Здесь $f_{\mathbf{k}} = (1/2) \text{Sp}[\rho(\mathbf{k})]$ – усредненная по спину функция распределения, $\mathbf{s}_{\mathbf{k}} = \text{Sp}[\rho(\mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma}/2)]$ – среднее значение вектора спина для электрона в точке \mathbf{k} , единичную матрицу опускаем. В пренебрежении расщеплением спиновых состояний спин-поляризованный электронный газ, равновесно распределенный по энергии, описывается матрицей плотности $\rho^0(\mathbf{k}) = f_{\mathbf{k}}^0 (1 + 2\bar{s} \cdot \boldsymbol{\sigma})$, где $f_{\mathbf{k}}^0 = \exp[(\mu - E_{\mathbf{k}})/k_B T]$ – бoльцмановская функция распределения, $E_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m$, m – эффективная масса электронов, μ – химический потенциал, \bar{s} – спин, приходящийся на один электрон, то есть отношение \mathbf{S}/N , где \mathbf{S} – суммарный электронный спин на единицу площади. При наличии спинового расщепления, малого по сравнению с \hbar/τ , функция $\text{Sp}[\rho(\mathbf{k})] = 2f_{\mathbf{k}}^0$ не меняется, тогда как у вектора спина появляется отличная от нуля поправка $\delta \mathbf{s}_{\mathbf{k}} = \mathbf{s}_{\mathbf{k}} - 2f_{\mathbf{k}}^0 \bar{s}$, пропорциональная величине спинового расщепления. Кинетическое уравнение для этой поправки имеет вид:

$$2f_{\mathbf{k}}^0 (\Omega_{\mathbf{k}} \times \bar{s}) + Q_{\mathbf{k}} \{\delta \mathbf{s}, f^0\} = 0, \quad (1)$$

¹⁾e-mail: glazov@coherent.ioffe.rssi.ru

где первое слагаемое описывает прецессию спина вокруг вектора $\Omega_{\mathbf{k}}$, а второе слагаемое есть интеграл столкновений, перемешивающий спины в \mathbf{k} -пространстве. Интеграл столкновений, осуществляющий такое перемешивание, в пренебрежении обменным взаимодействием имеет простой вид

$$Q_{\mathbf{k}}\{\delta\mathbf{s}, f^0\} = \sum_{\mathbf{k}'\mathbf{p}\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}',\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\delta\mathbf{s}_{\mathbf{k}}f_{\mathbf{k}'}^0 - \delta\mathbf{s}_{\mathbf{p}}f_{\mathbf{p}'}^0), \quad (2)$$

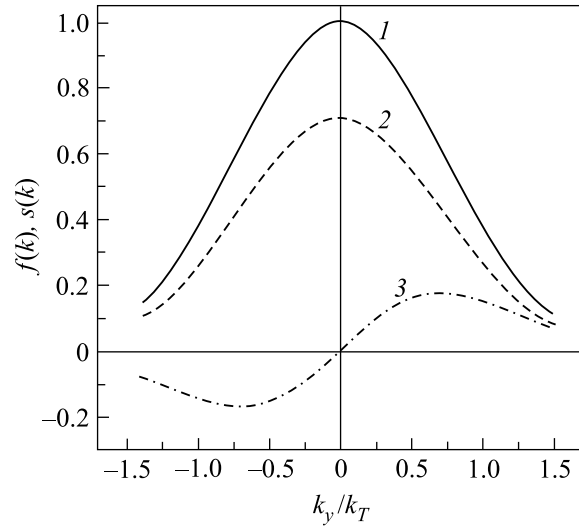
где $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}',\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ - вероятность рассеяния электронов \mathbf{k} и \mathbf{k}' в состояния \mathbf{p} и \mathbf{p}' . В дальнейшем для простоты площадь образца в плоскости интерфейсов полагается равной единице. Так как перевертотом спина при столкновении пренебрегается, то выражение в круглых скобках получается, если в комбинации $f_{\mathbf{k}}f_{\mathbf{k}'} - f_{\mathbf{p}}f_{\mathbf{p}'}$, входящей в стандартный интеграл столкновений неполяризованных электронов, заменить $f_{\mathbf{k}}, f_{\mathbf{p}}$ на спиновые поправки $\delta\mathbf{s}_{\mathbf{k}}, \delta\mathbf{s}_{\mathbf{p}}$, а $f_{\mathbf{k}'}^0, f_{\mathbf{p}'}^0$ на равновесные функции распределения. При учете вращения электронных спинов вокруг векторов $\Omega_{\mathbf{k}}$ средний спин медленно релаксирует по закону $dS_{\alpha}/dt + \tau_{s,\alpha\beta}^{-1}S_{\beta} = 0$, где тензор обратных времен спиновой релаксации определен согласно

$$\tau_{s,\alpha\beta}^{-1}S_{\beta} = \sum_{\mathbf{k}} [\Omega_{\mathbf{k}} \times \delta\mathbf{s}_{\mathbf{k}}]_{\alpha}. \quad (3)$$

Для определенности будем рассматривать снятие вырождения спиновых веток в асимметричной квантовой яме типа GaAs/AlGaAs, выращенной в направлении [001] и характеризуемой точечной симметрией C_{2v} . В этом случае вектор $\Omega_{\mathbf{k}}$ лежит в плоскости интерфейса, его зависимость от \mathbf{k} определяется двумя линейно независимыми коэффициентами [8]: $\hbar\Omega_{\mathbf{k}} = (\beta_-k_y, \beta_+k_x)$, где оси x и y выбраны по направлениям [110] и [110]. Тогда проекции вектора $\Omega_{\mathbf{k}} \times \bar{\mathbf{s}}$ можно представить в виде $\Lambda_{\alpha\beta\gamma}k_{\beta}\bar{s}_{\gamma}$, где введен тензор третьего ранга с четырьмя ненулевыми компонентами: $\Lambda_{xxz} = -\Lambda_{zxx} = \beta_-/\hbar$, $\Lambda_{yyz} = -\Lambda_{zyy} = -\beta_+/\hbar$. Для иллюстрации на рисунке изображены равновесная функция распределения электронов, бoльцмановская функция распределения неравновесного спина при отсутствии расщепления спиновых веток и поправка $\delta s_{\mathbf{k},y}$, возникающая за счет спиновой прецессии.

Введем линейный оператор $Q_{\mathbf{k}}^{-1}$, обратный оператору $Q_{\mathbf{k}}\{\delta\mathbf{s}\}$. Так как эти операторы сохраняют угловые распределения в \mathbf{k} -пространстве, то функция $F(k) \equiv (1/k_{\beta})Q_{\mathbf{k}}^{-1}\{k_{\beta}f_{\mathbf{k}}^0\}$ не зависит от азимутального угла $\varphi_{\mathbf{k}}$. Тогда решение уравнения (1) можно записать как

$$\delta s_{\alpha}(\mathbf{k}) = -2\Lambda_{\alpha\beta\gamma}\bar{s}_{\gamma}Q_{\mathbf{k}}^{-1}\{k_{\beta}f_{\mathbf{k}}^0\} = -2\Lambda_{\alpha\beta\gamma}k_{\beta}\bar{s}_{\gamma}F(k).$$



Схематическое изображение распределения электронов в \mathbf{k} -пространстве вдоль оси k_y при фиксированных значениях k_x, k_z . Кривая 1 - равновесная функция распределения $f_{\mathbf{k}}^0$, кривая 2 - бoльцмановское распределение спиновой функции распределения $s_{\mathbf{k},z} \propto \bar{s}_z f_{\mathbf{k}}^0$, кривая 3 - нечетное по k_y распределение спина $\delta s_{\mathbf{k},y} \propto \Lambda_{yyz} k_y \bar{s}_z f_{\mathbf{k}}^0$, возникающее при прецессии спина \bar{s}_z вокруг осей $\Omega_{\mathbf{k}}$

Подставляя его в (3) и выполняя суммирование по углу $\varphi_{\mathbf{k}}$, получаем для главных значений тензора обратных времен спиновой релаксации $\tau_{s,xx}^{-1} = (\beta_+/\hbar)^2 J$, $\tau_{s,yy}^{-1} = (\beta_-/\hbar)^2 J$, $\tau_{s,zz}^{-1} = \tau_{s,xx}^{-1} + \tau_{s,yy}^{-1}$, где введен интеграл

$$J = \left(\frac{\hbar^2}{2mk_B T} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} F(k) k^2 dk.$$

Численный расчет проводился для незранированного кулоновского взаимодействия между двумерными электронами, когда вероятность рассеяния $\mathbf{k}, \mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{p}, \mathbf{p}'$ определяется выражением

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}',\mathbf{k}\mathbf{k}'} = (4\pi/\hbar) V_{\mathbf{k}-\mathbf{p}}^2 \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{k}',\mathbf{p}+\mathbf{p}'} \delta(E_{\mathbf{k}} + E_{\mathbf{k}'} - E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{p}'}). \quad (4)$$

Здесь $V_{\mathbf{q}} = 2\pi e^2/\varepsilon|\mathbf{q}|$, δ -функции обеспечивают сохранение энергии и импульса электронов при столкновении. Такой вид потенциала позволяет свести уравнение (1) к уравнению для безразмерной функции $u(K) = \tau_{ee}^* F(k_T K)$, зависящей от безразмерного волнового вектора электрона $\mathbf{K} = \mathbf{k}/k_T$, где $k_T = [2mk_B T/\hbar]^{1/2}$, $\tau_{ee}^* = \hbar k_B T \varepsilon^2/e^4 N$. Функция $u(K)$ удовлетворяет уравнению

$$K e^{-K^2} = \sum_{\mathbf{K}',\mathbf{P},\mathbf{P}'} \widetilde{W}_{\mathbf{P}\mathbf{P}',\mathbf{K}\mathbf{K}'} \left(u(K) e^{-K'^2} - \cos \Theta u(P) e^{-P'^2} \right). \quad (5)$$

Здесь Θ – угол между \mathbf{K} и \mathbf{P} , а вероятность \widetilde{W} определяется формулой (4), в которой $V_{\mathbf{k}-\mathbf{p}}$ заменяется на $|\mathbf{K}-\mathbf{P}|^{-1}$, а все размерные волновые векторы – на безразмерные. При этом

$$J = k_T^2 \tau_{ee}^* I, \quad I = \int_0^\infty u(K) K^2 dK. \quad (6)$$

Неоднородный член в (5) и функция $u(K)$ разлагаются по набору базисных функций $l_n(\varepsilon) = \sqrt{2} \exp(-\varepsilon) L_n(2\varepsilon)$, где $L_n(x)$ – полиномы Лагерра, $\varepsilon = K^2$, при этом было удобно воспользоваться тождеством (см., например, [9])

$$\sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(n+1/2)}{8 n!} l_n(\varepsilon).$$

Разложение функции $u(K)$ в ряд подставлялось в правую часть уравнения (5), суммирование (интегрирование) по безразмерным волновым векторам проводилось методом статистических испытаний (Монте-Карло). Тем самым задача сводилась к системе линейных неоднородных уравнений для коэффициентов разложения функции $u(K)$. В результате для интеграла I , входящего в (6), было получено значение ≈ 0.027 . Учет обменного взаимодействия приводит к его небольшому увеличению до $I \approx 0.028$. Этот результат получается, если к интегралу столкновений добавить слагаемое, связанное с обменным взаимодействием электронов при столкновении:

$$Q_{\mathbf{k}}^{exch} \{ \delta \mathbf{s}, f^0 \} = \sum_{\mathbf{k}' \mathbf{p} \mathbf{p}'} W_{\mathbf{p} \mathbf{p}', \mathbf{k} \mathbf{k}'}^{exch} (2 \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}'}^0 - \delta \mathbf{s}_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}'}^0 - \delta \mathbf{s}_{\mathbf{k}'} f_{\mathbf{k}}^0). \quad (7)$$

Здесь $W_{\mathbf{p} \mathbf{p}', \mathbf{k} \mathbf{k}'}^{exch} = (2\pi/\hbar) \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{k}', \mathbf{p}+\mathbf{p}'} \delta(E_{\mathbf{k}} + E_{\mathbf{k}'} - E_{\mathbf{p}} - E_{\mathbf{p}'}) V_{\mathbf{k}-\mathbf{p}} V_{\mathbf{k}'-\mathbf{p}'}$. Заметим, что последнее слагаемое в правой части (7) возникает из-за того, что сечение рассеяния электронов зависит от взаимной ориентации их спинов [10]. Процедура нахождения функции $u(K)$ и значения I с учетом вклада (7) аналогична описанной выше.

Время $\tau = \tau_{ee}^* I$ контролирует прецессионный механизм спиновой релаксации при электрон-электронных столкновениях:

$$\frac{1}{\tau_{s,xx}} = \left(\frac{\beta_+ k_T}{\hbar} \right)^2 \tau, \quad \frac{1}{\tau_{s,yy}} = \left(\frac{\beta_- k_T}{\hbar} \right)^2 \tau. \quad (8)$$

Интересно сравнить его с временем релаксации импульса двумерных электронов на ионизованных примесях той же концентрации N : $\tau_p = (2/\pi^2) \tau_{ee}^*$ (см. [11]). Для отношения этих двух времен имеем $\tau_p/\tau = 2/\pi^2 I \approx 7.2$, то есть упругое рассеяние на примесях оказывается менее эффективным. Если легиро-

ванный слой отделен от квантовой ямы слоем спейсера, то влияние на τ_s упругого рассеяния на кулоновском потенциале ионизованных примесей вообще подавляется.

В заключение заметим, что времени $\tau = \tau_{ee}^* I$, рассчитанному без учета обменного взаимодействия, можно придать смысл времени релаксации импульса электронов в двухкомпонентной плазме, которая состоит из дырок большой концентрации N и электронов малой концентрации $N_e \ll N$ и в которой эффективные массы электронов и дырок совпадают. В такой системе время τ есть ни что иное, как время релаксации импульса электронов на равновесных дырках: при столкновениях электронов с дырками направленный импульс электронов будет перетекать в дырочную подсистему и при $N_e \ll N$ релаксировать практически до нуля.

Следующими шагами в развитие данной работы могут быть: а) расчет времени τ в квантовой яме конечной ширины, когда волновая функция электрона размыта в пределах этой ширины и энергия взаимодействия двух электронов на малых расстояниях ρ сильно отличается от закона $e^2/\varepsilon\rho$, б) рассмотрение спиновой релаксации вырожденного электронного газа с учетом фермиевского заполнения состояний и экранировки кулоновского потенциала, в) переход к трехмерному кристаллу типа GaAs с кубическим по \mathbf{k} спиновым расщеплением зоны проводимости.

Авторы благодарны Л. Е. Голубу и В. И. Перелю за полезное обсуждение данной статьи. Работа поддержана грантами INTAS (# 99-00015) и программами Миннауки России и Президиума РАН.

1. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ФТТ **13**, 3581 (1971).
2. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986).
3. Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 407 (1988).
4. Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4196 (1999).
5. R. S. Britton, T. Grevatt, A. Malinowski et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 2140 (1998).
6. С. Э. Есипов, И. Б. Левинсон, Письма в ЖЭТФ **42**, 193 (1985).
7. С. Э. Есипов, И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **90**, 330 (1986).
8. N. S. Averkiev and L. E. Golub, Phys. Rev. **B60**, 15582 (1999).
9. П. К. Суетин, *Классические ортогональные многочлены*, М.: Наука, 1976.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, М.: Наука, 1974, гл. XVII.
11. S. K. Lyo, Phys. Rev. **B34**, 10 (1986).