

26. Джиоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997)
27. Paillard M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1634 (2001)
28. Kalevich V K et al. *ФТТ* **41** 871 (1999)
29. Erlingsson S I, Nazarov Yu V, Fal'ko V I *Phys. Rev. B* **64** 195306 (2001)
30. Merkulov I A, Efros Al L, Rosen M *Phys. Rev. B* **65** 205309 (2002); cond-mat/0202271
31. Lyanda-Geller Y B, Aleiner I L, Altshuler B L, cond-mat/0112013 (v1)
32. Kavokin K V *Phys. Rev. B* **64** 075305 (2001)
33. Меркулов И А *ФТТ* **40** 1018 (1998)
34. Lampel G *Phys. Rev. Lett.* **20** 491 (1968)
35. Дьяконов М И, Перель В И, в сб. *Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989) с. 17
36. Меркулов И А, Флейшер В Г, в сб. *Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989) с. 137
37. Berkovits V L et al. *Phys. Rev. B* **18** 1767 (1978)
38. Gammon D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5176 (2001)
39. Корнев В Л *Письма в ЖЭТФ* **70** 124 (1999)
40. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **16** 563 (1972)

PACS numbers: 73.40.Gk, 73.40.Rw, **75.70.-i**, 85.30.Mn

Использование поляризованного по спину тока в спинтронике

А.В. Ведяев

Спинтроника — относительно новая ветвь обычной электроники, когда спин электрона наряду с его зарядом представляет собой активный элемент как для хранения, так и для передачи информации [1]. Устройства, в которых используется спин электрона, могут в значительной степени вытеснить или дополнить различные традиционные электронные устройства. Более того, спинтроника имеет хорошие перспективы для применения в новых областях, а именно, в квантовых вычислениях и для квантовой передачи информации [2].

Природа предоставила нам естественный источник поляризованных по спину электронов в виде ферромагнитных металлов 3d группы: Fe, Ni, Co и их сплавов. К настоящему времени происхождение ферромагнитного состояния этих металлов установлено с довольно большой точностью. Так, не вызывает сомнения, что возникновение спонтанной намагниченности обусловлено той частью межэлектронного кулоновского взаимодействия, которое меняется при перестановке двух идентичных ферми-частиц (электронов) и которая называется обменной энергией $E^{\text{обм}}$. Эта энергия минимальна, если спины электронов в металле параллельны. Правда, можно заметить, что в некоторых случаях минимум энергии реализуется для более сложной спиновой конфигурации, например для спиральной волны спиновой плотности. С другой стороны, кинетическая энергия электрона в металле в сочетании с принципом Паули стремится разрушить спиновый порядок. Подробные расчеты зонной структуры почти всех металлов из таблицы Менделеева, выполненные из первых принципов, показали, что для металлов 3d группы (Fe, Ni, Co) электронная плотность состояний $\rho(\epsilon_F)$ на уровне Ферми достаточно велика, для того чтобы выполнялся так называемый критерий Стонера $E^{\text{обм}}\rho(\epsilon_F) > 1$. Выполнение этого критерия обеспечивает возникновение спонтанной намагниченности, т.е. заселение подзон с различным направлением спина неэквивалентно и система обладает спонтанной намагниченностью. Следует отметить, что

основной вклад в намагниченность дают электроны d-симметрии, плотность состояний которых на уровне Ферми значительно превосходит плотность состояний электронов sp-симметрии.

Однако если перейти к изучению явлений электронного переноса, то приходится сделать вывод, что основной вклад в ток в ферромагнитных металлах дают подвижные sp-электроны, а не более тяжелые, но сильно намагниченные d-электроны. Тогда может возникнуть вопрос, будет ли ток в ферромагнитном d-металле поляризован по спину. Прямой ответ на этот вопрос был получен в результате открытия в 1988 г. [3] так называемого эффекта Гигантского магнетосопротивления (ГМС). Вообще, явление магнетосопротивления, т.е. изменение сопротивления немагнитного или ферромагнитного металла при наложении внешнего магнитного поля, известно давно. Однако для обычных образцов это изменение довольно мало: доли процента для немагнитных металлов и около 1 % для ферромагнитных. Гигантское же магнетосопротивление может достигать почти 100 % при низких температурах. Перейдем к описанию этого явления.

Впервые оно наблюдалось в многослойной тонкопленочной структуре $[\text{Fe/Cr}]_n$, где Fe — тонкий, порядка нескольких ангстрем, слой железа и Cr — слой хрома, n — число повторений такого бислоя. Для данной системы существенно, что толщина слоя хрома равна примерно 12 Å. Как показали экспериментальные исследования, это обусловлено тем, что с изменением толщины слоя хрома взаимная ориентация намагниченностей соседних слоев железа меняется от параллельной к антипараллельной, причем она почти строго антипараллельна именно для толщины слоя Cr, равной 12 Å. Согласно теоретическим исследованиям этого явления намагниченности соседних слоев железа связаны косвенным обменным взаимодействием через электроны проводимости в хrome. Это взаимодействие осциллирует в пространстве, меняя свой знак с периодом, определяемым импульсом ферми-электрона в хrome и равным в случае хрома 12 Å. Таким образом, намагниченности соседних слоев оказываются связанными антиферромагнитно (антипараллельно) или ферромагнитно (параллельно) в зависимости от толщины прослойки Cr. Теперь, если в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченности соседних слоев железа ориентированы антипараллельно, то при наложении достаточно сильного магнитного поля (в данном случае ~ 20 кЭ) эти намагниченности ориентируются параллельно друг другу и направлению поля. Измеряя сопротивление R системы при токе, протекающем в плоскости слоев (CIP), для параллельной ($R^{\text{П}}$) и антипараллельной ($R^{\text{АП}}$) ориентаций намагниченностей, можно убедиться, что сопротивление R системы изменяется так, что $(R^{\text{АП}} - R^{\text{П}})/R^{\text{П}} \approx 1,2$ при температуре 1,5 К в системе $[\text{Fe}(4,5 \text{ Å})/\text{Cr}(12 \text{ Å})]_{50}$ [4]. Еще больший эффект наблюдается в аналогичных системах при протекании тока перпендикулярно плоскости слоев. Отметим, что подобный эффект наблюдается также в значительно меньших внешних полях (~ 20 Э) для сэндвичевых структур $F_1|P|F_2$, где F_1 и F_2 — тонкие слои ферромагнитных металлов с различной коэрцитивностью (например, пермаллой и кобальт), P — немагнитный металл (например, медь). В этом случае в начальном состоянии намагниченности ферромагнитных слоев параллельны, и

при наложении внешнего магнитного поля, большего по величине, чем меньшее коэрцитивное поле одного слоя (пермаллоя), и меньшего, чем большее коэрцитивное поле другого слоя, слой с меньшей коэрцитивностью переманивается, и его намагниченность оказывается антипараллельной намагниченности другого слоя с большей коэрцитивностью. То есть мы возвращаемся к ситуации, описанной выше, а, измеряя сопротивление данной системы, мы также обнаружим, что оно сильно изменяется при наложении внешнего магнитного поля, причем максимальный эффект достигается в полях ~ 20 Э, значительно меньших, чем в (Fe/Cr) многослойных структурах.

Теоретическая интерпретация явления ГМС дана в ряде работ как на основе квазиклассического описания с использованием уравнения Больцмана [5–9], так и в квантовомеханическом формализме Кубо [10–12]. В данном сообщении нет смысла останавливаться на подробном выводе основных формул, описывающих спин-поляризованный транспорт в указанных структурах, и поэтому мы рассмотрим только качественное явление Гигантского магнетосопротивления.

Как уже указывалось вначале, в ферромагнитном металле существуют по крайней мере две группы электронов: тяжелые d-электроны, почти не принимающие участия в электронном транспорте, но зона которых сильно расщеплена по спину, и легкие sp-электроны, для которых спиновое расщепление значительно меньше, чем для тяжелых d-электронов, но которые в основном и переносят ток. Однако если даже предположить, что ферми-поверхности sp-электронов для разных направлений спина совпадают (хотя, вообще говоря, это не так), то и в этом случае одна из основных характеристик, определяющих транспорт, а именно длина свободного пробега электрона, оказывается различной для sp-электронов с противоположными направлениями проекции спина. Это различие обусловлено сильным рассеянием sp-электронов в d-зону, для которой плотности состояний для спинов вверх и вниз на уровне Ферми отличаются на порядок. Поскольку вероятность рассеяния любой частицы пропорциональна конечной плотности состояний, в которые рассеивается частица, время жизни τ sp-электронов с разным спином оказывается также различным. Если теперь вспомнить элементарную формулу Друде для проводимости

$$\sigma^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{ne^2}{m} \tau^{\uparrow(\downarrow)},$$

где e и m — заряд и масса электрона, n — плотность (число электронов в единице объема) и $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$ — время жизни электронов со спинами $\uparrow(\downarrow)$, то проводимости для элементов со спином $\uparrow$ или $\downarrow$ могут отличаться на порядок. Следовательно, общий ток в ферромагнитном металле оказывается поляризованным по спину.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда ток протекает, скажем, в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, в многослойной структуре, описанной выше. Если намагниченности всех ферромагнитных слоев параллельны друг другу, то электрон со спином, параллельным направлению намагниченности, и имеющий большее время жизни, может довольно свободно переносить ток из слоя в слой, создавая как бы короткое замыкание (сопротивление всей системы мало). Если же

намагниченности соседних слоев антипараллельны, то электрон с любым направлением спина, переходя из слоя в слой, в одном из них испытывает сильное рассеяние, и ситуация "короткого замыкания" отсутствует, т.е. полное сопротивление системы велико. Именно это явление и отвечает за ГМС. Теперь следует отметить, что приведенные выше рассуждения имеют смысл, если в процессе движения электрона по системе проекция его спина сохраняется. Если же при столкновениях с примесями, особенно в немагнитной прослойке, разделяющей ферромагнитные слои, проекция спина электрона меняется, то явление ГМС исчезает. Пока же заметим, что в структурах, обладающих ГМС, толщины всех слоев подбираются так, чтобы они не превосходили спин-диффузионную длину, т.е. длину свободного пробега, на которой теряется информация о спине носителя (электрона). Необходимо отметить, что исследование ГМС носит отнюдь не только академический характер. В настоящее время коммерчески доступны магнитные головки на основе этого явления для считывания сверхплотной информации с плотностью в десятки гигабит на квадратный дюйм и имеются пилотные образцы, позволяющие записывать и считывать информацию с плотностью записи в несколько раз большей, чем указанные значения.

До сих пор мы рассматривали спин-поляризованный транспорт в гетероструктурах, в которых магнитные электроды разделены тонким слоем немагнитного металла. В последнее время большее внимание уделяется изучению магнетосопротивления в магнитных туннельных структурах, в которых разделяющим слоем является изолятор. К описанию этого явления мы и приступим.

Если приложить напряжение к сэндвичевой структуре типа $F_1|O|F_2$, где F_1 и F_2 — два ферромагнитных металла с различной коэрцитивностью, O — изолятор (обычно это оксид Al_2O_3) толщиной несколько ангстрем, то в системе возникает ток. Так как этот ток обусловлен квантовым туннелированием через барьер, то он очень мал и экспоненциально падает с ростом толщины изолятора. Теперь, если внешним магнитным полем перевести систему из состояния с параллельной ориентацией намагниченностей F_1 и F_2 в состояние с антипараллельной ориентацией, ток при фиксированном падении напряжения через контакт изменится (обычно уменьшится), причем относительное изменение сопротивления достигает 30–50 % даже при комнатных температурах.

Следует отметить чрезвычайно быстрый прогресс за последние несколько лет в изготовлении магнитных туннельных контактов с улучшенными характеристиками, а именно с большими значениями магнетосопротивления и, что особенно важно, с меньшими значениями произведения сопротивления на площадь (рекомендуемые значения 3 Ом μm^2). Большое внимание было также уделено повышению стабильности магнитного состояния трехслойного сэндвича при многократном переманивании магнитомягкого слоя. Эта стабильность была достигнута путем нанесения магнито жесткого слоя на слой антиферромагнетика типа Pt-Mn, Ir-Mn, Rh-Mn и Fe-Mn. В этом случае намагниченность слоя жестко привязана обменным взаимодействием к антиферромагнетике, и этот слой оказывается намагниченным в одном направлении даже после 10^{10} переманиваний мягкого

слоя. Столь большое внимание уделяется изучению и созданию новых типов магниторезистивных туннельных контактов в связи с задачей создания неразрушающейся, нестираемой, стойкой к радиационному воздействию оперативной памяти (MRAM — magnetic random access memory), которая сможет заменить традиционную память на полупроводниках.

Итак, предположим, что мы имеем туннельный контакт, состоящий из двух ферромагнитных электродов, разделенных тонким изолирующим барьером. Как обсуждалось ранее, в ферромагнитных металлах, из которых изготовлены электроды, *spd*-электронные зоны расщеплены вследствие обменного взаимодействия, и, следовательно, плотности состояний для электронов с различным спином не равны друг другу. В работе [13] предполагается, что вероятность туннелирования пропорциональна произведению плотностей состояний электронов на правом и левом электроде. В этом случае проводимость системы для параллельной ориентации намагниченностей электронов равна

$$\sigma^P = A [\rho^\uparrow(\varepsilon_F) \rho^\uparrow(\varepsilon_F) + \rho^\downarrow(\varepsilon_F) \rho^\downarrow(\varepsilon_F)],$$

а для антипараллельной

$$\sigma^{AP} = 2A \rho^\uparrow(\varepsilon_F) \rho^\downarrow(\varepsilon_F),$$

где A — константа, экспоненциально зависящая от толщины барьера. Тогда относительное магнетосопротивление

$$\frac{\sigma^P - \sigma^{AP}}{\sigma^P} = \frac{2P^2}{1 + P^2},$$

где

$$P = \frac{\rho^\uparrow(\varepsilon_F) - \rho^\downarrow(\varepsilon_F)}{\rho^\uparrow(\varepsilon_F) + \rho^\downarrow(\varepsilon_F)}$$

— спиновая поляризация электронов в ферромагнитном электроде.

Более точный квантовомеханический расчет [14], правда, выполненный по модели свободных электронов с учетом обменного расщепления, дал такое же выражение для относительного магнетосопротивления, однако с более сложным выражением для относительной спиновой поляризации:

$$P = \frac{k_F^\uparrow - k_F^\downarrow}{k_F^\uparrow + k_F^\downarrow} \times \frac{\kappa^2 - k_F^\uparrow k_F^\downarrow}{\kappa^2 + k_F^\uparrow k_F^\downarrow},$$

где $k_F^{(\uparrow)}$ — волновой вектор электрона на поверхности Ферми для спина $\uparrow(\downarrow)$, $i\kappa$ — мнимый волновой вектор электрона внутри барьера, соответствующий обратной длине экспоненциального затухания волновой функции электрона в барьере. Важно, что в этой теории магнетосопротивление определяется не только разностью плотностей состояния в ферромагнетике для электронов с разным направлением спина, но и зависит от свойств барьера через величину κ . Эта зависимость подтверждается экспериментально при использовании барьеров из различных материалов. Другая важная особенность туннелирования состоит том, что подавляющий вклад в туннельный ток дают *sp*-электроны, а не более сильно обменно расщепленные *d*-электроны. Это объясняется или большой массой *d*-электронов, или очень слабым перекрытием через интерфейс металл/изолятор волно-

вых функций *d*-симметрии в металле с волновыми функциями *sp*-симметрии, которые только и присутствуют в изоляторе. Отметим также, что величина магнетосопротивления убывает с ухудшением качества интерфейса, т.е. его шероховатости, и с ростом температуры. Подробный обзор литературы по данному вопросу можно найти в [15]. Имеет смысл упомянуть попытки использовать в качестве ферромагнитных электродов так называемые ферромагнитные полуметаллы, у которых заполнена только одна подзона с определенным спином, а другая с противоположным направлением спина пуста. К таким системам относятся гейслеровы сплавы (NiMnSb , PtMnSb), а также некоторые оксиды (Fe_3O_4 , CrO_2 и др.). Однако добиться 100 %-ной поляризации тока в эксперименте пока не удалось.

Из всего сказанного и вообще из накопленного опыта работы с устройствами, использующими спиновую поляризацию электронного транспорта, можно прийти к выводу, что на самом деле ток в магнитных гетероструктурах является спин-поляризованным, т.е. он переносит не только заряд, но и спин, и наибольшее препятствие для поддержания этой спиновой поляризации тока представляют процессы, приводящие к перевороту спина, т.е. нарушающие спиновую когерентность.

Электроны проводимости теряют память о своей спиновой ориентации в результате столкновений с фононами, другими электронами и примесями. Основным взаимодействием, в котором присутствует спин-зависимый потенциал, является спин-орбитальное взаимодействие, имеющее релятивистскую природу. Главными источниками этого взаимодействия являются взаимодействие электронов с примесями и их взаимодействие с ионами основной решетки. Взаимодействие с примесями носит случайный характер и приводит к рассеянию с несохранением как импульса электрона, так и его спина. Взаимодействие с ионами основной решетки имеет другой характер. Это взаимодействие периодически в пространстве и само по себе не приводит ни к какой спиновой релаксации. Однако оно может приводить к спиновой релаксации, если оно сопровождается каким-либо механизмом рассеяния на примесях или фононах с несохранением импульса. Этот механизм спиновой релаксации называется механизмом Эллиота–Яфета [16].

Типичное время спиновой релаксации T_1 составляет несколько наносекунд (рекордное время $T_1 \approx 1$ нс было обнаружено в очень чистом Na при низких температурах). Таким образом, спиновая релаксация — невообразимо долгий процесс по сравнению с релаксацией импульса: время релаксации импульса τ составляет несколько десятков фемтосекунд при комнатной температуре. Грубая оценка дает $T_1 \approx \tau/b^2$, где $b \approx V_{SO}/\varepsilon_F \ll 1$ (V_{SO} — средняя энергия спин-орбитального взаимодействия и ε_F — энергия Ферми).

Однако помимо рассеяния с переворотом спина причиной значительного уменьшения магнетосопротивления может быть рассеяние электронов на интерфейсе, что связано с особенностями электронной структуры 3d-ферромагнитных металлов. Как уже упоминалось, в этих металлах на уровне Ферми существует две группы электронов: *sp*-симметрии и *d*-симметрии, причем плотность состояний для подзоны со спином "вверх" для *sp*-электронов превышает плотность состояний для подзоны со спином "вниз". В то время как для *d*-электронов

реализуется обратная ситуация. В процессе туннелирования участвуют в основном sp -электроны с импульсом, направленным почти перпендикулярно поверхности раздела слоя ферромагнитного металла и изолятора. Если эта поверхность шероховатая, то за счет sd -рассеяния вероятность туннелирования sp -электронов уменьшается, но одновременно присутствуют и процессы рассеяния d -электронов в sp -зону, которые приводят к некоторому увеличению туннельного тока. Эта ситуация рассмотрена в [17], где было получено следующее выражение для полного тока с учетом рассеяния на интерфейсе в случае параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных электродов:

$$j^P \sim (\rho_s^\uparrow)^2 + (\rho_s^\downarrow)^2 + \Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow \rho_s^\uparrow + \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow \rho_s^\downarrow,$$

и в случае антипараллельной ориентации

$$j^{AP} \sim 2\rho_s^\uparrow \rho_s^\downarrow + \Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow \rho_s^\downarrow + \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow \rho_s^\uparrow,$$

где $\rho_{s(d)}^{\uparrow(\downarrow)}$ — плотность $s(d)$ -состояний электронов со спином $\uparrow(\downarrow)$, $\Gamma^{\uparrow(\downarrow)}$ — безразмерная величина меньше 1, характеризующая интенсивность рассеяния электронов на шероховатостях интерфейса. Для идеального интерфейса она равна нулю и возрастает с увеличением амплитуды рассеяния на интерфейсе. Отсюда следует, что

$$j^P - j^{AP} \sim (\rho_s^\uparrow - \rho_s^\downarrow)^2 + (\Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow - \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow)(\rho_s^\uparrow - \rho_s^\downarrow).$$

В этом выражении первый член всегда положителен, а второй ввиду выполнения условий $\rho_s^\uparrow > \rho_s^\downarrow$ и $\rho_d^\uparrow < \rho_d^\downarrow$ отрицателен. Таким образом, с ухудшением качества интерфейса туннельное магнетосопротивление убывает, что было неоднократно подтверждено экспериментально.

Наконец, для решения проблемы увеличения туннельного магнетосопротивления с одновременным уменьшением сопротивления было предложено использовать в качестве туннельного контакта систему с тремя барьерами, между которыми должны быть расположены тонкие ферромагнитные металлические слои. Тогда движение электронов в этих средних слоях квантовано, причем положение квантовых уровней зависит от направления спина электрона. Таким образом, при параллельной ориентации намагниченностей слоев электрон с одним из направлений спина туннелирует резонансным образом, в то время как при антипараллельной ориентации положения резонансных уровней в металлических слоях не совпадают, и туннельный ток уже не имеет резонансного характера. Однако реализация подобного устройства может быть осуществлена только в случае почти идеальной поверхности раздела ферромагнетика и изолятора, что при современном уровне технологий пока трудно реализовать.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 01-02-16965 и 01-02-17378).

Список литературы

1. Prinz G A *Science* **282** 1660 (1998)
2. DiVincenzo D P *Science* **270** 255 (1995)
3. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988); Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
4. Schad R et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 3500 (1994)
5. Barnas J et al. *Phys. Rev. B* **42** 8110 (1990)

6. Camley R E, Barnas J *Phys. Rev. Lett.* **63** 664 (1989)
7. Dieny B J. *Phys.: Condens. Matter* **4** 8009 (1992); *Europhys. Lett.* **17** 261 (1992)
8. Barthélémy A, Fert A *Phys. Rev. B* **43** 13124 (1991)
9. Hood R Q, Falicov L M *Phys. Rev. B* **46** 8287 (1992)
10. Levy P M, Zhang S, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **65** 1643 (1990); Zhang S, Levy P M, Fert A *Phys. Rev. B* **45** 8689 (1992)
11. Vedyayev A V, Dieny B, Ryzhanova N *Europhys. Lett.* **19** 329 (1992); Vedyayev A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **5** 8289 (1993)
12. Camblong H E, Levy P M *Phys. Rev. Lett.* **69** 2835 (1992)
13. Julliere M *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
14. Slonczewski J C *Phys. Rev. B* **39** 6995 (1989)
15. Moodera J S, Mathon G J. *Magn. Magn. Mater.* **200** 248 (1999)
16. Elliott R J *Phys. Rev.* **96** 266 (1954); Yafet Y, in *Solid State Physics* (Eds F Seitz, D Turnbull) Vol. 14 (New York: Academic Press, 1963) p. 1
17. Bagrets D et al. *Phys. Rev. B* **65** 064430 (2002)
18. Vedyayev A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 1797 (2000)

PACS numbers: **68.65.** – k, 73.50.Mx, 78.30.Fs

Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах

Е.Л. Ивченко

1. Введение. Феноменологическое описание

В последние годы спиновые явления в физике гетероструктур вызывают повышенный интерес (см., например, обзор [1]). Успехи, достигнутые при изучении оптической ориентации в полупроводниках [2–4] и спиновых явлений в металлических гетероструктурах [5], создают базу для разработки твердотельных электронных устройств, таких как спиновый транзистор [6] и квантовый компьютер [7–9], в которых используется дополнительная степень свободы электрона — спин. В основе создания приборов спинтроники лежат эффекты инжекции и детектирования спин-поляризованных носителей, достаточно длительное время их спиновой релаксации в процессах электронного транспорта и управление спиновой поляризацией внешним электрическим полем [10–13].

Один из наиболее изученных и распространенных способов спиновой инжекции — использование циркулярно поляризованного света, поглощение которого в полупроводниках приводит к спиновой ориентации носителей заряда [2]. Недавно было обнаружено [14, 15], что оптическая ориентация в полупроводниковых гетероструктурах сопровождается генерацией электрического тока. Такое возникновение постоянной электродвижущей силы, наведенной светом, зависящей от знака циркулярной поляризации света, не связанной с пространственной неоднородностью освещения или неоднородностью среды и ранее изученной в объемных кристаллах (см. [16–18]), получило название циркулярного фотогальванического эффекта (ЦФГЭ). Эффект физически представляет собой преобразование углового момента фотонов в трансляционное движение свободных носителей заряда и феноменологически описывается соотношением

$$j_\lambda = \gamma_{\lambda\mu} i(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_\mu. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{j}$ — плотность наведенного фототока, $\mathbf{E}$ — комплексная амплитуда электрического поля световой