

Спиновый эффект Холла в полупроводниковых структурах с пространственно неоднородной спиновой релаксацией

© И.Н. Горбатый[¶]

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
124498 Зеленоград, Россия

(Получена 13 января 2009 г. Принята к печати 16 января 2009 г.)

Рассмотрен примесный (extrinsic) спиновый эффект Холла в образцах с зависящим от координаты временем спиновой релаксации. Показано, что в этом случае спиновый эффект Холла приводит не только к пространственному разделению электронов с различными спиновыми проекциями, но и к генерации спина определенного направления, так что при протекании тока становится отличным от нуля суммарный спиновый момент образца. Рассмотрены двухслойная структура с различающимися в слоях временами спиновой релаксации, а также однородный образец с линейным законом поверхностной спиновой релаксации. Получено выражение для эффективного времени спиновой релаксации, определяющего распределение спиновой поляризации в тонких пленках. Показано, что если толщина пленки составляет несколько диффузионных спиновых длин, то возможна однородная спиновая поляризация, параллельная плоскости пленки.

PACS: 73.43.Cd, 72.15.Gd, 72.25.Dc, 72.25.Pn, 72.25.Rb

1. Введение

В полупроводниках и металлах электроны с противоположными спинами имеют тенденцию рассеиваться на примесях в противоположных направлениях. Такое асимметричное рассеяние обусловлено спин-орбитальным взаимодействием и при протекании тока приводит к пространственному разделению электронов с различными спиновыми проекциями [1–3]. Этот эффект, называемый сегодня примесным (extrinsic) спиновым эффектом Холла (СЭХ), обнаружен экспериментально [4–7] и изучен теоретически [1–3,8,9].

При классическом СЭХ [1–4] происходит аккумуляция спина противоположного направления на противоположных краях образца, однако его суммарный спиновый момент остается равным нулю. Вместе с тем известны эффекты, приводящие не только к перераспределению спиновой поляризации, но и к генерации в образце спина определенного направления, например воздействие внешнего магнитного поля, облучение светом с круговой поляризацией, инжекция спин-поляризованных носителей из контактов. Далее показано, что спиновая генерация возможна и при примесном СЭХ, если время спиновой релаксации распределено пространственно неоднородно в поперечном сечении образца.

2. Основные уравнения

Как и в работах [1,10], будем исходить из следующих феноменологических уравнений:

$$\frac{\mathbf{J}}{e} = \mu n \mathbf{E} + D \nabla n + \gamma \mu [\mathbf{E} \mathbf{P}] + \gamma D \text{rot } \mathbf{P}, \quad (1)$$

$$q_{ij} = -\mu E_i P_j - D \frac{\partial P_j}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} \left(\gamma \mu n E_k + \gamma D \frac{\partial n}{\partial x_k} \right), \quad (2)$$

справедливых для кристаллов с центром инверсии. Здесь \mathbf{P} — вектор спиновой поляризации, проекция которого на произвольную ось z определяется формулой $P_z = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$, где n_{\uparrow} и n_{\downarrow} — концентрации электронов с противоположными знаками спиновой проекции на ось z , q_{ij} — компонента тензора плотности потока вектора \mathbf{P} (плотность потока j -компоненты вектора \mathbf{P} в i -направлении). Безразмерный коэффициент γ характеризует спин-орбитальное взаимодействие, которое предполагается слабым ($\gamma \ll 1$); вычисление параметра γ — задача микроскопической теории [2,8]. Остальные обозначения в формулах (1), (2) общепринятые: e — элементарный заряд, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, \mathbf{J} — вектор плотности тока электронов, μ и D — подвижность и коэффициент диффузии электронов, ε_{ijk} — антисимметричный единичный тензор третьего ранга.

В отсутствие центральной симметрии в уравнениях (1), (2) могут быть дополнительные члены, связанные с нечетным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением электронных состояний [11]. В частности, возможна однородная спиновая поляризация, индуцированная протекающим током [12,13].

Уравнения (1), (2) дополним уравнением непрерывности спинового тока [1,10]:

$$\frac{\partial P_j}{\partial t} + \frac{\partial q_{ij}}{\partial x_i} + \frac{P_j}{\tau_s} = 0, \quad (3)$$

в котором τ_s — время спиновой релаксации. Далее будем считать

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} = 0,$$

[¶] E-mail: I_N_Gorbatyi@mail.ru

что соответствует стационарному случаю и образцу в виде слоя

$$-\frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2},$$

неограниченного в x - и z -направлениях. Из уравнений Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0 \text{ и } \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$$

в этом случае следует:

$$\frac{\partial J_y}{\partial y} = \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0.$$

Учитывая, что на границах слоя $J_y = 0$, получим $J_y = 0$ в любой точке. Ось x направим параллельно вектору \mathbf{J} . Принимая также $E_z = 0$, представим уравнения (1)–(3) в виде:

$$\frac{J_x}{e} = \mu n E_x + \gamma \mu E_y P_z + \gamma D \frac{dP_z}{dy},$$

$$q_{yj} = -\mu E_y P_j - D \frac{dP_j}{dy} + \delta_z^j \gamma \mu n E_x,$$

$$D \frac{d^2 P_j}{dy^2} + \mu \frac{d}{dy} (E_y P_j) - \delta_z^j \gamma \mu E_x \frac{dn}{dy} = \frac{P_j}{\tau_s},$$

где δ_z^j — δ -символ Кронекера 2-го ранга. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия (при $\gamma = 0$) величины P_j , E_y и dn/dy в однородном образце равны нулю. Поэтому, рассматривая слабое спин-орбитальное взаимодействие ($\gamma \leq 1$) в линейном по γ приближении, пренебрежем в записанных выше уравнениях членами, пропорциональными $E_y P_j$, $\gamma (dn/dy)$ и $\gamma (dP_z/dy)$:

$$J_x = e \mu n E_x,$$

$$q_{yj} = -D \frac{dP_j}{dy} + \delta_z^j \gamma \mu n E_x, \quad (4)$$

$$D \frac{d^2 P_j}{dy^2} = \frac{P_j}{\tau_s}. \quad (5)$$

3. Ступенчатая зависимость времени спиновой релаксации от координаты

Рассмотрим образец со ступенчатой зависимостью времени спиновой релаксации от координаты y :

$$\tau_s = \begin{cases} \tau_1 & \text{при } y < 0, \\ \tau_2 & \text{при } y > 0. \end{cases} \quad (6)$$

На границе „раздела“ $y = 0$ будем считать, что спиновая поляризация и ее поток меняются непрерывно, а на свободных поверхностях $y = \pm(d/2)$ образца примем $q_{yj} = 0$, что означает отсутствие спиновой релаксации на поверхности. С учетом (4) такие граничные условия запишем в виде

$$D \frac{dP_j}{dy} \Big|_{y=\pm(d/2)} = \delta_z^j \gamma \mu n E_x. \quad (7)$$

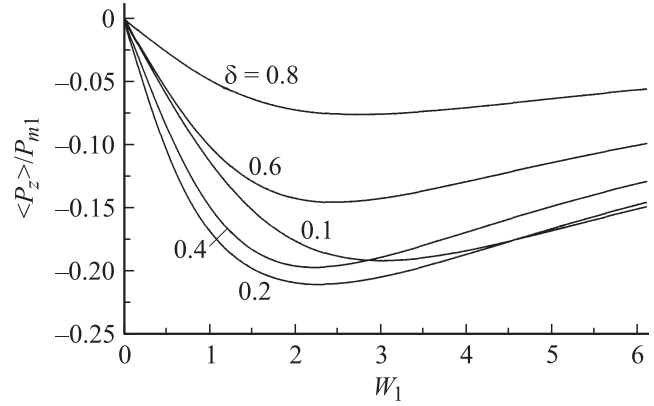


Рис. 1. Зависимости средней спиновой поляризации в двухслойном образце от толщины образца при различных $\delta = \sqrt{\tau_2 / \tau_1}$, указанных на рисунке.

Из уравнений (5), граничных условий (7) и условий сшивки значений P_z и q_{yz} при $y = 0$ следует: $P_x = P_y = 0$,

$$P_z = A_1 \exp \frac{-y}{L_1} + A_2 \exp \frac{y}{L_1} \text{ при } y < 0,$$

$$P_z = B_1 \exp \frac{-y}{L_2} + B_2 \exp \frac{y}{L_2} \text{ при } y > 0,$$

где $L_{1,2} = \sqrt{D\tau_{1,2}}$, а постоянные $A_{1,2}$, $B_{1,2}$ определяются системой линейных алгебраических уравнений, которая здесь не выписывается.

Нас будет интересовать среднее значение спиновой поляризации

$$\langle P_z \rangle = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} P_z dy :$$

$$\langle P_z \rangle = \frac{P_{m1}(\delta^2 - 1)(\alpha_1 - 1)(\alpha_2 - 1)}{W_1} \times \frac{(\alpha_2 + 1)(\alpha_1 - 1) + \delta(\alpha_2 - 1)(\alpha_1 + 1)}{(\alpha_2^2 - 1)(\alpha_1^2 + 1) + \delta(\alpha_2^2 + 1)(\alpha_1^2 - 1)}, \quad (8)$$

где $P_{m1} = \gamma \mu n E_x L_1 / D$, $\delta = L_2 / L_1 = \sqrt{\tau_2 / \tau_1}$, $\alpha_{1,2} = \exp(d/2L_{1,2})$, $W_1 = d/L_1$. Зависимость $\langle P_z \rangle$ от толщины образца при различных δ , рассчитанная по формуле (8), показана на рис. 1. Видно, что эта зависимость немонотонна с экстремумом при $W_1 = 2-3$.

Из формулы (8) следует, что в однородном образце ($\delta = 1$) средняя спиновая поляризация равна нулю, а в резко неоднородном (при $\delta = 0$)

$$\frac{\langle P_z \rangle}{P_{m1}} = -\frac{(\alpha_1 - 1)^2}{W_1(\alpha_1^2 + 1)}.$$

В этом случае максимальное значение модуля средней поляризации достигается при $W_1 \approx 3.0$ и примерно равно $0.2P_{m1}$.

Заметим, что в двухслойной полупроводниковой структуре с различными значениями времени спиновой релаксации в слоях будут различаться и другие параметры полупроводника, например концентрация легирующей примеси N и параметр спин-орбитального взаимодействия γ . Если область пространственного заряда на границе слоев существенно меньше толщины этих слоев и каждой из спиновых диффузионных длин, то в нашей модели нетрудно учесть и эти зависимости. Сложность моделирования состоит в том, что параметры γ , τ_s и N в слоях нельзя задавать независимо, а зависимости $\gamma(N)$ и $\tau_s(N)$ плохо изучены.

Основной целью проведенных в данном разделе расчетов явилась демонстрация того, что в структурах с пространственно неоднородным распределением времени спиновой релаксации (и/или параметра γ) возможно не просто перераспределение спиновой поляризации в сечении образца, как при обычном СЭХ, а генерация спиновой поляризации, в результате которой суммарный спиновый момент образца при протекании тока становится отличным от нуля.

4. Скорость поверхностной спиновой релаксации

В последние годы интенсивно изучались граничные условия в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием применительно к так называемому „собственному“ спиновому эффекту Холла [14–16]. При рассмотрении примесного спинового эффекта Холла в условиях слабого спин-орбитального взаимодействия обсуждаемые в работах [14–16] проблемы, видимо, не существенны. Оставляя открытым вопрос о механизмах поверхностной спиновой релаксации, примем аналогично [17] линейные граничные условия

$$q_{yj} = \mp q_{0,d} P_j \text{ при } y = \mp d/2, \quad (9)$$

где q_0 и q_d — скорости поверхностной спиновой релаксации при $y = -d/2$ и $y = d/2$, которые будем считать не зависящими от P_j . Граничные условия (9) аналогичны формулам, которые описывают поверхностную электронно-дырочную рекомбинацию. Однако поверхностная рекомбинация связана с наличием на поверхности полупроводников специфических центров захвата и рекомбинации электронов и дырок, тогда как о поверхностных механизмах спиновой релаксации сегодня почти ничего не известно. Тем не менее такое „спекулятивное“ введение скорости поверхностной спиновой релаксации может оказаться полезным, поскольку на этом пути могут быть получены теоретические результаты, допускающие экспериментальную проверку и позволяющие извлекать информацию о процессах спиновой релаксации на поверхности.

Заметим также, что зоны поверхностной спиновой релаксации можно создать искусственно, определенным

образом модифицируя тонкую приповерхностную область полупроводника, например посредством легирования. В этом случае скорость поверхностной спиновой релаксации можно определить так. Рассмотрим образец со ступенчатой зависимостью (6) τ_s от y . Один из слоев ($0 < y < d_2$ — назовем его приповерхностным) будем считать тонким по сравнению с „базовым“ слоем ($-d_1 < y < 0$). Средняя спиновая поляризация в приповерхностном слое равна

$$\langle P_{z2} \rangle = \frac{1}{d_2} \int_0^{d_2} P_z dy = \frac{D\tau_2}{d_2} \left(\left. \frac{dP_z}{dy} \right|_{y=d_2} - \left. \frac{dP_z}{dy} \right|_{y=0} \right).$$

Принимая равным нулю спиновый поток на свободной поверхности пластины при $y = d_2$, получим

$$q_{yz} = -D \frac{dP}{dy} + \gamma \mu n E_x = 0,$$

$$\langle P_{z2} \rangle = \frac{\tau_2}{d_2} \left(-D \left. \frac{dP_z}{dy} \right|_{y=0} + \gamma \mu n E_x \right) = \frac{\tau_2}{d_2} q_{yz} \Big|_{y=0}.$$

Полагая, что в приповерхностном слое $P_z(y) = P_z(0) \exp(y/L_2)$, найдем

$$\langle P_{z2} \rangle = P_z(0) \frac{L_2}{d_2} \left(\exp \frac{d_2}{L_2} - 1 \right).$$

Следовательно, граничное условие при $y = 0$ можно записать в виде

$$q_{yz} = q_0 P_z \Big|_{y=0},$$

где

$$q_0 = \frac{L_2}{\tau_2} \left(\exp \frac{d_2}{L_2} - 1 \right)$$

— скорость поверхностной спиновой релаксации.

5. Спин-концентрационный эффект в полупроводниковом слое

Далее будем рассматривать полупроводниковый образец в виде слоя, ограниченного поверхностями $y = 0$ и $y = d$. Граничные условия

$$q_{yj} = -q_0 P_j \Big|_{y=0}, \quad q_{yj} = q_d P_j \Big|_{y=d}$$

с учетом формул (4) перепишем в виде

$$D \frac{dP_j}{dy} - q_0 P_j - \delta_z^j \gamma \mu n E_x \Big|_{y=0} = 0,$$

$$D \frac{dP_j}{dy} + q_d P_j - \delta_z^j \gamma \mu n E_x \Big|_{y=d} = 0. \quad (10)$$

Из уравнений (5) и граничных условий (10) следует, что $P_x = P_y = 0$ и

$$P_z^*(Y) = \frac{P_z(Y)}{P_m} = \frac{Q_0 \operatorname{sh} Y - Q_d \operatorname{sh}(W - Y) + 2 \operatorname{sh}(W/2) \operatorname{sh}[Y - (W/2)]}{(Q_0 + Q_d) \operatorname{ch} W + (Q_0 Q_d + 1) \operatorname{sh} W}, \quad (11)$$

где $P_m = \gamma \mu n E_x L_s / D$, $L_s = \sqrt{D \tau_s}$, $Q_{0,d} = q_{0,d} L_s / D$, $W = d / L_s$, $Y = y / L_s$.

Нас будет интересовать среднее значение спиновой поляризации

$$\langle P_z \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d P_z dy = -\frac{1}{W} [Q_0 P_z(0) + Q_d P_z(d)].$$

Используя формулу (11), найдем

$$\frac{\langle P_z \rangle}{P_m} = \frac{2}{W} \frac{(Q_0 - Q_d) \operatorname{sh}^2(W/2)}{[(Q_0 + Q_d) \operatorname{ch} W + (Q_0 Q_d + 1) \operatorname{sh} W]}. \quad (12)$$

Проанализируем полученные результаты. При $q_0 = q_d = 0$ формула (11) принимает вид

$$P_z(Y) = P_m \frac{\operatorname{sh}[Y - (W/2)]}{\operatorname{ch}(W/2)} \quad (13)$$

и описывает обычный СЭХ. В тонких по сравнению с L_s образцах зависимость спиновой поляризации от координаты y близка к линейной. Граничная поляризация $P_z(d) = -P_z(0)$ в таких образцах ($W \ll 1$) дается формулой

$$P_z(d) \approx P_m \frac{W}{2} = \frac{\gamma \mu n E_x d}{2D}.$$

Поляризация $P_z(d)$ увеличивается с ростом W и при $W \gg 1$ стремится к постоянной величине $P_m = \gamma \mu n E_x L_s / D$. Таким образом, в тонких образцах СЭХ практически не реализуется, а в толстых образцах выражен только в приповерхностных слоях толщиной в несколько спиновых длин L_s . Заметим, что при $q_0 = q_d$, согласно формуле (12), средняя в сечении образца спиновая поляризация равна нулю.

В толстых образцах ($W \gg 1$) граничные концентрации $P_z(0)$ и $P_z(d)$ определяются формулами

$$P_z(0, d) = \mp \frac{P_m}{Q_{0,d} + 1}.$$

При $Q_0 \neq Q_d$ нарушается симметрия распределения $P_z(y)$ в сечении образца (рис. 2) и средняя поляризация $\langle P_z \rangle$ становится отличной от нуля.

Из формулы (13) следует, что величина средней поляризации $\langle P_z \rangle$ немонотонно зависит от толщины образца d (рис. 3). При малой толщине, когда

$$W \ll 1, \quad (Q_0 + Q_d)/(1 + Q_0 Q_d),$$

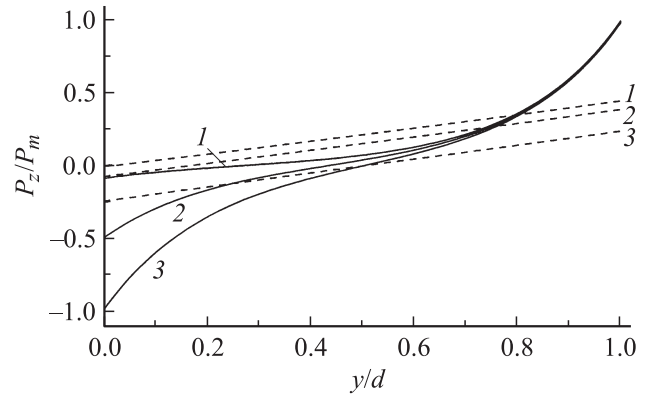


Рис. 2. Зависимости спиновой поляризации от координаты y при $Q_d = 0$, $W = 5$ (сплошные линии), $W = 0.5$ (штриховые линии) и различных значениях Q_0 : 1 — 10, 2 — 1, 3 — 0.

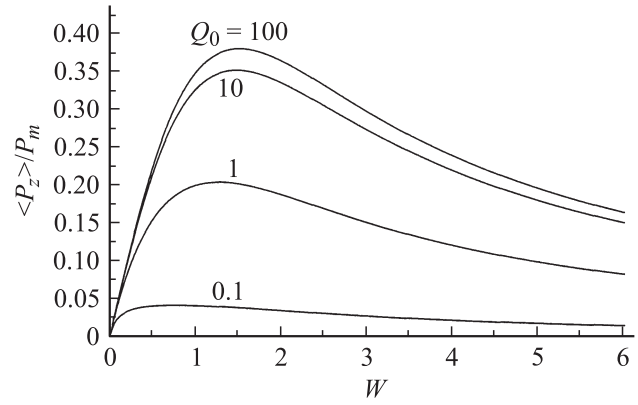


Рис. 3. Зависимости средней спиновой поляризации от толщины образца при $Q_d = 0$ и различных значениях Q_0 , указанных на рисунке.

средняя поляризация изменяется с ростом W линейно:

$$\frac{\langle P_z \rangle}{P_m} \approx \frac{W}{2} \left(\frac{Q_0 - Q_d}{Q_0 + Q_d} \right),$$

а при $W \gg 1$ величина $\langle P_z \rangle$ изменяется обратно пропорционально W :

$$\frac{\langle P_z \rangle}{P_m} \approx \frac{Q_0 - Q_d}{(Q_0 + 1)(Q_d + 1)W}.$$

Таким образом, в несимметричных ($q_0 \neq q_d$) образцах СЭХ сопровождается генерацией спиновой поляризации: среднее значение спиновой поляризации отлично от нуля. Спин-орбитальное взаимодействие в этом случае приводит к такому же эффекту, что и спиновая инжекция или фотоинжекция спин-поляризованных электронов. Причем сходство с однородной фотогенерацией усиливается еще и тем, что генерация спина однородна в направлении тока.

Эффект генерации спиновой поляризации в образцах с пространственно неоднородной спиновой релаксацией будем называть далее спин-концентрационным. Он в

определенном смысле похож на известный магнитоконцентрационный эффект Велькера [18–20]. Оба эффекта связаны с анизотропным дрейфом и поверхностной релаксацией, в результате которых происходит изменение средней в поперечном сечении образца спиновой поляризации (при спин-концентрационном эффекте) или средней концентрации электронно-дырочной плазмы (при магнитоконцентрационном эффекте).

6. Спин-концентрационный эффект в образце прямоугольного сечения

Рассмотрим образец прямоугольного поперечного сечения ($0 \leq y \leq d$, $0 \leq z \leq l$, рис. 4). Поверхностную спиновую релаксацию будем учитывать только на поверхности образца $z = 0$. Полагая, как и ранее, $\gamma \ll 1$, пренебрежем в выражениях для спиновых потоков членами, пропорциональными $E_y P_j$ и $E_z P_j$, γE_y , γE_z . Тогда уравнения непрерывности и граничные условия принимают вид:

$$D \frac{\partial^2 P_j}{\partial y^2} + D \frac{\partial^2 P_j}{\partial z^2} = \frac{P_j}{\tau_s}, \quad (14)$$

$$D \frac{\partial P_j}{\partial y} \Big|_{y=0,d} = \delta_z^j \gamma \mu n E_x,$$

$$D \frac{\partial P_j}{\partial z} - q_0 P_j + \delta_y^j \gamma \mu n E_x \Big|_{z=0} = 0,$$

$$D \frac{\partial P_j}{\partial z} + \delta_y^j \gamma \mu n E_x \Big|_{z=l} = 0. \quad (15)$$

Запишем решения уравнений (14), удовлетворяющие граничным условиям (15):

$$P_x = 0, \quad \frac{P_y}{P_m} = \frac{(\operatorname{ch} W_z - 1) \operatorname{ch} Z - (Q_0 + \operatorname{sh} W_z) \operatorname{sh} Z}{Q_0 \operatorname{ch} W_z + \operatorname{sh} W_z},$$

$$\frac{P_z}{P_m} = 2Q_0 \sum_k \frac{\lambda_k \Psi_k(Z) [\operatorname{sh}(\nu_k Y) - \operatorname{th}(\nu_k W_y/2) \operatorname{ch}(\nu_k Y)]}{\nu_k (\lambda_k^2 + Q_0^2) [\lambda_k W_z + \sin(\lambda_k W_z) \cos(\lambda_k W_z)]}, \quad (16)$$

где $\Psi_k(Z) = (Q_0/\lambda_k) \sin(\lambda_k Z) + \cos(\lambda_k Z)$, $\nu_k^2 = \lambda_k^2 + 1$, $Z = z/L_s$, $W_y = W = d/L_s$, $W_z = l/L_s$, а собственные числа λ_k являются решениями уравнения $\lambda \operatorname{tg}(\lambda W_z) = Q_0$. Заметим, что „продольная“ спиновая поляризация P_y не зависит от координаты y . Усредненная по сечению образца поляризация равна

$$\langle P_y \rangle_z = \frac{1}{l} \int_0^l P_y dz = \frac{-2Q_0 P_m \operatorname{sh}^2(W_z/2)}{W_z (Q_0 \operatorname{ch} W_z + \operatorname{sh} W_z)}. \quad (17)$$

Эта формула отличается лишь знаком (что понятно) от формулы (12) при $Q_d = 0$ и $W = W_z$. Средняя поляризация $\langle P_y \rangle_z$ не монотонно зависит от толщины образца (рис. 3) и увеличивается с ростом Q_0 . Такую продольную и однородную по ширине пленки спиновую поляризацию можно обнаружить оптическим способом [21], прикладывая внешнее магнитное поле, параллельное оси x .

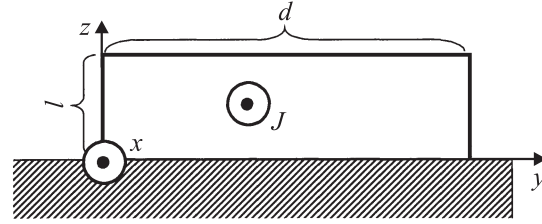


Рис. 4. Поперечное сечение образца на подложке и система координат x, y, z .

Анализируя формулу (16), заметим, что при $Q_0 = 0$ в правой части (16) отлично от нуля только первое слагаемое. Нетрудно показать, что в этом случае поляризация P_z не зависит от координаты z и определяется формулой (13). Таким образом, в отсутствие поверхностной спиновой релаксации поляризация образца описывается двумя одномерными распределениями:

$$P_z(Y) = P_m \frac{\operatorname{sh}[Y - (W_y/2)]}{\operatorname{ch}(W_y/2)},$$

$$P_y(Z) = -P_m \frac{\operatorname{sh}[Z - (W_z/2)]}{\operatorname{ch}(W_z/2)}.$$

Средняя в сечении образца спиновая поляризация в этом случае равна нулю.

При произвольном значении Q_0 из выражения (16) следует

$$\langle P_z \rangle_z = \sum_k \frac{2Q_0^2 [\operatorname{sh}(\nu_k Y) - \operatorname{th}(\nu_k W_y/2) \operatorname{ch}(\nu_k Y)]}{\lambda_k \nu_k W_z (\lambda_k^2 + Q_0^2) [\lambda_k W_z + \sin(\lambda_k W_z) \cos(\lambda_k W_z)]}.$$

В тонком образце, когда $W_z \ll Q_0 \ll (1/W_z)$, в этой формуле можно ограничиться первым слагаемым и представить $\langle P_z \rangle_z$ в виде

$$\langle P_z \rangle_z = \frac{\gamma \mu n E_x L_{\text{eff}}}{D} \operatorname{sh} \left(\frac{y}{L_{\text{eff}}} - \frac{d}{2L_{\text{eff}}} \right) / \operatorname{ch} \left(\frac{d}{2L_{\text{eff}}} \right),$$

где $L_{\text{eff}} = \sqrt{D\tau_{\text{eff}}}$,

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{q_0}{l}. \quad (19)$$

Формула (18) отличается от (13) лишь заменой времени спиновой релаксации τ_s на эффективное время спиновой релаксации τ_{eff} , зависящее от скорости поверхностной спиновой релаксации q_0 и толщины образца l .

7. Заключение

В заключение выразим надежду, что представленные результаты заинтересуют соответствующие группы экспериментаторов. Например, формулы (18), (19) можно проверить, например, на эпитаксиальных пленках из арсенида галлия [4,5], проводя измерения зависимости

$\langle P_z \rangle_z$ от u при различной толщине l пленки. Другой способ изменения эффективного времени спиновой релаксации состоит в изменении типа подложки, на которой находится исследуемая пленка. Представляет также интерес экспериментальное обнаружение однородной продольной спиновой поляризации (17) пленок толщиной в несколько диффузионных спиновых длин.

Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **13**, 467 (1971).
- [2] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett. A, **35**, 459 (1971).
- [3] J.E. Hirsch. Phys. Rev. Lett., **83**, 1834 (1999).
- [4] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Science, **306**, 1910 (2004).
- [5] V. Sih, W.H. Lau, R.C. Myers, V.R. Horowitz, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett., **97**, 096 605 (2005).
- [6] N.P. Stern, D.W. Steuerman, S. Mack, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Appl. Phys. Lett., **91**, 062 109 (2007).
- [7] S.O. Valenzuela, M. Tinkham. Nature, **442**, 176 (2006).
- [8] H.-A. Engel, B.I. Halperin, E.I. Rashba. Phys. Rev. Lett., **95**, 166 605 (2005).
- [9] H.-A. Engel, E.I. Rashba, B.I. Halperin. In: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Wiley, Chichester, 2007) v. 5, p. 2858; arXiv:cond-mat/0603306.
- [10] M.I. Dyakonov. Phys. Rev. Lett., **99**, 126 601 (2007).
- [11] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ФТТ, **13**, 3581 (1971).
- [12] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Письма ЖЭТФ, **27**, 640 (1978).
- [13] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин. Письма ЖЭТФ, **29**, 485 (1979).
- [14] O. Bleibaum. Phys. Rev. B, **74**, 113 309 (2006).
- [15] I. Adagideli, G.E. Bauer. Phys. Rev. Lett., **95**, 256 602 (2005).
- [16] Y. Tserkovnyak, B.I. Halperin, A.A. Kovalev, A. Brataas. Phys. Rev. B, **76**, 085 319 (2007).
- [17] H.A. Engel. Phys. Rev. B, **77**, 125 302 (2008).
- [18] H. Welker. Z. Naturforsch., **6a**, 184 (1951).
- [19] Г.Е. Пикус. ЖТФ, **26** (1), 22 (1956).
- [20] И.Н. Горбатый. ФТП, **18**, 137 (1984).
- [21] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett., **93**, 176 601 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

Spin Hall effect in semiconductor structures with spatially nonhomogeneous spin relaxation

I.N. Gorbatyi

Moscow Institute of Electronic Technology
(Technical University),
124498 Zelenograd, Russia

Abstract The extrinsic spin Hall effect in samples with coordinate-dependent spin relaxation time has been studied. Spin Hall effect resulted not only in a spatial separation of electrons of different spin projections, but also in the generation of a spin of a definite orientation, so that the total spin moment became non-zero under electrical current. The bilayer structure containing the two layers of distinct spin relaxation times, as well as the homogeneous sample with a linear trend of surface spin relaxation, have been studied. The equation for the effective spin relaxation time that determines the distribution of spin polarization in thin films has been derived. A homogeneous spin polarization that is parallel to the film plane was determined to be possible if the film is several spin-diffusion lengths thick.