

Рекомбинационный механизм спин-гальванического эффекта

© А.И. Грачев

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

E-mail: grach.shuv@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 5 февраля 2004 г.)

Рассматривается механизм спин-гальванического эффекта, при котором генерация тока происходит за счет разницы скорости спонтанных излучательных переходов носителей заряда с противоположно направленными спинами. Указанная асимметрия возникает в условиях пространственно однородной неравновесной спиновой ориентации термализованных электронов (дырок), которая может осуществляться любым из известных способов.

Недавно в работе [1] (см. также соответствующие ссылки в обзоре [2]) экспериментально наблюдалось явление, названное авторами спин-гальваническим эффектом (СГЭ). Его суть состоит в возникновении электрического тока в объемном полупроводнике (или гетероструктуре) в условиях создания неравновесной спиновой ориентации носителей заряда, осуществляемой, например, путем однородной оптической генерации [1]. Происхождение тока СГЭ связывалось [1] с асимметрией процесса рассеяния с переворотом спина для термализованных носителей заряда, имеющих противоположно направленные спины. Следует отметить, что СГЭ, обусловленный спин-зависимыми процессами рассеяния, рассматривался ранее в работах [3–5], причем в последней обсуждался эффект (наблюдавшийся позднее экспериментально [6]), обусловленный диффузией спинов, возникающей, в частности, при пространственно неоднородной оптической ориентации спинов носителей заряда.

В [2] отмечалось, что СГЭ выступает в качестве обратного (сопряженного) эффекту индуцируемой электрическим током спиновой поляризации носителей заряда, который было бы естественным назвать гальвано-спиновым эффектом (ГСЭ). ГСЭ теоретически рассматривался в работах [7,8], а еще раньше в [9], где он получил название „кинетический магнитоэлектрический эффект“ (отметим, что в [9] обсуждался также и сопряженный эффект, т.е. СГЭ). Во всех указанных работах возникновение спиновой поляризации связывалось с процессом спин-зависимого рассеяния носителей заряда. В то же время совсем недавно в работе [10] был теоретически описан механизм индуцируемой током спиновой поляризации, возникающей за счет асимметрии скоростей противоположно ориентированные спины. Исходя из аналогии с СГЭ и ГСЭ, обусловленными спин-зависимым рассеянием, естественно возникает вопрос о возможности реализации подобного рекомбинационного механизма в случае СГЭ.

В настоящей работе рассмотрена микроскопическая модель рекомбинационного механизма СГЭ, при котором генерация тока происходит за счет разницы ско-

ростей спонтанных излучательных переходов носителей заряда с противоположно направленными спинами. Указанная асимметрия излучательной рекомбинации возникает в условиях неравновесной спиновой ориентации электронов (или дырок), которая может осуществляться любым из известных на данный момент способов. Поскольку целью данной работы является лишь иллюстрация основных особенностей рекомбинационного механизма СГЭ, рассматриваемая модель не привязана к какому-либо конкретному объемному полупроводнику или полупроводниковой гетероструктуре.

Рассмотрим образец полупроводникового материала, симметрия которого допускает существование в гамилтониане, описывающем его энергетический спектр, линейных по волновому вектору \mathbf{k} членов, например типа

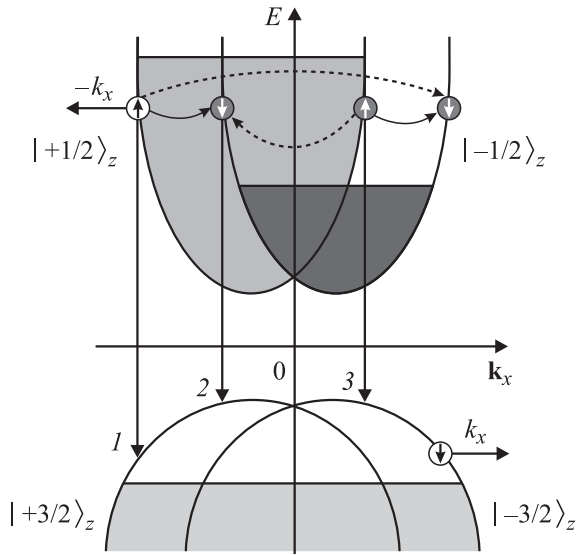
$$H_{c,v} = \beta_{zx}^{c,v} \sigma_z k_x, \quad (1)$$

где символами x и z обозначены соответствующие кристаллографические оси образца, σ_z — матрица Паули, а величины $\beta_{zx}^{c,v}$ связаны со спиновым расщеплением зоны проводимости и валентной зоны, возникающих за счет спин-орбитального взаимодействия. Симметрия объемного полупроводника или гетероструктуры, необходимая для существования членов, подобных (1), хорошо известна [11]. Введем в обсуждаемую модель рекомбинационного механизма ряд упрощающих предположений без существенных последствий для общности его рассмотрения.

1) Рассматривается вырожденный полупроводник p -типа, но при этом учитывается спиновая поляризация только электронов зоны проводимости, поскольку время спиновой релаксации последних (τ_s^e) предполагается существенно превышающим время спиновой релаксации дырок (τ_s^h).

2) Вблизи вершины валентной зоны преобладают состояния с проекцией углового момента $m_z = \pm 3/2$ (подзона тяжелых дырок).

3) Предполагается выполненным следующее соотношение в иерархии времен релаксации для электронов зоны проводимости: $\tau_p \ll \tau_e \ll \tau_r$, $\tau_s^e \ll \tau_{nr}$, где τ_p — время релаксации по импульсу, τ_e — время релаксации



Схематическое изображение зонной структуры и электронных переходов рассматриваемой микроскопической модели рекомбинационного механизма спин-гальванического эффекта. Излучательный переход 1 приводит к генерации тока СГЭ, переходы 2, 3 не вызывают генерации. Для сравнения с механизмом СГЭ, рассмотренным в [1], показаны также процессы рассеяния электронов с переворотом спина (изогнутые стрелки). Светлые кружки — фиктивная „дырка“ в зоне проводимости и реальная дырка в валентной зоне, вносящие противоположные по знаку вклады в рекомбинационную составляющую тока СГЭ.

по энергии, τ_r и τ_{nr} — времена излучательной и безызлучательной рекомбинации соответственно.

4) Спиновая ориентация электронов зоны проводимости осуществляется за счет межзонных оптических переходов, индуцируемых циркулярно поляризованным (лево-поляризованным) светом, распространяющимся вдоль оси z.

5) Оптические переходы осуществляются из состояний валентной зоны, лежащих ниже квазиуровня Ферми тяжелых дырок, в условиях освещения, при этом предполагается, что мы рассматриваем область достаточно низких температур.

6) Предполагается, что степень спиновой поляризации электронов, т. е. относительное заполнение спиновых s_+ - и s_- -ветвей (электронов с $s_z = \pm 1/2$) зоны проводимости, определяется главным образом соотношением между $\tau_s^e = \tau_s$ и $\tau_0 = \tau_r \tau_{nr} / (\tau_r + \tau_{nr}) \sim \tau_r$.

Схематическое изображение структуры зон, удовлетворяющей указанным выше условиям, представлено на рисунке. Там же показана асимметрия стационарного заполнения спин-расщепленных ветвей зоны проводимости неравновесными электронами (n_+ и n_-), возникающая в условиях указанного освещения. Для сравнения обсуждаемого механизма СГЭ с предложенным в [1] на рисунке кроме спонтанных излучательных переходов показаны также переходы, описывающие процессы рассея-

ния электронов с переворотом спина, вклады которых в спиновую релаксацию будем считать определяющими.

Излучательные переходы подчиняются тем же оптическим правилам отбора, что и прямые межзонные переходы, поэтому процесс излучательной рекомбинации является, так же как и указанное рассеяние, спин-зависимым. Как и в случае СГЭ, связанного со спин-зависимым рассеянием [1], рекомбинационный вклад в генерацию тока вносят электроны s_+ -ветви, лежащие выше квазиуровня Ферми для электронов s_- -ветви. При этом в отличие от [1] имеется только три типа излучательных переходов. Первые два, имеющие место для обеих ветвей (стрелки 2 и 3 на рисунке), вносят взаимно компенсирующиеся вклады в ток, поскольку после акта рекомбинации из электронного газа оказываются удаленными электроны с равными, но противоположно направленными волновыми векторами. Для переходов из s_+ -ветви, показанных на рисунке стрелкой 1, сопряженные переходы в s_- -ветви отсутствуют, поэтому процессы излучательной рекомбинации из указанной области будут сопровождаться (так же как и соответствующие процессы рассеяния [1]) генерацией тока j^r . Однако между вкладами в ток СГЭ, обусловленными рассеянием и рекомбинацией, имеются существенные различия, к обсуждению которых мы переходим.

В случае процесса рассеяния удаление электрона с данным значением $-k_x$ из рассматриваемой области s_+ -ветви (которое может быть описано как появление положительно заряженной фиктивной „дырки“ с тем же волновым вектром) сопровождается появлением электрона с вектором k_x в s_- -ветви. Вклады в ток указанной „дырки“ и электрона совпадают и по знаку, и по величине [1]. Акт излучательной рекомбинации того же самого электрона, во-первых, ведет к появлению аналогичной „дырки“ в электронном газе зоны проводимости; во-вторых, в результате рекомбинации из газа дырок валентной зоны удаляется уже реальная дырка с вектором $-k_x$, что в итоге приводит к появлению нескомпенсированного потока дырок с противоположно направленными волновыми векторами (см. рисунок). В отличие от механизма рассеяния вклады в рекомбинационный ток указанных фиктивных и реальных дырок будут иметь различные знаки. Следует отметить, что аналогичная ситуация имеет место и в случае тока циркулярного фотогальванического эффекта (ЦФГЭ) j^{ex} , генерируемого при межзонных переходах, где результирующий ток пропорционален величине средней суммарной скорости, равной [2]

$$|v_{\Sigma}^{ex}| = (2/\hbar)[(\beta_c m_e - \beta_v m_h)/(m_e + m_h)]. \quad (2)$$

Однако в отличие от j^{ex} выражение для средней суммарной скорости, определяющей величину j^r , будет иметь другой вид. Так, суммарная скорость носителей при акте рекомбинации, показанном на рисунке, равна

$$|v_{\Sigma}^r| = \hbar |k_x| (m_e^{-1} - m_h^{-1}) = \hbar |k_x| [(m_h - m_e)/m_e m_h]. \quad (3)$$

Общее выражение для тока рекомбинационного механизма в рамках рассматриваемой модели можно получить, используя уравнения баланса для концентрации неравновесных электронов n_+ и n_- со спином $+1/2$ и $-1/2$ соответственно. В соответствии с п. 6 в уравнениях баланса учтем только процессы излучательной рекомбинации и рассеяния электронов с переворотом спина

$$dn_+/dt = G_+ - (n_+/τ_r) - (n_+ - n_-)/τ_s, \quad (4)$$

$$dn_-/dt = (n_-/τ_r) + (n_+ - n_-)/τ_s, \quad (5)$$

где G_+ — скорость оптической генерации спин-поляризованных электронов. Из данной системы уравнений легко получить следующие выражения для n_+ и n_- :

$$n_+ = G_+ τ_r (τ_r + τ_s) (τ_s + 2τ_r)^{-1}, \quad (6)$$

$$n_- = G_+ τ_r^2 (τ_s + 2τ_r)^{-1}. \quad (7)$$

Для упрощения дальнейших вычислений предположим, что интенсивность света такова, что максимальное заполнение любой из спиновых ветвей неравновесными электронами не превосходит уровня энергии, определяемого точкой пересечения ветвей при $\mathbf{k} = 0$. Тогда, рассматривая процесс рекомбинации из обеих спиновых ветвей, нетрудно понять, что излучательные переходы из них происходят в среднем с волновым вектором, отвечающим соответствующему экстремуму данной спиновой ветви: $k_{\min} = \pm(m_e \beta_c / \hbar^2)$. Теперь, используя выражения (3), (6) и (7), а также то условие, что времена релаксации по импульсу для электронов и дырок примерно равны, легко получить

$$j^r \sim e(\beta_c / \hbar) G_+ \tau_p [(m_h - m_e) / m_h] \tau_s (\tau_s + 2\tau_r)^{-1}. \quad (8)$$

Целесообразно привести также выражение для j^{sc} , получаемое в рамках рассматриваемой модели,

$$j^{\text{sc}} \sim e(2\beta_c / \hbar) G_+ \tau_p \tau_r (\tau_s + 2\tau_r)^{-1}. \quad (9)$$

Отметим, что в выражениях для тока СГЭ реальных образцов необходим учет распределения носителей заряда в \mathbf{k} - и \mathbf{s} -пространствах.

Из (8) прежде всего видно, что, как и следовало ожидать, j^r будет максимальным в условиях существенного превышения скоростью рекомбинации скорости рассеяния, т.е. при $\tau_s \gg \tau_r$ (для j^{sc} ситуация, естественно, обратная).

В зависимости от соотношения между эффективными массами электронов и дырок знак j^r может быть различным (как совпадающим, так и отличающимся от знака тока j^{sc}). Это, естественно, может явиться причиной определенных затруднений при интерпретации результатов экспериментальных исследований СГЭ. При этом следует учесть еще одно различие между указанными механизмами генерации тока СГЭ.

В [1] подчеркивается тот факт, что при упругом рассеянии с переворотом спина ток j^{sc} не поляризован по спину, поскольку „дырка“ и электрон, возникающие в s_+ - и s_- -ветвях соответственно, имеют противоположно направленные спины. Хотя в случае рекомбинационного механизма реальная дырка в валентной зоне и фиктивная в зоне проводимости также имеют противоположные спины (причем для реальной дырки это проекция углового момента, отличающаяся по абсолютной величине от спина электронов зоны проводимости), суммарный ток j^r может оказаться спин-поляризованным. При этом знак поляризации, как и знак самого тока, может быть различным.

Таким образом, рекомбинационная составляющая тока СГЭ (как и ток ЦФГЭ) может рассматриваться в качестве источника тока спин-поляризованных носителей заряда. Одновременно с этим рекомбинационный механизм СГЭ может быть задействован и для детектирования тока спин-поляризованных носителей заряда. Действительно, процесс спин-зависимой излучательной рекомбинации термализованных носителей заряда, ведущий к генерации j^r (в гиротропной среде), сопровождается циркулярной поляризацией рекомбинационного излучения [12]. Как известно (см., например, [13]), измерение степени эллиптичности указанного излучения используется в так называемых spin-LED-детекторах (spin polarized light-emitting diode) для определения степени спиновой поляризации электрически инжектируемых носителей заряда. Переход от указанного оптического способа измерений к чисто электрическому (т.е. к измерению j^r) может обладать определенными преимуществами. При этом важно подчеркнуть, что отмечавшееся выше условие наиболее эффективной генерации рекомбинационного тока ($\tau_s \gg \tau_r$) согласуется со специфичным для спинтроники стремлением иметь как можно более длительное время спиновой релаксации носителей заряда.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена микроскопическая модель рекомбинационного механизма спин-гальванического тока, возникающего в условиях пространственно однородной неравновесной спиновой ориентации термализованных носителей заряда за счет разницы скорости спонтанных излучательных переходов носителей с противоположно направленными спинами. Показано, что данный механизм может быть использован как для генерации, так и для детектирования спин-поляризованных носителей заряда.

Список литературы

- [1] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Solinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature (London) **417**, 153 (2002).
- [2] S.D. Ganichev, W. Prettl. J. Phys.: Cond. Matter **15**, R 935 (2003).
- [3] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. Письма в ЖЭТФ **50**, 156 (1989).

- [4] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. *ЖЭТФ* **98**, 989 (1990).
- [5] Н.С. Аверкиев, М.И. Дьяконов. *ФТП* **17**, 629 (1983).
- [6] А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, М.И. Ткачук, В.Г. Флейшер. *Письма в ЖЭТФ* **40**, 464 (1984).
- [7] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер. *Письма в ЖЭТФ* **50**, 398 (1989).
- [8] V.M. Edelstein. *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [9] Л.С. Левитов, Ю.В. Назаров, Г.М. Элиашберг. *ЖЭТФ* **88**, 229 (1985).
- [10] A.G. Mal'shukov, K.A. Chao. *Phys. Rev. B* **65**, 241 308 (2002).
- [11] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*. Springer, Berlin (1997).
- [12] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971).
- [13] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Wang, L.W. Molenkamp. *Nature (London)* **402**, 787 (1999).