Возбуждение волн перемагничивания спинов в системах со спин-орбитальным взаимодействием

© В.В. Брыксин, М.П. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vvb@mail.ioffe.ru, mpetr.shuv@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 5 февраля 2007 г.)

Теоретически предсказан новый тип элементарных возбуждений в парамагнитных материалах со спин-орбитальным взаимодействием в модели Рашбы, названных волнами перемагничивания спинов. Наличие таких собственных мод обусловлено вращением спинового магнитного момента в среде, когда электрическое поле содержит постоянную компоненту и компоненту в виде бегущей волны. Предложен метод возбуждения этих колебаний посредством освещения образца колеблющейся интерференционной картиной. При этом экспериментальное обнаружение волн перемагничивания спинов осуществляется посредством измерения зависимости величины тока через образец от частоты колебаний и волнового вектора интерференционной картины.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН П-03 и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16170).

PACS: 73.23.-b, 72.25.-b, 72.20.-i

Наличие спин-орбитального взаимодействия в двумерных проводящих парамагнитных системах открывает канал эффективного управления магнитным моментом с помощью внешнего электрического поля [1,2] или оптического воздействия [3,4], что представляется весьма перспективным направлением для практического использования таких материалов в нанотехнологии. К числу новых явлений в упомянутых системах относятся, в частности, аккумуляция спинов [5] и появление холловского спинового тока [6]. Другим новым интересным эффектом является вращение вектора магнитного момента в плоскости, образованной нормалью к поверхности и направлением электрического поля [7,8]. При определенных условиях это приводит к появлению в системе нового типа элементарных возбуждений — волн перемагничивания спинов [9].

Настоящая работа посвящена изучению волн перемагничивания спинов во внешнем электрическом поле при наличии волновой компоненты электрического поля. Показано, что при наличии волны электрического поля в образце возникают две моды бегущих волн перемагничивания спинов, поляризация которых близка к циркулярной. При увеличении постоянного электрического поля скорость распространения волн растет, вследствие чего частота одной из этих мод понижается, а второй возрастает. При некоторой критической скорости частота первой из них обращается в нуль, и она преобразуется в статическую периодическую структуру спинового момента.

Обсуждается возможность возбуждения таких колебаний и способ их экспериментального наблюдения. Предлагается возбуждать волны перемагничивания спинов посредством освещения образца колеблющейся интерференционной картиной, которая генерирует в материале колеблющуюся решетку пространственного заряда фотоэлектронов и, как следствие, решетку внутреннего электрического поля. Такая колеблющаяся решетка электрического поля вследствие наличия связи между электронными и спиновыми степенями свободы за счет спин-орбитального взаимодействия может производить генерацию волн перемагничивания спинов. Постановка предлагаемого эксперимента позволяет прямо измерить величину константы спин-орбитальной связи по исследованию зависимости тока через образец от частоты и периода колеблющейся интерференционной картины.

1. Модель и основные уравнения

Спин-орбитальное взаимодействие для зонных электронов для кристаллов, обладающих полярной осью (например, для кристаллов со структурой типа вюртцита), рассматриваем в модели Рашбы [10]; соответствующий гамильтониан имеет вид

$$H_{SQ} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k^2 - 2\mathbf{k}[\boldsymbol{\sigma}\times\mathbf{K}]\right), \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона, m^* — эффективная масса, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрица Паули, $\mathbf{K}$ — векторная константа спин-орбитальной связи, имеющая размерность волнового вектора и направленная по нормали к поверхности пластины (вдоль оси z).

Пусть наш двумерный образец освещается колеблющейся интерференционной картиной, интенсивность которой W зависит от координаты x и времени t

$$W = W_0\left[1 + m\cos(qx + \Theta\cos\Omega t)\right],$$

где m — контрастность картины, Ω и Θ — частота и амплитуда модуляции, q — волновой вектор интерференционной картины. Под действием такой засветки происходит фотогенерация электронов в зону проводимости со скоростью

$$g(x,t) = g_0\big[1 + h(x,t)\big],$$
$$h(x,t) = 1 + m\cos(qx + \Theta\cos\Omega t), \tag{2}$$

а скорость g_0 пропорциональна интенсивности W_0 с коэффициентом пропорциональности, зависящим от энергии фотона, квантового выхода и коэффициента поглощения света.

Фотоэлектроны с пространственно неоднородной концентрацией $n(x,t)$ индуцируют внутреннее электрическое поле $E_i(x,t)$, так что полное электрическое поле в образце $E(x,t) = E_0 + E_i(x,t)$, где E_0 — внешнее поле, приложенное вдоль оси x. Пара физических величин n и E_i описывается системой стандартных нелинейных уравнений [11,12]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\tau} + \frac{\varepsilon}{4\pi e}\frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = g_0[1 + h(x,t)], \tag{3}$$

$$\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial E}{\partial t} + j(x,t) = I(t), \tag{4}$$

где n — равновесная концентрация носителей тока, ε — диэлектрическая проницаемость, $I(t)$ — полная плотность тока (ток во внешней цепи), а $j(x,t)$ — плотность тока внутри образца вдоль направления электрического поля (оси x). Наличие спин-орбитальной связи (1) приводит к появлению дополнительного вклада в ток $j(x,t)$ [8,13,14], пропорционального плотности спинового момента $\boldsymbol{\rho}(x,t)$, который связан с магнитным моментом соотношением $\mathbf{M}(x,t) = \mu_{\mathrm{B}}\boldsymbol{\rho}(x,t)$:

$$j(x,t) = eD\frac{\partial n}{\partial x} + e\mu nE + \frac{e\hbar K}{m^*}\rho_y. \tag{5}$$

Здесь D — коэффициент диффузии, $\mu = eD/k_{\mathrm{B}}T$ — дрейфовая подвижность.

Уравнения (3), (4) следует дополнить уравнениями непрерывности для спинового момента $\boldsymbol{\rho}$. При наличии электрического поля вдоль оси x в системе происходит аккумуляция спинового момента, направленного вдоль оси y [5,14], в то время как спиновые компоненты ρ_x и ρ_z равны нулю. В результате исследуемого нами вращения спинового момента вдоль оси y не происходит. Поэтому необходимо некоторым внешним воздействием создать отличную от нуля компоненту ρ_z (либо ρ_x). Такие компоненты возникают либо вблизи контакта исследуемого образца с ферромагнетиком, либо при приложении внешнего магнитного поля H. Далее рассмотрим второй вариант — приложим внешнее магнитное поле вдоль оси z. Тогда уравнения движения спинового момента принимают вид

$$\frac{\partial \rho_x}{\partial t} = \omega_c\rho_y + D\frac{\partial^2\rho_x}{\partial x^2} + \mu E\frac{\partial \rho_x}{\partial x} - \frac{1}{\tau_s}\rho_x$$
$$+ 4DK\left(\frac{\partial \rho_z}{\partial x} + \frac{eE}{2k_{\mathrm{B}}T}\rho_z\right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho_y}{\partial t} = -\omega_c\rho_x + D\frac{\partial^2\rho_y}{\partial x^2} + \mu E\frac{\partial \rho_y}{\partial x} - \frac{1}{\tau_s}\rho_y$$
$$+ \frac{\hbar K}{m^*}\left(\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{eE}{k_{\mathrm{B}}T}n\right), \tag{7}$$

$$\frac{\partial \rho_z}{\partial t} = D\frac{\partial^2\rho_z}{\partial x^2} + \mu E\frac{\partial \rho_z}{\partial x} - \frac{2}{\tau_s}(\rho_z - \rho_{z0})$$
$$- 4D\left(\frac{\partial \rho_x}{\partial x} + \frac{eE}{2k_{\mathrm{B}}T}\rho_x\right), \tag{8}$$

где $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, $\rho_{z0} = \chi H/\mu_{\mathrm{B}}$ — равновесное значение спинового момента, χ — парамагнитная восприимчивость Кюри невырожденного электронного газа (рассматривается случай статистики Больцмана). Уравнения непрерывности для спинового момента при наличии спин-орбитального взаимодействия являются в настоящее время предметом интенсивного исследования [8,15–17]. В форме (6)–(8) они получены в [18] для модели прыжкового переноса (но в отсутствие магнитного поля). Важнейшим свойством этих уравнений является связь между спиновыми и электронными степенями свободы, описываемая последним членом правой части уравнения (7).

Таким образом, задача сведена к решению системы нелинейных уравнений (3), (4), (6)–(8) для пяти величин $n, E, \boldsymbol{\rho}$. В конечном итоге необходимо найти измеряемую величину — ток во внешней цепи $I(t)$. Решение будем искать посредством линеаризации этих уравнений, используя малость параметра m в (2) — контраста интерференционной картины [12].

2. Линеаризация уравнений

В нулевом приближении при $m = 0$ все искомые величины не зависят ни от координат, ни от времени, и решение уравнений (3)–(8) имеет вид

$$E^{(0)} = E_0, \quad n^{(0)} = n_0 + g_0\tau,$$
$$I^{(0)} = en^{(0)}\mu E_0 + \frac{\hbar\mu_{\mathrm{H}}K}{\tau_s}\rho_y^{(0)}, \tag{9}$$

$$\rho_s^{(0)} = \frac{1}{N}\left(\omega_c\tau_s\rho_{ac} + \frac{\xi}{2}\rho_{z0}\right), \tag{10}$$

$$\rho_y^{(0)} = \frac{1}{N}\left[\left(1 + \frac{\xi^2}{8}\right)\rho_{ac} + \frac{\xi}{2}\omega_c\tau_s\rho_{z0}\right], \tag{11}$$

$$\rho_z^{(0)} = \frac{1}{N}\left[(1 + \omega_c^2\tau_s^2)\rho_{z0} - \omega_c\tau_s\frac{\xi}{4}\rho_{ac}\right]. \tag{12}$$

Здесь

$$N = 1 + \frac{\xi^2}{8} + (\omega_c\tau_s)^2 \tag{13}$$

и введены обозначения: $\xi = E_0/E_c$, $E_c = k_{\mathrm{B}}TK/e$, $\rho_{ac} = \xi n^{(0)}\hbar K^2/e$. В отсутствие магнитного поля $\rho_y^{(0)} = \rho_{ac}$, так что величина ρ_{ac} представляет собой аккумулированный спиновый момент во внешнем электрическом поле (магнитоэлектрический эффект за счет спин-орбитальной связи). Физический смысл параметра E_c, имеющего размерность электрического поля, выяснен далее. Заметим, что полный магнитный момент за счет спин-орбитальной связи не совпадает по направлению с магнитным полем.

Перейдем теперь к исследованию поправок по малому параметру m. Для этого представим искомые величины в виде

$$E(x,t) = E_0 + \delta E(x,t), \quad n(x,t) = n^{(0)} + \delta n(x,t),$$
$$\boldsymbol{\rho}(x,t) = \boldsymbol{\rho}^{(0)} + \delta\boldsymbol{\rho}(x,t), \quad I(t) = I^{(0)} + \delta I(t).$$

Все поправочные величины δE, δn, $\delta\boldsymbol{\rho}$, δI обращаются в нуль при $m = 0$, что позволяет использовать итерационную процедуру при решении нелинейных уравнений [12]. Для этого перейдем в представление Фурье

$$\delta n(x,t) = \sum_{p,l=-\infty}^{\infty} \delta n_{p,l} \exp(ipX + ilT),$$

где $X = qx$, $T = \Omega t$ — безразмерные координата и время. Уравнения (3), (4), (6)–(8) при этом приобретают вид

$$(1 + i\Omega l\tau)\eta_{p,l} - \Omega\tau_M dplY_{p,l} = \frac{g_0\tau}{n^{(0)}}\,\frac{m}{2}\,J_l(\Theta)(\delta_{p,1}i^l + \delta_{p,-1}i^{-l}), \tag{14}$$

$$(1 + i\Omega l\tau_{\mathrm{M}})Y_{p,l} + \left(1 + i\,\frac{2\kappa}{\xi}\,p\right)\eta_{p,l} + \sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}\eta_{p',l'} + \frac{\gamma}{\xi}\,s_{y,p,l} = f_l\delta_{p,0}, \tag{15}$$

$$\left(1 + i\Omega l\tau_s + \kappa^2p^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\,p\right)s_{x,p,l} - i\kappa\,\frac{\xi}{2} \times \sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}p's_{x,p',l'} - \omega_c\tau_s s_{y,p,l} - \left(2ip\kappa + \frac{\xi}{2}\right)s_{z,p,l} - \frac{2\xi}{n^{(0)}}\,Y_{p,l}\rho_z^{(0)} - 2\xi\sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}s_{z,p',l'} = 0, \tag{16}$$

$$\left(1 + \frac{\gamma^2}{4} + i\Omega l\tau_s + \kappa^2p^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\,p\right)s_{y,p,l} - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}p's_{y,p',l'} + \omega_c\tau_s s_{x,p,l} + \frac{\gamma\xi}{4}\,(i\Omega\tau_{\mathrm{M}}Y_{p,l} - f_l\delta_{p,0}) = 0, \tag{17}$$

$$\left(2 + i\Omega l\tau_s + \kappa^2p^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\,p\right)s_{z,p,l} - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}p's_{z,p',l'} + \left(2ip\kappa + \frac{\xi}{2}\right)s_{x,p,l} + \frac{2\xi}{n^{(0)}}\,Y_{p,l}\rho_x^{(0)} + 2\xi\sum_{p',l'} Y_{p-p',l-l'}s_{x,p',l'} = 0. \tag{18}$$

Здесь $\tau_{\mathrm{M}} = \varepsilon/4\pi en^{(0)}\mu$ — максвелловское время релаксации, $J_l(\Theta)$ — функция Бесселя, а также введены безразмерные переменные

$$\kappa = \frac{q}{2K}, \quad d = \mu E_0 q\tau, \quad \eta = \frac{\delta n}{n^{(0)}}, \quad Y = \frac{\delta E}{E_0},$$
$$\mathbf{s} = \frac{\delta\boldsymbol{\rho}}{n^{(0)}}, \quad f = \frac{\delta I}{en^{(0)}\mu E_0}, \quad \gamma = \frac{\hbar}{Dm^*}. \tag{19}$$

Искомое выражение для тока f_l можно определить из этих уравнений с помощью условия сохранения внешнего потенциала на границах образца (в условиях отсутствия нагрузочного сопротивления) [12]

$$Y_{0,l} = 0. \tag{20}$$

Тогда из (15) находим выражение для безразмерной компоненты Фурье тока во внешней цепи

$$f_l = \sum_{p,l'} Y_{-p,l-l'}\eta_{p,l'} + \frac{\gamma}{\xi}\,s_{y,0,l}. \tag{21}$$

При разложении в ряд по малой контрастности картины m искомый ток f_l пропорционален m^2. Поэтому процедура итерации по малому параметру m требует определения величины компонент Фурье внутреннего поля $Y_{p,l}$ и концентрации фотоэлектронов $\eta_{p,l}$ с точностью до линейных вкладов по m, а спинового момента $s_{y,0,l}$ — до m^2. Линейные вклады (верхний индекс (1)) можно получить из уравнений (14)–(18):

$$(1 + i\Omega l\tau)\eta_{1,l}^{(1)} - \Omega\tau_{\mathrm{M}}dlY_{1,l}^{(1)} = \frac{g_0\tau}{n^{(0)}}\,\frac{m}{2}\,J_l(\Theta)i^l, \tag{22}$$

$$(1 + i\Omega l\tau_{\mathrm{M}})Y_{1,l}^{(1)} + \left(1 + i\,\frac{2\kappa}{\xi}\right)\eta_{1,l}^{(1)} + \frac{\gamma}{\xi}\,s_{y,1,l}^{(1)} = 0, \tag{23}$$

$$\left(1 + i\Omega l\tau_s + \kappa^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\right)s_{x,1,l}^{(1)} - \omega_c\tau_s s_{y,1,l}^{(1)} - \left(2i\kappa + \frac{\xi}{2}\right)s_{z,1,l}^{(1)} - 2\xi Y_{1,l}^{(1)}\,\frac{\rho_z^{(0)}}{n^{(0)}} = 0, \tag{24}$$

$$\left(1 + \frac{\gamma^2}{4} + i\Omega l\tau_s + \kappa^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\right)s_{y,1,l}^{(1)} + \omega_c\tau_s s_{x,1,l}^{(1)} + \frac{\gamma\xi}{4}\,i\Omega l\tau_{\mathrm{M}}Y_{1,l}^{(1)} = 0, \tag{25}$$

$$\left(2 + i\Omega l\tau_s + \kappa^2 - i\kappa\,\frac{\xi}{2}\right)s_{z,1,l}^{(1)} + \left(2i\kappa + \frac{\xi}{2}\right)s_{x,1,l}^{(1)} + 2\xi Y_{1,l}^{(1)}\,\frac{\rho_x^{(0)}}{n^{(0)}} = 0. \tag{26}$$

В линейном приближении по m отличны от нуля лишь компоненты с $p = \pm 1$. Выше записаны уравнения для $p = 1$, а компоненты с $p = -1$ можно получить из соотношений

$$Y_{p,l}(\Omega) = Y_{-p,l}^*(-\Omega), \quad Y_{p,l}(\Omega) = Y_{p,-l}(-\Omega). \tag{27}$$

Далее во избежание излишне громоздких формул будем полагать период интерференционной картины достаточно большим: $q \ll eE/k_{\mathrm{B}}T$ $(\kappa \ll \xi)$, что позволяет пренебрегать диффузионными процессами. Тогда решение уравнений (22)–(26) имеет вид

$$Y_{1,l}^{(1)} = -\frac{g_0\tau}{n^{(0)}}\,\frac{m}{2}\,J_l(\Theta)\,i'$$
$$\times \frac{1}{(1+i\Omega l\tau)\left(1+i\Omega l\tau_{\mathrm{M}}+\frac{\gamma}{\xi}\,\frac{A_{y,\beta,1,l}a_{\beta,1,l}}{Z_{1,l}}\right)+\Omega\tau_{\mathrm{M}}dl}, \tag{28}$$

$$s_{\alpha,1,l}^{(1)} = \frac{A_{\alpha,\beta,1,l}a_{\beta,1,l}}{Z_{1l}}\,Y_{1,l}^{(1)}. \tag{29}$$

Здесь $Z_{1,l}$ — определитель матрицы

$$\begin{pmatrix} 1+i\Omega l\tau_s - i\kappa\frac{\xi}{2} & -\omega_c\tau_s & -\frac{\xi}{2} \\ \omega_c\tau_s & 1+\frac{\gamma^2}{4}+i\Omega l\tau_s - i\kappa\frac{\xi}{2} & 0 \\ \frac{\xi}{2} & 0 & 2+i\Omega l\tau_s - i\kappa\frac{\xi}{2} \end{pmatrix}, \tag{30}$$

а $A_{\alpha,\beta,1,l}$ — ее алгебраические дополнения,

$$a_{x,1,l} = 2\xi\,\frac{\rho_z^{(0)}}{n^{(0)}}, \quad a_{y,1,l} = -\frac{i}{4}\,\Omega l\tau_{\mathrm{M}}\gamma\xi,$$
$$a_{z,1,l} = -2\xi\,\frac{\rho_x^{(0)}}{n^{(0)}}. \tag{31}$$

Искомое выражение для тока (21) принимает вид

$$f_1 = F(\Omega) + F^*(-\Omega) + \frac{\gamma}{\xi}\,s_{y,0,1}, \tag{32}$$

$$F(\Omega) = -i\left(\frac{g_0\tau m}{2n^{(0)}}\right)^2\frac{\Theta}{2}$$
$$\times\frac{(1+i\Omega\tau)\left[2+i\Omega\tau_{\mathrm{M}}+\frac{\gamma}{\xi}\left(\frac{A_{y,\beta,1,1}a_{\beta,1,1}}{Z_{1,1}}+\frac{A_{y,\beta,-1,0}a_{\beta,-1,0}}{Z_{-1,0}}\right)\right]}{\left(1+\frac{\gamma}{\xi}\,\frac{A_{y,\beta,-1,0}a_{\beta,-1,0}}{Z_{-1,0}}\right)\left[(1+i\Omega\tau)\left(1+i\Omega\tau_{\mathrm{M}}+\frac{\gamma}{\xi}\,\frac{A_{y,\beta,1,1}a_{\beta,1,1}}{Z_{1,1}}\right)+\Omega\tau_{\mathrm{M}}d\right]}. \tag{33}$$

Здесь мы ограничились анализом первой временно́й гармоники тока $l = 1$, при этом рассматриваем предел малой амплитуды модуляции интерференционной картины $\Theta \ll 1$. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия $(\xi \to \infty)$ выражение для тока (32), (33) согласуется с результатом работы [12] и описывает резонансное возбуждение волн перезарядки ловушек и дрейфовых волн.

Теперь обсудим вклад в ток (32) от слагаемого $\gamma s_{y,0,1}/\xi$, обусловленного наличием спин-орбитального взаимодействия. Как показывает анализ уравнений (16)–(18) для спинового момента в пространственно однородном случае $p = 0$, величина $s_{y,0,l}$ в квадратичном приближении по контрастности картины m имеет полюсную структуру, совпадающую со структурой выражения для $F(\Omega)$ (33). При этом вклад в ток от слагаемого $\gamma s_{y,0,1}/\xi$ по сравнению с (33) имеет дополнительный множитель $\gamma^2 = \hbar^2/(\tau k_{\mathrm{B}}T)^2$, который далее полагаем малым. Вследствие этого в дальнейшем данный вклад опускаем, а соответствующее ему громоздкое выражение не записываем.

Спин-орбитальное взаимодействие оказывает наиболее сильное влияние на ток в том случае, если частота Ω и волновой вектор q интерференционной картины выбраны таким образом, что детерминант $Z_{1,1}$ в (33) принимает минимальное значение. Соответствующие полюсы определяют спектр собственных мод — волн перемагничивания спинов. Исследованию дисперсионного соотношения таких колебаний посвящен следующий раздел.

3. Волны перемагничивания спинов

Согласно (30), условие обращения в нуль детерминанта $Z_{1,1}$ в отсутствие магнитного поля при $\omega_c = 0$ происходит на частотах

$$\Omega_\pm(q) = \frac{1}{2\tau_s}\left(\kappa\xi \pm \sqrt{\xi^2-1}+3i\right)$$
$$= \mu Eq \pm \frac{\sqrt{\xi^2-1}}{2\tau_s} + i\,\frac{3}{2\tau_s}, \tag{34}$$

которые определяют спектр собственных мод волн перемагничивания спинов в условиях наличия пространственной дисперсии (при $q \neq 0$). Это равенство показывает, что параметр E_c представляет собой минимальное электрическое поле $(\xi = 1)$, при котором наступает вращение магнитного момента в плоскости xz. При меньших значениях электрического поля, когда $\xi < 1$, эти моды имеют релаксационный характер.

Такие волны обладают высокой добротностью в пределе сильного электрического поля, когда $\xi \gg 1$, а дисперсионное соотношение (34) принимает простой вид

$$\Omega_\pm(q) = \mu E_0(q \pm 2K) + i\,\frac{3}{2\tau_s}. \tag{35}$$

Если константа спин-орбитальной связи $K \approx 10^6\,\mathrm{cm}^{-1}$ [8,19,20], то при комнатной температуре $E_c \approx 10^4\,\mathrm{V/cm}$, а условие высокой добротности $\xi \gg 1$ выполняется во внешнем электрическом поле, существенно превышающем эту величину. При этом собственные моды представляют собой две бегущие со скоростью μE волны вектора спинового момента, вращающегося в плоскости xz. В движущейся системе координат при $q > 2K$ они циркулярно поляризованы в разные стороны (при произвольных значениях ξ поляризация имеет эллиптический характер). По мере уменьшения волнового вектора q в точке $q = 2K$ частота Ω_- обращается в нуль, и эта мода превращается в статическую структуру вращающегося в пространстве спинового момента с периодом π/K. Направление циркулярной поляризации обеих мод совпадает. В пространственно однородной ситуации при $q=0$ обе моды вырождены и представляют собой вращение однородного вектора спинового момента в плоскости xz [8].

4. Влияние спин-орбитального взаимодействия на ток

Приступим теперь к детальному обсуждению частотной зависимости тока, определяемой соотношением (33). С учетом условия $\kappa\xi \gg 1$ выражение для детерминанта $Z_{1,1}$ (30) имеет вид

$$Z_{1,1} = i\tau_s^2 \frac{\kappa\xi}{2}\left[(\Omega-\Omega_+)(\Omega-\Omega_-)-\omega_c^2\right]. \tag{36}$$

Величину $Z_{-1,0}$ можно определить из соотношения $Z_{-1,0}=Z_{1,1}^*$ $(\Omega=0)$.

В используемом нами пределе сильного электрического поля $\xi \gg 1$ выражения для стационарного магнитного момента (10)–(12) можно записать в виде

$$\frac{\rho_x^{(0)}}{n^{(0)}} \cong \frac{4\hbar\omega_c}{k_\mathrm{B}T\xi}, \quad \frac{\rho_y^{(0)}}{n^{(0)}} \cong \frac{\gamma\xi}{4}, \quad \frac{\rho_z^{(0)}}{n^{(0)}} \cong -\frac{\hbar\omega_c}{2k_\mathrm{B}T}. \tag{37}$$

В этих приближениях величина $A_{y,\beta,1,1}a_{\beta,1,1}/Z_{1,1}$, входящая в (33), принимает вид

$$\frac{A_{y,\beta,1,1}a_{\beta,1,1}}{Z_{1,1}} = \frac{\frac{\hbar\omega_c^2\xi}{k_\mathrm{B}T\tau_s} - \Omega\tau_\mathrm{M}\frac{\gamma}{2\kappa}(\Omega-\Omega_+)(\Omega-\Omega_-)}{(\Omega-\Omega_+)(\Omega-\Omega_-)-\omega_c^2}. \tag{38}$$

Ограничиваемся случаем не слишком сильного магнитного поля, когда $\hbar\omega_c \ll k_\mathrm{B}T$, и отбрасываем все монотонные по частоте поправки по ω_c. В результате имеем

$$F(\Omega) = i\Theta\left(\frac{g_0\tau m}{2n^{(0)}}\right)^2 \times \frac{1+i\Omega\tau_\mathrm{M}/2}{\tau\tau_\mathrm{M}(\Omega-\Omega_1)(\Omega-\Omega_2)+\frac{\varepsilon_K}{k_\mathrm{B}T}\frac{\omega_c^2(1+i\Omega\tau)}{(\Omega-\Omega_+)(\Omega-\Omega_-)}}. \tag{39}$$

Здесь $\varepsilon_K = 4\hbar^2K^2/m^*$ и

$$\Omega_{1,2} = \frac{1}{2}\left[\frac{d}{\tau}+i\left(\frac{1}{\tau}+\frac{1}{\tau_\mathrm{M}}\right)\right] \pm\sqrt{\frac{1}{4}\left[\frac{d}{\tau}+i\left(\frac{1}{\tau}+\frac{1}{\tau_\mathrm{M}}\right)\right]^2+\frac{1}{\tau\tau_\mathrm{M}}} \tag{40}$$

являются собственными модами волн пространственного заряда [12,21]. В обычно реализующемся в эксперименте случае $\tau \ll \tau_\mathrm{M}$ (время жизни фотоэлектронов меньше времени максвелловской релаксации), и

$$\Omega_1 \cong \frac{1}{\tau}(d+i) = \mu E_0 q + \frac{i}{\tau} \tag{41}$$

есть частота дрейфовой моды, а

$$\Omega_2 \cong -\frac{1}{\tau_\mathrm{m}(d+i)} \tag{42}$$

— частота волн перезарядки ловушек. Обе эти моды обладают высокой добротностью при выполнении условия $d \gg 1$.

Согласно (39), волны перемагничивания спинов оказывают наиболее сильное влияние на величину тока в том случае, если их частота $\Omega_\pm$ близка к одной из частот волн плотности заряда $\Omega_{1,2}$. Ввиду того что групповая скорость волн перезарядки спинов (35) совпадает с групповой скоростью дрейфовых волн (41), частота Ω_1 сильно отличается от $\Omega_\pm$ при любых значениях волнового вектора q. Поэтому для обнаружения влияния спин-орбитального взаимодействия на частотную зависимость тока наиболее актуальна область значений волнового вектора, когда частота волн перезарядки ловушек Ω_2 близка к $\Omega_\pm$, а колебания интерференционной картины происходят с частотой, не сильно отличающейся от Ω_2, т. е. $\Omega \approx 1/\tau_\mathrm{M}d$. В этой области частот $\Omega\tau \ll 1$, $\Omega\tau_\mathrm{M} \ll 1$, и выражение для тока (39) принимает вид

$$F(\Omega) = i\Theta\left(\frac{g_0\tau m}{2n^{(0)}}\right)^2 \frac{1}{\tau_\mathrm{M}d(\Omega-\Omega_2)+\frac{\varepsilon_K}{k_\mathrm{B}T}\frac{\omega_c^2}{(\Omega-\Omega_+)(\Omega-\Omega_-)}}. \tag{43}$$

Основной вклад в ток (43) дает область частот вблизи собственной частоты волн перезарядки ловушек, $\Omega \approx \Omega_2$. С другой стороны, $\Omega_\pm > \tau_s^{-1} \gg \Omega_2$. Поэтому во втором слагаемом знаменателя в правой части (43) можно положить $\Omega = 0$. В результате выражение для частотной зависимости тока принимает простой вид

$$\delta I_1(\Omega) = -ien^{(0)}\mu E_0\Theta\left(\frac{g_0\tau m}{2n^{(0)}}\right)^2\frac{1}{\tau_\mathrm{M}d} \times\left[\frac{1}{\Omega-\Omega_r-i\Gamma}+\frac{1}{\Omega+\Omega_r-i\Gamma}\right]. \tag{44}$$

Здесь

$$\Omega_r = \frac{1}{\tau_\mathrm{M}d}\left[1+\frac{2(\kappa-1)}{\xi^2(\kappa-1)^2+9}(\omega_c\tau_s)^2\frac{\varepsilon_K}{k_\mathrm{B}T}\right] \tag{45}$$

есть резонансная частота, при которой реализуется максимум частотной зависимости переменного тока через образец, а

$$\Gamma = \frac{1}{\tau_\mathrm{M}d^2}\left[1+\frac{12(L_DK)^2}{\xi^2(\kappa-1)^2+9}(\omega_c\tau_s)^2\frac{\varepsilon_K}{k_\mathrm{B}T}\right] \tag{46}$$

представляет собой затухание, описывающее ширину этого резонансного пика, $L_D=\sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина. В соотношениях (45), (46) в несингулярных членах положено $\kappa = 1$ $(q=2K)$, так как спин-орбитальное взаимодействие вносит существенный вклад лишь вблизи такого значения волнового вектора. Выражение для $\delta I_1(\Omega)$ (44) в отсутствие спин-орбитальной связи (при $\kappa \to \infty$) совпадает с результатом, полученным в работах [22,23].

5. Обсуждение полученных результатов

Основным результатом настоящей работы является теоретическое описание нового типа собственных мод в проводящих парамагнитных веществах со спин-орбитальным взаимодействием — волн перемагничивания спинов. Физической причиной возникновения таких колебаний является вращение спинового магнитного момента во внешнем электрическом поле вокруг оси, перпендикулярной направлению электрического поля и нормали к поверхности двумерной системы [8,9]. При наличии пространственной дисперсии волны перемагничивания спинов представляют собой комбинацию дрейфового движения и вращения магнитного момента, причем их групповая скорость равна групповой скорости дрейфовой волны электронов μE_0. Однако следует отметить, что такое совпадение дрейфовых скоростей электронов и спинов имеет место лишь в пределе слабой спин-орбитальной связи, когда $Kl \ll 1$, где l — длина свободного пробега электронов. Лишь при выполнении этого условия справедливы уравнения для спинового момента (6)–(8).

При экспериментальном исследовании волн перемагничивания спинов нужно иметь в виду, что такие колебания существуют при условии наличия компоненты спинового момента, лежащей в плоскости xz. Это означает, что для их реализации необходимо наличие внешнего магнитного поля, лежащего в этой плоскости, так как аккумулированный спиновый момент направлен вдоль оси y и не принимает участия в формировании подобных колебаний.

Возбуждение волн перемагничивания спинов можно осуществлять переменным магнитным полем, направленным вдоль оси y, а экспериментально обнаруживать их посредством измерения частотной зависимости магнитной проницаемости. Однако такой метод позволяет возбудить лишь пространственные однородные колебания [9]. В настоящей работе предложен способ возбуждения пространственно неоднородных волн с помощью освещения образца колеблющейся интерференционной картиной и измерения зависимости положения и ширины резонансного максимума переменного тока, протекающего через образец, от частоты Ω колебания интерференционной картины. В отсутствие спин-орбитальной связи резонанс ($\kappa \to \infty$ в (45)) наступает при частоте $\Omega = (d\tau_{\mathrm{M}})^{-1} = 4\pi e n^{(0)}/(\varepsilon q E_0 \tau)$, что соответствует дисперсионному соотношению волн перезарядки ловушек [24]. Включение спин-орбитального взаимодействия, согласно (45), приводит к деформации монотонной зависимости резонансной частоты от волнового вектора q интерференционной картины $\Omega \propto q^{-1}$ в окрестности точки $q = 2K$ ($\kappa = 1$). При измерении величины $q\Omega_r$ в зависимости от волнового вектора q за счет спин-орбитальной связи возникает аномалия вблизи точки $q = 2K$, причем максимальное отклонение дисперсионной зависимости резонансной частоты от константы в окрестности этой точки равно $(\omega_c \tau_s)^2 \varepsilon_K/(k_{\mathrm{B}} T \xi)$.

Одновременно спин-орбитальное взаимодействие влияет на ширину резонансного пика в окрестности этой точки. Для волнового вектора вдали от $q = 2K$ добротность процесса $Q = \Omega_r/\Gamma = d$. В точке же $q = 2K$

$$Q = d\left[1 + (L_D K)^2 (\omega_c \tau_s)^2 \frac{4\varepsilon_K}{3k_{\mathrm{B}} T}\right] \tag{47}$$

— добротность падает за счет спин-орбитальной связи. Это в принципе позволяет экспериментально установить величину константы спин-орбитальной связи K посредством измерения положения и ширины резонансного пика частотной зависимости тока как функции периода интерференционной решетки $2\pi/q$.

Список литературы

[1] H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H. Schoenherr, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **87**, 016 601 (2001).
[2] E.I. Rashba, A.L. Efros. Phys. Rev. Lett. **91**, 126 405 (2003).
[3] J.M. Kikkawa, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
[4] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature **417**, 153 (2002).
[5] V.M. Edelstein. Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
[6] J.E. Hirsch. Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
[7] T. Damker, V.V. Bryksin, H. Boettger. Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 84 (2003).
[8] T. Damker, H. Boettger, V.V. Bryksin. Phys. Rev. B **69**, 205 327 (2004).
[9] В.В. Брыксин. ЖЭТФ **127**, 353 (2005).
[10] Е.И. Рашба. ФТТ **2**, 1224 (1960).
[11] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics **22**, 949 (1979).
[12] В.В. Брыксин, Б. Кляйнерт, М.П. Петров. ФТТ **45**, 1946 (2003).
[13] C. Zhang, Z. Ma. Phys. Rev. B **71**, 121 307 (2005).
[14] V.V. Bryksin, P. Kleinert. Phys. Rev. B **73**, 165 313 (2006).
[15] E.G. Mishchenko, A.V. Shitov, B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **93**, 226 602 (2004).
[16] O. Bleibaum. Phys. Rev. B **69**, 205 202 (2004).
[17] K. Nomura, J. Sinova, T. Jungwirth, Q. Niu, A.H. Mac Donald. Phys. Rev. B **71**, 041 304 (2005).
[18] V.V. Bryksin, H. Boettger, P. Kleinert. Phys. Rev. B **74**, 235 202 (2006).
[19] T.V. Shahbazyan, M.E. Raikh. Phys. Rev. Lett. **73**, 1408 (1994).
[20] L.W. Molenkamp, G. Schmidt, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B **64**, 121 202(R) (2001).
[21] M.P. Petrov, V.V. Bryksin, A. Emgrunt, M. Imlau, E. Kraetzig. J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1529 (2005).
[22] В.В. Брыксин, М.П. Петров. ФТТ **44**, 1785 (2002).
[23] В.В. Брыксин, М.П. Петров. ФТТ **42**, 1806 (2000).
[24] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **6**, 572 (1972).