Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 6, с. 375 – 377 © 2014 г. 25 марта

Спиновый резонанс электронов проводимости в условиях спин-токовой инжекции

В. В. Устинов, Н. Г. Бебенин[1], И. И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2013 г.

В рамках феноменологического подхода исследовано влияние спиновой инжекции на спиновый резонанс электронов проводимости в немагнитном полупроводнике. Рассмотрена зависимость поглощаемой при резонансе мощности от частоты, g-фактора и направления магнитного поля. Показано, что измерение мощности, поглощаемой неравновесными спин-поляризованными носителями в условиях резонанса, может служить методом исследования спиновой инжекции.

DOI: 10.7868/S0370274X14060046

К настоящему времени опубликовано множество работ (см., например, обзоры [1–3]), посвященных исследованию инжекции спинов из ферромагнетика в немагнитный полупроводник. Причина подобного интереса заключается в том, что многие из предложенных приборов спинтроники основаны на инжекции спин-поляризованных носителей тока из ферромагнетика в полупроводник. Примеры такого рода устройств можно найти, например, в [2, 3]. Укажем также на работы [4, 5], в которых сообщается о наблюдении стимулированного излучения структурами типа ферромагнетик/n-InSb.

В настоящей работе анализируется влияние неравновесных спин-поляризованных носителей в немагнитном полупроводнике на мощность, поглощаемую носителями заряда в условиях ЭПР. Обнаружение спиновой инжекции само по себе является непростой задачей. Использование резонансных методик, например измерение мощности, поглощаемой свободными носителями заряда в немагнитном полупроводнике при резонансе, может оказаться одним из сравнительно простых методов исследования.

В представленных расчетах используется подход, развитый много лет назад в пионерской работе [6]. Рассмотрим электроны, которые движутся из ферромагнетика в полупроводник вдоль оси x системы координат. Граница полупроводник–ферромагнетик расположена при $x = 0$. Вторая граница, полупроводник–неферромагнитный металл, находится при $x = L$. Концентрация электронов в полупроводнике $n_0 = n_\uparrow + n_\downarrow$, где $n_\uparrow$ и $n_\downarrow$ – концентрации носителей тока с направлением спина по и против направления магнитного поля $\mathbf{H}$. Мы будем предполагать, что полупроводник является изотропным, концентрация электронов n_0 и их дрейфовая скорость $V_d = \mu E$ (где μ – подвижность, E – электрическое поле) не зависят от координаты x и ориентации спина.

Среднее значение z-компоненты спина электронов $S(t, x)$ внутри полупроводника определяется уравнением Блоха:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial j_S}{\partial x} = -\frac{S - S_0}{T_1}, \tag{1}$$

где $j_S(t, x)$ – поток z-компоненты спина в направлении x (для простоты записи мы не выписываем тензорные индексы), S_0 – равновесное значение S, T_1 – продольное время релаксации. В принятых приближениях поток спина дается выражением

$$J_S = V_d S - D\frac{\partial S}{\partial x}, \tag{2}$$

где D – коэффициент диффузии.

Считая процесс стационарным ($\partial S/\partial t = 0$), из (1), (2) получаем

$$L_S^2\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} - L_d\frac{\partial S}{\partial x} - S + S_0 = 0, \tag{3}$$

где $L_S = (DT_1)^{1/2}$, $L_d = V_d T_1$. Для простоты предположим, что спин электронов, покидающих полупроводник, равен равновесному, $S(x = L) = S_0$, и $L \gg L_S, L_d$. Тогда

$$S(x) = \beta \exp(-\alpha x) + S_0, \tag{4}$$

где $\alpha = \frac{\sqrt{L_d^2+4L_S^2}-L_d}{2L_S^2}$. Постоянная β определяется из граничных условий при $x = 0$. Если спин при $x = 0$

[1] e-mail: bebenin@imp.uran.ru

по каким-либо причинам не зависит от протекающего тока, то $\beta = S(0) - S_0$. Более естественной, однако, представляется ситуация, когда отличное от S_0 значение спиновой плотности появляется только при протекании тока. Простейшее предположение состоит в том, что при $x = 0$ поток j_S спина в полупроводнике пропорционален потоку j_s^F в ферромагнетике: $j_S = kj_S^F$, где $k \leq 1$, $j_S^F = V_d^F S^F$, а верхний индекс "F" показывает, что величины в этом равенстве относятся к ферромагнетику. Легко показать, что в данном случае $\beta = \frac{kj_S^F - V_d S_0}{V_d + \alpha D}$.

Найдем мощность P, поглощенную электронами в переменном электромагнитном поле с частотой ω, равной спиновому расщеплению зоны проводимости. Поглощенная электронами мощность пропорциональна интегралу от $S(x) = [n_\uparrow(x) - n_\downarrow(x)]/2$, взятому в пределах от 0 до L:

$$P = C\left|S_0 L + \frac{\beta}{\alpha}\right|. \tag{5}$$

Постоянная C может быть найдена из измерения сигнала ЭПР в отсутствие инжекции.

В слабом электрическом поле ($L_d \ll L_S$) и $\alpha = L_S^{-1}$. Тогда поглощенная мощность $P = C|S_0 L + \beta L_S|$. В случае выполнения противоположного неравенства (при $L_d \gg L_S$ и $\alpha = L_d^{-1}$) поглощенная мощность равна $P = C|S_0 L + \beta L_d|$. Очевидно, что мощность, поглощаемая полупроводником, зависит от напряженности электрического поля, действующего на образец.

В ферромагнетиках g-фактор положителен. Поэтому $S^F < 0$ и из ферромагнетика в полупроводник инжектируются носители преимущественно со спином, направленным противоположно $\mathbf{H}$. В полупроводнике g-фактор может быть как положительным (например, у Ge, Si), так и отрицательным (InSb и InAs). При $g > 0$ в нижней спиновой подзоне расположены электроны со спином "вниз", а в верхней – со спином "вверх". Если поляризация инжектированных электронов больше, чем поляризация в полупроводнике, то инжекция ведет к росту поглощаемой мощности. Однако в сильном магнитном поле, когда $\mu_\mathrm{B} g H \gg k_\mathrm{B} T$ (где μ_B – магнетон Бора), рост инжекции, напротив, ведет к уменьшению поглощения.

В материалах с отрицательным g-фактором в нижней спиновой подзоне расположены электроны со спином "вверх", а в верхней – электроны со спином "вниз", так что $S_0 > 0$. Очевидно, что в этом случае инжекция спин-поляризованных носителей из ферромагнетика в немагнитный полупроводник приводит к уменьшению поглощения СВЧ-излучения.

Электронный парамагнитный резонанс на электронах проводимости в полупроводниках изучался при низких температурах в различных частотных диапазонах, например, в работе [7] резонанс в n-InSb при $T = 1.4$ К наблюдался на частотах 9 и 35 ГГц, что соответствует полям 125 и 500 Э. Повышение частоты до ≈ 550 ГГц привело к увеличению резонансного поля до ≈ 5.5 кЭ [8]. Поскольку в этих экспериментах использовались кристаллы InSb с высокой подвижностью (порядка 10^5–10^6 см^2/(В·с)), дрейфовая скорость, фигурирующая в выписанных выше формулах, оказывается зависящей как от величины, так и от направления приложенного магнитного поля.

Пусть реализуется случай классического сильного магнитного поля: $\omega_c \tau \gg 1$ (где ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации импульса). В случае изотропного квадратичного спектра носителей подвижность не зависит от поля, если $\mathbf{H} \| \mathbf{j}_S$, однако при $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}_S$ она пропорциональна $(\omega_c \tau)^{-2}$. Следовательно, если магнитное поле направлено параллельно току, то как L_S, так и L_d от величины H не зависят. Если $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}_S$, то длина спиновой диффузии $L_S \sim 1/(\omega_c \tau)$, а $L_d \sim E/(\omega_c \tau)^2$, поскольку подвижность и коэффициент диффузии связаны соотношением Эйнштейна. При увеличении частоты переменного электромагнитного поля резонансное значение H увеличивается. Если при этом напряженность электрического поля в полупроводнике остается неизменной, величина α возрастает и, следовательно, влияние спиновой инжекции ослабевает. Если же фиксированным является ток через образец, то L_S с ростом частоты убывает, тогда как $L_d = V_d T_1$ не меняется. Следовательно, если при низкой частоте выполнялось неравенство $L_S > L_d$, при повышении ω это неравенство может смениться на обратное, $L_S < L_d$. Последнее ведет к усилению зависимости поглощенной мощности от величины электрического тока.

Таким образом, спиновая инжекция существенным образом влияет на мощность, поглощенную электронами проводимости полупроводника в условиях ЭПР. Величина эффекта (возрастание или убывание) зависит от знака g-фактора носителей в немагнитном полупроводнике. В случае сильных магнитных полей поглощенная мощность существенным образом зависит и от ориентации магнитного поля относительно направления спинового тока. Указанные выше особенности позволяют рассматривать ЭПР электронов проводимости в качестве одного из методов исследования спиновой инжекции.

Работа поддержана УрО РАН (проект # 12-Т-2-1011) и грантом НШ-6172.2012.2.

1. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
2. J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism: from Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (2006).
3. A. M. Bratkovsky, Rep. Prog. Phys. **71**, 026502 (2008).
4. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. В. Осипов, Письма в ЖЭТФ **86**, 221 (2007).
5. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская, О. Ф. Денисов, Письма в ЖЭТФ **84**, 84 (2006).
6. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ФТП **10**, 1177 (1976).
7. R. A. Isaacson, Phys. Rev. **169**, 312 (1968).
8. Е. М. Гершензон, М. С. Фогельсон, В. Я. Халитов, ФТП **16**, 1177 (1982).