

О ВОЗМОЖНОСТИ ОРИЕНТАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВ ТОКОМ

М. И. Дьяконов, В. И. Перель

Известно, что если поляризованный пучок электронов рассеивается на неполяризованной мишени, то спин-орбитальное взаимодействие приводит к асимметрии рассеяния относительно плоскости, содержащей направления спина и начального импульса [1]. С этой асимметрией связан так называемый аномальный эффект Холла [2 – 5]. При рассеянии неполяризованного пучка на неполяризованной мишени возникает пространственное разделение электронов с разными ориентациями спина благодаря тому, что отклонение скоррелировано со спином [6]. Преимущественное отклонение электронов с противоположными спинами происходит в противоположные стороны.

При протекании тока через проводник, вследствие многократного рассеяния носителей, должен появиться поток спина, перпендикулярный току и направленный из толщи проводника к периферии. В настоящей работе показано, что это приведет к накоплению спиновой ориентации у поверхности образца, которое будет ограничено спиновой релаксацией. В результате у поверхности образца с током должен существовать слой в котором спины электронов ориентированы (спиновый слой). Толщина спинового слоя определяется длиной спиновой диффузии.

С феноменологической точки зрения явление может быть описано следующим образом. Введем вектор спиновой плотности S и тензор плотности спинового потока $q_{\alpha\beta}$. Величина $q_{\alpha\beta}$ дает плотность потока β -компоненты спина в направлении α . Спиновая плотность S удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\frac{\partial S_{\beta}}{\partial t} + \frac{\partial q_{\alpha\beta}}{\partial x_{\alpha}} + \frac{S_{\beta}}{\tau_s} = 0, \quad (1)$$

где τ_s — время спиновой релаксации. Выражение для плотности спинового потока $q_{\alpha\beta}$ запишем в виде

$$q_{\alpha\beta} = -b_s E_{\alpha} S_{\beta} - d_s \frac{\partial S_{\beta}}{\partial x_{\alpha}} + \beta_s n \epsilon_{\alpha\beta\gamma} E_{\gamma}, \quad (2)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный единичный тензор третьего ранга, E — напряженность электрического поля, n — концентрация электронов. В выражении (2) мы ограничились членами, линейными по электрическому полю, спиновой плотности и ее первым производным¹⁾. Первый член

¹⁾ В уравнении (2) можно было бы дописать также обусловленные спин-орбитальным взаимодействием члены, содержащие выражения $E_{\beta} S_{\alpha}$, $\delta_{\alpha\beta} (E S)$, $\partial S_{\alpha} / \partial x_{\beta}$ и $\delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} S$, совместимые с законом преобразования тензора $q_{\alpha\beta}$. Однако эти члены не существенны в рассматриваемом эффекте и для простоты опущены.

в правой части уравнения (2) описывает снос спина электрическим полем, второй — спиновую диффузию, третий член описывает возникновение спинового потока в направлении, перпендикулярном полю, за счет спин-орбитального взаимодействия. Соответственно, коэффициенты b_s , d_s и β_s можно назвать спиновой подвижностью, спиновым коэффициентом диффузии и спиноэлектрическим коэффициентом.

Выражение для потока электронов q можно записать в виде

$$q = -b_n E - \beta[ES] - \delta \operatorname{rot} S.$$

Здесь первый член — обычный (b — подвижность), второй член ответствен за аномальный эффект Холла, третий член описывает своеобразный эффект, состоящий в том, что неоднородность спиновой плотности приводит к появлению тока. Оба последних члена в (3) обусловлены спин-орбитальным взаимодействием.

Коэффициенты β_s , β и δ , обозначенные греческими буквами, пропорциональны величине спин-орбитального взаимодействия. В невырожденном полупроводнике коэффициенты b_s и d_s совпадают с обычной подвижностью и коэффициентом диффузии $b_s = b$, $d_s = D$, а между коэффициентами β_s , β и δ , как можно показать, имеются следующие соотношения $\beta_s = \beta = e\delta/T$ (e — заряд электрона, T — температура в энергетических единицах). Заметим, что коэффициент β связан с коэффициентом аномального эффекта Холла R_M следующим образом $\beta = g\mu_0 e b^2 n^2 R_M$, где g и μ_0 — g -фактор и магнетон Бора.

Если единственной причиной спиновой ориентации является протекание тока, то спиновая плотность пропорциональна полю и в (2), (3) можно пренебречь членами вида (ES) . Тогда для стационарного режима из (1), (2) получим уравнение¹⁾:

$$\Delta S = \frac{1}{L_s^2} S, \quad (4)$$

где $L_s = \sqrt{d_s \tau_s}$ — спиновая диффузионная длина. Это уравнение следует дополнить граничным условием, выражающим равенство нулю спинового потока через поверхность. Согласно (2), получаем:

$$d_s \frac{\partial S}{\partial x_\nu} = \beta_s n [E \nu] \quad (5)$$

на поверхности образца. Здесь $\vec{\nu}$ — единичный вектор нормали к поверхности.

В случае круглого провода радиуса R , решая уравнение (4) находим

$$S_\phi = S_0 I_1(r/L_s) / I_1(R/L_s), \quad S_r = S_z = 0, \quad (6)$$

¹⁾ Учет членов, упомянутых в примечании 1, привел бы к появлению в левой части уравнения (4) малого члена, пропорционального $g \operatorname{grad} \operatorname{div} S$.

где I_1 — модифицированная функция Бесселя первого рода. Спиновая плотность на поверхности S_0 определяется выражением

$$S_0 = \frac{\beta_s r_s}{L_s} n E I_1(R/L_s) / I_1'(R/L_s). \quad (7)$$

Для толстого провода ($R \gg L_s$) находим

$$S_\phi = S_0 \exp(-x/L_s); \quad S_0 = \frac{\beta_s r_s}{L_s} n E. \quad (8)$$

Здесь $x = R - r$ — расстояние от поверхности. Очевидно, что формулы (8) справедливы вблизи поверхности массивного проводника любой формы. При $R \ll L_s$ имеем

$$S_\phi = S_0 r/R; \quad S_0 = \frac{\beta_s}{d_s} n E R. \quad (9)$$

Максимальная спиновая плотность достигается на поверхности толстого образца. Замечательно, что согласно формуле (8) величина S_0 не содержит малости, связанной со спин-орбитальным взаимодействием, так как r_s обратно пропорционально квадрату этого взаимодействия. Степень ориентации $P = S/n$ в спиновом слое по порядку величины может достигать отношения дрейфовой скорости электронов к скорости их беспорядочного движения. В полупроводниках это отношение может иметь заметное значение, и P может на много порядков превышать ориентацию, создаваемую магнитным полем тока.

Отметим, что как следует из формулы (3) плотность тока неоднородна по сечению провода. В спиновом слое она изменяется на малую величину порядка $\delta S_0 L_s^{-1}$.

Ориентация электронов в спиновом слое может быть обнаружена по парамагнитному резонансу, по возникающей вследствие эффекта Оверхаузера ядерной намагниченности и по изменению поверхностного импеданса, связанному с гиротропностью спинового слоя. В полупроводниках ориентация может привести к круговой поляризации люминесценции, возбуждаемой неполяризованным светом.

Магнитное поле, параллельное току, разрушит спиновую ориентацию если период прецессии спина в поле будет меньше, чем время спиновой релаксации.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР,

Поступила в редакцию
21 апреля 1971 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.

- [2] R.Karplus, J.M.Luttinger. Phys. Rev., 95, 1154, 1954; J.M.Luttinger. Phys. Rev., 112, 739, 1958.
- [3] J.Smith. Physica, 21, 877, 1955; 24, 39, 1958.
- [4] Л.Э.Гуревич, И.Н.Ясевич. ФТТ, 4, 2855, 1962; 5, 2620, 1963.
- [5] Ю.М.Каган, Л.А.Максимов. ФТТ, 7, 530, 1965.
- [6] Н.Мотт, Г.Месси. Теория атомных столкновений, М., Изд. Мир, 1969.
-