

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Спинтроника

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 3 февраля 2010 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007g.0759

3 февраля 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Устинов В.В.** (Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург). *Металлическая наноспинтроника.*

2. **Кусраев Ю.Г.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновые явления в полупроводниках: физика и приложения.*

3. **Тарасенко С.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновые фототоки в полупроводниках.*

4. **Аверкиев Н.С., Голуб Л.Е.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Спиновая релаксация в квантовых полупроводниковых гетероструктурах.*

Статьи, написанные на основе докладов 2–4, публикуются ниже.

PACS numbers: 75.47.–m, 75.76.+j, 85.75.–d
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007h.0759

Спиновые явления в полупроводниках: физика и приложения

Ю.Г. Кусраев

1. Введение

Спиновые явления привлекают большое внимание с момента появления гипотезы спина, выдвинутой в 1925 г. голландскими физиками Сэмюэлем Гаудсмитом и Джорджем Уленбеком. Концепция спина быстро завоевала признание, так как она разрешила затруднения, имевшиеся в то время в спектроскопии, — объяснение эффекта Зеемана и тонкой структуры спектральных линий. Наиболее информативным методом исследования спиновых явлений в атомах и полупроводниках, по-видимому, является оптическая ориентация спинов.

Ю.Г. Кусраев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: kusrayev@orient.ioffe.ru

Открытие оптической ориентации спинов в атомах относят к 1924 г., когда Вильгельмом Ханле [1] были объяснены знаменитые опыты Роберта Вуда [2] по влиянию магнитного поля на поляризованную люминесценцию паров некоторых металлов. Общие принципы явления были установлены в начале 1950-х годов французской группой А. Кастлера [3]. За эти исследования в 1966 г. А. Кастлеру была присуждена Нобелевская премия по физике ("за открытие и разработку оптических методов исследования резонансов Герца в атомах"). В 1968 г. Ж. Лампель [4] впервые продемонстрировал возможность оптической ориентации спинов электронов проводимости в полупроводниках (Si) и наблюдения ориентации методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Годом позднее оптическая ориентация электронов проводимости наблюдалась в полупроводнике GaSb по поляризации люминесценции [5]. С этого времени начались интенсивные исследования спин-зависимых явлений в полупроводниках; результаты этих исследований опубликованы в коллективной монографии [6].

Одновременно с обнаружением оптической ориентации была осознана фундаментальная и практическая важность исследований генерации и детектирования спина электрическими методами. В 1971 г. М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем был предсказан спиновый эффект Холла — возникновение спинового потока в направлении, перпендикулярном электрическому току [7]. Экспериментально генерация спина электрическим током впервые была продемонстрирована в работе [8]. В 1976 г. А.Г. Аронов и Г.Е. Пикус высказали идею создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике при пропускании тока через ферромагнитный контакт с полупроводником [9] (спиновая инжекция). Экспериментально спиновая инжекция в GaAs была реализована Альварадо и Рено [10].

В середине 1990-х годов в спиновой физике произошёл новый всплеск, вызванный идеей использования спиновых степеней свободы в устройствах хранения и обработки информации. Электронный спин, находящийся в суперпозиции базисных состояний $-1/2$ и $+1/2$, является квантовым аналогом классического бита информации. Такой *квантовый бит* (*кубит*) может быть использован в различных устройствах спиновой логики. Возник термин "квантовый компьютер" — устройство, которое обрабатывает информацию, представленную в виде набора не битов, а кубитов. Физическими носителями кубитов,

помимо электронного спина, могут быть, например, фотоны (продольная и поперечная поляризация), ядерные спины. В 1990 г. был предложен спиновый транзистор [11]. Наиболее впечатляющим успехом в области спиновой электроники (*спинтроники*) является создание на основе эффекта гигантского магнетосопротивления металлических спинтронных устройств (головки для считывания жёстких дисков и магнитная память с произвольным доступом — Magnetic Random Access Memory (MRAM) и др.). За открытие эффекта гигантского магнетосопротивления Петеру Грюнбергу (Peter Grunberg) и Альберту Ферту (Albert Fert) присуждена Нобелевская премия по физике 2007 года [12]. Последние достижения в области транспорта и оптической ориентации спинов описаны в специальном выпуске журнала *Semiconductor Science and Technology* [13] и в недавно изданной книге [14].

2. Методы исследования спиновых явлений в полупроводниках

Наиболее элегантным и информативным методом исследования спиновых явлений в полупроводниках является оптическая ориентация спинов [6]. Поглощение циркулярно поляризованного света приводит, в силу закона сохранения углового момента, к поляризации спинов электронов и дырок (экситонов). Согласно правилам отбора для оптических переходов, рекомбинация поляризованных по спину носителей сопровождается циркулярно поляризованным излучением. Приложение внешнего магнитного поля вызывает прецессию спина и приводит к деполяризации излучения — так называемому *эффекту Ханле*. Контур магнитной деполяризации $\rho(H)$ в простейшем случае описывается лоренцевским контуром с полушириной $\Delta H_{1/2} = \hbar/\mu g T_s$ и амплитудой $\rho_0 \propto T_s/\tau$, где $T_s = \tau\tau_s/(\tau + \tau_s)$, τ и τ_s — время жизни и время спиновой релаксации соответственно.

Исследование поляризации излучения в магнитном поле позволяет выявить детали взаимодействия электронов с окружением, а также определить время жизни и спиновой релаксации в стационарных условиях (период прецессии является своеобразным эталоном времени). С помощью современной техники детектирования слабых оптических потоков можно регистрировать люминесценцию одиночных молекул и одиночных квантовых точек, а следовательно, и спиновое состояние *одного* электрона, локализованного в квантовой точке. Успешно применяется прямой способ изучения спиновой динамики — поляризованная люминесценция с временным разрешением.

В последние годы большое распространение получил также метод, основанный на эффекте Фарадея (или Керра) — повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света при его прохождении через кристалл (отражении от кристалла) [14]. В этой методике чаще всего используют два световых источника (импульса), один из которых, циркулярно поляризованный, создаёт неравновесную спиновую поляризацию, а другой, линейно поляризованный, с переменной задержкой во времени, регистрирует эту поляризацию в динамике с помощью эффекта Фарадея. В англоязычной литературе этот метод называют *Pump-Probe Faraday rotation technique* (накачка — зондирование). Чувствительность метода измерения угла поворота чрезвычайно высока — 1 мкрад, что позволяет определить плотность спина порядка

десяти магнетонов Бора на 1 мкм^3 (для сравнения: намагниченность ферромагнетиков $\sim 10^3$ Гс соответствует 10^{11} спинов на 1 мкм^3).

Электрические методы генерации и детектирования спина, в том числе в комбинации с оптическими методами, эффективно применяются для изучения спинового транспорта, спиновой инжекции и т.д. (см. в разделе 6 об обнаружении спинового эффекта Холла и обратного спинового эффекта Холла).

3. Оптическая ориентация спинов в полупроводниках

В кубических полупроводниках Ge и Si (структура алмаза), а также в большинстве соединений типа A^3B^5 и A^2B^6 (структура цинковой обманки) зона проводимости s-типа вблизи края запрещённой зоны двукратно вырождена по спину ($s = \pm 1/2$), а валентная зона p-типа четырёхкратно вырождена по проекции углового момента J (тяжёлые дырки с $J = \pm 3/2$ и лёгкие дырки с $J = \pm 1/2$). В соответствии с правилами отбора межзонное возбуждение циркулярно поляризованным светом приводит к ориентации спинов электронов и дырок. Ориентированные по спину носители взаимодействуют с фононами, примесями, ядрами решётки, передавая им угловой момент. Вследствие конечного времени жизни носители частично сохраняют неравновесную спиновую поляризацию. Первое наблюдение оптической ориентации спинов в полупроводниках было осуществлено в кремнии [4]. В эксперименте [4] изучалось влияние циркулярно поляризованного оптического излучения на ядерный магнитный резонанс. На рисунке 1 приведён спектр ЯМР в ^{29}Si (чистый кремний, легированный фосфором) до (кривая 2) и после (кривая 1) облучения кристалла циркулярно поляризованным светом ксеноновой лампы в течение 21 ч при температуре жидкого азота. Кривая 1 была получена в магнитном поле

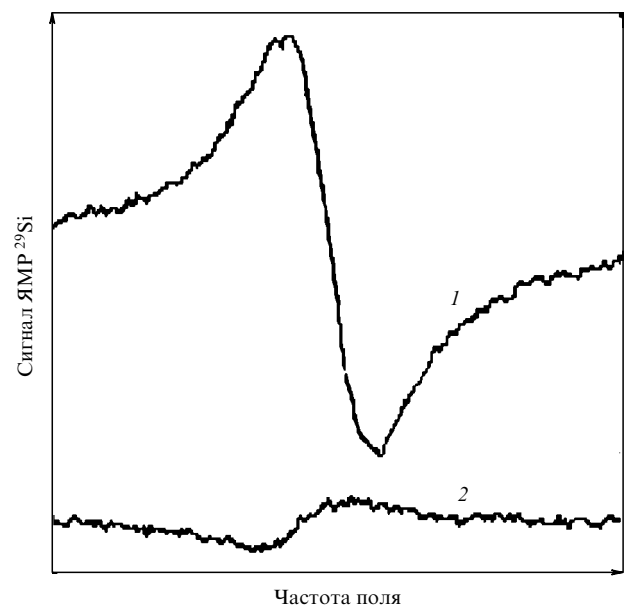


Рис. 1. Сигнал ЯМР ^{29}Si [4]: сигнал, полученный в магнитном поле $H = 1$ Гс после облучения образца в течение 21 ч циркулярно поляризованным светом при температуре 77 К (кривая 1); сигнал, пропорциональный равновесной намагниченности в магнитном поле $H = 6$ кГс при температуре 300 К (кривая 2).

величиной 1 Гс при $T = 77$ К, т.е. в условиях, когда равновесная ядерная поляризация $P_{\text{th}} \propto H/T$ ничтожно мала, а кривая 2 — в магнитном поле 6 кГс при $T = 300$ К. Равновесная ядерная поляризация в случае кривой 1 примерно в 1500 раз меньше, а сигнал ЯМР в несколько раз больше, чем в случае кривой 2, т.е. до облучения образца. Сигнал, измеренный в поле 1 Гс, соответствует равновесной поляризации ядер в поле 15 кГс ($T = 77$ К). В этом эксперименте наблюдались одновременно два замечательных явления: оптическая ориентация электронных спинов циркулярно поляризованным светом и динамическая поляризация ядер ^{29}Si за счёт сверхтонкого (контактного) взаимодействия с поляризованными электронами. Успех эксперимента в значительной степени был обусловлен длительным временем спин-решёточной релаксации ядер ^{29}Si , равным ≈ 200 ч в отсутствие освещения и ≈ 20 ч при облучении межзонным светом.

Впоследствии оптическая ориентация спинов наблюдалась в различных полупроводниковых соединениях типа A^3B^5 , A^2B^6 и A^2B^7 [6]. Регистрация спиновой поляризации носителей и экситонов в этих многочисленных экспериментах осуществлялась по поляризации рекомбинационного излучения.

4. Спиновые взаимодействия и спиновая релаксация

Многообразие спиновых явлений в полупроводниках определяется зависящими от спина взаимодействиями. Основными среди этих взаимодействий являются: 1) спин-орбитальное взаимодействие; 2) сверхтонкое (контактное) взаимодействие электронов с ядрами решётки; 3) электронно-дырочное обменное взаимодействие; 4) обменное взаимодействие электронов с магнитной примесью.

Спин-орбитальное взаимодействие играет центральную роль в спиновых явлениях и спинтронике:

а) оптическая ориентация спинов становится возможной благодаря спин-орбитальному взаимодействию, поскольку электрическое поле световой волны непосредственно на спины не действует;

б) большинство механизмов спиновой релаксации связано со спин-орбитальным взаимодействием, поскольку возмущения в кристалле имеют преимущественно электрическое происхождение и непосредственно на спин не влияют;

в) и наконец, транспорт носителей заряда становится спин-зависимым из-за наличия спин-орбитальной связи.

Отсюда также следует важный для спинтроники вывод: спин-орбитальное взаимодействие создаёт уникальную возможность для генерации спиновой поляризации, управления спинами и регистрации спинов (оптической или электрической).

Спиновая релаксация — исчезновение неравновесного спина. Спиновую релаксацию в большинстве случаев можно интерпретировать как результат действия флуктуирующих во времени (эффективных) магнитных полей \mathbf{H}_c : результат такого действия зависит от частоты прецессии в этом поле $\omega \sim \mu g H_c / \hbar$, характерного времени изменения этого поля τ_c и не зависит от происхождения флуктуирующих полей. Флуктуирующие поля обусловлены различными взаимодействиями: а) спин-орбитальным (механизмы Эллиота–Яфета и Дьяконова–Переля); б) электронно-дырочным обменным (механизм Бира–Аронова–Пикуса); в) обменным взаи-

модействием с магнитной примесью; г) сверхтонким (контактным) взаимодействием с ядрами.

Экспериментальное исследование доминирующих механизмов спиновой релаксации является важной и сложной задачей, поскольку скорость релаксации, с одной стороны, определяет величину неравновесного спина, а с другой, зависит от многих факторов, таких как константы спиновых взаимодействий, температура, концентрация и тип примеси, локализация и т.п.

Кратко перечислим основные механизмы спиновой релаксации в полупроводниках (см. подробнее в [6, 13, 14]).

1. В результате смешивания состояний с противоположной ориентацией спина становится возможным переворот спина при рассеянии по импульсу (механизм Эллиота–Яфета [15]).

2. Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках без центра инверсии (типичный представитель — GaAs) приводит к расщеплению зон при отличном от нуля волновом векторе \mathbf{k} и описывается гамильтонианом Дрессельхауза [16]:

$$\hat{H}_{\text{SO}} = \hbar \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}),$$

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) \propto [k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]. \quad (1)$$

Вектор $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ можно трактовать как эффективное магнитное поле, зависящее от \mathbf{k} ; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули. Рассеяние носителей приводит к хаотичному изменению величины и направления $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ с изменением времени корреляции $\tau_c = \tau_p$ (τ_p — время релаксации по импульсу). Прецессия спина в промежутке между последовательными столкновениями вследствие нескоррелированности этих актов приводит к спиновой релаксации. Этот механизм был предложен Дьяконовым и Перелем [17]. В приближении малых времён корреляции, когда угол прецессии в промежутке между столкновениями мал ($\phi = \Omega \tau_p \ll 1$), время спиновой релаксации можно оценить из условия равенства единице среднеквадратичного отклонения спина от первоначального направления: $(\Omega \tau_p)^2 (\tau_s / \tau_p) \sim 1$, откуда следует, что $\tau_s^{-1} \sim \Omega^2 \tau_p$.

3. Два других механизма обусловлены обменным взаимодействием. Переворот спина происходит при обменном взаимодействии электрона с дыркой (механизм Бира–Аронова–Пикуса [18]) или при взаимодействии свободного электрона с электроном, связанным на парамагнитном центре. Первый сценарий реализуется в полупроводниках р-типа, а второй — в разбавленных магнитных полупроводниках. Гамильтониан электронно-дырочного обменного взаимодействия имеет вид $\hat{H}_{\text{exch}} = A \mathbf{J} \mathbf{S} |\psi(r)|^2$, где A — обменная константа, \mathbf{J} и \mathbf{S} — операторы углового момента дырки (парамагнитного центра) и спина электрона. Спиновую релаксацию можно рассматривать как прецессию в эффективном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = A \mathbf{J} |\psi(r)|^2 / \mu_B g$ (где g — g -фактор электрона), флуктуирующем вследствие переворотов спина дырки. Другими словами, переменное магнитное поле $H_{\text{eff}}(t)$ вызывает переходы между электронными спиновыми подуровнями. По данным [19] время спиновой релаксации в р-GaAs с концентрацией акцепторов $N_h = 4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах ($T < 100$ К) определяется обменным взаимодействием с дырками и составляет примерно 10^{-10} с.

Парамагнитные примеси также существенно уменьшают время спиновой релаксации носителей из-за

обменного взаимодействия. Обменное поле магнитных примесей, действующее на электрон, может флуктуировать вследствие либо движения электрона, либо спинрешёточной релаксации примесей. Экспериментальные исследования показывают, что в разбавленных магнитных полупроводниках и квантовых ямах (КЯ) время спиновой релаксации носителей не превышает 10 пс [20–22]; теория подтверждает высокую эффективность передачи спина от носителей парамагнитным примесям [22, 23]. Обмен спинами происходит посредством флип-флоп-механизма, в котором спины носителя и парамагнитной примеси переворачиваются в противоположные стороны, а полный спин системы сохраняется.

4. Электронные и ядерные спины в полупроводниках связаны контактным фермиевским взаимодействием [24]:

$$\hat{H}_{\text{hf}} = \sum_n a_n \mathbf{S} \mathbf{I}_n = \sum_n a_n \left(S_z I_n^z + \frac{S_+ I_n^- + S_- I_n^+}{2} \right), \quad (2)$$

где \mathbf{S} и \mathbf{I}_n — спины электрона и ядра, находящегося в узле n , $a_n = v_0 A |\Psi(\mathbf{r}_n)|^2$, v_0 — объём элементарной ячейки, A — константа сверхтонкого взаимодействия, $\Psi(\mathbf{r}_n)$ — огибающая волновая функция электрона, \mathbf{r}_n — координата ядра в узле n . В терминах эффективного поля контактное фермиевское взаимодействие эквивалентно действию на электрон поля $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \sum_n a_n \mathbf{I}_n / \mu_{\text{BG}}$ со стороны ядер. В нулевом магнитном поле электронный спин \mathbf{S} прецессирует в сверхтонком поле $H_f \approx H_{\text{max}} / \sqrt{N}$, порождённом среднеквадратичной флуктуацией ядерных спинов (H_{max} — эффективное поле полностью поляризованных ядер, N — полное число ядер в области взаимодействия). Поле H_f имеет случайное направление, и его компоненты, перпендикулярные S_z , приводят к релаксации спина электрона. Для свободных электронов этот механизм неэффективен вследствие малых H_f и τ_c (скорость релаксации $\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega_f^2 \rangle \tau_c$ пропорциональна времени корреляции τ_c и квадрату сверхтонкого поля H_f^2) [25]. Флуктуационные поля и времена корреляции существенно возрастают при локализации на доноре или в полупроводниковой квантовой точке (КТ), где плотность вероятности нахождения электрона на ядре $|\Psi(\mathbf{r}_n)|^2$ высока и электрон одновременно взаимодействует с большим числом ядерных спинов ($N \sim 10^4 - 10^5$ ядер). Типичные значения полей таковы: $H_{\text{max}} \sim 1$ Тл и $H_f \approx 10^{-2}$ Тл. Результаты расчётов показывают, что соответствующее время спиновой релаксации зависит от размера КТ (боровского радиуса электрона на доноре) и в типичных полупроводниках III–V и II–VI составляет 1–10 нс [26].

Отметим, что время спиновой релаксации у дырок в кристаллах типа GaAs намного меньше, чем у электронов. Это обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием в валентной зоне, приводящим к жёсткой связи между угловым моментом и импульсом дырки. Каждый акт рассеяния в этом случае приводит к потере спина. Деформация или размерное квантование вызывают расщепление зоны тяжёлых и лёгких дырок, в результате чего спиновая релаксация замедляется. С другой стороны, симметрия волновой функции дырки такова, что блоховская амплитуда в точке нахождения ядра обращается в нуль и, следовательно, контактное взаимодействие с ядрами отсутствует.

Спиновая релаксация в n-GaAs. В качестве примера экспериментального исследования спиновой релаксации

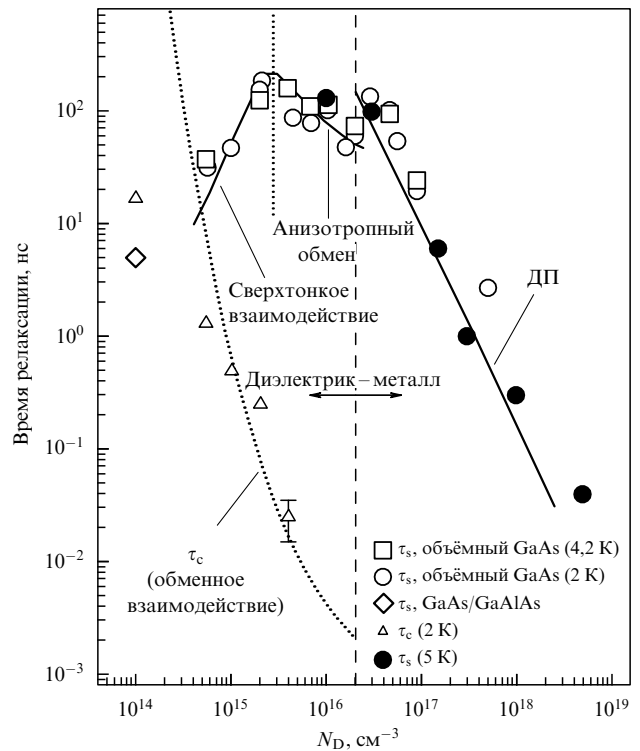


Рис. 2. Зависимость времени спиновой релаксации электронов τ_s в арсениде галлия от концентрации доноров. Величины τ_s извлекались из результатов экспериментов по эффекту Ханле. Время корреляции (треугольники) определялось из зависимости циркулярной поляризации от продольного магнитного поля. ДП — механизм Дьяконова–Переля. (Из работы [27].)

электронов в полупроводниках рассмотрим зависимость времени спиновой релаксации электронов в n-GaAs при низкой температуре от концентрации доноров N_D [27] (рис. 2). Доминирует один из следующих механизмов спиновой релаксации электрона:

а) сверхтонкое взаимодействие с ядрами решётки при малых концентрациях доноров, $N_D < 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Связанный на доноре электрон взаимодействует с большим количеством ядер решётки GaAs, $N \sim 10^5$, и испытывает действие флуктуационного сверхтонкого поля ядер $H_f \propto 1/\sqrt{N}$. Величина этого поля для донора в GaAs составляет 54 Э. При перескоке электрона от донора к донору изменяются величина и направление сверхтонкого поля \mathbf{H}_f , т.е. время корреляции τ_c случайного поля в данном случае определяется временем перескока. При частых перескоках от донора к донору время спиновой релаксации даётся соотношением $\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega_f^2 \rangle \tau_c$;

б) при большой концентрации доноров, $N_D > 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, доминирует механизм Дьяконова–Переля. Особенность при $N_D = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ связана с переходом металл–диэлектрик. Эта особенность отражает изменение механизма спиновой релаксации. В металлической фазе электрон рассеивается по импульсу и испытывает действие флуктуирующего спин-орбитального поля;

в) при умеренных концентрациях доноров, $2 \times 10^{15} < N_D < 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (перенос электрона между донорами осуществляется за счёт туннелирования), при которых τ_s уменьшается с возрастанием N_D , экспериментальные результаты не удаётся объяснить на основе этих механизмов — они дают завышенные времена (низкий темп) спиновой релаксации. В работе [28] был предложен

новый механизм спиновой релаксации для связанных электронов в системе без центра инверсии. Обменное взаимодействие между двумя донорными электронами оказывается анизотропным, и взаимный переворот спинов сопровождается прецессией спинов (в противоположных направлениях) в спин-орбитальном поле на некоторый угол $\pm\gamma$, зависящий от ориентации пары доноров. В ансамбле доноров с разными γ этот процесс приводит к релаксации суммарного спина локализованных электронов. Этот механизм даёт удовлетворительное объяснение экспериментальных данных. Все три рассмотренных выше механизма можно интерпретировать в терминах эффективных магнитных полей. Как видно из рис. 2, при оптимальной концентрации донора в GaAs n-типа время спиновой релаксации при низких температурах превышает 100 нс.

Спиновая релаксация в p-GaAs. Выше указывалось, что время спиновой релаксации в GaAs p-типа при низких температурах ($T < 100$ К) определяется обменным взаимодействием с дырками и находится в субнаносекундном диапазоне. В GaAs, легированном марганцем, обнаружено необычное поведение спиновой релаксации электронов, не вписывающееся в приведённую выше схему для материала p-типа. Примесь Mn в GaAs является одновременно и акцептором, и парамагнитной примесью. Ожидалось, что спиновая релаксация, обусловленная обменным взаимодействием электрона с дырками, с одной стороны, и с парамагнитными центрами, с другой, должна быть весьма эффективной. Однако, как показывает эксперимент [29], время спиновой релаксации в GaAs:Mn оказалось очень большим. Эта ситуация является уникальной, поскольку два независимых механизма спиновой релаксации не усиливают, а каким-то образом компенсируют друг друга. На рисунке 3 пока-

заны кривые магнитной деполяризации излучения (эффект Ханле) в GaAs:Mn при различных плотностях оптического возбуждения. Кривые хорошо аппроксимируются лоренцевским контуром: полуширина контура и величина поляризации позволили определить время спиновой релаксации $\tau_s = 160$ нс для максимальной плотности возбуждения. Обнаруженное замедление спиновой релаксации электронов в GaAs p-типа происходит из-за компенсации обменного взаимодействия при легировании магнитными примесями. Действительно, электрон одновременно взаимодействует с дыркой, локализованной на акцепторе, и с электронами, локализованными на d-оболочке марганца (суммарный спин $S_d = 5/2$). Взаимодействие $\hat{H}_{pd}^{A^0} = -A_{pd}S_dJ_h$ (знак минус указывает на антиферромагнитный характер взаимодействия; индекс pd соответствует p-состоянию валентной зоны и d-состоянию магнитной примеси, индекс A^0 — нейтральному акцептору) расщепляет уровень акцептора на четыре подуровня, характеризующиеся угловым моментом $F = |S_d + J_h| = 1, 2, 3, 4$ [30]. В основном состоянии ($F = 1$) спины атома Mn и дырки ориентированы антипараллельно и флуктуационные поля, порождаемые ими, почти полностью компенсируют друг друга [29]. В GaAs:Mn наблюдалось также подавление спиновой релаксации электронов в продольном магнитном поле. С помощью спектроскопии с временным разрешением люминесценции было обнаружено, что слабое магнитное поле (2 кГс) вызывает увеличение времени до $\tau_s = 1$ мкс [31]. Эффект магнитного поля связан с полным подавлением спиновой релаксации по механизму Бира–Аронова–Пикуса.

Отметим, что обнаружение замедления спиновой релаксации электронов в GaAs p-типа вследствие взаимной компенсации обменного взаимодействия при легировании магнитными примесями открывает новые возможности для конструирования p–n-переходов и приборов магнитной памяти. Поскольку состояние дырки можно изменять посредством деформации или воздействия электрического поля, возникает дополнительный способ управления спиновыми степенями свободы.

Спиновая поляризация электронов при комнатной температуре. Необходимым условием работы приборов спинтроники является высокая спиновая поляризация электронов и её сохранение при комнатной температуре. К сожалению, время спиновой релаксации в полупроводниках при комнатной температуре не превышает нескольких десятков пикосекунд.

Таким образом, поиск и исследование материалов с длительным временем спиновой релаксации при комнатной температуре является актуальной задачей. В работах [32–34] развит новый подход к решению этой проблемы. Идея заключается в том, чтобы реализовать такую ситуацию, в которой спиновая динамика электронов контролируется не спиновой релаксацией, а спин-зависимым захватом парамагнитными центрами. Показано, что этот механизм позволяет существенно увеличить время хранения спиновой поляризации. Эксперименты по оптической ориентации проводились на твёрдых растворах $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$, в которых атомы азота стимулируют образование комплексных дефектов с глубокими уровнями (межузельный атом Ga в окружении атомов групп III или V). Обнаружено, что оптическая спиновая поляризация свободных электронов сохраняется при комнатной температуре более 1 нс, что на порядок превышает

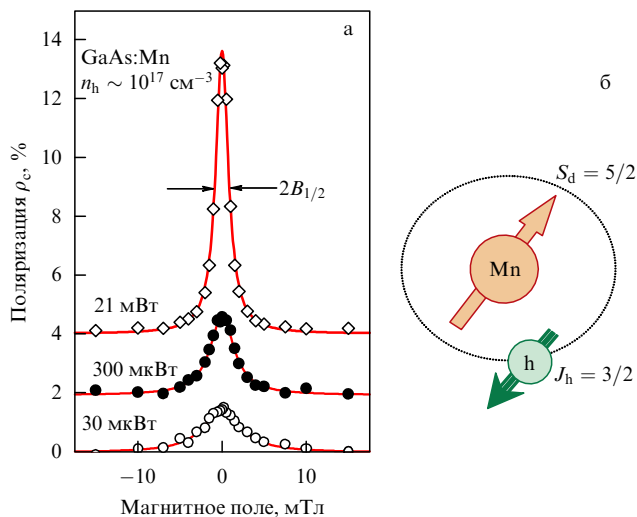


Рис. 3. (а) Эффект Ханле в p-GaAs GaAs:Mn при различных плотностях оптического возбуждения. Анализируется поляризация фотолюминесценции: донорно-акцепторный переход. Сплошные кривые — аппроксимация лоренцевским контуром. Время спиновой релаксации, извлечённое из эксперимента, около 100 нс; n_h — концентрация дырок. (б) Модель Mn-акцептора в GaAs: дырка на боровской орбите со спином $J_h = 3/2$ (тройная стрелка) вовлечена в обменное взаимодействие с электронами, локализованными на d-оболочке марганца, $S_d = 5/2$ (стрелка с пометкой "Mn"): $\hat{H}_{pd}^{A^0} = -A_{pd}S_dJ_h$. В основном состоянии спины марганца и дырки ориентированы антиферромагнитно. (Из работы [29].)

теоретически ожидаемое время их спиновой релаксации. При этом величина поляризации достигает 90 %. Было выяснено, что аномально большие значения поляризации и спиновой памяти обусловлены спин-зависимым захватом свободных электронов глубокими парамагнитными центрами, приводящим к динамической поляризации центров и формированию нелинейной связанной системы свободных и локализованных спинов. Электроны, локализованные на глубоких центрах, меньше подвержены влиянию окружения, чем свободные или локализованные на мелких донорах электроны. По этой причине глубокие парамагнитные центры дольше сохраняют свою спиновую поляризацию и за счёт обратной связи поддерживают спиновую поляризацию зонных электронов.

5. Спиновые процессы в низкоразмерных структурах

Спиновые процессы в низкоразмерных структурах обладают некоторыми особенностями, отличающими их от процессов в объёмных кристаллах. Рассмотрим эти особенности.

Двумерные системы, квантовые ямы. Размерное квантование в двумерном случае фиксирует компоненту k_z волнового вектора в направлении оси КЯ (ось z). Для структуры, выращенной из полупроводников без центра инверсии, это приводит к возникновению линейных по компонентам волнового вектора k_x и k_y слагаемых в спин-орбитальном взаимодействии. Действительно, подставив в гамильтониан Дрессельхауза (1) значение размерно-квантованного волнового вектора $k_z = \pi/\hbar L$, получим в линейном приближении гамильтониан для КЯ: $\hat{H} = \beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y)$. Величина коэффициента β зависит от ширины КЯ как $\beta \propto 1/L^2$, т.е., чем уже КЯ, тем больше вклад спин-орбитального взаимодействия.

Вторая особенность КЯ заключается в наличии вклада в гамильтониан, обусловленного асимметрией структуры, т.е. отсутствием симметрии при инверсии оси КЯ. Такая асимметрия возникает, например, при приложении электрического поля вдоль оси z или при асимметричном легировании барьеров (справа и слева от КЯ вводят разные концентрации примеси). Соответствующий вклад описывается гамильтонианом Рашбы $\hat{H}_R = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)$, в котором константа α зависит от степени асимметрии КЯ [35]. Таким образом, на двумерный электрон действует эффективное магнитное поле, линейно зависящее от k и состоящее из двух слагаемых. Рассеяние электрона приводит к флуктуациям этого поля и, следовательно, к спиновой релаксации. Теоретическая задача о спиновой релаксации в двумерной системе была решена в работе [36]. Важным преимуществом двумерных систем является то, что, изменяя параметры КЯ, можно управлять спектром электронных состояний и спин-орбитальным взаимодействием. Особенности спиновой релаксации в двумерных структурах подробно описаны в статье [37].

Кратко остановимся на очень важном эффекте: влиянии внешнего электрического поля на спиновую поляризацию электронов. Если приложить к образцу электрическое поле E , то возникнет направленное движение электронов со средней скоростью дрейфа $v_d \propto E$. Электроны будут испытывать действие регулярного (а не только флуктуационного) эффективного магнитного поля $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle \propto v_d$. Действие такого регулярного поля было обнаружено в экспериментах [38] при пропускании

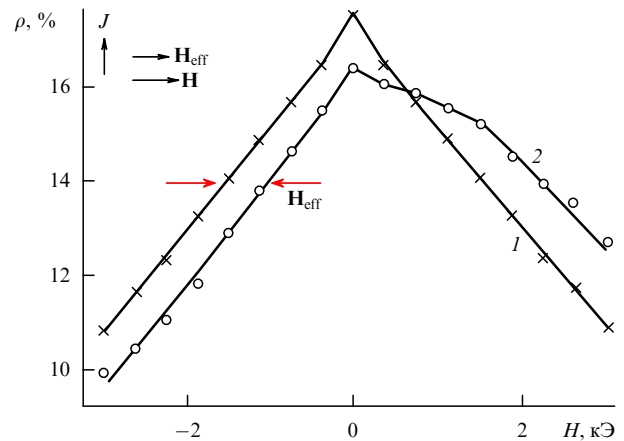


Рис. 4. Эффект Ханле в квантовой яме GaAs/GaAlAs. Кривая 2 получена при пропускании электрического тока вдоль КЯ, кривая 1 — в отсутствие электрического тока. (Из работы [38].)

тока вдоль плоскости КЯ GaAs/GaAlAs. Наблюдался сдвиг кривой Ханле на величину, пропорциональную электрическому току (рис. 4). Сдвиг был объяснён возникновением эффективного магнитного поля за счёт спин-орбитального взаимодействия. В присутствии электрического тока прецессия электронного спина происходит в поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$, определяемом суммой внешнего \mathbf{H}_0 и спин-орбитального $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$ полей, в результате чего кривая Ханле $\rho(H)$ сдвигается на величину $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle$. Оценка для КЯ GaAs/GaAlAs шириной $L = 10$ нм, с эффективной массой электрона $m = 0,066m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и подвижностью $\mu \sim 10^4$ см $\text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ в электрическом поле $E = 10$ В см^{-1} , даёт $\langle \mathbf{H}_{\text{eff}} \rangle = 1,1 \times 10^{-2} \mu \text{E} \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с} \approx 1$ кЭ. Как видно из рис. 4, величина сдвига кривой Ханле близка к данной оценке. Этот эффект может быть использован для быстрого и контролируемого управления спином с помощью электрического тока.

Оптическая ориентация спинов в квантовых точках. Наиболее замечательным свойством квантовых точек (КТ), делающим их привлекательными как для фундаментальных исследований, так и для приложений, является дискретность энергетической структуры. Именно вследствие дискретности энергетического спектра сильно подавляются механизмы спиновой релаксации, связанные со спин-орбитальным взаимодействием [39, 40]. Действительно, отсутствие энергетических состояний между уровнями КТ должно приводить к более жёстким (по отношению к таковым в объёмных полупроводниках или КЯ) правилам отбора при спиновых переходах и к замедлению скорости спиновой релаксации. Длительное время жизни спина электрона, локализованного в КТ, даёт принципиальную возможность его использования для реализации квантового бита.

Однако эксперименты по оптической ориентации в КТ при непрерывном возбуждении обнаружили отсутствие циркулярной поляризации излучения. Измерения с разрешением во времени также показали быстрое затухание сигнала спиновой поляризации экситонов [41]. Оказалось, что из-за сильного электронно-дырочного обменного взаимодействия экситон быстро теряет спиновую поляризацию. Однако в магнитном поле, парал-

дельном оси роста структуры, возникал заметный сигнал оптической ориентации — этот эффект называется *восстановлением оптической ориентации* [42]. Для объяснения экспериментов по оптической ориентации спинов в КТ необходимо учитывать анизотропный характер электронно-дырочного обменного взаимодействия (наноструктуры, как правило, обладают низкой симметрией — C_{2v} или ниже). Анизотропная часть обменного взаимодействия приводит к дополнительному расщеплению экситонных зеемановских подуровней. Теоретически [43, 44] и экспериментально [45] было показано, что в наноструктурах с симметрией C_{2v} радиационный дублет экситонов с проекциями углового момента $m_z = \pm 1$ (z — ось роста структуры) расщепляется на два подуровня, $|X\rangle$ и $|Y\rangle$, дипольно-активных в двух ортогональных линейных поляризациях света. Линейно поляризованный свет создаёт экситоны с заданным направлением вектора осциллирующего дипольного момента — оптическое выстраивание [6]. При возбуждении импульсом циркулярно поляризованного излучения создаётся циркулярный диполь в суперпозиционном состоянии $(|X\rangle + i|Y\rangle)/\sqrt{2}$. Эволюция этого состояния во времени сопровождается осцилляциями циркулярной поляризации с частотой $\omega = \omega_X - \omega_Y$ (эти осцилляции часто называют квантовыми биениями). В ансамбле квантовых точек из-за разброса частот прецессий (неоднородное уширение) сигнал быстро затухает [41, 46] и осцилляции трудно наблюдать. По этой же причине отсутствует сигнал оптической ориентации при стационарном возбуждении. При приложении продольного магнитного поля экситонные состояния $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ трансформируются, превращаясь из линейных диполей в нулевом или слабом поле ($H \ll \hbar\omega/\mu_B g$) в циркулярные диполи в сильном поле ($H \gg \hbar\omega/\mu_B g$). В сильном магнитном поле наблюдается высокая циркулярная поляризация, так как она определяется длительным временем спиновой релаксации (отношение $\tau_s/(\tau + \tau_s)$ близко к единице). В промежуточных магнитных полях экситонные состояния представляют собой смесь линейного и циркулярного диполей. Если возбудить экситон в таком смешанном состоянии, то рекомбинационное излучение окажется эллиптически поляризованным. Это приводит к новому явлению — конверсии оптической ориентации в выстраивание, и наоборот [47]. Эффект конверсии наблюдался экспериментально в самоорганизованных КТ на основе соединений A^3B^5 [40] и A^2B^6 [48, 49].

Ситуация меняется в легированных КТ: оптическое возбуждение в этом случае приводит к образованию однократно заряженного экситонного комплекса — триона, в состав которого входят две дырки и один электрон или два электрона и одна дырка (заряд КТ можно изменять также с помощью внешнего электрического поля). В основном состоянии триона два одинаковых носителя заряда образуют спиновый синглет ($S_h = 0$ или $S_e = 0$) и обменное взаимодействие исчезает [50, 51]. В заряженных точках может наблюдаться оптическая ориентация как неравновесных, так и равновесных (резидентных) носителей [52] (аналог оптической ориентации в основном состоянии атомов [3]). Прямым методом спектроскопии с временным разрешением было измерено время спиновой релаксации дырок в КТ InAs/GaAs $\tau_{sh} \approx 20$ нс [53].

Кривая Ханле для трионного состояния может оказаться сложнее простого лоренцевского контура. На

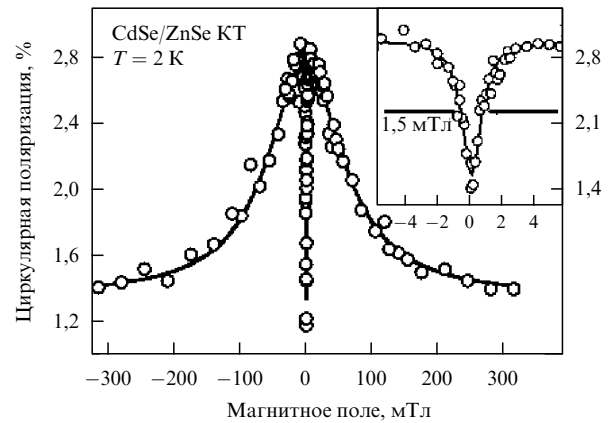


Рис. 5. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля (эффект Ханле) в отрицательно заряженных КТ CdSe/ZnSe. Регистрация осуществляется на линии X^- -триона. Сплошная линия представляет собой комбинарованный лоренцевский контур $P_c(B) = P_e/[1 + (H/H_{1/2}^e)^2] + P_h/[1 + (H/H_{1/2}^h)^2]$ с полуширинами $H_{1/2}^e = 0,75$ мТл и $H_{1/2}^h = 70$ мТл. (Из работы [54].)

рисунке 5 показана зависимость степени циркулярной поляризации излучения X^- -трионов в КТ CdSe/ZnSe от поперечного магнитного поля [54]. Немонотонная зависимость поляризации от поля свидетельствует о наличии вкладов с различными полуширинами, т.е. с разными временами жизни спина. Спад поляризации в больших полях связан с прецессией нескомпенсированного спина дырки в трионе [55]. Полуширина этой кривой $H_{1/2}^h = 70$ мТл даёт время жизни спина дырки: $T_{sh} = \hbar/\mu_B g_h H_{1/2} \approx 500$ пс. Данное время практически совпадает с временем жизни триона [56] — это означает, что время жизни спина дырки контролируется рекомбинацией, т.е. $\tau_s \gg \tau$. Время спиновой релаксации дырки τ_s по измерениям [56] превышает 10 нс. Возрастание поляризации излучения в области слабых полей кажется, на первый взгляд, парадоксальным, поскольку прецессия спина электрона всегда должна приводить к деполаризации. Однако парадокс легко разрешается, если учесть, что вклад электронов в поляризацию излучения имеет отрицательный знак [52, 53] и его уменьшение по абсолютной величине приводит к общему возрастанию поляризации. Из полуширины кривой деполаризации электронов можно определить время жизни спина $T_{se} = \hbar/\mu_B g_e H_{1/2}^e \approx 14$ нс. Очевидно, что такое большое время может быть приписано только спиновой релаксации равновесного электрона, поскольку время жизни спина фотовозбуждённого носителя ограничено существенно меньшим рекомбинационным временем. Заметим, что в продольном магнитном поле время спиновой релаксации в КТ, как и в объёмных кристаллах, существенно возрастает. Ниже рассмотрены два типичных примера возможного практического применения КТ.

Оптически программируемая спиновая память. Большие времена спиновой релаксации носителей в полупроводниковых КТ можно использовать для создания оптически программируемой памяти. Принцип её работы был продемонстрирован в работе [57], где КТ использовалась для приготовления электронного спина, последующего хранения и оптического считывания. На рисунке 6а образец с ансамблем КТ InGaAs освещается циркулярно поляризованным излучением. При поглоще-

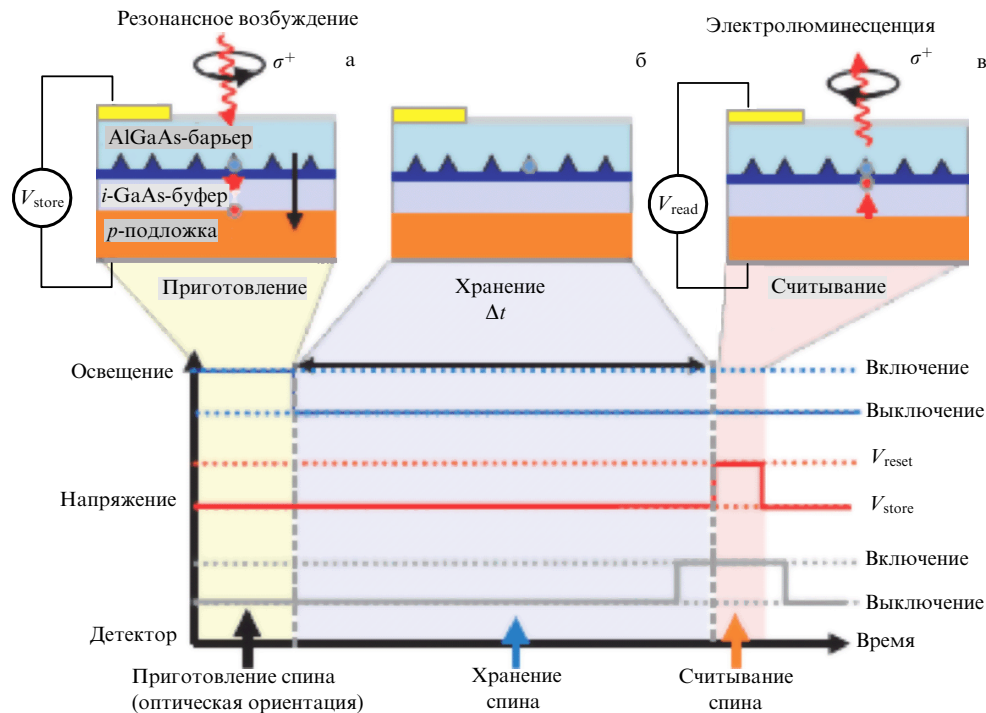


Рис. 6. Схема устройства и принцип действия оптически программируемой памяти (тёмные треугольники — квантовые точки InGaAs). (а) Резонансно возбуждённые экситоны ионизируются в сильном электрическом поле, приложенном к р-и-н-структуре: превращение фотона в заряд. Барьер из AlGaAs препятствует уходу электрона из КТ. (б) После разделения зарядов спин-поляризованный электрон хранится в КТ. (в) Считывание спинового состояния электрона при приложении обратного смещения, инжектирующего дырку в КТ. Рекомбинация дырки и электрона порождает фотон с поляризацией, определяемой спином электрона. (Из работы [57].)

нии фотона квантовой точкой образуется электронно-дырочная пара (экситон). Для того чтобы исключить обменное взаимодействие, разрушающее спиновую поляризацию, перпендикулярно слою квантовых точек подаётся обратное смещение. Электрическое поле ионизирует экситон, выбрасывая дырку из КТ. Высокий барьер из AlGaAs при этом препятствует выбросу электрона из КТ. После разделения зарядов спин-поляризованный электрон хранится в КТ. Через время Δt напряжение меняется так, что в КТ инжектируется дырка, которая рекомбинирует с электроном. В эксперименте измерялась степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения при различных Δt и из этой зависимости определялось время спиновой релаксации τ_s . В магнитном поле $H = 4$ Тл, например, получено $\tau_s = 20 \pm 6$ мс. Показано, что благодаря спин-орбитальному взаимодействию однофононные процессы рассеяния смешивают зеемановские подуровни и делают возможным переворот спина.

Сверхбыстрое оптическое управление спином электрона в КТ. Ещё один пример возможного применения КТ основан на использовании оптического эффекта Штарка [58]. Оптическое излучение (частотой ω и интенсивностью I), отстроенное от энергии электронного перехода ω_0 на величину $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, индуцирует сдвиг энергии перехода на $\Delta E = D^2 I / (\omega - \omega_0) \sqrt{\epsilon/\mu}$, где ϵ и μ — электрическая и магнитная проницаемости. При возбуждении КТ циркулярно поляризованным светом (σ^+) оптический переход разрешён на подуровень экситона $m_z = +1$ (волна σ^+ взаимодействует только с одним из подуровней зеемановского дублета $m_z = \pm 1$). Зеемановский подуровень $m_z = +1$ испытывает штарковский сдвиг, а под-

уровень $m_z = -1$ не меняет энергию: возникает расщепление между подуровнями $m_z = +1$ и $m_z = -1$. Это эквивалентно действию эффективного (штарковского) магнитного поля $H_{\text{Stark}} = \Delta E / \mu_B g$, направленного вдоль волнового вектора фотона. Используя короткие импульсы света с достаточно большой интенсивностью, можно быстро менять направление спина благодаря прецессии в штарковском поле. Следует заметить, что оптический эффект Штарка при облучении циркулярно поляризованным светом и возникновение штарковского магнитного поля допускает и иную интерпретацию в терминах обратного эффекта Фарадея [59, 60]. Оптический эффект Штарка является иллюстрацией эквивалентности действия магнитного поля и циркулярно поляризованного света.

Заметим, однако, что для широкого приборного использования КТ требуется, чтобы долгие времена жизни спина сохранялись при комнатной температуре, а это пока не достигнуто.

6. Спиновый транспорт

Транспорт спина в спиновой электронике играет такую же важную роль, как перенос заряда в обычной электронике. Такие вопросы, как спин-зависимое рассеяние, диффузия спина, перенос спина через различные интерфейсы, управление спинами с помощью электрического поля и т.д., находятся в центре внимания спиновой физики. Оптическая ориентация (оптическая инжекция) является изящным и эффективным способом создания неравновесного спина, но желательно иметь более простой, не требующий лазерных источников, способ инжекции. Были предложены такие способы, как пропускание

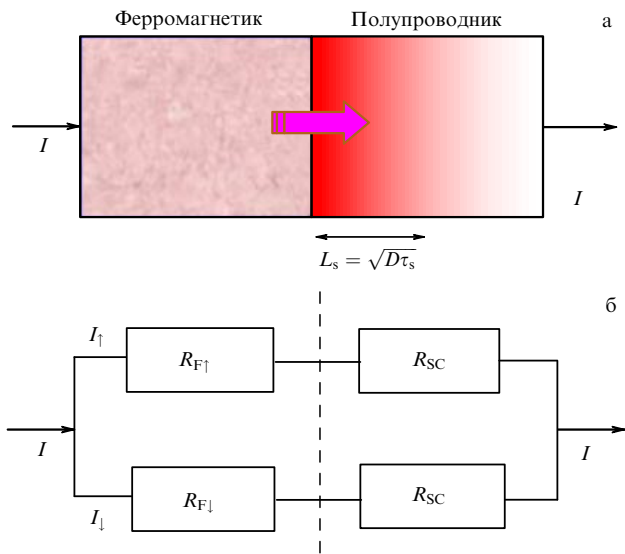


Рис. 7. (а) Схематическое изображение спиновой инжекции из ферромагнитного материала в полупроводник. Спиновая релаксация в полупроводнике приводит к уменьшению неравновесного спина при удалении от границы. (б) Эквивалентная схема контакта ферромагнетик/полупроводник в виде параллельного соединения сопротивлений. По верхней части цепи протекают электроны, поляризованные против вектора намагниченности ферромагнетика, а по нижней части — по вектору намагниченности. Несмотря на то что $R_{F\downarrow} \neq R_{F\uparrow}$, ток не поляризован: поскольку $R_{F\uparrow,\downarrow} \ll R_{SC}$, токи в верхней (I_1) и нижней (I_1) частях цепи почти совпадают: $I_1 = U/(R_{F\uparrow} + R_{SC}) \approx U/R_{SC}$ и $I_1 = U/(R_{F\downarrow} + R_{SC}) \approx U/R_{SC}$.

тока через ферромагнитный контакт (*спиновая инжекция*) и пропускание тока через полупроводник (*спиновый эффект Холла, генерация спина электрическим током*).

Электрическая спиновая инжекция. Идея создания неравновесной спиновой поляризации в полупроводнике при пропускании тока через ферромагнитный контакт принадлежит А. Аронову и Г. Пикусу [9]. Вследствие особенностей зонной структуры ферромагнетика, проводимости двух групп электронов с магнитными моментами, направленными параллельно и антипараллельно намагниченности, различны ($\sigma_{F\uparrow} \neq \sigma_{F\downarrow}$). Если рассеяние электронов происходит преимущественно без переворота спина, то две группы электронов не смешиваются и ток в ферромагнетиках оказывается спин-поляризованным, $I_1 \neq I_1$, как показано на рис. 7а. Для выполнения указанного условия необходимо, чтобы время рассеяния по импульсу τ_{tr} (транспортное время) было существенно меньше, чем время спиновой релаксации τ_s $\tau_{tr} \ll \tau_s$. Во многих ферромагнетиках это условие выполняется уже при комнатной температуре. При инжекции спиновой ориентации в полупроводнике существует на длине диффузии спина $L_s = \sqrt{D\tau_s}$ (D — коэффициент диффузии). В экспериментальной работе [10] была реализована спиновая инжекция в GaAs из ферромагнитной никелевой иглы сканирующего туннельного микроскопа. В дальнейшем оказалось, что в гетероструктуре из ферромагнитного металла с полупроводником спиновая инжекция неэффективна [61]. Физическое объяснение этой проблемы было дано в работах [62, 63]. На рисунке 7б приведена эквивалентная схема контакта ферромагнетик/полупроводник в виде параллельно соединённых сопротивлений ферромагнетика $R_{F\uparrow} \propto \sigma_{F\uparrow}^{-1}$,

$R_{F\downarrow} \propto \sigma_{F\downarrow}^{-1}$ и полупроводника R_{SC} . Низкий коэффициент спиновой инжекции γ , который определяется как $\gamma = (I_1 - I_1)/(I_1 + I_1)$, обусловлен большим различием проводимостей контактирующих материалов — металла и полупроводника. Действительно, в силу неравенства $R_{F\uparrow,\downarrow} \ll R_{SC}$ токи I_1 и I_1 практически совпадают, что означает отсутствие спиновой инжекции. Обойти эту проблему можно двумя путями: а) использовать в качестве спинового инжектора ферромагнитный полупроводник с $R_{F\uparrow,\downarrow} \approx R_{SC}$; б) использовать обычный металлический ферромагнетик, но с высоким сопротивлением контакта, $R_c > R_{SC}$ [64]. Для достижения условия $R_c > R_{SC}$ иногда между ферромагнетиком и полупроводником наносят туннельную прослойку диэлектрика [65]: в этом случае туннельный ток становится спин-зависимым. Успех первого эксперимента по спиновой инжекции был обусловлен именно тем, что использовался туннельный микроскоп. Спиновая инжекция из ферромагнитного полупроводника типа GaMnAs в GaAs была осуществлена в работах [66, 67].

Спиновый эффект Холла. Эффект состоит в возникновении спинового потока в направлении, перпендикулярном электрическому току. Спиновый поток q_{ij} пропорционален приложенному электрическому полю E_k : $q_{ij} = \beta n \epsilon_{ijk} E_k$, где ϵ_{ijk} — антисимметричный тензор, β — константа спин-орбитального взаимодействия, n — концентрация носителей [7]. Спиновый поток, в свою очередь, приводит к накоплению неравновесного спина на гранях образца (рис. 8б). Зарядовый ток в поперечном направлении не возникает, и напряжение на боковых гранях образца (холловских контактах) тождественно равно нулю. Но если инжектировать в образец ток со спиновой поляризацией P (спиновая инжекция), то в поперечном направлении возникнет зарядовый холлов-

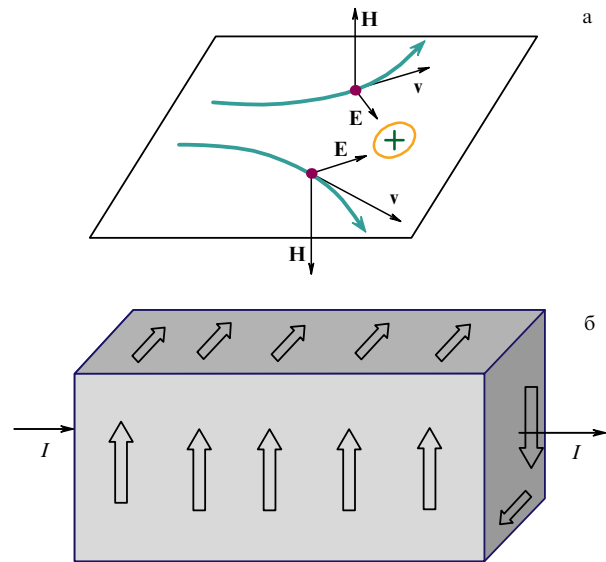


Рис. 8. Спиновый эффект Холла. (а) Рассеяние электрона на примеси влево или вправо. Электрон, движущийся со скоростью v в электрическом поле E примеси, "видит" магнитное поле $H = (v \times E)/c$, где c — скорость света. Знак магнитного поля зависит от направления рассеяния. (б) Возникает спиновый ток, перпендикулярный протекающему электрическому току I . На боковых гранях образца появляется спиновая поляризация (двойные стрелки). Область существования спиновой поляризации вблизи поверхности образца определяется длиной диффузии спина $L_s = \sqrt{D\tau_s}$.

ский ток $\mathbf{j}_H \propto \beta n \mathbf{E} \times \mathbf{P}$ [7] и холловское напряжение U_H . Один из наиболее важных микроскопических механизмов спинового эффекта Холла состоит в асимметрии рассеяния электронов: за счёт спин-орбитального взаимодействия электроны с противоположными спинами рассеиваются преимущественно в противоположные стороны [68] (рис. 8а). Существенной особенностью эффекта является то, что вклад в асимметрию даёт только компонента спиновой поляризации, перпендикулярная плоскости рассеяния: сечение рассеяния пропорционально произведению \mathbf{Pn} , где $\mathbf{n} \propto \mathbf{k} \times \mathbf{k}'$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — импульсы электрона до и после рассеяния. Спиновый эффект Холла экспериментально был обнаружен в 2004 г. в тонкой плёнке GaAs при $T = 30$ К [69], а спустя два года эффект наблюдался при комнатной температуре

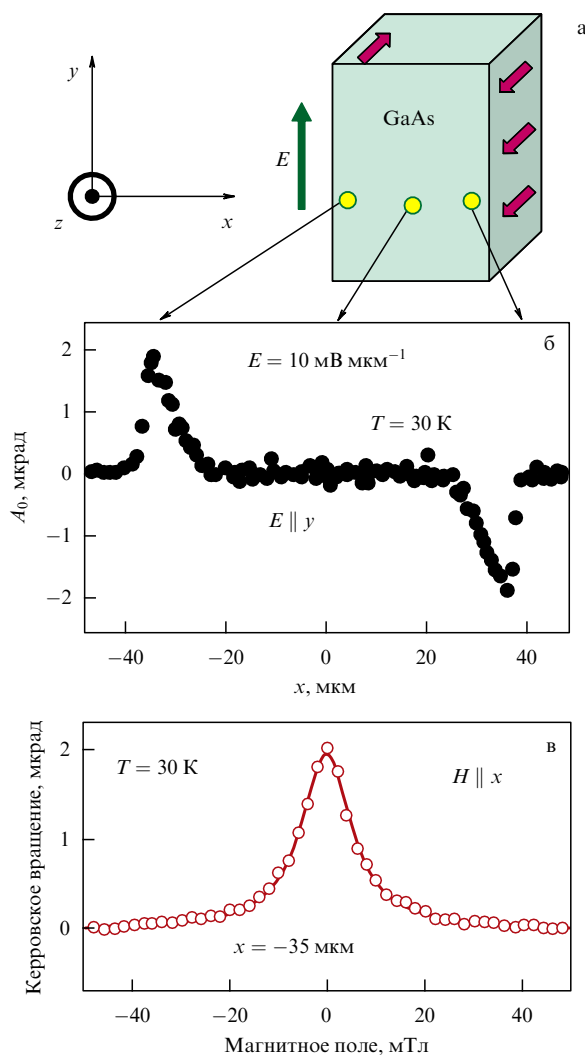


Рис. 9. Экспериментальное обнаружение спинового эффекта Холла. (а) Схема эксперимента. Вдоль оси y пропускается электрический ток. (б) Измеряется амплитуда A_0 керровского вращения с передней поверхности образца в зависимости от координаты x . Сигнал пропорционален проекции спина на ось z . Пространственная ширина пиков керровского вращения при $x = \pm 35$ мкм определяется длиной диффузии спина. (в) Зависимость сигнала при $x = -35$ мкм от магнитного поля $H \parallel x$ (кружки). Прецессия в магнитном поле приводит к деполаризации неравновесного спина и уменьшению амплитуды керровского вращения. Сплошная линия — аппроксимация лоренцевской кривой. (Из работы [66].)

в плёнках полупроводника ZnSe [70]. Спиновая поляризация, накапливающаяся на краях образца, измерялась магнитооптическим способом по углу вращения плоскости поляризации света, отражённого от образца (эффект Керра). На рисунке 9а, б показаны схема эксперимента и зависимость амплитуды сигнала от координаты вдоль поверхности образца. Амплитуда сигнала пропорциональна проекции спина на ось z . Видно, что амплитуда керровского вращения вблизи краёв образца, где происходит накопление спина, имеет противоположный знак, а в средней части образца равна нулю. При температуре 30 К величина спиновой концентрации и величина спиновой проводимости Холла (отношение поперечного спинового тока к электрическому полю, приложенному вдоль проводника) в плёнке GaAs составили соответственно $n = 16 \mu_B$ мкм $^{-3}$ и $\sigma = j_s/E \approx 3$ Ом $^{-1}$ м $^{-1}$. При повышении температуры до комнатной спиновая концентрация и спиновая проводимость Холла уменьшаются в 10 и 6 раз соответственно, однако остаются измеримыми [70].

В работах [71, 72] также было предсказано возникновение спиновой поляризации при протекании электрического тока. Однако происхождение такой поляризации связано не с рассеянием, а с "больцмановской" заселённостью зеемановских подуровней в эффективном магнитном поле H_{eff} , возникающем при протекании тока [38]. В случае статистики Больцмана спиновая поляризация пропорциональна $\mu_B H_{\text{eff}}/kT$, а в случае фермиевской статистики — $\mu_B H_{\text{eff}}/E_F$ (T и E_F — температура и энергия Ферми). Экспериментально этот эффект обнаружен для двумерного дырочного газа в структуре GaAs/GaAlAs в работах [73, 74], а в случае электронного газа — в [75, 76].

Механизмы и проявления спинового эффекта Холла подробно описаны в [14].

Обратный спиновый эффект Холла. Существует и обратный эффект — при создании спиновой поляризации \mathbf{P} может возникнуть электрический ток $\mathbf{j}/e \propto \delta \text{rot } \mathbf{P}$ [77]. Этот эффект наблюдался в экспериментах [78]. Циркулярно поляризованный свет поглощался у поверхности полупроводника GaAs и создавал поляризацию \mathbf{P} и диффузионный ток вдоль оси z (рис. 10). Хотя при этом существует градиент поляризации — $dP_z/dz \neq 0$, но так как $\mathbf{P} \parallel z$, $\text{rot } \mathbf{P} = 0$, поэтому ток в плоскости образца не возникает. Необходимо, чтобы спин имел составляющую, параллельную плоскости образца. При приложении магнитного поля H_x вследствие прецессии спина в магнитном поле появляется y -компонента вектора \mathbf{P} , что и приводит к появлению отличного от нуля тока $\mathbf{j} \propto \text{rot } \mathbf{P} \propto \mathbf{e}_x dP_y/dz$. На рисунке 10б показана зависимость возникающего на контактах напряжения U от магнитного поля. Зависимость $U(H)$ полностью воспроизводит зависимость $P_y(H)$. В этом эксперименте, по-видимому, впервые был продемонстрирован принцип электрической регистрации спинового эффекта Холла.

Заметим, что поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках может привести к появлению электрического тока и в отсутствие магнитного поля (в рассмотренном выше примере (рис. 10б) ток возникает в магнитном поле). Это явление, известное как *циркулярный фотогальванический эффект*, обусловлено асимметрией элементарных процессов фотовозбуждения и имеет место только в гиротропных средах [79]. Впервые возникновение тока при однородном освещении гиротропного кристалла теллура циркулярно поляризованным светом наблюдалось в экспериментах [80]. Как и ожидалось,

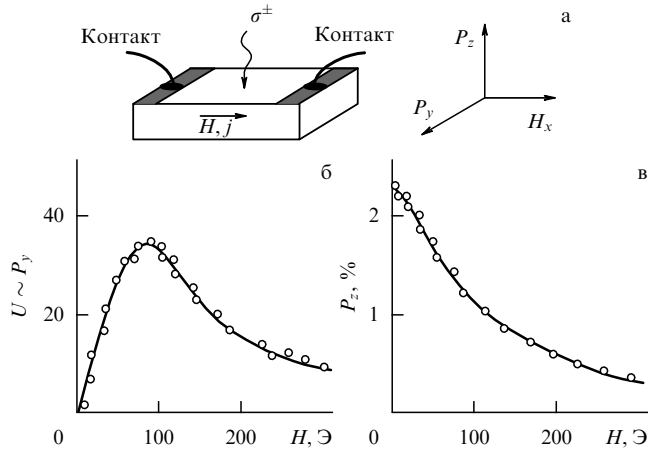


Рис. 10. Обратный спиновый эффект Холла. (а) Образец с контактами и геометрия эксперимента; циркулярно поляризованный свет поглощается у поверхности полупроводника и создает спиновую поляризацию P_z . (б) В поле H_x появляется поляризация P_y , которая приводит к возникновению тока и, соответственно, напряжения $U \sim P_y$ на контактах. (в) Зависимость P_z от магнитного поля $H = H_x$ (эффект Ханле). (Из работы [75].)

направление тока менялось на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Обзор по циркулярным фотогальваническим эффектам в наноструктурах приведён в работе [81].

Генерация спина электрическим током. В работе [8] обнаружено изменение угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света при пропускании электрического тока через гиротропный кристалл теллура. Угол дополнительного вращения пропорционален току и меняет знак при изменении его направления (рис. 11). Свет распространялся вдоль оси C_3 теллура (симметрия кристалла D_3). Происхождение эффекта поясняется на рис. 11б, где изображена зонная структура теллура. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне приводит к взаимному сдвигу в

k -пространстве подзон с проекциями углового момента $J_z = \pm 3/2$. Вследствие этого валентная зона становится двугорбой, так что экстремум подзоны $J_z = +3/2$ оказывается в точке $k_z = +k_0$, а экстремум $J_z = -3/2$ — в точке $k_z = -k_0$. Электрическое поле $E = E_z$ приводит к нарушению симметрии функции распределения относительно k_z , индуцируя преимущественное заселение дырочных состояний с $J_z = +3/2$, т.е. поляризацию спинов дырок. Это автоматически приводит к изменению вероятностей межзонных переходов (поглощение и преломление) для поляризованных по кругу компонент σ^+ и σ^- . Следует особо отметить большую величину эффекта (по сравнению с другими спиновыми эффектами): при токе $j = 700 \text{ А см}^{-2}$ угол поворота плоскости поляризации $\varphi = 2,5 \times 10^{-2}$ рад. Напомним, величина керровского угла в спиновом эффекте Холла составляет несколько микроградусов. Возможность изменить угол поворота плоскости поляризации при пропускании тока была предсказана в работе [82].

7. Спинтроника

Предназначение спинтроники состоит в использовании фундаментальных знаний в области спин-зависимых явлений для разработки (создания) устройств хранения и обработки информации. Последние годы металлическая спинтроника продемонстрировала впечатляющие успехи [83]. Однако принципиальная невозможность усиления электрических сигналов сильно ограничивает возможности металлической спинтроники. Не существует металлического аналога биполярного транзистора, в котором ток базы сопровождался бы многократно усиленным током эмиттер-коллектора. Полупроводниковая спинтроника призвана интегрировать лучшие качества двух систем, пока существующих независимо, — полупроводниковой логики и магнитной памяти. Возможное направление на этом пути — разработка новых гибридных устройств полупроводник/ферромагнетик, которые могли бы играть роль как логики, так и памяти и могли бы изготавливаться в рамках одной

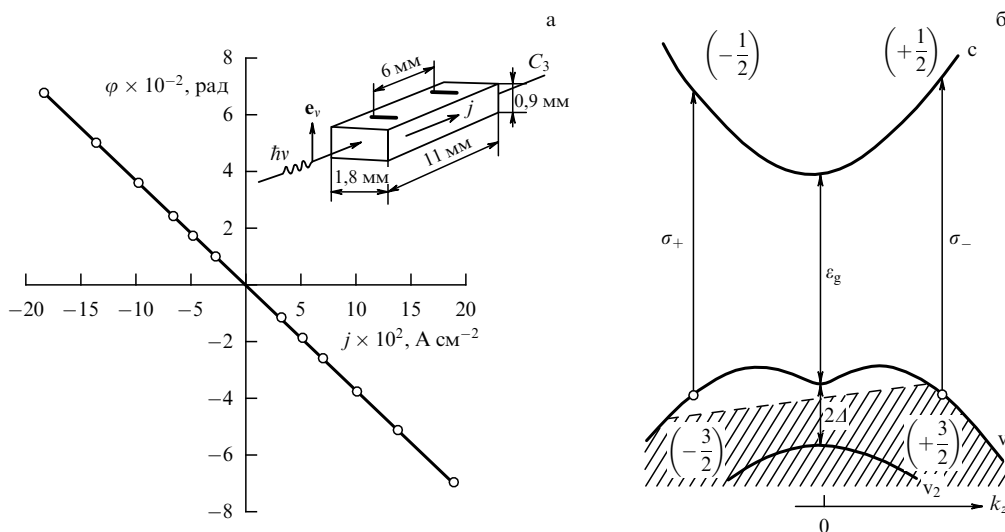


Рис. 11. Генерация спина электрическим током. (а) Зависимость дополнительного угла поворота φ плоскости поляризации света от плотности тока в теллуре с концентрацией дырок $n_h = 1,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температуре 77 К. Ток течёт вдоль оси C_3 гиротропного кристалла, линейно поляризованный свет распространяется вдоль той же оси. (б) Зонная структура теллура: с — зона проводимости, v_1 и v_2 — валентные зоны, штриховая прямая — уровень Ферми дырок в электрическом поле. Подзоны с проекциями углового момента $J_z = +3/2$ и $J_z = -3/2$ сдвинуты в k -пространстве. (Из работы [8].)

технологии. Преимуществами спинтроники считаются энергонезависимость, малые токи утечки, малая энергия переключения, высокое быстродействие. Высокое быстродействие устройств спинтроники может быть достигнуто благодаря тому, что не обязательно перемещать в пространстве заряд и связанную с ним массу. Для переключения состояния достаточно лишь поменять спиновое состояние (повернуть спин).

Можно сформулировать необходимые условия успешного осуществления идей полупроводниковой спинтроники:

1. Устройства существенно используют спин-поляризованные носители — необходим источник спин-поляризованных носителей. Инжекция носителей из ферромагнитного материала в полупроводник решает эту задачу. Альтернативно можно использовать ферромагнитный полупроводник, в котором существует равновесная спиновая поляризация собственных носителей. Такой ферромагнитный полупроводник должен иметь точку Кюри выше комнатной температуры, достаточно высокую подвижность и допускать создание областей с n - и p -проводимостью в одном кристалле.

2. Поляризованные по спину носители необходимо перенести через интерфейс между различными полупроводниковыми материалами или на определённое расстояние внутри полупроводника без потери поляризации — требуется большая длина диффузии спина.

3. Время жизни спина должно быть достаточно большим, для того чтобы можно было произвести желаемые операции. Поскольку в устройствах предполагается использовать материалы как n -типа, так и p -типа, эти требования относятся к обоим типам проводимости.

4. Возможность управления спиновым состоянием электрона с помощью внешних полей, в особенности электрического поля.

Использование ферромагнитных полупроводников с хорошими электрическими и магнитными характеристиками во многом решает задачу интеграции. Проблема состоит лишь в том, что ферромагнитных полупроводников с удовлетворительными свойствами пока не существует. Один из перспективных кандидатов в такие материалы — арсенид галлия, легированный марганцем. Принято считать, что локальные магнитные моменты атомов Mn ориентируют спины подвижных дырок, которые образуются при замещении галлия марганцем. Однако при введении достаточной концентрации марганца ухудшаются электрофизические характеристики материала. Это объясняется сильной дефектностью образцов: длина свободного пробега носителей обычно не превышает 10 Å. Кроме того, температура Кюри в GaMnAs, которая не превышает 150 К, ещё далека от комнатной [88].

В связи с первым условием возникает вопрос: является ли ферромагнетизм необходимым компонентом полупроводниковой спинтроники? Использование спин-орбитального взаимодействия для генерации и детектирования спина позволяет избежать необходимости применения ферромагнетика и трудностей, связанных с включением локальных магнитных полей в архитектуру спиновых устройств. Как мы видели в разделах 3 и 6, во многих случаях спиновую поляризацию в полупроводниках можно создавать и детектировать оптически или электрически. К сожалению, эффекты, вызванные спин-орбитальным взаимодействием, в большинстве случаев малы

и заметны только при низких температурах. Поэтому на их основе пока не создано конкретных приборов. В связи с этим актуальной задачей является поиск и исследование новых материалов, в которых эти эффекты были бы достаточно велики и наблюдались бы при комнатной температуре.

Спиновый транзистор. В 1990 г. было предложено устройство, которое авторы назвали электронным аналогом электро-оптического модулятора [11] (название правильно отражает суть устройства). Это изобретение, более известное под названием спинового транзистора, дало мощный толчок фундаментальным и прикладным исследованиям по спинтронике, несмотря на то что до сих пор не нашло реального практического применения. Устройство похоже на полевой транзистор: оно имеет исток, сток и двумерный электронный канал с управляемой проводимостью. Исток и сток, в отличие от таковых в обычном транзисторе, сформированы из ферромагнитного металла (Fe) и служат в качестве поляризатора и анализатора электронного спина. Первый инжектирует поляризованные носители в двумерный слой, а второй — определяет пропускание устройства, поскольку величина тока зависит от взаимной ориентации среднего спина электронов и намагниченности стока. При движении в двумерном канале электрон испытывает действие эффективного поля Рашбы и его спин поворачивается на определённый угол. При подаче напряжения на затвор транзистора константа Рашбы α изменяется, что приводит к изменению угла поворота и, следовательно, тока. Рассеяние электронов в канале вызывает перемешивание спиновых состояний, поэтому описанный спиновый транзистор может успешно работать только в баллистическом режиме.

В работе [84] предложена "небаллистическая" версия спинового транзистора, в которой используется возможность изменять относительные вклады взаимодействий Дрессельхауза и Рашбы. В частности, при $\alpha = \beta$ спиновая волновая функция не зависит от импульса частицы и при рассеянии спин сохраняется. Устройство работает следующим образом. В исходном (выключенном) состоянии $\alpha \neq \beta$ и инжектированные спины в результате рассеяния деполаризуются, прежде чем дойдут до стока. Ток в этом случае равен половине от максимально возможного, реализуемого при параллельной ориентации спина электронов и намагниченности стока. Затем на затвор подаётся такое напряжение, которое обеспечивает равенство вкладов Дрессельхауза и Рашбы: $\alpha = \beta$. В этом (включённом) состоянии рассеяние не приводит к спиновой релаксации и электронный спин переносится из истока в сток без потерь. Ясно, что ток через устройство в этом случае (при предположении параллельной намагниченности ферромагнитных контактов) будет максимальным. Нетрудно также видеть, что ток можно модулировать при переключении между двумя состояниями: $\alpha = +\beta$ и $\alpha = -\beta$, подавая соответствующие напряжения на затвор. Об экспериментальной реализации спинового транзистора на основе двумерного газа с высокой подвижностью в InAs, работающего при температуре 1,8 К, сообщается в работе [85]. Задачи, решаемые спиновым транзистором, "по плечу" обычным полевым транзисторам, не использующим спины электронов. Главным преимуществом спинового транзистора считается то, что токи утечки и энергия переключения могут быть сделаны существенно меньшими, чем в

существующих и будущих комплементарных металл-оксид-полупроводниковых (КМОП) транзисторах. Критика различных вариантов спинового транзистора содержится в работе [86].

Квантовые вычисления. Спиновые степени свободы можно использовать для организации квантовых вычислений. Квантовая частица, которая, в отличие от классической, может находиться в суперпозиционном состоянии, представляет собой квантовый бит информации или *кубит* — квантовый аналог классического бита. Наиболее распространённым примером кубита является электронный спин, находящийся в суперпозиции базисных состояний $-1/2$ и $+1/2$. Для организации квантовых вычислений со спиновыми кубитами требуются материалы с большими временами спиновой релаксации. Время существования спина должно быть больше, чем время, необходимое для проведения с ним квантовых операций (пространственные повороты спина в эффективном или во внешнем магнитном поле, считывание информации). Считается, что время одной операции с квантовыми кубитами порядка 1 нс. Следовательно, для совершения нескольких операций необходимо время порядка 10 нс или более.

Спиновые состояния электронов в КТ рассматриваются как вероятные кандидаты в логические состояния квантовых битов. Например, избыточный электрон, занимающий размерно-квантованный энергетический уровень в зоне проводимости полупроводниковой КТ ("искусственного атома"), представляет собой один кубит, а пара таких КТ ("искусственная молекула") является уже двухкубитной системой, операции с которой предполагается осуществлять, управляя обменным взаимодействием между электронами с помощью электрических импульсов. Электронный спин в КТ можно также считать и инициализировать оптически [87]. Поглощение фотона в КТ, содержащей электрон, приводит к образованию триона $|J_z, S_z, S'_z\rangle$, где J_z , S_z и S'_z — проекции спинов дырки и двух электронов в трионе. Если в исходном состоянии электрон в КТ имеет проекцию спина $S'_z = +1/2$ ($S'_z = -1/2$), то разрешён переход с поглощением σ^+ -фотона (σ^- -фотона) и образованием триона $|+3/2, -1/2, +1/2\rangle$ ($|-3/2, +1/2, -1/2\rangle$). Рекомбинация в этих состояниях сопровождается излучением σ^+ - или σ^- -фотона, т.е. однозначно определяется проекцией спина электрона S'_z в исходном состоянии, что позволяет считывать спиновое состояние электрона.

Для создания модулей памяти и логических устройств также предлагается использовать спин ядра. Одна из идей заключается в том, чтобы использовать спин электрона в качестве "шины" для передачи данных в ядра (через контактное взаимодействие), где эти данные могли бы обрабатываться или сохраняться. Считывание осуществляется также с помощью электронного спина, локализованного на примесном центре (дефекте) или в КТ. Преимуществом ядерного спина является то, что поляризация ядер сохраняется долго (несколько дней или недель, в зависимости от температуры). В статьях [88, 89] предложены различные варианты конструкций квантовых компьютеров на основе КТ.

Равновесный спин и спинтроника. Использование спина в устройствах полупроводниковой спинтроники, как уже отмечалось выше, требует больших времён жизни спина. При комнатной температуре неравновесный спин нестабилен — затухает за короткое время (10–

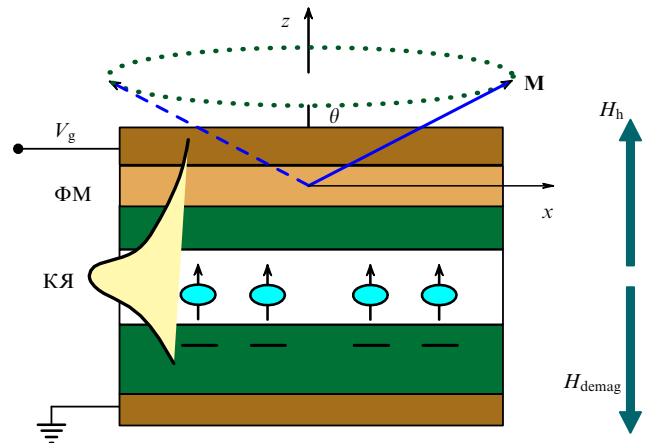


Рис.12. Схематическое изображение структуры, обеспечивающей динамическое переключение намагниченности на основе эффекта близости. Квантовая яма отделена от ферромагнитного слоя (ФМ) тонким барьером. Сверху — тонкий полупрозрачный слой металла, используемый для управления обменной связью дырок (кружки) и ФМ. При подаче напряжения дырки или притягиваются к металлу, или отталкиваются от него. (Адаптированный рисунок из [87].)

100 пс). Для того чтобы обойти эту трудность, необходимо научиться использовать равновесный спин. Привлекательно использовать так называемый *эффект близости* в гибридной системе ферромагнетик (ФМ)–полупроводник. Если ферромагнетик находится достаточно близко к электронной системе полупроводника, то происходит обменное связывание их спиновых систем. Уникальность такой связанной системы заключается в возможности разделения функций хранения и управления: хранение спина осуществляется в ферромагнетике, а управление спином можно организовать с помощью полупроводника.

В работе [90] рассмотрено обменное связывание ФМ с двумерным дырочным газом (2DHG) (рис. 12) и предложен принцип переключения намагниченности плёнки ферромагнетика, нанесённой на полупроводник [90, 91]. Суть предложения заключается в следующем. Основное состояние дырки в валентной зоне соответствует тяжёлым дыркам, угловой момент которых $J = 3/2$ привязан к направлению нормали (ось z) к КЯ. Вследствие этого обменное взаимодействие 2D-дырок с магнитными атомами ферромагнетика анизотропно [92]. Обменная энергия, приходящаяся на единицу поверхности, пропорциональна произведению z -компоненты среднего спина дырок $\langle J_z \rangle$ и z -компоненты единичного вектора \mathbf{m} вдоль вектора намагниченности \mathbf{M} : $E_{\text{ex}} = -Anm_z \langle J_z \rangle$, где A — обменная константа, n — поверхностная концентрация дырок. Обменное взаимодействие (обменное поле ферромагнетика H_{FM}) расщепляет состояние дырки с $J_z = \pm 3/2$ на величину $A \sim 0,1$ эВ, в результате чего дырки поляризуются. Поляризованные по оси z дырки, в свою очередь, создают обменное поле H_{hz} , стремящееся направить намагниченность ферромагнетика вдоль нормали и понизить обменную энергию E_{ex} . Согласно [91], обменное поле $H_{\text{hz}} = An \langle J_z \rangle / Md$ (где d — толщина плёнки). Однако выход вектора \mathbf{M} из плоскости плёнки сопровождается появлением размагничивающего поля напряжённостью $H_{\text{demag}} = -4\pi M_z$ ($H_{\text{demag}} \sim 1$ кЭ). В равновесии намагниченность направлена под некоторым углом θ к оси z , так что размагничивающее поле

уравновешивается обменным полем. Таким образом, анизотропное обменное взаимодействие с дырками контролирует намагниченность ФМ. Очевидно, что величина обменной связи зависит от расстояния между ФМ и дырками. Приложенное к затвору напряжение V_g (см. рис. 12) притягивает или отталкивает дырки, меняя силу обменной связи с ферромагнетиком. При подаче положительного потенциала на затвор можно уменьшить (в идеале — убрать совсем) обменное поле дырок. Тогда намагниченность M , составляющая угол θ с полем H_{demag} , начнёт прецессировать вокруг него. При определённой длительности импульса электрического поля намагниченность поворачивается на 180° . Таким образом, можно осуществлять динамическое управление намагниченностью ферромагнетика с помощью обменно-связанной с ним полупроводниковой КЯ. Преимущество этого предложения состоит в том, что устройство может работать при комнатной температуре (при выборе соответствующего ферромагнетика [91]).

Экспериментально обменное связывание ферромагнитного полупроводника GaMnAs с дырками в близлежащей КЯ GaAs наблюдалось в работе [93]. Обменное взаимодействие с ФМ индуцирует равновесную поляризацию дырок в КЯ, которую наблюдали по циркулярной поляризации люминесценции из КЯ, помещённой в магнитное поле. Электрическое поле, приложенное перпендикулярно плоскости КЯ, вызывает деформацию волновой функции дырки, приближая или удаляя её от ФМ-слоя. Измерения показали, что величина циркулярной поляризации люминесценции из КЯ зависит от приложенного электрического поля.

Отметим, что электрическое переключение намагниченности (запись информации) является одной из важнейших технических задач спинтроники (вторая часть этой задачи — электрическое считывание информации в виде намагниченности ферромагнетика — решена с помощью эффекта гигантского магнетосопротивления). Сравнительно легко такое переключение осуществляется в ФМ на основе разбавленных магнитных полупроводников. Поскольку ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках вызван косвенным обменным взаимодействием, которое осуществляется дырками, то изменение их концентрации приводит к изменению температуры Кюри. В работе [94] продемонстрировано электрическое управление намагниченностью ферромагнитного слоя в структуре InAs/InMnAs. При приложении электрического напряжения к затвору изменялась петля гистерезиса, что связывалось авторами с изменением концентрации дырок в слое InMnAs. Результаты экспериментов также легко интерпретируются на основе эффекта близости [90].

8. Заключение

К настоящему времени открыто много новых интересных спин-зависимых эффектов в полупроводниках и гибридных структурах с магнетиками и на их основе предложено большое количество устройств. Разработаны методы генерации, управления и детектирования спина — на них основывается работа будущих устройств спинтроники. Синтезированы и всесторонне исследованы ферромагнетики на основе полупроводников группы A_3B_5 . Вместе с тем конкретных приложений спиновых явлений в полупроводниках пока нет. Трудности связаны с большой скоростью спиновой релаксации

электронов в полупроводниках и отсутствием ферромагнитных полупроводников при комнатной температуре. Решение проблемы спиновой релаксации электронов намечено в работах [33, 34]. Ферромагнитные полупроводники имеют хорошие перспективы для практических применений ввиду лёгкости управления намагниченностью. Однако их качество пока недостаточно высокое: ФМ-полупроводники характеризуются большой концентрацией дефектов, неоднородностью, низкой подвижностью. Альтернативой могут быть гибридные системы полупроводников с металлическими или диэлектрическими ферромагнетиками. Именно в таких гибридных системах могут найти приложение спиновые явления в полупроводниках в ближайшем будущем. Необходимо, кроме того, преодолеть технологические сложности, связанные с дефектами на интерфейсе, образованием интерфейсных слоёв и т.д.

Особенностью многих спин-зависимых эффектов является их малость. Например, спиновый эффект Холла мал в меру малости спин-орбитальной связи. Представляется целесообразным направить усилия на поиск и исследование новых материалов и структур с заранее заданными свойствами, с симметрией, разрешающей возникновение тех или иных спиновых эффектов. Необходимо разработать методы расчёта таких структур, научиться предсказывать их свойства и количественно определять параметры. В качестве примера материала, в котором эффект (вращение плоскости поляризации света) достаточно сильно проявляется, можно указать кристалл теллура с его уникальной зонной структурой.

Сейчас спиновые явления активно исследуются не только в полупроводниках, но и в металлах, диэлектриках, органических материалах. Среди последних работ — исследование возможностей использования спинов дефектов в алмазе (так называемых NV-дефектов, NV — от англ. "nitrogen vacancy") для хранения и обработки квантовой информации. Несомненным достоинством этой системы является то, что NV-дефекты обладают большим временем спиновой релаксации при комнатной температуре [95, 96].

Успехи металлической спинтроники, а также достигнутое глубокое понимание физики спиновых процессов в полупроводниках и гибридных системах с ферромагнетиками позволяют надеяться на скорый прогресс полупроводниковой спинтроники.

Список литературы

1. Hanle W T Z. *Phys.* **30** 93 (1924)
2. Wood R W, Ellett A *Phys. Rev.* **24** 243 (1924)
3. Kastler A *Science* **158** 214 (1967)
4. Lampel G *Phys. Rev. Lett.* **20** 491 (1968)
5. Parsons R R *Phys. Rev. Lett.* **23** 1152 (1969)
6. Meier F, Zakharchenya B P (Eds) *Optical Orientation* (Amsterdam: North-Holland, 1984) [Захарченко Б П, Мейер Ф (Ред.) *Оптическая ориентация* (Л.: Наука, 1989)]
7. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 206 (1971) [D'yakonov M I, Perel V I *JETP Lett.* **13** 144 (1971)]
8. Воробьев Л Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 485 (1979) [Vorob'ev L E et al. *JETP Lett.* **29** 441 (1979)]
9. Аронов А Г, Пикус Г Е *ФТП* **10** 1177 (1976) [Aronov A G, Pikus G E *Sov. Phys. Semicond.* **10** 698 (1976)]
10. Alvarado S F, Renaud P *Phys. Rev. Lett.* **68** 1387 (1992)
11. Datta S, Das B *Appl. Phys. Lett.* **56** 665 (1990)
12. The Discovery of Giant Magnetoresistance (Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2007), http://www.kva.se/Documents/Priser/Nobel/2007/sciback_fy_en_07.pdf

13. Kusrayev Yu G, Landwehr G (Eds) *Semicond. Sci. Technol.* **23** (11) (2008), Special Issue "Optical Orientation"
14. Dyakonov M I (Ed.) *Spin Physics in Semiconductors* (Berlin: Springer, 2008)
15. Elliott R J *Phys. Rev.* **96** 266 (1954)
16. Dresselhaus G *Phys. Rev.* **100** 580 (1955)
17. Дьяконов М И, Перель В И *ФТТ* **13** 3581 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. Solid State* **13** 3023 (1972)]
18. Бир Г Л, Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **69** 1382 (1975) [Bir G L, Aronov A G, Pikus G E *Sov. Phys. JETP* **42** 705 (1976)]
19. Fishman G, Lampel G *Phys. Rev. B* **16** 820 (1977)
20. Crooker S A et al. *Phys. Rev. B* **56** 7574 (1997)
21. Akimoto R et al. *Phys. Rev. B* **57** 7208 (1998)
22. Camilleri C et al. *Phys. Rev. B* **64** 085331 (2001)
23. Bastard G, Chang L L *Phys. Rev. B* **41** 7899 (1990)
24. Abragam A *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford: Clarendon Press, 1961) [Абрагам А *Ядерный магнетизм* (М.: ИЛ, 1963)]
25. Дьяконов М И, Перель В И *ЖЭТФ* **65** 362 (1973) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **38** 177 (1974)]
26. Merkulov I A, Efros A I L, Rosen M *Phys. Rev. B* **65** 205309 (2002)
27. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 245204 (2002)
28. Kavokin K V *Phys. Rev. B* **64** 075305 (2001)
29. Astakhov G V et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 076602 (2008)
30. Карлик И Я и др. *ФТТ* **24** 3550 (1982) [Karlik I Ya et al. *Sov. Phys. Solid State* **24** 2022 (1982)]
31. Akimov I A et al. *Phys. Rev. B* **80** 081203(R) (2009)
32. Lombez L et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 252115 (2005)
33. Kalevich V K et al. *Physica B* **404** 4929 (2009)
34. Kalevich V K et al. *Письма в ЖЭТФ* **85** 208 (2007) [*JETP Lett.* **85** 174 (2007)]
35. Burchkov Yu A, Rashba E I *J. Phys. C* **17** 6039 (1984)
36. Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ФТП* **20** 178 (1986) [Dyakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. Semicond.* **20** 110 (1986)]
37. Аверкиев Н С *УФН* **180** 785 (2010) [Averk'iev N S *Phys. Usp.* **52** (7) (2010)]
38. Калевич В К, Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **52** 859 (1990) [Kalevich V K, Korenev V L *JETP Lett.* **52** 230 (1990)]
39. Khaetskii A V, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **61** 12639 (2000)
40. Woods L M, Reinecke T L, Lyanda-Geller Y *Phys. Rev. B* **66** 161318(R) (2002)
41. Paillard M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1634 (2001)
42. Джиоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997) [Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **65** 804 (1997)]
43. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
44. Lavallard P, Gourdon C, Planel R *Superlattices Microstruct.* **12** 321 (1992)
45. van Kesteren H W et al. *Phys. Rev. B* **41** 5283 (1990)
46. Tartakovskii A I et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 057401 (2004)
47. Ivchenko E L *Phys. Status Solidi A* **164** 487 (1997)
48. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **72** 155301 (2005)
49. Koudinov A V et al. *Phys. Rev. B* **78** 045309 (2008)
50. Bayer M et al. *Phys. Rev. B* **65** 195315 (2002)
51. Finley J J et al. *Phys. Rev. B* **66** 153316 (2002)
52. Bracker A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047402 (2005)
53. Dzhioev R I et al. *Phys. Rev. B* **66** 153409 (2006)
54. Kusrayev Yu G *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114013 (2008)
55. Kusrayev Yu G et al. *Phys. Rev. B* **76** 153307 (2007)
56. Flissikowski T et al. *Phys. Rev. B* **68** 161309(R) (2003)
57. Kroutvar M et al. *Nature* **432** 81 (2004)
58. Verezovsky J et al. *Science* **320** 349 (2008)
59. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960) [Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **12** 1008 (1961)]
60. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon, 1983) Ch. XI]
61. Filip A T et al. *Phys. Rev. B* **62** 9996 (2000)
62. Johnson M, Silsbee R H *Phys. Rev. Lett.* **55** 1790 (1985)
63. Schmidt G et al. *Phys. Rev. B* **62** R4790 (2000)
64. Rashba E I *Phys. Rev. B* **62** R16267 (2000)
65. Motsnyi V F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 265 (2002)
66. Ohno Y et al. *Nature* **402** 790 (1999)
67. Mattana R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 166601 (2003)
68. Mott N F *Proc. R. Soc. London A* **124** 425 (1929)
69. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
70. Stern N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 126603 (2006)
71. Аронов А Г, Лянда-Геллер Ю Б *Письма в ЖЭТФ* **50** 398 (1989) [Aronov A G, Lyanda-Geller Yu B *Sov. Phys. JETP Lett.* **50** 431 (1989)]
72. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
73. Silov A Yu et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 5929 (2004)
74. Ganichev S D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 127 (2006)
75. Sih V et al. *Nature Phys.* **1** 31 (2005)
76. Kato Y K et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 176601 (2004)
77. Аверкиев Н С, Дьяконов М И *ФТП* **17** 629 (1983) [Averk'iev N S, Dyakonov M I *Sov. Phys. Semicond.* **17** 393 (1983)]
78. Бакун А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 464 (1984) [Bakun A A et al. *Sov. Phys. JETP Lett.* **40** 1293 (1984)]
79. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах в без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992) [Sturman B I, Fridkin V M *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials* (Philadelphia: Gordon and Breach Science Publ., 1992)]
80. Аснин В М и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 80 (1978) [Asnin V M et al. *JETP Lett.* **28** 74 (1978)]
81. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
82. Баранова Н Б, Богданов Ю В, Зельдович Б Я *УФН* **123** 349 (1977) [Baranova N B, Bogdanov Yu V, Zel'dovich B Ya *Sov. Phys. Usp.* **20** 870 (1977)]
83. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008)
84. Schliemann J, Egues J C, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **90** 146801 (2003)
85. Коо Н С et al. *Science* **325** 1515 (2009)
86. Bandyopadhyay S, Cahay M *Appl. Phys. Lett.* **85** 1433 (2004)
87. Shabaev A et al. *Phys. Rev. B* **68** 201305(R) (2003)
88. Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
89. Burkard G, Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. B* **59** 2070 (1999)
90. Коренев В Л *Письма в ЖЭТФ* **78** 1053 (2003) [Korenev V L *JETP Lett.* **78** 564 (2003)]
91. Захарченя Б П, Коренев В Л *УФН* **175** 629 (2005) [Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Usp.* **48** 603 (2005)]
92. Merkulov I A, Kavokin K V *Phys. Rev. B* **52** 1751 (1995)
93. Myers R C, Gossard A C, Awschalom D D *Phys. Rev. B* **69** 161305(R) (2004)
94. Ohno H et al. *Nature* **408** 944 (2000)
95. Gaebel T *Nature Phys.* **2** 408 (2006)
96. Jelezko F et al. *Appl. Phys. Lett.* **81** 2160 (2002)

PACS numbers: **75.76.+j**, **78.56.-a**, **85.75.-d**
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007i.0773

Спиновые фототоки в полупроводниках

С.А. Тарасенко

1. Введение. Феноменологическое описание

Возможность эффективного управления спиновыми состояниями электронов, дырок и других квазичастиц в низкоразмерных структурах является ключевой проблемой полупроводниковой спинтроники. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию спиновое состояние ква-

С.А. Тарасенко. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

зичастицы можно изменять, воздействуя на её орбитальное движение. Одним из наглядных проявлений спин-орбитального взаимодействия является спиновый эффект Холла — эффект возникновения поперечного спинового потока при протекании электрического тока [1–4]. Спиновый эффект Холла возникает в полупроводниках со свободными носителями заряда в результате спин-зависимого рассеяния носителей на примесях или фононах, а также может быть обусловлен спин-орбитальным расщеплением электронных состояний. Спиновые токи, индуцированные электрическим полем, могут возникать и при баллистическом транспорте электронов, например, в туннельных структурах. В последнем случае эффект связан с зависимостью туннельной прозрачности барьера от взаимной ориентации электронного спина и волнового вектора [5, 6].

В полупроводниковых структурах без центра пространственной инверсии спиновые токи могут быть индуцированы оптическими методами [7, 8]. При этом оказывается возможной генерация чисто спинового тока — потока спина без переноса электрического заряда. Такая ситуация соответствует неравновесному распределению, при котором электроны с фиксированной спиновой ориентацией движутся преимущественно в одну сторону, а равное число частиц с противоположной спином движется в противоположную сторону. Чисто спиновые токи приводят к пространственному разделению носителей с противоположной спиновой ориентацией и, в частности, к появлению спиновой поляризации вблизи краёв образца.

Поток спина (или в общем случае поток момента импульса) описывается псевдотензором второго ранга J , компоненты которого J_{β}^{α} отвечают потоку спинов, ориентированных вдоль оси α , в направлении β ; здесь α и β — декартовы координаты. В линейном режиме по интенсивности света I поляризационная зависимость компонент спинового тока даётся феноменологическим соотношением

$$J_{\beta}^{\alpha} = I \sum_{\gamma\delta} Q_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{\gamma} e_{\delta}^{*} + I \sum_{\gamma\delta} D_{\alpha\beta\gamma\delta} q_{\gamma} e_{\delta} e_{\delta}^{*}, \quad (1)$$

где \mathbf{e} — единичный комплексный вектор поляризации света, \mathbf{q} — волновой вектор фотона. Тензор Q описывает спиновые токи, компоненты которых определяются поляризацией света и пространственной симметрией кристалла, Q отличен от нуля только в средах без центра инверсии. Тензор D отвечает за возможные вклады в спиновый ток, связанные с передачей импульсов фотонов электронной системе; в данной статье этими вкладами пренебрегается. Поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках обычно приводит к появлению значительной спиновой поляризации фото-возбуждённых носителей [9], что затрудняет наблюдение чисто спиновых токов. Поэтому мы будем рассматривать спиновые токи, индуцированные линейно поляризованным излучением, и считать вектор \mathbf{e} вещественным. В этом случае поляризационная зависимость компонент спинового тока описывается феноменологическим соотношением (1), в котором тензор Q симметричен по двум последним индексам. Подробный симметричный анализ спиновых фототоков в объёмных полупроводниках и квантовых ямах, выращенных вдоль различных кристаллографических направлений, представлен в работе [10].

2. Прямые оптические переходы в квантовых ямах

Эффект возникновения спиновых токов при прямых межзонных или межподзонных оптических переходах под действием линейно поляризованного света связан с нечётными по волновому вектору \mathbf{k} спин-зависимыми слагаемыми в спектре квазичастиц или в вероятностях оптических переходов. Наиболее наглядно данные механизмы можно пояснить на примере оптических переходов из подзоны тяжёлых дырок $hh1$ в электронную подзону $e1$ в квантовых ямах, выращенных из полупроводников с решёткой цинковой обманки вдоль направления $z' \parallel [110]$.

В квантовых ямах с ориентацией (110) эффективные гамильтонианы, описывающие состояния в зоне проводимости Γ_6 и валентной зоне Γ_8 , содержат вклады $\propto \sigma_{z'} k_{x'}$ и $\propto J_{z'} k_{x'}$ соответственно. Здесь $\sigma_{z'}$ — матрица Паули, $J_{z'}$ — матрица размерностью 4×4 , соответствующая угловому моменту $3/2$, $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [00\bar{1}]$ — координаты в плоскости интерфейсов. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида приводит к расщеплению электронной подзоны $e1$ на ветви с проекциями спина $|\pm 1/2\rangle$ и дырочной подзоны $hh1$ на ветви $|\pm 3/2\rangle$ (рис. 1). Правила отбора [9] допускают только переходы $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ и $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$, показанные на рис. 1 вертикальными стрелками. При возбуждении линейно поляризованным светом интенсивности обоих процессов совпадают, поэтому средний спин фотоэлектронов равен нулю. Однако линейное по волновому вектору расщепление подзон $e1$ и $hh1$ приводит к тому, что электроны с фиксированной спиновой ориентацией рождаются с отличной от нуля средней скоростью в плоскости квантовой ямы [8]. Такая асимметрия фото-возбуждения приводит к появлению потока электронов $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$ внутри каждой спиновой подзоны. Потоки $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$ одинаковы по величине, но направлены противополо-

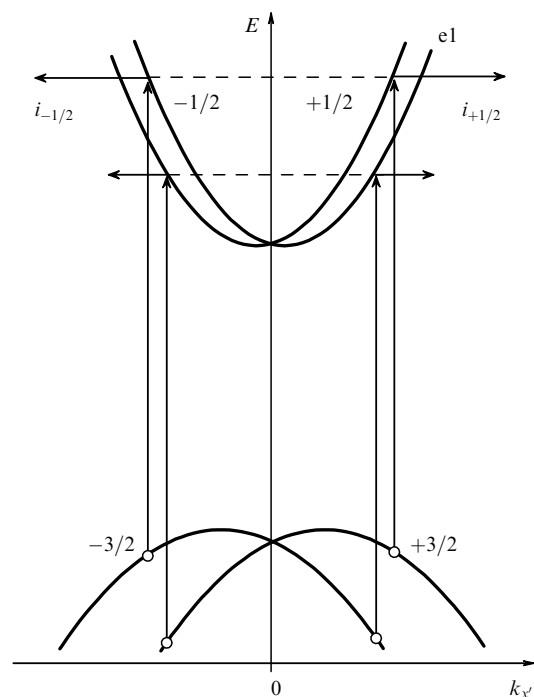


Рис. 1. Механизм генерации спинового тока при межзонных оптических переходах в квантовых ямах за счёт линейного по волновому вектору расщепления подзон.

ложно, поэтому данное распределение электронов в импульсном и спиновом пространствах соответствует чисто спиновому току.

В условиях стационарного возбуждения плотность спинового тока в подзоне e1 имеет вид

$$J_{x'}^{z'} = \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)} m_e + \gamma_{z'x'}^{(hh1)} m_h}{2\hbar(m_e + m_h)} \left(\tau_e + \tilde{\epsilon} \frac{d\tau_e}{d\tilde{\epsilon}} \right) \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (2)$$

где $\gamma_{z'x'}^{(e1)}$ и $\gamma_{z'x'}^{(hh1)}$ — константы, определяющие линейное по \mathbf{k} расщепление подзон e1 и hh1, m_e и m_h — эффективные массы электронов и дырок для движения в плоскости квантовой ямы, τ_e — время релаксации спинового тока, совпадающее с временем релаксации импульса электронов, если межчастичное взаимодействие несущественно, $\tilde{\epsilon} = (\hbar\omega - E_g^{QW})m_h/(m_e + m_h)$ — кинетическая энергия электронов в момент генерации, ω — частота света, E_g^{QW} — эффективная ширина запрещённой зоны в квантовой яме, η_{cv} — поглощаемая доля светового потока. Величина спинового тока (2) определяется как временем τ_e , так и производной $d\tau_e/d\tilde{\epsilon}$, поэтому при низких температурах спиновый ток значительно увеличивается, если электронная энергия $\tilde{\epsilon}$ близка к энергии оптического фотона $\hbar\Omega_{LO}$. В области такого резонанса плотность спинового тока может достигать значения

$$J_{x'}^{z'} = -\frac{\tau_e^* \sqrt{2m_e \hbar \Omega_{LO}}}{2\pi} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (3)$$

где τ_e^* — время релаксации импульса электронов с энергией $\tilde{\epsilon} < \hbar\Omega_{LO}$, а время релаксации импульса носителей с энергией $\tilde{\epsilon} > \hbar\Omega_{LO}$ предполагается значительно более коротким.

Спиновый ток (2), возникающий при межзонных оптических переходах вблизи порога поглощения в геометрии нормального падения света, не зависит от поляризации излучения. Поляризация зависимость спиновых фототоков, обусловленных расщеплением спектра, возникает, если принять во внимание смешивание лёгких и тяжёлых дырок, при отличном от нуля волновом векторе в плоскости квантовой ямы [11–13].

Другой механизм генерации спиновых фототоков связан с линейными по волновому вектору спин-зависимыми слагаемыми в вероятностях оптических переходов. Такие слагаемые появляются при учёте \mathbf{kp} -подмешивания состояний удалённой зоны проводимости Γ_{15}^c к волновым функциям валентной зоны и зоны проводимости в кубических нецентросимметричных кристаллах [14]. Расчёт показывает [10], что данный вклад в компоненты спинового тока, возникающего в квантовых ямах с ориентацией (110) при оптических переходах из подзоны тяжёлых дырок, определяется выражениями

$$J_{x'}^{z'} = \beta(e_{y'}^2 - e_{x'}^2) \frac{\tau_e \tilde{\epsilon}}{\hbar} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad J_{y'}^{z'} = \beta e_{x'} e_{y'} \frac{\tau_e \tilde{\epsilon}}{\hbar} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (4)$$

где β — коэффициент, с размерностью длины, определяемый зонными параметрами полупроводника. В отличие от вклада (2), спиновый фототок (4) сильно зависит от поляризации возбуждающего излучения даже вблизи порога поглощения и не возникает при возбуждении неполяризованным светом, когда $e_{x'}^2 = e_{y'}^2 = 1/2$, $e_{x'} e_{y'} = 0$. Сравнение вкладов (2) и (4) показывает, что в зависимости от частоты света эти вклады могут быть сравнимыми между собой, а также и один из них может преобладать над другим.

Пространственное разделение электронов с противоположными спинами, обусловленное чисто спиновым фототоком, наблюдалось при комнатной температуре в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в работе [15]. В эксперименте использовалась методика "накачка – зондирование" с высоким пространственным разрешением. Линейно поляризованный сфокусированный импульс накачки индуцировал межзонные оптические переходы; методом спинового эффекта Керра пробным импульсом света с энергией кванта, соответствующей ширине запрещённой зоны, изучалось пространственное распределение спиновой поляризации.

Механизмы, ответственные за генерацию чисто спиновых токов при поглощении линейно поляризованного света, могут приводить к возникновению стационарного электрического тока при возбуждении циркулярно поляризованным излучением. Такой циркулярный фотогальванический эффект [16], обусловленный межзонными оптическими переходами в квантовых ямах, изучался теоретически и экспериментально в [17–21].

3. Внутриподзонные оптические переходы

Основной вклад в спиновый ток, возникающий при поглощении света свободными носителями заряда, связан со спин-зависимой асимметрией процессов электронного рассеяния, которые сопровождают внутриподзонные оптические переходы. Матричные элементы рассеяния электронов на статических дефектах или фонах в квантовых ямах содержат нечётные по волновому вектору спин-зависимые вклады [22, 23], и они могут быть представлены в виде

$$V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha}(k_{\beta} + k'_{\beta}), \quad (5)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный электронные волновые векторы. Вследствие асимметрии рассеяния электроны с противоположными спинами, возбуждаемые светом со дна подзоны размерного квантования, переходят в конечные состояния преимущественно с противоположными волновыми векторами, что и приводит к возникновению чисто спинового тока [24]. Поляризация зависимости компонент спинового фототока имеют вид

$$J_x^z = -\frac{\tau_e}{\hbar} \left(\frac{\langle V_0 V_{xx} \rangle}{V_0^2} \frac{e_x^2 - e_y^2}{2} + \frac{\langle V_0 V_{xy} \rangle}{V_0^2} e_x e_y \right) \eta_{e1}, \quad (6)$$

где η_{e1} — доля электромагнитного излучения, поглощаемая в квантовой яме при внутриподзонных оптических переходах при нормальном падении света, x и y — координаты в плоскости интерфейсов, угловые скобки обозначают усреднение по рассеивателям. Остальные компоненты спинового фототока J_y^z могут быть получены из (6) посредством замены $x \leftrightarrow y$.

Спин-зависимое рассеяние электронов приводит к генерации чисто спинового тока не только при внутриподзонном поглощении света, но и в случае, когда электронный газ выведен из термодинамического равновесия с кристаллической решёткой [10]. В данной ситуации спиновый ток возникает в результате энергетической релаксации электронов на фонах независимо от того, каким образом было нарушено термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами.

Механизмы, ответственные за появление спиновых токов при поглощении света свободными носителями заряда, приводят к возникновению электрического тока, если носители поляризованы по спину, например, внешним магнитным полем [24]. Действительно, при внутриподзонных оптических переходах потоки $\mathbf{i}_{+1/2}$ и $\mathbf{i}_{-1/2}$ зависят от концентрации носителей в спиновых подзонах $n_{+1/2}$ и $n_{-1/2}$ соответственно. В системе поляризованных по спину частиц, в которой $n_{+1/2} \neq n_{-1/2}$, потоки $\mathbf{i}_{+1/2}$ и $\mathbf{i}_{-1/2}$ перестают компенсировать друг друга, что приводит к возникновению результирующего электрического тока. В случае малой спиновой поляризации электронов фототок, обусловленный разбалансом спинового тока в магнитном поле, определяется выражением

$$j_{\beta}^{(\text{Pol})} = 4eN_c \sum_{\alpha} s_{\alpha} \frac{\partial J_{\beta}^{\alpha}}{\partial N_c}, \quad (7)$$

где s — равновесный электронный спин. Спиновый ток J_{β}^z в выражении (7) рассматривается формально как функция концентрации носителей N_c . В частности, для невырожденного электронного газа, когда $J_{\beta}^z \propto N_c$ и $N_c \partial J_{\beta}^z / \partial N_c = J_{\beta}^z$, фототок прямо пропорционален спиновому току.

Наиболее ярко электрический ток, обусловленный разбалансом спинового фототока, проявляется в структурах с магнитными примесями, в которых зеemanовское расщепление электронных состояний значительно увеличивается благодаря обменно-взаимодействию между спинами свободных электронов и магнитными моментами примесей [25]. Такие эксперименты по обнаружению и исследованию магнитоиндуцированных фототоков были проведены на (001)-ориентированных квантовых ямах $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ n-типа с различным содержанием атомов марганца. Фототок возбуждался линейно поляризованным терагерцевым излучением, которое вызывало внутриподзонные оптические переходы, в магнитном поле, ориентированном в плоскости интерфейсов. Зависимости фотоз.д.с. от магнитного поля для квантовой ямы $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с $x = 0,015$, полученные при различных температурах, представлены на рис. 2. Видно, что при низкой температуре, $T = 1,9$ К, фототок линейно возрастает с увеличением магнитного поля в малых полях и насыщается в полях $B \approx 6$ Тл. С возрастанием температуры фототок уменьшается и даже меняет знак, а нелинейность по магнитному полю исчезает. Такое поведение связано с ориентацией ионов Mn внешним магнитным полем и качественно соответствует зависимости зеemanовского расщепления электронных состояний от магнитного поля и температуры в разбавленных магнитных полупроводниках $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

При рассмотрении микроскопических механизмов генерации электрического тока в структурах с магнитными примесями необходимо учесть, что ориентация магнитных моментов Mn внешним полем вызывает как гигантское зеemanовское расщепление электронных состояний, так и спин-зависимое обменное рассеяние свободных электронов на магнитных примесях. Последний эффект приводит к дополнительному вкладу в электрический ток, который связан с различием времён релаксации носителей по импульсу в спиновых подзонах. Действительно, в структуре с поляризованными ионами марганца вероятности рассеяния электронов со спинами, ориентированными по магнитным моментам Mn и против них, различны. Это приводит к различию времён

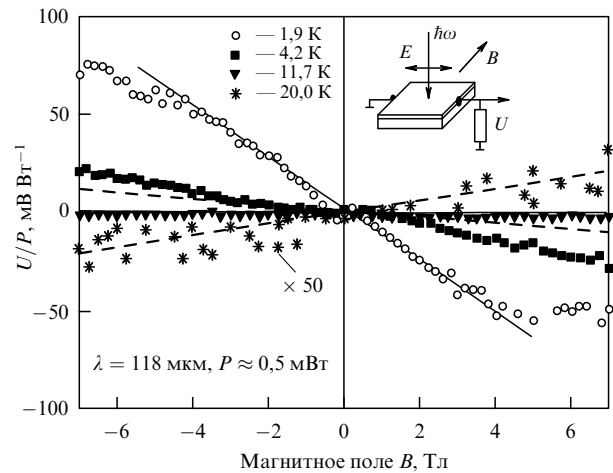


Рис. 2. Зависимость фотоз.д.с. от магнитного поля в структуре с одиночной квантовой ямой $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ n-типа при внутриподзонном возбуждении линейно поляризованным светом для различных значений температур. На вставке показана геометрия эксперимента.

релаксации электронов по импульсу $\tau_{e,+1/2}$ и $\tau_{e,-1/2}$ в спиновых подзонах и, следовательно, вызывает электрический ток. Для оценки этого вклада в фототок будем предполагать, что релаксация электронов по импульсу связана с рассеянием на ионах марганца и гамильтониан этого взаимодействия имеет вид

$$H_{\text{el-Mn}} = \sum_i [u - \alpha(\mathbf{J}_i^{(\text{Mn})} \boldsymbol{\sigma})] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i), \quad (8)$$

где i — индекс примеси, $\mathbf{J}_i^{(\text{Mn})}$ — вектор, составленный из матриц полного углового момента $5/2$, \mathbf{R}_i — положение примеси. Расчёт показывает, что плотность электрического тока, возникающего вследствие различия времён $\tau_{e,+1/2}$ и $\tau_{e,-1/2}$, при $|\alpha| \ll |u|$ принимает вид

$$j_{\beta}^{(\text{Sc})} = 4e\tau_c \frac{\alpha}{u} \sum_{\alpha} S_{\alpha}^{(\text{Mn})} \frac{\partial J_{\beta}^{\alpha}}{\partial \tau_c}, \quad (9)$$

где $S^{(\text{Mn})}$ — средний спин атомов марганца, J_{β}^{α} — плотность спинового тока, которая рассматривается в (9) формально как функция τ_c . В структурах с магнитными примесями фототоки (7) и (9) складываются.

Автор благодарен Е.Л. Ивченко, В.В. Белькову и С.Д. Ганичеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранта Президента РФ для молодых учёных (МД-1717.2009.2) и фонда "Династия" — МЦФФМ.

Список литературы

1. Дьяконов М И, Перель В И *Письма в ЖЭТФ* **13** 657 (1971) [D'yakonov M I, Perel V I *JETP Lett.* **13** 467 (1971)]
2. Hirsch J E *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834 (1999)
3. Kato Y K et al. *Science* **306** 1910 (2004)
4. Wunderlich J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047204 (2005)
5. Zakharova A, Vasko F T, Ryzhii V J. *Phys. Condens. Matter* **6** 7537 (1994)
6. Perel' V I et al. *Phys. Rev. B* **67** 201304(R) (2003)
7. Bhat R D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 096603 (2005)
8. Tarasenko S A, Ivchenko E L *Письма в ЖЭТФ* **81** 292 (2005) [*JETP Lett.* **81** 231 (2005)]
9. Meier F, Zakharchenya B P (Eds) *Optical Orientation* (Amsterdam: North-Holland, 1984) [Захарченя Б П, Мейер Ф *Оптическая ориентация* (Л.: Наука, 1989)]

10. Ivchenko E L, Tarasenko S A *Semicond. Sci. Technol.* **23** 114007 (2008)
11. Zhou B, Shen S-Q *Phys. Rev. B* **75** 045339 (2007)
12. Hu K G *Solid State Commun.* **148** 283 (2008)
13. Tarasenko S A *Phys. Rev. B* **72** 113302 (2005)
14. Лянда-Геллер Ю Б, Пикус Г Е *ФТТ* **31** (12) 77 (1989) [Lyanda-Geller Yu B, Pikus G E *Sov. Phys. Solid State* **31** 2068 (1989)]
15. Zhao H et al. *Phys. Rev. B* **72** 201302(R) (2005)
16. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
17. Golub L E *Phys. Rev. B* **67** 235320 (2003)
18. Khurgin J B *Phys. Rev. B* **73** 033317 (2006)
19. Bel'kov V V et al. *Solid State Commun.* **128** 283 (2003)
20. Bieler M et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 061102 (2005)
21. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 186605 (2006)
22. Averkiev N S, Golub L E, Willander M J. *Phys. Condens. Matter* **14** R271 (2002)
23. Ивченко Е Л, Тарасенко С А *ЖЭТФ* **126** 426 (2004) [Ivchenko E L, Tarasenko S A *JETP* **99** 379 (2004)]
24. Ganichev S D et al. *Nature Phys.* **2** 609 (2006)
25. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 156602 (2009)

PACS numbers: 75.76.+j, 76.30.-v, 85.75.-d
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007j.0777

Анизотропия спиновой релаксации в двумерных полупроводниках

Н.С. Аверкиев

1. Введение

Основной задачей новой области электроники — спинтроники — является создание приборов, в которых для хранения, записи и считывания информации используются спиновые степени свободы. Современная электроника ориентирована на использование двумерных полупроводниковых структур с высокой подвижностью носителей заряда, поэтому существует фундаментальная задача изучения процессов спиновой динамики именно в низкоразмерных наноструктурах. Основным отличием двумерных структур от объёмных полупроводников является анизотропия физических свойств, обусловленная ограничением движения носителей заряда вдоль одного из кристаллографических направлений. С этим связаны и особенности спиновой динамики, хотя спин может быть ориентирован по всем трём направлениям даже в двумерных системах. Спиновая релаксация представляет собой процесс исчезновения среднего по ансамблю спина носителей заряда. Действительно, спин-орбитальное взаимодействие в каждом микроскопическом акте рассеяния приводит к тому, что знак проекции спина электрона на выделенную ось может поменяться на противоположный. Полное значение квадрата спинового момента при этом не изменяется. Процесс потери среднего спина при взаимодействии электронов, например, с примесями может быть описан в рамках следующих кинетических уравнений:

$$\dot{n}_{\uparrow} = -Wn_{\uparrow} + Wn_{\downarrow}, \quad \dot{n}_{\downarrow} = -Wn_{\downarrow} + Wn_{\uparrow}, \quad (1)$$

где n_{\uparrow} и n_{\downarrow} — число электронов со спинами вверх и вниз, W описывает темп переходов с переворотом спинов. Из уравнения (1) следует, что $\dot{n}_{\uparrow} + \dot{n}_{\downarrow} = 0$, а для полного спина $S = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/2$ получаем

$$\dot{S} = -\frac{S}{\tau_s}, \quad \tau_s^{-1} = 2W, \quad (2)$$

где τ_s — время спиновой релаксации. Уравнение (2) описывает исчезновение среднего спина вследствие переворота спина в каждом акте рассеяния. Величина W может быть обусловлена спин-орбитальным взаимодействием (механизм спиновой релаксации Эллиотта – Яфета) или контактным магнитным взаимодействием электрона или дырки с магнитными ионами. Однако в полупроводниках при не слишком низких температурах наиболее существенным оказывается кинетический механизм спиновой релаксации, предложенный Дьяконовым и Перелем [1]. В рамках этого механизма исчезновение среднего спина происходит не в момент рассеяния, а между моментами столкновений, вследствие прецессии спина электрона в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием. Действительно, в магнитном поле спин прецессирует вокруг вектора поля так, что сохраняется только проекция спина на направление поля, а средние значения поперечных составляющих спина теряются. Однако если это эффективное поле изменяется по направлению, то в результате будет происходить релаксация всех компонент спина. Этот процесс можно описать следующим уравнением:

$$\dot{\mathbf{S}} + \mathbf{S} \times \boldsymbol{\Omega} = \frac{\langle \mathbf{S} \rangle - \mathbf{S}}{\tau}, \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ — частота прецессии спина в эффективном магнитном поле, $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ — спиновая плотность ансамбля электронов, $\langle \mathbf{S} \rangle$ — усреднённое по углам вектора \mathbf{k} значение \mathbf{S} , τ — время изотропизации по углам вектора \mathbf{k} функции распределения электронов. При выводе (3) предполагалось, что время энергетической релаксации много больше τ и, таким образом, $\mathbf{S}(\mathbf{k})$ представляет собой спиновую плотность при фиксированной энергии. Кроме того, в (3) считается, что время жизни электронов много больше времени спиновой релаксации τ_s . Обычно время τ оказывается порядка времени релаксации импульса и $\Omega\tau \ll 1$, причём $\langle \boldsymbol{\Omega} \rangle \equiv 0$. При этом угол поворота между столкновениями оказывается малым, так что релаксация спина будет происходить за счёт диффузии частиц. Как видно из уравнения (3), зависящие от углов \mathbf{k} компоненты \mathbf{S} релаксируют за время τ , а средний спин релаксирует за более длительное время, причём в силу неравенства $\Omega\tau \ll 1$ время спиновой релаксации должно быть относительно большим, $\tau_s \gg \tau$. Можно показать, что уравнение для среднего спина $\langle S \rangle$ принимает вид [1, 2]

$$\langle \dot{S}_i \rangle = -\tau \left[\langle \Omega^2 \rangle \langle S_i \rangle - \sum_j \langle \Omega_i \Omega_j \rangle \langle S_j \rangle \right]. \quad (4)$$

Уравнение (4) получено при предположении, что τ не зависит от энергии, и из него следует, что $\tau_s^{-1} \sim \Omega^2\tau$, т.е. чем больше τ , тем эффективнее релаксация. Это означает, что в образцах с высокой подвижностью, где τ велико, спиновая релаксация может быть эффективна даже при слабом спин-орбитальном взаимодействии.

В разделах 2–4 будет продемонстрировано, как в двумерных полупроводниковых структурах происходит

Н.С. Аверкиев. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: averkiev@les.ioffe.ru

релаксация спина в рамках кинетического механизма Дьяконова – Переля.

2. Анизотропия спиновой релаксации в асимметричных квантовых ямах

В двумерных структурах зависимость частоты прецессии $\Omega(\mathbf{k})$ определяется двумя факторами. Во-первых, из-за асимметрии самой ямы возникает эффект Рашбы [3], приводящий к следующей зависимости $\Omega(\mathbf{k})$:

$$\Omega = \alpha(k_y, -k_x), \quad (5)$$

где α — коэффициент. Во-вторых, для полупроводниковых структур, выращенных на основе соединений A_3B_5 даже в симметричных ямах, выращенных вдоль оси (001), возникает вклад в $\Omega(\mathbf{k})$, называемый вкладом Дрессельхауза [2, 4]:

$$\Omega = \beta(k_x, -k_y), \quad (6)$$

где β — отличный от α параметр. Подстановка (5) и (6) в выражение (4) позволяет получить времена релаксации спина. Для асимметричных квантовых ям, выращенных вдоль оси (001), расчёты времён релаксации для ориентации спина вдоль оси (001) — τ_z , вдоль (110) — τ_+ , вдоль (110) — τ_- дают:

$$\begin{aligned} \tau_z^{-1} &= C(\alpha^2 + \beta^2), & \tau_+^{-1} &= \frac{1}{2} C(\alpha + \beta)^2, \\ \tau_-^{-1} &= \frac{1}{2} C(\alpha - \beta)^2, & C &= \tau k^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Важным обстоятельством является то, что параметр α определяется формой квантовой ямы и может изменяться при приложении электрического поля. Кроме того, из (7) видно, что при $\alpha = \pm\beta$ одно из времён может быть бесконечно большим, что означает отсутствие спиновой релаксации для спинов, ориентированных в плоскости квантовой ямы вдоль направления (110) или (110). На возможность такой анизотропии было указано в работе [5], а впервые её наблюдали в работе [6] по зависимости эффекта Ханле от ориентации магнитного поля в плоскости квантовой ямы. Наиболее ярко этот эффект продемонстрирован в [7], где изучалась спиновая релаксация электронов в двойных квантовых ямах, в которых соотношение α/β управлялось внешним электрическим полем (рис. 1). Из рисунка видно, что при $V \approx 1,2$ В и $\alpha = 0$ времена τ_+ и τ_- совпадают, а при $V \approx 0,7$ В и $\alpha = \beta$ времена различаются в несколько раз. Кроме того, из результатов, представленных на рис. 1, следует, что время жизни τ_0 в несколько раз превосходит времена спиновой релаксации τ_+ и τ_- , поэтому полное время исчезновения спина T_s , равное $\tau_0\tau_s/(\tau_0 + \tau_s)$, практически совпадает с τ_s .

Другим, более очевидным, анизотропным эффектом является зависимость времени релаксации от ориентации спина относительно оси роста: скорость релаксации спина, ориентированного вдоль оси роста, в два раза больше скорости релаксации спина, лежащего в плоскости квантовой ямы. Причина этого эффекта заключается в том, что если спин ориентирован вдоль оси роста (z), то на него, согласно (5) и (6), действует эффективное поле, направленное вдоль осей x и y . Если же спин лежит в плоскости ямы (например, вдоль оси x), то на его

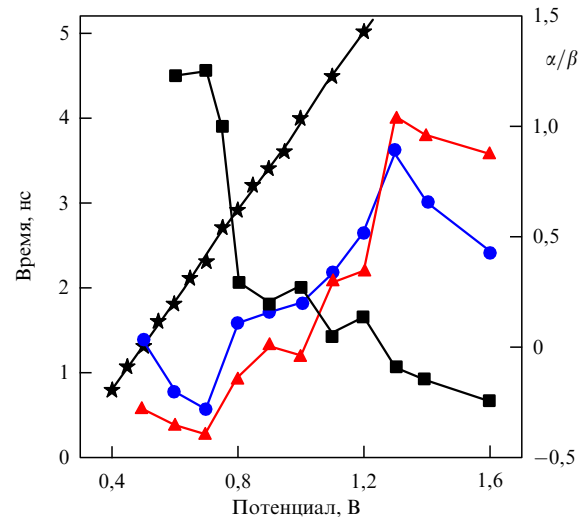


Рис. 1. Анизотропия релаксации спина в плоскости квантовой ямы в зависимости от внешнего электрического поля: \blacktriangle — τ_+ , \bullet — τ_- , \blacksquare — α/β , \star — излучательное время жизни электронов τ_0 .

релаксацию влияет только эффективное магнитное поле, направленное вдоль оси y . Это приводит к увеличению времён спиновой релаксации τ_+ и τ_- . Отметим, что различие времён релаксации ровно в два раза реализуется только при $\alpha = 0$ или $\beta = 0$.

Анизотропия скорости релаксации в двумерных системах возникает и в случае механизма спиновой релаксации Элиотта – Яфета. Можно показать, что в двумерных структурах спин-зависимое рассеяние описывается выражением [8]

$$V'_{kk'} = V_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}')[\boldsymbol{\sigma} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')]_z, \quad (8)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный квазиимпульсы электрона в плоскости квантовой ямы, z — ось роста, $V_0(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ — фурье-образ рассеивающего потенциала, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, σ_i — матрицы Паули. Особенностью выражения (8) является линейная зависимость V' только от поперечных компонент векторов k_x и k_y или k'_x и k'_y . В результате эффективное поле, приводящее к релаксации спина, ориентированного по оси z , может быть ориентировано вдоль осей x и y , а для спина, параллельного оси x , — только вдоль оси y . Это и приводит к различию в два раза соответствующих времён. Расчёт с использованием "золотого правила" приводит к выражениям [8]:

$$\frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{2}{\tau_{xx}} = \frac{2}{\tau_{yy}}, \quad \frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{1}{\tau_p} \frac{\Delta}{E_g} \frac{k_B T}{E_g}, \quad (9)$$

где Δ — величина спин-орбитального расщепления в валентной зоне, E_g — ширина запрещённой зоны, τ_p — время релаксации импульса, обратно пропорциональное $|V_0|^2$, T — температура, k_B — постоянная Больцмана. В объёмном кубическом кристалле все времена одинаковы и пропорциональны $(k_B T/E_g)^2$.

3. Спиновая релаксация в вырожденных полупроводниковых структурах

Как следует из (7), в рамках кинетического механизма время релаксации спина τ_s обратно пропорционально времени изотропизации функции распределения τ , кото-

рое, в свою очередь, пропорционально времени релаксации импульса. Это означает, что в сильнолегированных объёмных кристаллах кинетический механизм будет подавлен из-за малой величины времени импульсной релаксации τ_p . В двумерных системах примеси могут быть пространственно отделены от электронов, тогда и в сильнолегированных структурах τ_p оказывается большим, так что $\Omega\tau_p \sim 1$. В этом случае возникает вопрос о роли электрон-электронных столкновений в процессе спиновой релаксации. Особенность ситуации состоит ещё и в том, что на время релаксации импульса межэлектронные взаимодействия не влияют, поскольку при таких взаимодействиях общий импульс электронной системы не изменяется.

В работе [9] впервые было показано, что если в уравнении (2) для $S(\mathbf{k})$ в интеграле столкновений учесть только электрон-электронные столкновения, то спиновая релаксация в режиме механизма Дьяконова–Переля будет иметь место. Микроскопической причиной релаксации по-прежнему является прецессия спина в эффективном магнитном поле $\Omega(\mathbf{k})$, а взаимодействие частиц приводит к изотропизации функции распределения, так что время изотропизации функции распределения τ оказывается равным $\tau_p\tau_{ee}/(\tau_p + \tau_{ee})$, где τ_{ee} — время изотропизации за счёт электрон-электронных столкновений.

Важной особенностью механизма Дьяконова–Переля при частых электрон-электронных взаимодействиях является резкая температурная зависимость τ_s , обусловленная тем, что в вырожденном электронном газе время изотропизации функции распределения $\tau \sim 1/T^2$. Совместные экспериментальные и теоретические исследования (рис. 2) показали, что такая релаксация спинов действительно имеет место. При высоких температурах, $T \sim T_F$, результаты расчётов с учётом электрон-электронных столкновений демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными. Теоретическая кривая (пунктирная линия) построена по формулам, аналогичным (7), при $\beta = 0$, при условии, что время τ_p оценено из температурной зависимости подвижности. При низких температурах, $T \sim 5$ К, электрон-электрон-

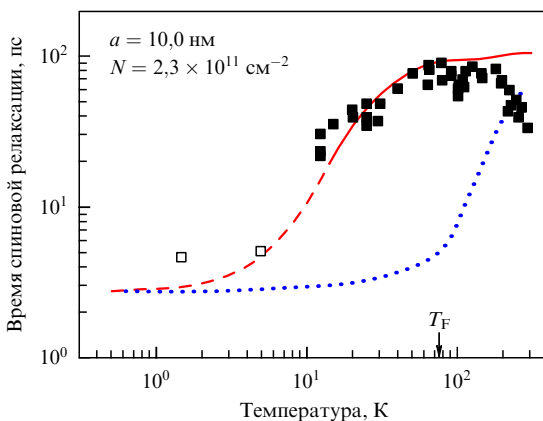


Рис. 2. Температурная зависимость времени спиновой релаксации электронного газа: a — ширина квантовой ямы, N — концентрация электронов, T_F — температура вырождения электронного газа, ■ — экспериментальные данные [10], сплошная кривая — результат теории [10] при $\Omega\tau \ll 1$. Результат соответствующего расчёта без учёта электрон-электронных столкновений при низких температурах, $\tau_{ee} \gg \tau_p$, показан штриховой кривой, □ — экспериментальные результаты [10].

ные столкновения подавлены и результат расчёта (пунктирная кривая) демонстрирует согласие с экспериментальными данными (полые квадраты). В разделе 2 было показано, что анизотропия процессов спиновой релаксации обусловлена зависимостью эффективного магнитного поля от импульса электронов, а не процессами изотропизации функции распределения. Это означает [10], что и в случае эффективного электрон-электронного взаимодействия, когда $\Omega(\mathbf{k})$ обусловлено одновременно эффектами Рашбы и Дрессельхауза, возникнет зависимость скорости спиновой релаксации от ориентации спина в плоскости квантовой ямы.

4. Анизотропия спиновой релаксации в структурах, выращенных вдоль оси (110)

Как видно из уравнения (4), в общем виде релаксация спина описывается тензором второго ранга, связывающим скорость изменения среднего спина с самой величиной спина. В кубическом кристалле такой тензор сводится к скаляру, но в низкосимметричных двумерных структурах тензор обратных времён релаксации характеризуется тремя независимыми параметрами. Главные оси тензора времён спиновой релаксации могут не совпадать с естественными геометрическими осями образца. Как было впервые указано в [12], такой случай реализуется в асимметричных ямах, выращенных вдоль оси (110). В структурах с такой кристаллической ориентацией релаксация спина, ориентированного в начальный момент вдоль оси роста, будет приводить к появлению компоненты спина в плоскости квантовой ямы. Микроскопической причиной этого эффекта в структурах с осью роста (110) может быть совместное действие эффектов Рашбы и Дрессельхауза. Действительно (рис. 3), для таких структур эффективное магнитное поле, обусловленное эффектом Дрессельхауза, имеет только z -компоненту, но зависит от k_x . Поле Рашбы имеет компоненты B_x и B_y , пропорциональные k_y и k_x соответственно. На рисунке 3 показано, что одна из собственных осей тензора времён спиновой релаксации будет совпадать с осью x , две другие будут образовывать углы θ с осями y и z . Результаты расчётов [12] (см. рис. 3) показывают, что при $\alpha \sim \beta$ на временах порядка τ_s компонента спина S_y может достигать $\sim 10\%$ от исходного значения S_{z0} .

5. Заключение

В статье рассмотрены особенности анизотропии спиновой релаксации для электронов в низкоразмерных полупроводниках. Показано, что анизотропия возникает

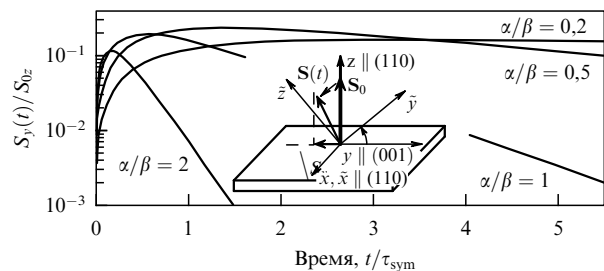


Рис. 3. Возникновение спиновой плотности S_y в асимметричных квантовых ямах вследствие анизотропии спиновой релаксации, S_{0z} — величина начальной спиновой ориентации вдоль оси z , τ_{sym} — время спиновой релаксации в симметричной квантовой яме.

вследствие как естественных причин (наличие оси роста и ограничение свободного движения в этом направлении), так и взаимного действия эффектов Рашбы и Дрессельхауза. Принципиально, что величиной α можно управлять либо технологическим способом, либо внешним электрическим полем.

Анизотропия времён спиновой релаксации может приводить к тому, что вдоль некоторых направлений в плоскости квантовой ямы спин не релаксирует, что открывает возможность использования эффекта анизотропии для сохранения спина.

Можно показать, что в квантовых ямах, где основными носителями являются дырки, подобные эффекты также имеют место, хотя и существуют важные особенности, обусловленные тем, что полная проекция момента дырок $\pm 3/2$ или $\pm 1/2$ всегда ориентирована вдоль оси роста.

Автор благодарит М.М. Глазова, Л.Е. Голуба и С.А. Тарасенко за полезные обсуждения и Н.И. Саблину за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (контракт 02.740.11.5097) и грантом РФФИ 08-02-00069а.

Список литературы

1. Дьяконов М И, Перель В И *ЖЭТФ* **60** 1954 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. JETP* **33** 1053 (1971)]
2. Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ФТП* **20** 178 (1986) [D'yakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. Semicond.* **20** 110 (1986)]
3. Рашба Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960) [Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)]
4. Дьяконов М И, Перель В И *ФТТ* **13** 3581 (1971) [D'yakonov M I, Perel' V I *Sov. Phys. Solid State* **13** 3023 (1972)]
5. Averkiev N S, Golub L E *Phys. Rev. B* **60** 15582 (1999)
6. Averkiev N S et al. *Phys. Rev. B* **74** 033305 (2006)
7. Larionov A V, Golub L E *Phys. Rev. B* **78** 033302 (2008)
8. Averkiev N S, Golub L E, Willander M *J. Phys. Condens. Matter* **14** R271 (2002)
9. Глазов М М, Ивченко Е Л *Письма в ЖЭТФ* **75** 476 (2002) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP Lett.* **75** 403 (2002)]
10. Leyland W J H et al. *Phys. Rev. B* **75** 165309 (2007)
11. Глазов М М, Ивченко Е Л *ЖЭТФ* **126** 1465 (2004) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP* **99** 1279 (2004)]
12. Tarasenko S A *Phys. Rev. B* **80** 165317 (2009)