УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ КАЗАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Том 147, кн. 2 Физико-математические науки *2005*

УДК 538.93

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СПИНТРОНИКЕ

С.К. Сайкин, Ю.В. Першин, В.Л. Привман

Аннотация

В статье приводится краткий обзор теоретических методов, применяемых для изучения спиновой динамики в полупроводниковых структурах. В работе рассмотрены диффузионно-дрейфовое приближение, подход на основе кинетического транспортного уравнения, а также применение метода Монте-Карло в моделировании спинового транспорта. В качестве примеров приведены несколько проблем, исследованных в нашей группе.

Введение

Идея использовать спиновую степень свободы электронов проводимости для передачи и обработки информации рассматривается как один из возможных путей развития полупроводниковой электроники (полупроводниковая спинтроника) [1, 2]. Согласно наиболее оптимистичным прогнозам, спинтроника не только расширит функциональность уже существующих устройств, но может также привести к возникновению совершенно нового класса электронных элементов, использующих квантовые свойства спина [3–9]. Интерес к спинтронике существенно мотивирован успешным применением слоистых структур с гигантским магнетосопротивлением в конструкции головок чтения в жестких дисках, а также в магнитной памяти (Magnetic Random Access Memory). В обоих случаях основными управляющими элементами являются металлические ферромагнитные слои. Такие устройства относятся к «металлической спинтронике» [10]. Элементы, использующие спиновую поляризацию в полупроводниках, могут быть более универсальными в применении за счет возможности контролировать электронную плотность и неравновесную поляризацию с помощью внешнего напряжения или путем неоднородного допирования. В последнее время было предложено множество различных устройств [11–25], использующих спиновую поляризацию в полупроводниковых структурах. Однако преимущества этих устройств по сравнению с традиционными электронными элементами остаются не совсем ясными [26, 27].

Современные экспериментальные технологии позволяют создавать и эффективно управлять неравновесной спиновой поляризацией в полупроводниковых структурах [4–9]. Например, было продемонстрировано, что в GaAs (110) квантовых ямах при комнатной температуре спиновая поляризация может сохраняться в течение нескольких наносекунд [28] и управляться внешним полем [29]. Также были проведены эксперименты по когерентной спиновой инжекции через интерфейс двух полупроводников [30] и спиновому транспорту в однородных полупроводниках [31]. В последнем случае было обнаружено, что неравновесная спиновая поляризация при низких температурах может распространяться в полупроводнике на расстояния более 100 микрон. Было показано, что спин-поляризованный ток может существенно снизить пороговое значение лазерной накачки в полупроводниковых лазерах [32]. Электронная спиновая поляризация может быть передана в поляризацию фотона [19] и декодирована детектирующим устройством [33]. Более сложные

эксперименты позволяют создавать спиновые токи в полупроводниках без токов зарядов [34].

Цель данной работы – составить обзор методов, используемых для моделирования спинового транспорта в полуклассическом высокотемпературном режиме, представляющем интерес для промышленного применения. В следующем разделе кратко рассмотрим основные взаимодействия, контролирующие спиновую динамику в полупроводниковых устройствах [11–25] оперирующих со спином. В разд. 2 рассмотрены диффузионно-дрейфовые модели. В разд. 3 выведено кинетическое уравнение для спинового транспорта в полупроводниковых гетероструктурах, используя функции Вигнера. Разд. 4 посвящен моделированию спиновой динамики методом Монте-Карло. Описание моделей иллюстрируется примерами на основе выполненных работ.

1. Спиновая динамика носителей заряда

В немагнитных полупроводниковых структурах, представляющих интерес для спинтроники, спин переносится теми же носителями, что и заряд, т. е. электронами или дырками. Так как со спином частиц ассоциирован их собственный магнитный момент, то спиновая динамика, в большинстве случаев, контролируется магнитными взаимодействиями. В дальнейшем будем рассматривать спиновую динамику электронов, учитывая, что спины дырок управляются идентичными механизмами. Во внешнем магнитном поле потенциальная энергия частицы со спином определяется зеемановским взаимодействием

$$U = \frac{g^* \mu_B}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{B}, \tag{1}$$

где g^* – эффективный g-фактор, а $\vec{\sigma}$ – вектор-оператор, действующий на спиновые компоненты [35]. Взаимодействие (1) приводит к прецессии спинов вокруг внешнего поля, а также к спиновой релаксации в случае флуктуаций внешнего поля. В отсутствии поля электроны проводимости в полупроводниках испытывают спиновые взаимодействия различного типа, включая диполь-дипольное взаимодействие с ядерными спинами и спинами других электронов (проводимости и локализованных), а также обменное взаимодействие. Последнее является результатом кулоновского взаимодействия между электронами, которое становится зависимым от спина благодаря принципу Паули. Еще один тип взаимодействия, контролирующего спиновую динамику, спин-орбитальное взаимодействие, возникает в результате связи собственного углового момента с орбитальным моментом частицы. Это релятивистский эффект. Для электрона во внешнем поле взаимодействие имеет вид [36]

$$H_{\mathrm{SO}} = \frac{\hbar^2}{4m^2c^2} \left(\vec{\nabla} V \times \vec{p} \right) \cdot \vec{\sigma}, \tag{2}$$

где m – масса свободного электрона, $\vec{p}$ – оператор импульса и $\vec{\nabla} V$ – градиент потенциальной энергии, пропорциональный электрическому полю, действующему на электрон. В кристаллических структурах спин-орбитальное взаимодействие (2) также должно учитывать симметрию кристаллического поля. В полупроводниковой спинтронике большой интерес вызывает спин-орбитальное взаимодействие в кристаллах и кристаллических гетероструктурах со структурой цинковой обманки. Так называемое взаимодействие Дрессельхауза [37] возникает в результате отсутствия центра инверсии в кристаллах. Для двумерного электронного газа в гетероструктурах с определенной симметрией взаимодействие Дрессельхауза имеет

вид

$$H_D = \frac{\beta}{\hbar}\left(\sigma_x p_x - \sigma_y p_y\right), \tag{3}$$

где β – константа связи. Другой тип спин-орбитального взаимодействия, взаимодействие Бычкова – Рашбы [38], возникает в гетероструктурах за счет асимметрии потенциала вблизи интерфеса двух полупроводников. Интерес к этому взаимодействию обусловлен возможностью контролировать его внешним электрическим полем и, соответственно, управлять спином. Гамильтониан взаимодействия Бычкова – Рашбы записывается в виде

$$H_R = \frac{\alpha}{\hbar}\left(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x\right), \tag{4}$$

где α – константа связи. Другими источниками спин-орбитального взаимодействия являются немагнитные примеси, фононы, неоднородности образцов, поверхности и интерфейсы [39]. В некоторых случаях они играют существенную роль в спиновом транспорте и спиновой релаксации.

2. Диффузионно-дрейфовая модель

Диффузионно-дрейфовое приближение считается наиболее простым подходом для моделирования спинового транспорта. В спинтронике можно выделить диффузионно-дрейфовые модели двух типов. Это двухкомпонентная модель и модель, оперирующая вектором спиновой поляризации. Оба типа моделей были успешно использованы в моделировании спиновых явлений в полупроводниках [40–52]. Условия применимости этих моделей сходны с условиями применимости диффузионно-дрейфовых моделей для транспорта заряда.

Двухкомпонентная диффузионно-дрейфовая модель. Эта модель была разработана для моделирования спинового транспорта в ферромагнитных металлах. Позднее она была применена для изучения спиновых явлений в полупроводниках [40–46, 52]. В модели игнорируется поперечная компонента спиновой поляризации и спиновая релаксация учитывается феноменологически. Рассматриваются электроны двух типов: со спином вверх и со спином вниз. Уравнение дрейфа и диффузии с учетом релаксационных членов может быть записано в следующем виде

$$e\frac{\partial n_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial t} = \operatorname{div}\vec{j}_{\uparrow(\downarrow)} + \frac{e}{2\tau_{sf}}\left(n_{\downarrow(\uparrow)} - n_{\uparrow(\downarrow)}\right) + S_{\uparrow(\downarrow)}\left(\vec{r},t\right), \tag{5}$$

$$\vec{j}_{\uparrow(\downarrow)} = \sigma_{\uparrow(\downarrow)}\vec{E} + eD\nabla n_{\uparrow(\downarrow)}, \tag{6}$$

$$\sigma_{\uparrow(\downarrow)} = en_{\uparrow(\downarrow)}\mu, \tag{7}$$

где e – заряд электрона, $n_{\uparrow(\downarrow)}$ – плотность электронов со спином вверх (вниз), $\vec{j}_{\uparrow(\downarrow)}$ – плотность тока соответствующих носителей, τ_{sf} – время спиновой релаксации, $S_{\uparrow(\downarrow)}\left(\vec{r},t\right)$ описывает источник спиновой поляризации, $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ – проводимость и μ – подвижность носителей, связанная с коэффициентом диффузии D через соотношение Эйнштейна $\mu = De/(k_B T)$ и определяемая из $\vec{v}_{drift} = \mu\vec{E}$. Уравнение (5) является обычным уравнением непрерывности, которое учитывает спиновую релаксацию и внешний источник спиновой поляризации. Уравнение (6) для токов включает дрейфовый и диффузионный вклады. Система (5)–(7) может быть дополнена уравнением Пуассона, учитывающим эффекты неоднородного электрического

поля,

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{e}{\varepsilon\,\varepsilon_0}\,(N-n)\,. \tag{8}$$

В уравнении (8) N – концентрация доноров, а $n = n_\downarrow + n_\uparrow$ – электронная плотность. Из уравнений (5)–(8) можно получить уравнение для плотности спиновой поляризации

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D\Delta P + D\frac{e\vec{E}}{k_B T}\nabla P + D\frac{e\nabla\vec{E}}{k_B T}P - \frac{P}{\tau_{sf}} + F\left(\vec{r},t\right), \tag{9}$$

которое дополняется уравнением для электрического поля [43]. $F\left(\vec{r},t\right) = [S_\uparrow\left(\vec{r},t\right) - S_\downarrow\left(\vec{r},t\right)]/e$ описывает плотность спиновой поляризации, создаваемой внешним источником.

Аккумуляция электронной спиновой поляризации на границе двух полупроводников. Рассмотрим пример применения двухкомпонентной диффузионно-дрейфовой модели для моделирования распространения электронной спиновой поляризации через интерфейс, разделяющий два полупроводника n-типа во внешнем электрическом поле [44]. Будем считать, что неоднородная спиновая поляризация создаётся локально непрерывным источником, рис. 1, *а*. Каждый из двух полупроводников характеризуется коэффициентом диффузии D_i, концентрацией доноров N_i и временем спиновой релаксации τ_i. Пренебрегая перераспределением заряда на границе (этот эффект был учтен в [46]), эволюция спиновой поляризации в каждом из полупроводников описывается уравнением (9), которое было решено аналитически с учетом граничных условий: сохранение потока и непрерывность плотности спиновой поляризации на границе [46].

Было обнаружено, что для определенных наборов параметров системы электронная спиновая поляризация аккумулируется на границе полупроводников. Пример подобной ситуации показан на рис. 1, *б*, где аккумуляция спиновой поляризации становится более явной с увеличением концентрации доноров N_2. Качественно этот эффект возникает за счет уменьшения скорости дрейфа электронов в области с большим допированием. Это приводит к торможению спин-поляризованных электронов, прошедших через интерфейс, и соответственно, к их аккумуляции. Чтобы избежать путаницы, мы хотим подчеркнуть, что данный метод позволяет увеличить плотность спиновой поляризации $n_\uparrow - n_\downarrow$, но не приведенную величину $(n_\uparrow - n_\downarrow)\,/\,(n_\uparrow + n_\downarrow)$. Более того, надо упомянуть, что плотность спиновой поляризации непрерывна на границе. Ее быстрое уменьшение в левой области описывается быстро затухающей функцией [46]. В работе [46] было показано: для того чтобы получить большие значения плотности спиновой поляризации, необходимо, чтобы времена спиновой релаксации были достаточно длинными в обоих полупроводниках, при этом в правом полупроводнике коэффициент диффузии должен быть меньше, а концентрация доноров – выше.

Контроль за распространением неравновесной спиновой поляризации в полупроводниковых гетероструктурах с помощью электрического затвора. Рассмотрим пример моделирования работы электрического затвора в небаллистическом спиновом полевом транзисторе (non-ballistic spin-FET) [15]. Устройство, предложенное в теоретической работе [15], состоит из полупроводниковой гетероструктуры, где двумерный электронный газ выполняет роль канала, с металлическим немагнитным затвором и ферромагнитными источником и коллектором. Устройство использует механизм спиновой релаксации электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах, который может управляться

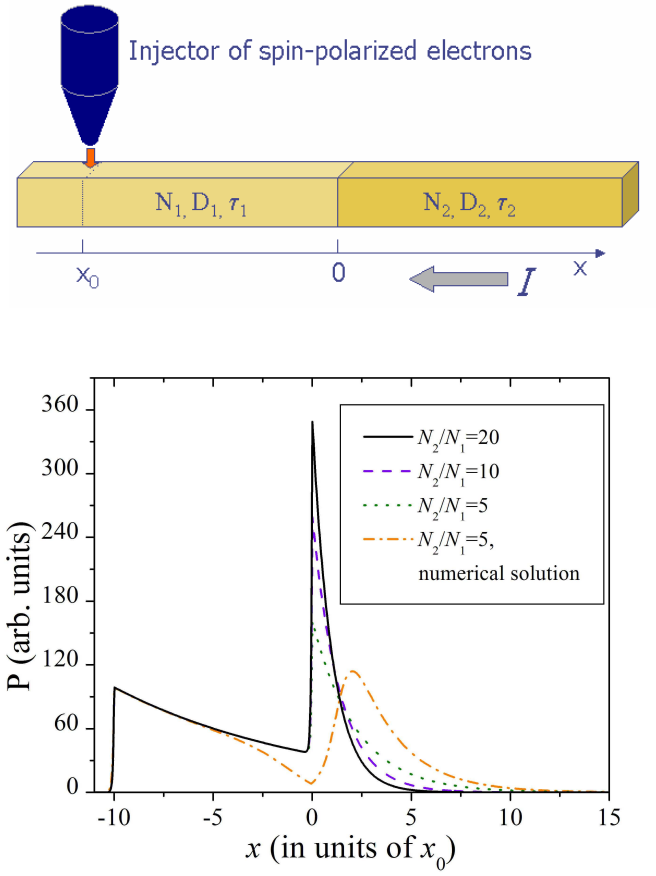

Рис. 1. Прохождение спин-поляризованных электронов через границу двух полупроводников n-типа: *а*) Схематический рисунок системы. Спин-поляризованные электроны инжектируются в полупроводник в точке $x = x_0$ и перемещаются в направление интерфейса, $x = 0$, под действием внешнего электрического поля. *б*) Плотность спиновой поляризации, создаваемая источником, расположенным в точке $x_0 = -10$, как функция координаты x при различных концентрациях примесей N_2 ($\tau_1 = \tau_2$ и $D_1 = D_2$). Увеличение N_2 приводит к возрастанию плотности спиновой поляризации вблизи интерфейса. Плотность спиновой поляризации с учетом перераспределения электронной плотности вблизи границы [43] показана штрих-пунктирной линией

напряжением на затворе [15]. Спин-поляризованные электроны, инжектирумые из ферромагнитного источника, движутся в плоскости квантовой ямы и фильтруются ферромагнитным коллектором. Спиновая динамика электронов проводимости в квантовой яме контролируется спин-орбитальным взаимодействием (3)–(4). Теоретически было показано, что для определенных конфигураций спиновая поляризация может транспортироваться по такому каналу без существенных потерь, если коэффициенты α и β практически одинаковы [15, 47, 53]. Однако, если константы спин-орбитальной связи различные, например в результате приложения внешнего электрического поля поперек квантовой ямы, механизм спиновой релаксации [54] становится эффективным. В результате поляризация электронов вблизи магнитного коллектора изменяется. Магнетосопротивление устройства и, соответственно, ток через устройство зависят от величины и направления этой поляризации.

Для дрейфа спиновой поляризации в квантовой яме можно записать [47]

$$P(x) = P(0)\exp(-x/L_s), \tag{10}$$

где длина спинового рассеяния

$$L_s = \left(\frac{\mu E}{2D} + \sqrt{\left(\frac{\mu E}{2D}\right)^2 + \left(\frac{2m^*(\alpha(V_g) - \beta(V_g))}{\hbar^2}\right)^2} \right)^{-1}. \tag{11}$$

Оба коэффициента спин-орбитальной связи, α и β, зависят от напряжения на затворе. Они были найдены численно в работе [52] на основе зонной структуры полупроводников. Для различных значений напряжения на затворе спиновая плотность в канале варьируется за счет изменения концентрации электронов, а также за счет модуляции спиновой релаксации. Используя реалистические параметры материалов, можно показать, что в AlGaAs/GaAs гетероструктуре при комнатной температуре модуляция спиновой релаксации электрическим затвором приводит к изменению спиновой поляризации порядка 15–20% на расстояниях меньше микрона [52]. Такой эффект может наблюдаться экспериментально, но вряд ли будет использован в электронных устройствах.

Диффузионно-дрейфовая модель для вектора спиновой поляризации. Этот подход является расширением модели, рассмотренной в предыдущем пункте. Он позволяет учесть динамику поперечной компоненты спиновой поляризации, что является существенным, если временные масштабы, на которых изучается система, сравнимы со временем дефазировки/декогеренции квантовой суперпозиции состояний спин-вверх и спин-вниз. Например, этот транспортный режим может использоваться в устройствах, оперирующих с аналоговой логикой [55]. В этом случае плотность спиновой поляризации $\mathbf{P}$ – векторная величина. Она соотносится со спиновой матрицей плотности как

$$\rho_\sigma = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1-P_z \end{pmatrix}. \tag{12}$$

Надо заметить, что представление (12) является одноэлектронным. Например, оно не может быть использовано, чтобы описать смешанное состояние двух электронов. Полагая, что спиновая степень свободы не оказывает существенного влияния на пространственное движение электронов, можно показать, что динамика плотности спиновой поляризации описывается векторным уравнением дрейфа и диффузии. В одномерном случае уравнение выглядит как [47, 49]

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} - \hat{\mathbf{D}}\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial x^2} - \hat{\mu}\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial x} + \hat{\mathbf{C}}\mathbf{P} = 0. \tag{13}$$

Коэффициентами $\hat{\mathbf{D}}$, $\hat{\mu}$, $\hat{\mathbf{C}}$, в (13) являются матрицы 3 на 3 в спиновом пространстве. Симметрия этих коэффициентов определяется свойствами взаимодействий, контролирующих спиновую динамику системы. В общем случае все три матрицы не могут быть диагонализованы одновременно и уравнения для компонент вектора плотности спиновой поляризации не могут быть разделены.

Приближение коротких времен. Во многих задачах необходимо найти пространственное распределение спиновой поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ в произвольный момент времени t, при заданном начальном распределении $\mathbf{P}(\mathbf{r}, 0)$. Динамика распределения может быть довольно просто рассчитана в приближении коротких времен [50]. С учетом этого приближения, $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ в двумерной гетероструктуре может

быть представлена как

$$\mathbf{P}(x,y,t) = \int\int G\,(x-x',y-y',t)\,\mathbf{P}'_{(x,y),(x',y')}dx'dy', \tag{14}$$

где $G\,(x-x',y-y',t)$ – диффузионная функция Грина (решение уравнения диффузии с точечным источником), а $\mathbf{P}'_{(x,y),(x',y')}$ представляет вклад начальной поляризации в точке (x',y') в $\mathbf{P}(x,y,t)$. Структура уравнения (14) достаточно прозрачна. Плотность спиновой поляризации в малом объеме с координатами (x,y) в момент времени t определяется как сумма векторов спиновой поляризации всех электронов, находящихся в данном объеме. Диффузионная функция Грина определяет вероятность того, что электроны диффундируют из точки (x',y') в точку (x,y), в то время как $\mathbf{P}'_{(x,y),(x',y')}$ задает поляризацию этих электронов.

Чтобы решить уравнение (14), предположим, что различные повороты спина коммутируют друг с другом и что угол спиновой прецессии φ пропорционален расстоянию между точками (x',y') и (x,y). Эти приближения применимы на коротких временах, если на длине свободного пробега спин поворачивается на малый угол. Более того, будем считать, что спин-орбитальное взаимодействие не оказывает влияния на пространственную траекторию электрона. Тогда, если $\mathbf{a}$ – это единичный вектор, направленный вдоль оси прецессии, то [50]

$$\mathbf{P}'_{(x,y),(x',y')} = \mathbf{P} + \mathbf{P}_{\perp}\,(\cos\varphi - 1) + \mathbf{a}\times\mathbf{P}\sin\varphi, \tag{15}$$

где $\mathbf{P}_{\perp} = \mathbf{P} - \mathbf{a}(\mathbf{aP})$ – компонента спиновой поляризации, перпендикулярная оси прецессии; $\varphi = \eta\, r$ (η – угол спиновой прецессии, приведенный на единицу длины), $\mathbf{r} = (x-x',y-y')$, $r = |\mathbf{r}|$ и $\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{r},t=0)$. Если учитывать только спин-орбитальное взаимодействие Бычкова–Рашбы, то $\mathbf{a} = \hat{z}\times\mathbf{r}/r$, где $\hat{z}$ – единичный вектор в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. Определение вектора $\mathbf{a}$ для более общего случая дано в работе [49]. Описанная выше модель была использована в работе [50] для изучения спиновой релаксации в двумерном электронном газе вблизи границ образца.

3. Кинетическое транспортное уравнение

Аналогично транспорту электрического заряда, транспорт спиновой поляризации может быть описан с помощью соответствующего кинетического транспортного уравнения, подобного кинетическому уравнению Больцмана. Уравнение может быть выведено, используя матрицы плотности [56], метод неравновесных функций Грина [57, 58] или функции Вигнера [59, 47], где спин учитывается, начиная с квантовых уравнений движения. Например, спиновые взаимодействия в кристалле могут быть записаны, используя метод инвариантов [60]. В этом методе эффекты неравновесной спиновой поляризации и внешних полей появляются как поправки к гамильтониану в приближении эффективной массы. Уравнения транспорта, учитывающие спиновую поляризацию, могут быть записаны как система уравнений для спиновой функции распределения (для спина 1/2 – это три уравнения) плюс уравнение для функции распределения частиц. Последнее уравнение тоже может быть представлено в виде набора уравнений, если рассматривается несколько типов носителей. В общем случае все уравнения являются связанными.

Запишем систему кинетических уравнений для транспорта спин-поляризованных электронов в полупроводниковых квантовых ямах, когда спиновая динамика контролируется спин-орбитальным взаимодействием (3), 4). Система может быть выведена, используя метод функций Вигнера [47, 59]. В приближении эффективной

массы одноэлектронный гамильтониан запишется как

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}) + H_{\mathrm{SO}},$$
$$H_{\mathrm{SO}} = \mathbf{p} \cdot \overleftrightarrow{\mathfrak{M}} \cdot \sigma/\hbar. \tag{16}$$

где $\mathbf{p}$ – импульс электрона, $V(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия электрона во внешнем электрическом поле, направленном в плоскости квантовой ямы. Спин-орбитальная поправка к гамильтониану, H_{SO}, записана в общем виде, линейном по электронному импульсу и спину, где $\overleftrightarrow{\mathfrak{M}}$ – матрица коэффициентов связи [47]. Вклад в гамильтониан (16) за счет взаимодействия α-компоненты импульса с β-компонентой спина пропорционален матричному элементу $\mathfrak{M}_{\alpha\beta}$. Для простоты рассмотрим транспорт электронов в пределах одной энергетической подзоны. Функция Вигнера для электрона со спином определяется как [59]

$$W_{s's}(\mathbf{R}, \mathbf{k}, t) = \int \psi^*(\mathbf{R} - \Delta\mathbf{r}/2, s')\psi(\mathbf{R} + \Delta\mathbf{r}/2, s) \exp(-i\mathbf{k}\Delta\mathbf{r})\, d^2\Delta r, \tag{17}$$

где $\psi(r, s)$ – электронная волновая функция. В спиновом пространстве функция Вигнера (17) является матрицей размером 2 на 2. Она может быть спроектирована на набор матриц Паули, σ_α, и единичную матрицу, I, как [61]

$$W = \frac{1}{2}\left(W_n I + W_{\sigma_\alpha}\sigma_\alpha\right), \tag{18}$$

где W_n соответствует неполяризованной, а W_{σ_α} – α-компоненте спин-поляризованной функции Вигнера. Следуя стандартной процедуре преобразования уравнения Шрёдингера с гамильтонианом (16) к уравнению для функции Вигнера [62] и считая, что потенциальная энергия, $V(\mathbf{r})$, меняется медленно и гладко с координатой $\mathbf{r}$, можно записать уравнение для одного электрона со спином

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{1}{2}\left\{v_j, \frac{\partial W}{\partial x_j}\right\} - \frac{1}{\hbar}\frac{\partial V}{\partial x_j}\frac{\partial W}{\partial k_j} + ik_j\left[v_j, W\right] = \mathrm{St\,W}, \tag{19}$$

где $v_j = \partial H/\partial p_j$ – оператор скорости, выражения $[A, B]$ и $\{A, B\}$, соответственно, обозначают коммутатор и антикоммутатор [47, 59]. В правой части уравнения мы добавили феноменологический член, StW, описывающий рассеяния. Этот член может иметь достаточно сложный вид, включая переходы между различными спиновыми состояниями [56, 58].

Аналитические решения системы уравнений, описывающей спин-поляризованный транспорт, могут быть получены только для очень простых примеров [59]. В случае квазиравновесного транспорта приближенные решения могут быть найдены с помощью итерационной процедуры [56] или на основе теории моментов [47, 57]. Если транспортный режим далек от равновесия, или в случае, когда учитываются электрон-электронные взаимодействия, для решения используются численные методы [58, 63].

4. Метод Монте-Карло

Этот метод широко используется в моделировании транспорта заряда в полупроводниковых структурах и современных электронных устройствах [64–66]. Благодаря своей гибкости, метод Монте-Карло достаточно просто учитывает детали различных механизмов рассеяния, специфическую конструкцию устройств, свойства материалов и граничные условия [66]. Однако модели, применяемые для

количественных оценок параметров электронного транспорта, могут требовать существенных компьютерных ресурсов и моделирование может занимать длительное время. Поэтому, во множестве случаев, где необходимо только качественное описание явлений, используются упрощенные модели.

В традиционный методе Монте-Карло, применяемом для моделирования электронных устройств, транспорт описывается, используя ансамбль эффективных частиц (representative particles). Обычно каждая эффективная частица в модели представляет группу реальных электронов или дырок. В процессе моделирования каждая частица между двумя рассеяниями двигается вдоль классической, локализованной траектории под влиянием внешних полей. Электростатическое взаимодействие между носителями заряда учитывается в приближении среднего поля. В этом случае электрическое поле, создаваемое неоднородным распределением заряда, пересчитывается на каждом временном шаге (sampling time), используя уравнение Пуассона. Процесс моделирование может быть разбит на последовательность отдельных повторяющихся шагов: движение частицы в постоянных внешних полях согласно классическим уравнениям движения, мгновенное изменение внешних полей за счет перераспределения заряда и мгновенное изменение энергии и импульса частицы в момент рассеяния. Рассеяния определяются дефектами, фононами, геометрией устройства и т. д. и характеризуются соответствующими вероятностями рассеяния согласно правилу Ферми.

Спин частицы может быть включен в рассмотренную схему как дополнительный параметр (вектор спиновой поляризации [67] или спиновая матрица плотности [68]) для каждой частицы. Если спин-спиновые взаимодействия (дипольдипольное, обменное) между носителями достаточно малы, то спин каждой частицы контролируется независимо, внешними полями или в результате рассеяний, не сохраняющих спин. Поэтому спиновая динамика может моделироваться согласно пошаговой процедуре, рассмотренной в предыдущем параграфе. В представлении матрицы плотности во время свободного полета i-й частицы ее спин эволюционирует когерентно согласно

$$\rho_i(t+\delta t) = \exp\left(-\frac{iH_S\delta t}{\hbar}\right)\rho_i(t)\,\exp\left(\frac{iH_S\delta t}{\hbar}\right), \tag{20}$$

где H_S – спиновая часть гамильтониана. Во время спинового рассеяния спиновая матрица плотности меняется мгновенно как

$$\rho_i(t) \to \rho_i'(t). \tag{21}$$

Для характеристики спин-поляризованного транспорта можно использовать плотность спиновой поляризации

$$P_\alpha = \sum_i Tr(\sigma_\alpha\rho_i), \tag{22}$$

и плотность потока спиновой поляризации [69]

$$J_\alpha^\beta = \sum_i v_\beta^i Tr(\sigma_\alpha\rho_i), \tag{23}$$

где v_β^i – β-компонента скорости i-й частицы, суммируются все частицы в малом объеме, dV, вблизи координаты $\mathbf{r}$. Те же самые параметры, (22), (23), могут быть определены в нормированной форме [69]

$$P_\alpha = \frac{\sum\limits_i Tr(\sigma_\alpha\rho_i)}{\sum\limits_i Tr(\rho_i)}, \quad X_\alpha^\beta = \frac{\sum\limits_i v_\beta^i Tr(\sigma_\alpha\rho_i)}{\sum\limits_i v_\beta^i Tr(\rho_i)}. \tag{24}$$

С небольшими вариациями описанная модель была использована для изучения различных свойств спинового транспорта в полупроводниках в течении последних нескольких лет [67–82]. Большинство работ посвящено исследованию электронного спин-поляризованного транспорта в полупроводниковых гетероструктурах, где спиновая динамика контролируется спин-орбитальным взаимодействием [67–76, 78, 80–82]. Были исследованы эффект напряжения на электрическом затворе на вращение спиновой поляризации в квантовых ямах, влияние конструкции устройства (ширины [70, 71], длины [68], нано-паттерна [72], кристаллографической симметрии [53], интерфейса с металлическими контактами [69, 81]) на спиновую динамику. Исследование свойств спинового транспорта в полупроводниковых нано-проволоках было проведено в работах [73–75], где авторы исследовали дефазировку спиновой поляризации [73, 74] и спиновый шум [75] в сильных электрических полях. Детали прецессионной спиновой релаксации рассматривались в работах [50, 76, 77, 82]. Способ подавления спиновой дефазировки был предложен в работе [78], где было показано, что время электронной спиновой релаксации зависит от начального пространственного распределения спина. Время спиновой релаксации специфической структуры «когерентной стоячей спиновой волны» в несколько раз длиннее, чем время релаксации однородной спиновой поляризации.

В указанных выше работах рассматривалась когерентная эволюция спина в соответствии с уравнением (20). Пример моделирования Монте-Карло, где спиновая динамика контролируется рассеяниями согласно (21), может быть найден в [79]. Во всех рассмотренных работах обратная реакция спин-орбитального взаимодействия на пространственное движение частиц не учитывалась.

Релаксация спиновой поляризации вблизи границы двумерного электронного газа. Согласно методу, рассмотренному выше, моделирование спинового транспорта может быть разделено на симуляцию движения электронов в пространстве (эффект спиновых степеней свободы, обычно, не учитывается) и расчет спиновой динамики. Причем пространственное движение электрона может быть учтено с различной степенью сложности. Ясно, что чем больше деталей учтено в модели, тем более точный результат может быть получен. Однако при рассмотрении модельных задач точность результата может быть не столь существенна как скорость вычислений. В данном пункте рассматривается пример, в котором используется упрощенная модель пространственного электронного транспорта, а спин учитывается, используя спиновую матрицу плотности.

Метод был предложен в работе [71] и использован для исследования спиновой релаксации в двумерном электронном газе с решеткой квантовых антиточек [72], динамики спиновой релаксации вблизи границы двумерного электронного газа [50], управления спиновой поляризацией с помощью импульсных магнитных полей [82], а также для изучения долгоживущих спиновых состояний [78].

В используемом алгоритме пространственное движение электронов идет по классическим (линейным) траекториям, прерываемым рассеяниями. Модель учитывает спин-независимые процессы рассеяния электронов на фононах или примесях. Для простоты рассеяния считаются упругими и изотропными. В этом случае процессы рассеяния характеризуются только временем релаксации импульса τ_p. Эта величина связана с длиной свободного пробега соотношением $L_p = v\tau_p$, где v – средняя скорость электрона. Динамика спиновой степени свободы, характеризуемая вектором поляризации $\mathbf{P}$, при учете спин-орбитального взаимодействия описывается прецессией вектора поляризации вокруг эффективного магнитного поля.

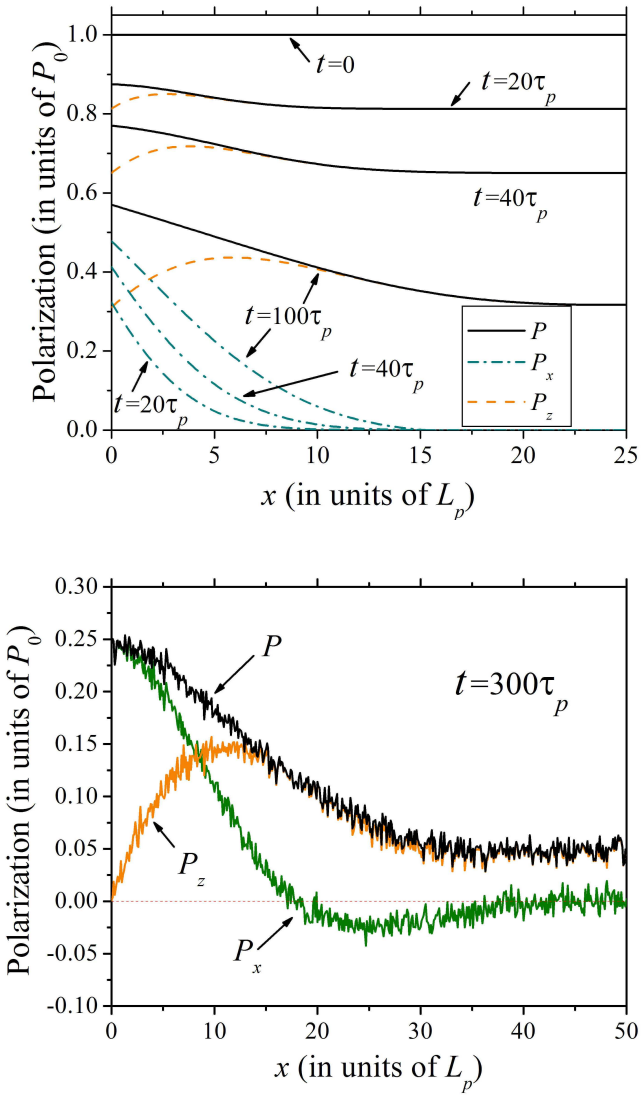

Рис. 2. Эволюция спиновой поляризации вблизи границы двумерного электронного газа на коротких временах (*а*) и на длинных временах (*б*). Наблюдаются подавление спиновой релаксации и спиновые осцилляции вблизи границы

В начальный момент времени координаты электрона и направление скорости задаются случайно, а направление спина определяется начальными условиями. Основной цикл алгоритма включает следующие шаги: генерации временного интервала между двумя последующими рассеяниями, расчет спиновой динамики (используя уравнение движения для вектора спиновой поляризации) и случайной генерации нового направления скорости после рассеяния.

Механизм Дьяконова–Переля (ДП) [83] является основным механизмом спиновой релаксации во множестве экспериментальных ситуаций. Данная теория была разработана для бесконечной кристаллической структуры. Рассматривая спиновую релаксацию электронов вблизи границ двумерного электронного газа, можно ожи-

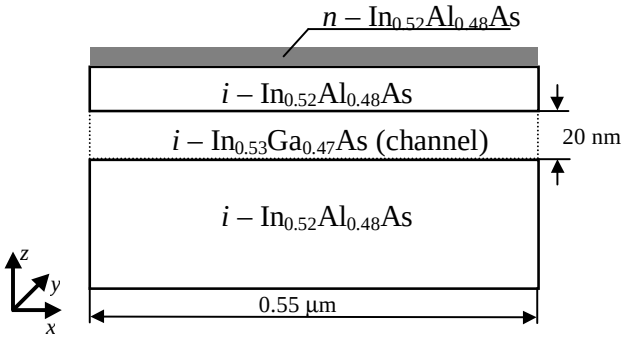

Рис. 3. Схематический рисунок устройства, рассмотренного в моделировании спинового транспорта методом Монте-Карло

дать сходный сценарий релаксации. Однако эти ожидания некорректны. В работе [50] было показано, что динамика спиновой релаксации вблизи границ достаточно необычна и не может быть описана простым экспоненциальным затуханием согласно теории ДП. Описанный выше алгоритм Монте-Карло был использован в дополнении к аналитическому исследованию спиновой динамики [50]. На рис. 2 показана спиновая поляризация в различные моменты времени. Тогда как спиновая поляризация вдали от границы затухает экспоненциально, вблизи границы ее поведение достаточно необычно. Наблюдаются подавление релаксации, осцилляции спиновой поляризации и ее переход между продольной и поперечной компонентами.

Спин-поляризованный транспорт в структурах конечной длины. Размер современных полупроводниковых устройств – порядка десятых долей микрона [1]. В таких структурах среднее электрическое поле может достигать величин нескольких киловольт на сантиметр и транспорт характеризуется сильнонеравновесными значениями распределения заряда, потенциала, средней энергией электрона в канале и т. д. Для исследования спиновой динамики в таком транспортном режиме был использован ансамбльный метод Монте-Карло [80]. Моделируемое устройство, $\mathrm{In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/\ In_{0.52}Al_{0.48}As}$ гетероструктура длиной $l = 0.55\ \mu\mathrm{m}$, показано на рис. 3. Спин-поляризованные электроны локализованы в InGaAs слое и движутся в плоскости гетероструктуры под действием электрического поля, создаваемого контактами слева и справа от устройства (на рисунке не показаны). В модели были использованы следующие граничные условия. Термализованные электроны генерировались на левой границе (источник). Нейтральность полного заряда в устройстве сохранялась в течение всего процесса моделирования. Как только электрон покидал устройство, новый электрон генерировался на левой границе. Инжектированные частицы считались 100% спин-поляризованными в заданном направлении. Для описания спиновой поляризации электронов использовалась спиновая матрица плотности (12). Электрическое поле в устройстве пересчитывалось на каждом временном шаге в соответствии с распределением электронной плотности. Спиновая динамика рассчитывалась для каждой частицы согласно уравнению (20), где спиновая часть гамильтониана, H_S, была представлена спин-орбитальным взаимодействием (3)–(4). В этом случае уравнение (20) вклю-

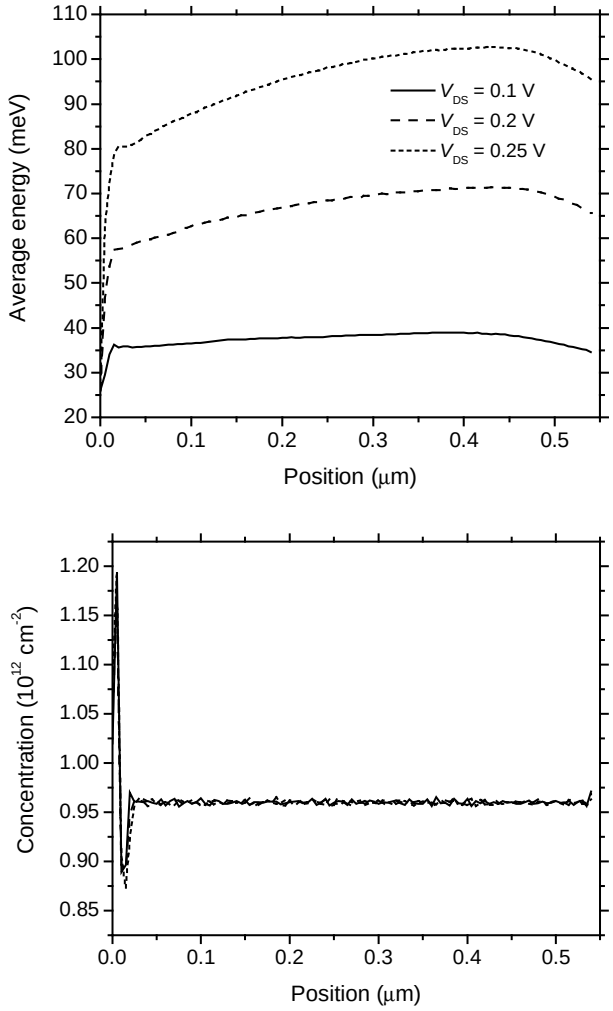

Рис. 4. Средняя энергия электронов (*а*) и концентрация электронов (*б*) как функции координаты параллельной направлению внешнего поля при различных значениях напряжения на контактах, $T = 300$ K

чает оператор

$$\exp\left(-iH_S\delta t/\hbar\right) = \begin{pmatrix} \cos\left(|\gamma|\,\delta t\right) & i\dfrac{\gamma}{|\gamma|}\sin\left(|\gamma|\,\delta t\right) \\ i\dfrac{\gamma^*}{|\gamma|}\sin\left(|\gamma|\,\delta t\right) & \cos\left(|\gamma|\,\delta t\right) \end{pmatrix}, \tag{25}$$

и ему эрмитово-сопряженный. Параметр γ определяется через спин-орбитальные константы связи и электронный импульс как

$$\gamma = \hbar^{-1}\left[\left(\alpha k_y + \beta k_x\right) + i\left(\alpha k_x + \beta k_y\right)\right]. \tag{26}$$

Полное число частиц в модели $N = 55000$, и шаг по времени был выбран $\Delta t_{\text{samp}} = 1$ fsec. Программа была запущена на 20000 шагов, чтобы достичь статического транспортного режима, а затем в течение 2000 шагов аккумулировались результаты.

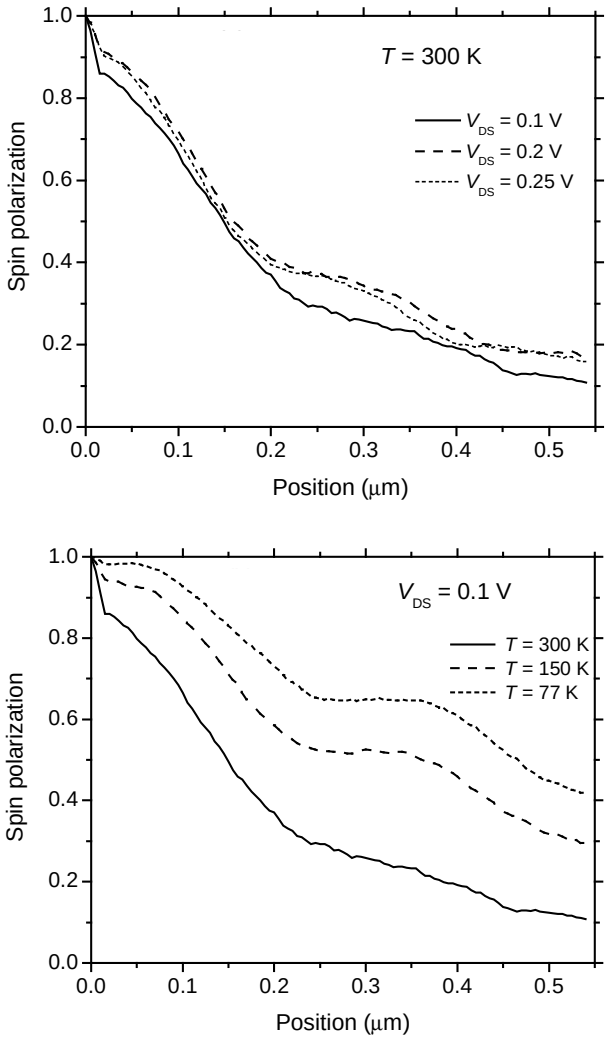

Рис. 5. Распределение спиновой поляризации в моделируемом устройстве при различных значениях напряжения на контактах, $T = 300$ K ($а$). Распределение спиновой поляризации при различных температурах, $V_{DS} = 0.1$ V ($б$)

Как показано на рис. 4, электроны, инжектированные со средней энергией 26 meV, нагреваются на очень коротких расстояниях, если к устройству приложено напряжение $V_{DS} = 0.1 - 0.25$ V. Концентрация электронов практически постоянная вдоль канала устройства, за исключением небольшой области вблизи источника (~ 0.01 μm), которая определяется граничными условиями. На рис. 5 показано, что дефазировка спиновой поляризации в изучаемой структуре зависит от приложенного напряжения и температуры. Сходные результаты были обнаружены независимо для спинового транспорта в GaAs нано-проволоках [73].

Авторы выражают благодарность М.-Ч. Ченгу, Дж.А. Нестерову, Е. Шафиру, М. Шену и И.Д. Вагнеру за обсуждение проблемы и предоставленные результаты исследований.

Summary

S.K. Saikin, Yu.V. Pershin, V.L. Privman. Modeling in semiconductor spintronics.

In this paper we review theoretical methods utilized to investigate spin dynamics in semiconductor structures. In particular, we consider drift-diffusion, kinetic transport equation and Monte-Carlo simulation approaches applied for spin transport modelling. Several examples of applications of these modelling techniques are presented.

Литература

1. International Technology Roadmap for Semiconductors (Ed. 2003), (URL: http://public.itrs.net/Files/2003ITRS/Home2003.htm)
2. Research needs for novel devices (SRC Edition May 2003)
3. *Prinz G.* Spin-Polarized Transport // Phys. Today. – 1995. –V. 48, No 4. – P. 58–63.
4. *Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., von Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M.* Spintronics: a spin-based electronics. Vision for the future // Science. – 2001. –V. 294. – P. 1488–1495.
5. *Das Sarma S.* Spintronics // Am. Sci. – 2001. – V. 89. – P. 516–523.
6. *Awschalom D.D., Flatté M.E., Samarth N.* Spintronics // Sci. Am. – 2002. – V. 286. – P. 66–73.
7. *Akinaga H., Ohno H.* Semiconductor spintronics // IEEE Trans. Nanotechnology. – 2002. – No 1. – P. 19–31.
8. *Jonker B.T.* Progress toward electrical injection of spin-polarized electrons into semiconductors // Proc. of the IEEE. – 2003. – V. 91. – P. 727–740.
9. *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V. 76. – P. 323–410.
10. *Parkin S., Jiang X., Kaiser C., Panchula A., Roche K., Samant M.* Magnetically engineered spintronic sensors and memory // Proc. of the IEEE. – 2003. – V. 91. – P. 661–680.
11. *Fabian J., Žutić I., Das Sarma S.* Magnetic bipolar transistor // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – P. 85–87.
12. *Flatté M.E., Yu Z.G., Johnson-Halperin E., Awschalom D.D.* Theory of semiconductor magnetic bipolar transistors // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 4740–4742.
13. *Datta S., Das B.* Electronic analog of the electro-optic modulator // Appl. Phys. Lett. – 1990. – V. 56. – P. 665–667.
14. *Wang B., Wang J., Guo H.* Quantum spin field effect transistor // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67, Art. 092408. – P. 1–4.
15. *Schliemann J., Egues J.C., Loss D.* Nonballistic spin-field-effect transistor // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 90, Art. 146801. – P. 1–4.
16. *Egues J.C., Burkard G., Loss D.* Datta-Das transistor with enhanced spin control // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 2658–2660.
17. *Wang X.F., Vasilopoulos P.* Influence of subband mixing due to spin-orbit interaction on the transmission through periodically modulated waveguides // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68, Art. 035305. – P. 1–8.
18. *Hall K.C., Lau W.H., Gundogdu K., Flatté M.E., Boggess T.F.* Non-magnetic semiconductor spin transistor // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83. – P. 2937–2939.

19. *Jonker B.T.* Polarized optical emission due to decay or recombination of spin-polarized injected carriers. – US patent 5874749. – Feb. 23, 1999.

20. *Mani R.G., Johnson W.B., Narayanamurti V., Privman V., Zhang Y.-H.* Nuclear spin based memory and logic in quantum Hall semiconductor nanostructures for quantum computing applications // Physica E. – 2002. – No 12. – P. 152–156.

21. *Vrijen R., Yablonovitch E., Wang K., Jiang H.W., Balandin A., Roychowdhury V., Mor T., DiVincenzo D.* Electron-spin-resonance transistors for quantum computing in silicon-germanium heterostructures // Phys. Rev. A. – 2000. –V. 62, Art. 012306. – P. 1–10.

22. *Bandyopadhyay S., Cahay M.* Proposal for a spintronic femto-Tesla magnetic field sensor // Physica E. – 2005. – No 27. – P. 98–103.

23. *Ciuti C., McGuire J.P., Sham L.J.* Spin-dependent properties of a two-dimensional electron gas with ferromagnetic gates // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 81. – P. 4781–4783.

24. *Osipov V.V., Bratkovsky A.M.* A class of spin injection-precession ultrafast nanodevices // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – P. 2118–212025.

25. *Bratkovsky A.M., Osipov V.V.* High-frequency spin-valve effect in a ferromagnet-semiconductor-ferromagnet structure based on precession of the injected spins // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 92, Art. 098302. – P. 1–4.

26. *D'yakonov M.* "Spintronics?" // Future Trends in Microelectronics: The Nano, the Giga, and the Ultra / Eds. S. Luryi, J. Xu, A. Zaslavsky. – Wiley-IEEE Press, 2004.

27. *Bandyopadhyay S., Cahay M.* Reexamination of some spintronic field-effect device concepts / Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 85. – P. 1433–1435.

28. *Ohno Y., Terauchi R., Adachi T., Matsukura F., Ohno H.* Spin relaxation in GaAs (110) quantum wells // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83. – P. 4196–4199.

29. *Karimov O.Z., John G.H., Harley R.T., Lau W.H., Flatté M.E., Henini M., Airey R.* High temperature gate control of quantum well spin memory // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91, Art. 246601. – P. 1–4.

30. *Malajovich I., Berry J.J., Samarth N., Awschalom D.D.* Persistent sourcing of coherent spins for multifunctional semiconductor spintronics // Nature. – 2001. – V. 411. – P. 770–772.

31. *Kikkawa J.M., Awschalom D.D.* Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide // Nature. – 1999. – V. 397. – P. 139–141.

32. *Rudolph J., Hägele D., Gibbs H.M., Khitrova G., Oestreich M.* Laser threshold reduction in a spintronic device // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 4516–4518.

33. *Lannon J.M.Jr., Dausch D.E., Temple D.* High sensitivity polarized-light discriminator device. – US patent application. – Apr. 24, 2003.

34. *Stevens M.J., Smirl A.L., Bhat R.D.R., Najmaie A., Sipe J.E., van Driel H.M.* Quantum interference control of ballistic pure spin currents in semiconductors // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 90, Art. 136603. – P. 1–4.

35. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum Mechanics. – Oxford: Butterworth-Heinemann, 1997.

36. *Condon E.U., Shortley G.H.* The Theory of Atomic Spectra. – Cambridge: Cambridge University Press, 1953.

37. *Dresselhaus G.* Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures // Phys. Rev. – 1955. – V. 100. – P. 580–586.

38. *Bychkov Yu., Rashba E.I.* Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // J. Phys. C. – 1984. – No 17. – P. 6039–6045.

39. *Gantmakher V.F., Levinson Y.B.* Carrier scattering in metals and semiconductors // Modern Problems in Condensed Matter Science. V. 19 / Ser. eds. V.M. Agranovich, A.A. Maradudin. – N. Y.: North-Holland, 1987.

40. *Yu Z.G., Flatté M.E.* Spin diffusion and injection in semiconductor structures: Electric field effects // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 66, Art. 235302. – P. 1–14.

41. *Yu Z.G., Flatté M.E.* Electric-field dependent spin diffusion and spin injection into semiconductors // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 66, Art. 201202. – P. 1–4.

42. *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Spin-polarized transport in inhomogeneous magnetic semiconductors: theory of magnetic/nonmagnetic $p-n$ junctions // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88, Art. 066603. – P. 1–4.

43. *Pershin Yu.V., Privman V.* Focusing of spin polarization in semiconductors by inhomogeneous doping // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 90, Art. 256602. – P. 1–4.

44. *Pershin Yu.V., Privman V.* Propagation of spin-polarized electrons through interfaces separating differently doped semiconductor regions // Proc. Conference "IEEE-NANO 2003". – Monterey, CA: IEEE Press, 2003. – P. 168–170.

45. *Martin I.* Spin-drift transport and its applications // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 67, Art. 014421. – P. 1–5.

46. *Pershin Yu.V.* Accumulation of electron spin polarization at semiconductor interfaces // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68, Art. 233309. – P. 1–4.

47. *Saikin S.* Drift-diffusion model for spin-polarized transport in a non-degenerate 2DEG controlled by a spin-orbit interaction // J. Phys.: Condens. Matter. – 2004. – V. 16. – P. 5071–5081.

48. *Culcer D., Sinova J., Sinitsyn N.A., Jungwirth T., MacDonald A.H., Niu Q.* Semiclassical spin transport in spin-orbit-coupled bands // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 93, Art. 046602. – P. 1–4.

49. *Pershin Yu.V.* Drift–diffusion approach to spin-polarized transport // Physica E. – 2004. – No 23. – P. 226–231.

50. *Pershin Yu.V.* Dynamics of spin relaxation near the edge of two-dimensional electron gas // Physica E. – 2005. – No 27. – P. 77–81.

51. *Burkov A.A., Nunez A.S., MacDonald A.H.* Theory of spin-charge-coupled transport in a two-dimensional electron gas with Rashba spin-orbit interactions // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 70, Art. 155308. – P. 1–8.

52. *Shafir E., Shen M., Saikin S.* Modulation of spin dynamics in a channel of a nonballistic spin-field effect transistor // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 70, Art. 241302(R). – P. 1–4.

53. *Saikin S., Shen M., Cheng M.-C.* Study of spin-polarized transport properties for spin-FET design optimization // IEEE Trans. Nanotechnology. – 2004. – No 3. – P. 173–179.

54. *Dyakonov M.I., Kachorovskii V.Yu.* Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmertic semiconductors // Sov. Phys. Semicond. – 1986. – V. 20. – P. 110–112.

55. *Bauer G.E.W., Tserkovnyak Y., Huertas-Hernando D., Brataas A.* From digital to analogue magnetoelectronics: theory of transport in non-collinear magnetic nanostructures // Advances in Solid State Physics. V. 43. – Berlin: Springer-Verlag, 2003.

56. *Ivchenko E.L., Lyanda-Geller Yu.B., Pikus G.E.* Current of thermalized spin-oriented photocarriers // Sov. Phys. JETP. – 1990. – V. 71. – P. 550–557.

57. *Takahashi Y., Shizume K., Masuhara N.* Spin diffusion in a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 60. – P. 4856–4865.

58. *Weng M.Q., Wu M.W.* Kinetic theory of spin transport in n-type semiconductor quantum wells // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93. – P. 410–420.

59. *Mishchenko E.G., Halperin B.I.* Transport equations for a two-dimensional electron gas with spin-orbit interaction // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68, Art. 045317. – P. 1–6.

60. *Bir G.L., Pikus G.E.* Symmetry and strain-induced effects in semiconductor. – Keter Publishing House Jerusalem Ltd., 1974.

61. *Carruthers P., Zachariasen F.* Quantum collision theory with phase-space distributions // Rev. Mod. Phys. – 1983. – V. 55. – P. 245–285.

62. *Wigner E.* On the quantum correction for thermodynamic equilibrium // Phys. Rev. – 1932. – V. 40. – P. 749–759.

63. *Weng M.Q., Wu M.W., Jiang L.* Hot-electron effect in spin dephasing in n-type GaAs quantum wells // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69, Art. 245320. – P. 1–9.

64. *Hess K.* Monte Carlo device simulation: full band and beyond. – Boston: Kluwer Academic Publishers, 1991.

65. *Tomizawa K.* Numerical simulation of submicron semiconductor devices. – London, Boston: Artech House, 1993.

66. *Fischetti M.V., Laux S.E.* DAMOCLES Theoretical Manual. – IBM, Yorktown Heights, 1995.

67. *Bournel A., Dollfus P., Bruno P., Hesto P.* Gate-induced spin precession in an $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ two dimensional electron gas // Eur. Phys. J. AP. – 1998. – No 4. – P. 1–4.

68. *Saikin S., Shen M., Cheng M.-C., Privman V.* Semiclassical Monte Carlo model for in-plane transport of spin-polarized electrons in III–V heterostructures // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 94. – P. 1769–1775.

69. *Shen M., Saikin S., Cheng M.-C.* Monte Carlo modeling of spin injection through a Schottky barrier and spin transport in a semiconductor quantum well // J. Appl. Phys. – 2004. – V. 96. – P. 4319–4325.

70. *Bournel A., Dollfus P., Bruno P., Hesto P.* Spin-dependent transport phenomena in a HEMT // Physica B. – 1999. – V. 272. – P. 331–334.

71. *Kiselev A.A., Kim K.W.* Progressive suppression of spin relaxation in two-dimensional channels of finite width // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61. – P. 13115–13120.

72. *Pershin Yu.V., Privman V.* Slow spin relaxation in two-dimensional electron systems with antidots // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69, Art. 073310. – P. 1–4.

73. *Pramanik S., Bandyopadhyay S., Cahay M.* Spin dephasing in quantum wires // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68, Art. 075313. – P. 1–10.

74. *Pramanik S., Bandyopadhyay S., Cahay M.* Decay of spin-polarized hot carrier current in a quasi-one-dimensional spin-valve structure // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – P. 266–268.

75. *Pramanik S., Bandyopadhyay S.* Spin fluctuations and "spin noise". – E-print cond-mat/0312099. – 2003.

76. *Bournel A., Dollfus P., Cassan E., Hesto P.* Monte Carlo study of spin relaxation in AlGaAs/GaAs quantum wells // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V. 77. – P. 2346–2348.

77. *Barry E.A., Kiselev A.A., Kim K.W.* Electron spin relaxation under drift in GaAs // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 82. – P. 3686–3688

78. *Pershin Yu.V.* Long-lived spin coherence states // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 71, Art. 155317.

79. *Pershin Yu.V., Privman V.* Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors due to interaction with nuclear spins // Nano Lett. – 2003. – No 3. – P. 695–700.

80. *Shen M., Saikin S., Cheng M.-C., Privman V.* Monte Carlo modeling of spin FETs controlled by spin-orbit interaction // Math. Comp. Simul. – 2004. – V. 65. – P. 351–363.

81. *Shen M., Saikin S., Cheng M.-C.* Spin injection in spin FETs using a step-doping profile // IEEE Trans. Nanotechnology. – 2005. – No 4. – P. 40–44.

82. *Pershin Yu.V.* Spin coherence control by pulsed magnetic fields. – E-print cond-mat/0310225.

83. *D'yakonov M.I., Perel' V.I.* Spin orientation of electronics associated with the interband absorption of light in semiconductors // Soviet Phys. JETP. – 1971. – V. 33. – P. 1053–1059.

Поступила в редакцию
07.09.05

Сайкин Семён Константинович – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры теоретической физики Казанского государственного университета, научный сотрудник физического факультета Калифорнийского университета Сан Диего, США.

E-mail: *Semjon.Saykin@ksu.ru*

Першин Юрий Владимирович – доктор естественных наук, научный сотрудник физического факультета Университета Штата Мичиган, США.

E-mail: *Pershin@pa.msu.edu*

Привман Владимир – доктор естественных наук, заслуженный профессор физического факультета Университета Кларксона, США.

E-mail: *Privman@clarkson.edu*