Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 5, стр. 177 – 179 *10 марта 1985 г.*

СПИНОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ СО СНЯТЫМ ВЫРОЖДЕНИЕМ СПЕКТРА

А.Д.Маргулис, Вл.А.Маргулис

Рассмотрен механизм спиновой релаксации в квантующем магнитном поле **H**, специфичный для электронных систем со снятым вырождением спектра. Показано, что в кристаллах типа вюрцита релаксация характеризуется пикосекундной длительностью, гигантской анизотропией по направлениям **H** и необычной полевой зависимостью.

В настоящей работе рассмотрен механизм, который при наличии квантования Ландау приводит к очень интенсивной спиновой релаксации в электронной системе со снятым крамерсовым вырождением спектра. Специфика этого механизма, ранее в литературе не обсуждавшегося, проявляется, как будет показано, в ряде необычных свойств процесса релаксации.

Простой пример указанной системы представляют электроны в кристаллах типа вюрцита с группой симметрии C_{6v} (к которым относятся, например, CdS, CdSe). В таких кристаллах поведение электронов вблизи края зоны проводимости определяется гамильтонианом [1]

$$H_e = H_0 + H_{so} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{1}{2} g\mu_B \vec{\sigma}\mathbf{H} + \lambda \vec{\nu}\,[\vec{\sigma} \times \mathbf{k}\,], \qquad (1)$$

где $\hbar\mathbf{k}$ – оператор кинематического импульса в магнитном поле, g – фактор спектроскопического расщепления, μ_B – магнетон Бора, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, λ – константа, определяющая величину спин-орбитального расщепления зоны проводимости при $\mathbf{k} \neq 0$ в отсутствие поля, $\vec{\nu}$ – орт в направлении гексагональной оси C_6. Отметим, что гамильтониан типа $H_{so} = \lambda\vec{\nu}\,[\,\vec{\sigma} \times \mathbf{k}\,]$ возникает и в ряде других задач: в частности, он появляется при описании спин-орбитального взаимодействия в $2d$ электронных системах [2]. По этой причине рассматриваемая модель представляет более общий интерес.

Как было показано в [3], в отсутствие магнитного поля взаимодействие H_{so} ответственно за возникновение прецессионного механизма спиновой релаксации, аналогичного известному механизму Дьяконова – Переля. При наличии поля, в котором зеемановское расщепление уровней значительно превышает спин-орбитальное, это взаимодействие играет другую роль, осуществляя эффективную связь электронных спинов с решеткой. На такую возможность в кристаллах с группой симметрии T_d, в которых $H_{so} \propto k^3$, впервые обратил внимание Рашба (см. примечание 3 в [4]). Мы используем эту идею, чтобы показать, как возникает спин-решеточное взаимодействие в рассматриваемой модели. Для этого введем в исходный гамильтониан (1) возмущение H_{e-d}, вызванное дефектами решетки. Ниже мы конкретизируем H_{e-d}, рассмотрев наиболее актуальные при низких температурах взаимодействия – с ионизированными примесями $(e - i)$ и пьезоакустическими фононами $(e - p)$.

Член H_{so} в полном гамильтониане $H = H_0 + H_{so} + H_{e-d}$ можно устранить в первом порядке по λ с помощью канонического преобразования $\widetilde{H} = e^{-S} He^{S}$, где S в символической операторной записи имеет вид

$$S = -i \int_0^\infty d\tau\, e^{-\delta\tau} \exp(iH_0\tau) H_{so} \exp(-iH_0\tau), \quad \delta \to 0. \tag{2}$$

В результате из $\widetilde{H}$ выделяется оператор $H_{s-d} = [S, H_{e-d}]$, генерирующий переходы с переворотом спина при рассеянии электрона.

Будем рассматривать переходы между верхней $(s = \uparrow)$ и нижней $(s = \downarrow)$ спиновыми подзонами нулевой зоны Ландау, предполагая, что электроны, фотовозбужденные в полосу проводимости, термализуясь за время $\tau_e < T_1$, оказываются вблизи дна верхней подзоны. В этом случае время спин-решеточной релаксации T_1 определяется из выражения

$$\frac{1}{T_1} = \int_0^\infty dk_\parallel W(k_\parallel) f(k_\parallel) \Big/ \int_0^\infty dk_\parallel f(k_\parallel), \tag{3}$$

где $\hbar k_\parallel$ – проекция электронного импульса на направление $\mathbf{H}$, $W(k_\parallel)$ – вероятность перехода с переворотом спина, $f(k_\parallel) = \exp(-k_\parallel^2/k_T^2)$ – больцмановский фактор, $\hbar k_T$ – тепловой импульс.

Для вычисления T_1^{-1} в общем случае произвольной ориентации магнитного поля $\mathbf{H}$ относительно системы координат $x_0y_0z_0$ с осью $z_0 \parallel C_6$, осуществим преобразование к системе координат xyz (с осью $z \parallel \mathbf{H}$), в которой собственные состояния гамильтониана H_0 образуют ландауский базис $|n, k_x, k_z, s\rangle$. Оно выполняется также, как в работе Рашба и Шека [5] и включает переход к новым компонентам операторов импульса и спина с помощью матриц $R \in SO(3)$ и $D \in SU(2)$ соответственно. Обе матрицы параметризованы углами Эйлера $\Phi = \varphi + \pi/2$, $\Theta = \theta$, $\Psi = 0$, где θ и φ – углы, определяющие направление $\mathbf{H}$ в системе $x_0y_0z_0$. В результате для матричного элемента спин-примесного взаимодействия H_{s-i}, используя (1) и (2), получаем

$$M_{\mathbf{q}} = i\frac{\lambda k_H}{\hbar\omega_c} C_{\mathbf{q}} \left(\frac{\sqrt{2}}{2-\eta} e^{i\psi}\kappa_\perp \cos\theta - \frac{i}{\eta}\kappa_\parallel \sin\theta\right) \exp\left(-\frac{\kappa_\perp^2}{2}\right) \delta_{k_x', k_x+q_x} \delta_{k_z', k_z+q_z}. \tag{4}$$

Здесь

$$\kappa_\perp = \frac{q_\perp}{\sqrt{2}k_H}, \quad \kappa_\parallel = \frac{q_\parallel}{k_H}, \quad \eta = \frac{\omega_s}{\omega_c} = \frac{m}{m_s}, \quad m_s = \frac{2m_0}{g}, \tag{5}$$

ω_c и ω_s – циклотронная и зеемановская частоты, m_s – "спиновая" масса, m_0 – масса свободного электрона, $\hbar k_H$ – магнитный импульс, $C_{\mathbf{q}}$ – фурье-образ экранированного кулоновского потенциала, $q_\perp$ и ψ – полярные координаты в плоскости q_xq_y. Используя выражения (3) – (5), находим

$$\frac{1}{T_{1i}} = 8\pi \frac{N_i m e^4}{\epsilon_0^2 \hbar^3 k_H^3} \left(\frac{m_s}{2m}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda k_H}{\hbar\omega_c}\right)^2 F_i(\theta), \tag{6}$$

где

$$F_i(\theta) = \frac{K_1(\zeta)}{\eta}\sin^2\theta + \frac{K_2(\zeta)}{(1-\eta)^2}\cos^2\theta, \quad \zeta = \eta + \frac{q_s^2}{k_H^2}, \tag{7}$$

$$K_1(\zeta) = e^{\zeta} Ei(-\zeta) + \zeta^{-1}, \quad K_2(\zeta) = -[1 + (1+\zeta)e^{\zeta} Ei(-\zeta)], \tag{8}$$

N_i – концентрация примеси, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость кристалла, e – элементарный заряд, $Ei(-\zeta)$ – интегральная показательная функция, q_s – обратный радиус экранирования. Как показано в [6], в ультраквантовом пределе $q_s \propto k_H$ и, следовательно, ζ не зависит от H.

Обратимся теперь к случаю пьезоакустического рассеяния. Будем пренебрегать кристаллической анизотропией, так как оказывается, что она гораздо слабее анизотропии, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием. Считая рассеяние электронов упругим, что оправдано при условии $k_H \ll T/\hbar v$ (T – температура, v – скорость звука), и действуя аналогично предыдущему случаю, получим

$$\frac{1}{T_{1p}} = 16\pi \frac{m e^2 \beta^2}{\rho v \epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{m_s}{2m}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{\hbar v k_H}\right) \left(\frac{\lambda k_H}{\hbar \omega_c}\right)^2 F_p(\theta), \tag{9}$$

где ρ – плотность кристалла, β – пьезомодуль, выражение для $F_p(\theta)$ получается из (7) заменой $\zeta \to \eta$.

Переходя к анализу полученных результатов, заметим, что, согласно формулам (6) – (9), $T_{1i} \propto H^{5/2}$, $T_{1p} \propto H^{3/2}$. Такая полевая зависимость качественно отличается от зависимости $T_1 \propto H^{-\alpha}$ ($\alpha > 0$), которую дают обсуждавшиеся до сих пор механизмы спиновой релаксации в кристаллах без центра инверсии [7]. Различие обсуловлено существенно иной, чем в [7], структурой гамильтониана, ответственного за релаксацию.

Наиболее интересной особенностью, следующей из полученных соотношений, является сильная зависимость T_1 от угла между направлением **H** и C_6 – осью кристалла. Действительно, при выполнении условий $\eta \ll 1$ и $\zeta \ll 1$ отношение $T_1^{\parallel} / T_1^{\perp}$ для двух ориентаций поля ($\mathbf{H} \parallel \vec{\nu}$ и $\mathbf{H} \perp \vec{\nu}$) велико по параметрам $1/\eta\zeta$ и $1/\eta^2$ в случаях $e-i$- и $e-p$-рассеяния соответственно. Численные оценки для CdS ($m = 0{,}2\, m_0$, $g = 1{,}8$) дают $T_{1i}^{\parallel} / T_{1i}^{\perp} \approx$ $\approx T_{1p}^{\parallel} / T_{1p}^{\perp} \approx 20$; в случае CdSe ($m = 0{,}013\, m_0$, $g = 0{,}5$) имеем $T_{1i}^{\parallel} / T_{1i}^{\perp} \approx 200$, $T_{1p}^{\parallel} / T_{1p}^{\perp} \approx 450$. Как видно, анизотропия действительно является гигантской.

Определим в заключение порядок величины T_1 в CdS, положив $H = 80$ кЭ ($\mathbf{H} \perp \vec{\nu}$), $T = 4{,}2$ К, $N_i = 5 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. Принимая $v \sim 10^5$ см/с, $\epsilon_0 \sim 10$, $\beta \sim 10^5$ ед. СГСЭ, $\lambda = 1{,}6 \cdot 10^{-10}$ эВ·см [8], находим $T_{1i}^{\perp} \approx 2$ пс, $T_{1p}^{\perp} \approx 5$ пс. Отметим, что в этих же условиях время импульсной релаксации $\tau_p \sim 0{,}1$ пс [9]. Таким образом, имеет место обычная иерархия электронных времен релаксации: $\tau_p \ll T_1$. Для сравнения укажем также, что полученные времена спиновой релаксации в CdS на 3 – 4 порядка меньше, чем в InSb – материале с наиболее сильной спин-орбитальной связью среди соединений A_3B_5. Приведенные оценки показывают, что при низких температурах предложенный механизм релаксации может играть основную роль в процессе установления спинового равновесия в рассматриваемых системах.

Литература

1. *Рашба Э.И.* ФТТ, 1960, **2**, 1224.
2. *Бычков Ю.А., Рашба Э.И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 66.
3. *Маргулис А.Д., Маргулис Вл.А.* ФТП, 1984, **18**, 493.
4. *Павлов С.Т., Фирсов Ю.А.* ФТТ, 1967, **9**, 1780.
5. *Рашба Э.И., Шека В.И.* ФТТ, 1961, **3**, 1735; 2369.
6. *Wallace P.R.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1974, **7**, 1136.
7. *Yafet Y.* In: Solid State Phys. / Eds. Seitz F. a. Turnball D. N.-Y., 1963, **14**, 1.
8. *Romestain R., Geshwind S., Devlin D.E.* Phys. Rev. Lett., 1977, **39**, 1583.
9. *Fleury P.A., Scott J.F.* Phys. Rev., 1971, **B3**, 1979; *Scott J.F.* In: Laser Applications to Optics and Spectroscopy / Ed by Jacobs S.F. e. a., Reading (Mass.), 1975, 123.

Мордовский
государственный университет им. Н.П.Огарева

Поступила в редакцию
10 ноября 1984 г.