Физика низких температур, 2009, т. 35, № 1, с. 29–32

Резонансное изменение кинетических коэффициентов в двумерной электронной системе со спин-орбитальным взаимодействием

И.И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской,18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 25 июля 2008 г.

Изучено резонансное изменение кинетических коэффициентов в двумерных системах со спин-орбитальным взаимодействием при насыщении резонансных комбинированных переходов.

Вивчено резонансну зміну кінетичних коефіцієнтів у двовимірних системах зі спін-орбітальною взаємодією при насиченні резонансних комбінованих переходів.

PACS: **73.23–b** Электронный транспорт в мезоскопических системах.

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодействие, комбинированный резонанс, кинетический коэффициент.

Интерес к изучению низкоразмерных систем со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) обусловлен перспективой использования спиновых степеней свободы электронов в работе различных приборов и устройств, которые будут обладать высокой скоростью реагирования на управляющий сигнал и потреблять значительно меньше энергии, чем устройства традиционной электроники. Возможность манипулирования спиновыми степенями свободы в двумерных системах $Al_xGa_{1-x}As$ с использованием СВЧ поля была продемонстрирована в [1].

Одним из каналов, который позволяет воздействовать на спиновые степени свободы электронов проводимости, является спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), которое, как известно, является причиной возникновения многих эффектов в кинетических явлениях, наблюдающихся в этих системах. Среди них, например, биения осцилляций Шубникова–де Гааза [2], спиновая аккумуляция [3], магнитоэлектрический эффект [4] и др. Спин-орбитальное взаимодействие приводит также к возможности резонансных переходов электронов проводимости в магнитном поле между уровнями Ландау на частотах, представляющих собой линейные комбинации циклотронной и зеемановской частот (комбинированный резонанс (КР) [5]), причем такого рода переходы возможны как в пучности электрического, так и магнитного полей [6].

В работе [7] экспериментально было показано, что насыщение парамагнитного резонанса (ПР) на электронах проводимости в кристаллах InSb можно обнаружить, измеряя электропроводность кристалла в постоянном электрическом поле. Величина эффекта, обнаруженного в [7], определяется механизмами передачи энергии от неравновесных спиновых степеней свободы электронов к их кинетическим степеням свободы и оказывается пропорциональной средней мощности, поглощаемой электронными спинами в переменном магнитном поле. Отмечалось, что этот эффект является удобным методом детектирования резонанса. Теоретическое рассмотрение данного эффекта методом кинетического уравнения было проведено в [8] в предположении, что взаимодействующие с электронами проводимости фононы находятся в состоянии термодинамического равновесия. Влияние фононного разогрева на резонансное изменение подвижности при насыщении парамагнитного резонанса проанализировано в работе [9]. По-видимому, данный метод детектирования окажется более эффективным в случае резонансов, обусловленных взаимодействием двумерных электронов с электрической компонентой переменного поля, например для комбинированного резонанса. Причина этого заключается в следующем. Мощность, поглощаемая электронами при насыщении комбинированного резонанса, обычно существенно больше (на несколько порядков), чем мощность, поглощаемая при насыщении парамагнитного резонанса. Кроме того, в случае комбинированного резонанса изменение средней энергии теплового движения электронов (или их кинетической температуры) обусловлено, главным образом, прямым поглощением энергии переменного электрического поля кинетическими степенями свободы. Такого прямого поглощения нет в случае парамагнитного резонанса, где кинетические степени свободы получают энергию только косвенным путем — от спиновой подсистемы через посредство спин-орбитального взаимодействия.

Здесь мы рассмотрим эффект резонансного изменения кинетических коэффициентов при насыщении комбинированного резонанса в двумерных системах.

Представим гамильтониан системы в виде

$$\mathcal{H}(t) = H_k + H_s + H_{ks} + H_{ef}(t) + H_l + H_{el}. \quad (1)$$

$$H_k = \sum_j \frac{(\mathbf{P}_j - (e/c)\mathbf{A}(r_j))^2}{2m}, \quad H_s = -\hbar\omega_s \sum_j S_j^z. \quad (2)$$

Здесь H_k, H_s кинетическая и зеемановская энергии свободных электронов в постоянном магнитном поле $\mathbf{H} = (0,0,H)$, $H_{ef}(t)$ — взаимодействие электронов с переменным электрическим полем $E(t) = (E_x(t), E_y(t), 0)$. H_l, H_{el} — гамильтониан решетки и взаимодействия электронов с решеткой. S_i^α и $p_i^\alpha = P_i^\alpha - (e/c)A^\alpha(\mathbf{r}_i)$ — компоненты оператора спина и кинетического импульса i-го электрона, причем $[p_i^\alpha, p_j^\beta] = -i\delta_{ij} m\hbar\omega_c \varepsilon_{\alpha\beta z}$. $\omega_c = |e|H/mc$ — циклотронная частота, $\omega_s = g\mu_0 H/\hbar$, μ_0 — магнетон Бора.

Спин-орбитальное взаимодействие, реализующееся в квантовых ямах, как правило, связано с симметрией квантовой ямы [10,11]. В квантовых ямах на основе GaAs взаимодействия Рашбы [10] и Дрессельхауза [11] одного порядка, в то время как в структурах на основе узкощелевых полупроводников (InAs) вклад [10] является доминирующим. Конкретизируем вид взаимодействия H_{ks}, полагая, что это взаимодействие Рашбы [5], которое в двумерном случае отлично от нуля уже в линейном приближении по электронному импульсу:

$$H_{ks}(p) = \alpha\varepsilon_{zik} \sum_j S_j^i p_j^k = \frac{i\alpha}{2} \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+),$$

$$S^\pm = S^x \pm iS^y, \quad p^\pm = p^x \pm ip^y. \quad (3)$$

Здесь α — константа спин-орбитального взаимодействия.

Для построения эффективного взаимодействия электронов проводимости с электромагнитным полем, сооответствующее калибровочно-инвариантным уравнениям движения физических величин в типичных для комбинированного резонанса условиях, воспользуемся тем обстоятельством, что взаимодействие СОВ является малым. Производя каноническое преобразование гамильтониана (1), устраняющее взаимодействие H_{ks} в линейном приближении, получим эффективный гамильтониан с автономными подсистемами k и s. При этом эффективное взаимодействие электронов с переменным электрическим полем, ответственное за комбинированные переходы:

$$\widetilde{H}_{ef}(t) = -\frac{e\alpha}{2(\omega_c - \omega_s)} (S^+ E^-(t) + S^- E^+(t)). \quad (4)$$

Очевидно, что при наложении переменного электрического поля $E^\alpha(t)$ средние температуры кинетических T_k и спиновых T_s степеней свободы электронов проводимости кристалла, в котором возможен комбинированный резонанс, получают добавки δT_k, δT_s по отношению к равновесной температуре системы T, зависящие резонансным образом от частоты поля. Для нахождения этих добавок надо найти мощность, поглощаемую электронами при наложении электромагнитного поля, и макроскопические уравнения баланса энергии кинетической и спиновой подсистем.

Простейшее описание неравновесного состояния рассматриваемой системы состоит в определении средних энергий подсистем k, s или термодинамически сопряженных с ними обратных эффективных температур β_k, β_s этих подсистем. Для построения уравнений баланса средних энергий подсистем (или эффективных температур) воспользуемся методом неравновесного статистического оператора (НСО) [6].

Уравнения движения операторов термодинамических координат имеют вид

$$\dot{H}_k = \dot{H}_{k(f)}(t) + \dot{H}_{k(l)}, \quad \dot{N} = 0,$$

$$\dot{H}_s = \dot{H}_{s(f)}(t) + \dot{H}_{s(l)}, \quad \dot{H}_l + \dot{H}_{e(l)} = -\dot{H}_{e(l)}. \quad (5)$$

где $\dot{H}_{k(f)}(t)$, $\dot{H}_{s(f)}(t)$ — операторы мощности, поглощенные кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов:

$$\dot{H}_{k(f)}(t) = \frac{e}{2m} (E^+(t) p^- + E^-(t)\, p^+),$$

$$\dot{H}_{s(f)}(t) = \frac{ie\alpha\omega_s}{2(\omega_c - \omega_s)} (S^- E^+(t) - S^+ E^-(t)). \quad (6)$$

Теперь не составляет труда построить оператор энтропии $S(t,0)$

$$S(t,0) = \Phi(t) + \beta_k(t)(H_k - \mu(t)N) + \beta_s H_s + \beta(H_l + H_{el}), \quad (7)$$

где $\Phi(t)$ — функционал Масье–Планка, N — оператор числа электронов, β — обратная равновесная температура решетки. Вычисляя оператор производства энтропии

$$\dot{S}(t,0) = \frac{\partial S(t,0)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}[S(t,0), H],$$

можно найти явное выражение для неравновесного статистического оператора (НСО) [6]

$$\rho(t,0) = \exp\{S(t,0) - \int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{it_1 L} \dot{S}(t+t_1,0)\},$$

$$e^{itL} A = e^{itH/\hbar} A e^{-itH/\hbar}. \qquad (8)$$

С точностью до квадратичных по полю членов имеем

$$\rho(t,0) = \rho_0 - \int_0^1 d\tau\, \rho_0^{\tau}\, \delta S(t,0)\, \rho_0^{(1-\tau)} + \int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int_0^1 d\tau\, \rho_0^{\tau}\, e^{it_1 L} \times$$

$$\times \left\{ \beta \dot{H}_{k(f)}(t+t_1) + \beta \dot{H}_{s(f)}(t+t_1) + (\beta_k(t+t_1) - \beta \dot{H}_{k(l)}(t)) + (\beta_s(t+t_1) - \beta)\dot{H}_{s(l)}(t)) + \frac{\partial S(t+t_1)}{\partial t} \right\} \rho_0^{(1-\tau)}, \qquad (9)$$

где ρ_0 — равновесное распределение Гиббса, $\delta S(t,0) = S(t,0) - \beta(H - \mu N - \Omega)$ — отклонение оператора энтропии от равновесного значения.

Усредняя операторные уравнения (5) по НСО (9) для стационарного режима, получаем усредненные уравнения баланса кинетической и зеемановской энергии:

$$Q_k + \delta\beta_k\, L_{kk(l)} + \delta\beta_s\, L_{ks(l)} = 0,$$

$$Q_s + \delta\beta_s\, L_{ss(l)} + \delta\beta_k\, L_{sk(l)} = 0. \qquad (10)$$

Здесь

$$L_{ij(l)} = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{\varepsilon t} L_{ij(l)}(t) = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{\varepsilon t} (\dot{H}_{i(l)}; \dot{H}_{j(l)}(t)), \quad (11)$$

индексы i, j нумеруют взаимодействующие подсистемы. Q_k, Q_s — мощности, поглощенные кинетической и спиновой подсистемами электронов проводимости. Причем в пучности электрического поля эти величины можно представить в следующем виде:

$$Q_k = \frac{n_0 e^2}{m} \sum_{\omega} |E^{-}(\omega)|^2 \frac{\nu_p(\omega)}{[\omega - \omega_c]^2 + \nu_p(\omega)^2}, \qquad (12)$$

$$Q_s = \frac{\omega_s \langle S^z \rangle_0}{\hbar} \left[\frac{e\alpha}{\omega_c - \omega_s} \right]^2 \sum_{\omega} |E^{-}(\omega)|^2 \frac{\nu_s(\omega)}{[\omega - \omega_s]^2 + \nu_s(\omega)^2}.$$

$$\langle \ldots \rangle_0 = \mathrm{Sp}(\ldots \rho_0).$$

Здесь Q_k — обычная джоулева мощность, описывающая поглощение в циклотронном резонансе, ν_p — частота релаксации поперечного импульса электронов. Q_s — мощность, поглощаемая при комбинированном резонансе, ν_s — частота релаксации поперечного спина электронов. Полная поглощенная электронами мощность равна $Q = Q_k + Q_s$. Заметим, что выражения для поглощенных мощностей (12) записаны в пренебрежении сдвигом резонансных частот.

Выпишем теперь общее решение для равновесных добавок к эффективным температурам подсистем k, s, полагая, что главным механизмом электронного рассеяния является взаимодействие с решеткой. Из уравнений (12) получаем

$$\delta\beta_k = \Delta^{-1}\{-Q_k\, L_{ss(l)} + Q_s\, L_{ks(l)}\},$$

$$\delta\beta_s = \Delta^{-1} - \{Q_k\, L_{sk(l)} - Q_s\, L_{kk(l)}\}, \qquad (13)$$

$$\Delta = L_{kk(l)}\, L_{ss(l)} - L_{ks(l)}^2.$$

Очевидно, что любой кинетический коэффициент $\delta\mathcal{L} \sim (T_k, T_s)$ будет иметь резонансную добавку $\delta\mathcal{L} \sim n_k \delta T_k + n_s \delta T_s$.

В слабонелинейном режиме комбинированного резонанса сдвиг кинетической температуры δT_k пропорционален сдвигу спиновой температуры δT_s

$$\delta T_k = \chi\, \delta T_s, \quad \chi = -L_{ks(l)} / L_{kk(l)}. \qquad (14)$$

Величина эффекта определяется коэффициентом χ, причем $0 \le \chi \le 1$.

Рассмотрим рассеяние двумерных электронов на акустических фононах p и немагнитных примесях i. В этом случае $L_{nm(l)} = L_{nm(p)} + L_{nm(i)}$, $n, m = k, s$. Вычисляя корреляционные функции (11), находим

$$L_{nm(p)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{p'\sigma' p\sigma q} \Lambda^{nm}_{p'\sigma' p\sigma} |U^{q}_{ep}(p'\sigma'| p\sigma)|^2 N_q f_{p\sigma} (1 - f_{p'\sigma'}) \delta(\varepsilon_{p'\sigma'} - \varepsilon_{p\sigma} \hbar\Omega_q),$$

$$L_{nm(i)} = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{p'\sigma' p\sigma q} \Lambda^{nm}_{p'\sigma' p\sigma} |U^{q}_{ei}(p'\sigma'| p\sigma)|^2 N_i f_{p\sigma} (1 - f_{p'\sigma'}) \delta(\varepsilon_{p'\sigma'} - \varepsilon_{p\sigma}), \quad (15)$$

$$\Lambda^{kk} = (\varepsilon_{p'} - \varepsilon_p)^2, \quad \Lambda^{ss} = (\hbar\omega_s)^2 (\sigma' - \sigma),$$

$$\Lambda^{ks} = -\hbar\omega_s (\sigma' - \sigma)(\varepsilon_{p'} - \varepsilon_p). \quad (16)$$

Здесь $f_{p\sigma}$ — функция распределения двумерных электронов, N_q — равновесная фононная функция распределения. N_i — концентрация примесных центров.

В случае фононного рассеяния коэффициент χ равен малому отношению вероятности рассеяния с переворотом спина к вероятности рассеяния с сохранением ориентации спина. В этом случае значения $\chi \leq 1$ можно получить только в условиях разогрева фононов [9,12]. Если преобладает упругое рассеяние на примесных центрах, то из законов сохранения энергии при элементарном акте рассеяния $\varepsilon_{p'} - \varepsilon_p = \pm\hbar\omega_s$ следует, что изменение зеемановской энергии электронов полностью трансформируется в их кинетическую энергию. При этом, как следует из (16), имеем $L_{kk(i)} = L_{ss(i)} = = -L_{sk(i)}$, так что в случае чисто примесного рассеяния мы бы имели $\chi = 1$. Заметим, что такая ситуация реально может иметь место при выполнении неравенства $L_{kk(i)} > L_{kk(p)}$.

Оценки показывают, что эффект резонансного изменения кинетических коэффициентов при насыщении комбинированного резонанса должен быть наблюдаем и также может использоваться для детектирования комбинированного резонанса в двумерных системах. При этом величина эффекта определяется амплитудой поля и каналами передачи энергии между спиновой и кинетической подсистемами электронов и решеткой.

1. Y. Kato, R.G. Myers, D.C. Driscoll, A.C. Gossard, J. Levy, and D.D. Awschalom, *Science* **299**, 1201 (2003).
2. B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifenlerger, W.P. Hong, P.K. Bhatlacharya, J, Singn, and M. Jaffe, *Phys. Rev.* **B39**, 1411 (1989).
3. P.R. Hammar and M. Johnson, *Phys. Rev*. **B61**, 11, 7207 (2000).
4. L.S. Levitov, Yu.V. Nazarov, and G.M. Eliashberg, *Sov. Phys. JETP* **61**, 1333 (1985).
5. Э.И. Рашба, *УФН* **84**, 557 (1964).
6. В.П. Калашников, И.И. Ляпилин, *ТМФ* **18**, 273 (1974).
7. M. Gueron and I. Solomon, *Phys. Rev. Lett*. **15**, 667 (1965).
8. А.Н. Зайцев, А.К. Звездин, *ЖЭТФ* **55**, 966 (1968).
9. Л.Д. Абуладзе, Л.Л. Буишвили, В.П. Калашников, *ФТТ* **13**, 1981 (1971).
10. Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, *J. Phys*. **C17**, 6093 (1984).
11. G. Dresselhaus, *Phys. Rev*. **100**, 580, (1955).
12. C. Runz, *Z. Physik*. **196**, 311 (1966).

Resonance change of the kinetic coefficients in a two-dimensional electron system with spin-orbit interaction

I. I. Lyapilin

A resonance change of the kinetic coefficients in two-dimensional systems with spin-orbit interaction at saturation of resonance combined transitions is studied.

PACS: **73.23–b** Electronic transport in mesoscopic systems.

Keywords: spin-orbit interaction, combined resonance, kinetic coefficient.