

Особенности остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами с туннельно-прозрачным барьером

© К.Е. Спирин[¶], К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 25 апреля 2011 г. Принята к печати 25 апреля 2011 г.)

Измерены спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами с различной толщиной разделительного барьера AlSb 0.6–1.8 нм при температуре $T = 4.2$ К. Из фурье-анализа осцилляций Шубникова–де Гааза определены концентрации электронов в ямах при различных длинах волн подсветки. Выявлены особенности, связанные с туннельной прозрачностью разделительного барьера толщиной 0.6 нм (2 монослоя). Выполненные самосогласованные расчеты энергетического профиля двойной квантовой ямы показали, что в области отрицательной остаточной фотопроводимости в структурах устанавливается симметричный, а в области положительной остаточной фотопроводимости — асимметричный профиль потенциала, приводящий к спиновому расщеплению Рашбы (> 2 мэВ на уровне Ферми). Показано, что введение туннельно-прозрачного разделительного барьера увеличивает расщепление Рашбы.

1. Введение

В последние годы во всем мире наблюдается значительный интерес к полупроводниковым структурам, характеризующимся не только высокой подвижностью носителей заряда, но и большим спиновым расщеплением в энергетическом спектре. Гетероструктуры на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb [1–19], и бесщелевых полупроводников HgSe и HgTe [20–23], в которых эффекты спин-орбитального взаимодействия выражены сильнее, чем в других полупроводниковых гетероструктурах, являются наиболее привлекательными для таких приложений.

Исследуемые в настоящей работе гетероструктуры характеризуются большой величиной разрыва зон на гетерогранице (> 2 эВ для Γ -долины), малой эффективной массой электронов ($0.03 m_0$) [13,14], большим значением g -фактора [15] и высокой подвижностью (до $3 \cdot 10^4$ см²/В·с при температуре $T = 300$ К и до $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4.2$ К). В таких структурах наблюдаются эффекты спин-орбитального расщепления спектра состояний в зоне проводимости в нулевом магнитном поле [24], вызванные как SIA (расщепление Рашбы) [25], так и BIA (расщепление Дрессельхауз) [26]. Хорошо известно, что даже в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb присутствует двумерный (2D) электронный газ с концентрацией $\sim 10^{12}$ см⁻², связанный с глубокими донорами в барьерах AlSb и поверхностными донорами в покрывающем слое GaSb, обычно выращиваемом поверх верхнего барьера AlSb для предотвращения его окисления на воздухе. Электрическое поле пространственно разделенных поверхностных доноров в покрывающем слое и 2D электронов искажает профиль квантовой ямы (КЯ), что в

свою очередь через спин-орбитальное взаимодействие приводит к спиновому расщеплению энергетического спектра в КЯ даже в отсутствие магнитного поля [5,16]. Замечательной особенностью таких гетероструктур с покрывающим слоем GaSb является биполярная остаточная фотопроводимость (ОФП), наблюдаемая при низких температурах [1–4], — положительная при подсветке инфракрасным (ИК) излучением и отрицательная при подсветке излучением видимого диапазона. Явление ОФП дает возможность обратимым образом в несколько раз изменять концентрацию электронов в КЯ и соответственно встроенное электрическое поле, что позволяет управлять эффектами спин-орбитального [5] и электрон-электронного взаимодействия [6,7,15].

Ранее авторами были начаты исследования электронного транспорта в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными КЯ с широким разделительным барьером ($d \geq 5$ нм) в условиях ОФП [8] (см. также [9,10]). Используя измеренные значения концентраций электронов в каждой КЯ, с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона мы определили значения концентраций ионизированных доноров с обеих сторон от ям. Это позволило установить, что положительная ОФП, так же как и отрицательная, связана в основном с переносом электронов между поверхностными донорами в покрывающем слое GaSb и квантовыми ямами. Было показано, что в условиях сильной отрицательной ОФП концентрации электронов в двух КЯ, определяемые из осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ), выравниваются и становятся вдвое меньше значения, определяемого из измерений эффекта Холла, что свидетельствует об установлении симметричного профиля встроенного электрического поля. Отметим, что в исследованных двойных КЯ InAs/AlSb с шириной разделительного барьера 5 и 10 нм [8] величина расщепления энергетиче-

[¶] E-mail: spirink@ipmras.ru

ческого спектра в подзонах размерного квантования, связанного с туннельной прозрачностью барьера между ямами, исчезающе мала.

В настоящей работе продолжены исследования двойных КЯ InAs/AlSb с более тонкими межъямными барьерами и выявлены особенности остаточной фотопроводимости в случае, когда разделительный барьер становится туннельно-прозрачным.

2. Методика эксперимента

Гетероструктуры InAs/AlSb выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100) аналогично [2]. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 15 нм, КЯ InAs толщиной 15 нм, разделительного барьера AlSb толщиной $d = 0.6 - 1.8$ нм, второй КЯ InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 35 нм и покрывающего слоя GaSb, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. При исследовании электронного транспорта в условиях ОФП использовались образцы прямоугольной формы размерами 5×5 мм геометрии Ван-дер-Пау. Через образец пропускался постоянный ток $I = 100$ мкА. Образцы размещались в центре сверхпроводящего соленоида в световодной криомагнитной вставке, погружаемой в транспортный сосуд Дьюара СТГ-40, все измерения проводились при температуре $T = 4.2$ К. Монохроматическое излучение с выхода решеточного монохроматора МДР-23 подводилось к образцу по гибкому многожильному световоду [11]. Измерялись установившиеся продольное, R_{xx} , и холловское, R_{xy} , сопротивления при развертке магнитного поля (до 3 Тл), значения которых записывались в память компьютера как функции магнитного поля. Суммарная концентрация электронов в образце определялась по величине холловского сопротивления, а концентрации электронов в каждой из КЯ — из фурье-анализа осцилляций ШдГ [8]. Темновые (до подсветки) значения концентраций электронов в исследуемых образцах n_s приведены в таблице.

Как будет видно из дальнейшего, в исследуемых образцах (см. таблицу) разделительные барьеры AlSb являются туннельно-прозрачными, поэтому связывать различные значения концентраций с первой или второй КЯ является не вполне корректным. Однако, как показывает самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона, в условиях асимметричного встроенного электрического поля волновые функции нижней подзоны

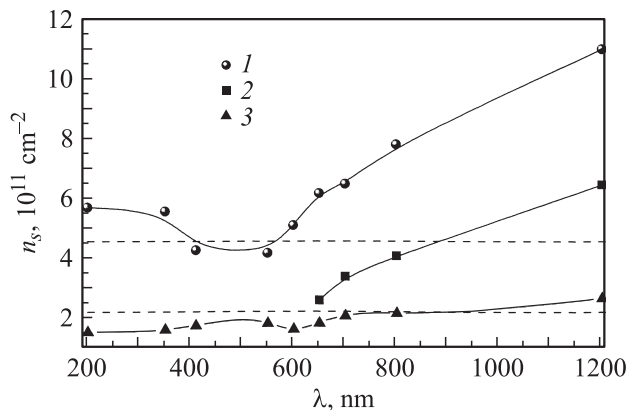


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов в образце С416 от длины волны подсветки, определенные из измерений эффекта Холла (I) и осцилляций ШдГ (2 — 1-я подзона размерного квантования, 3 — 2-я подзона). Горизонтальными штриховыми линиями показаны темновые значения концентраций в КЯ.

локализованы преимущественно в первой КЯ (ближайшей к поверхности), а волновые функции второй подзоны — во второй КЯ. Большую концентрацию, соответствующую нижней подзоне, можно условно называть концентрацией электронов в первой КЯ, а меньшую, соответствующую второй подзоне, — концентрацией электронов во второй КЯ. Однако в условиях симметричного встроенного электрического поля волновые функции в подзонах размерного квантования в равной степени локализованы в каждой из КЯ, поэтому говорить о концентрации электронов в какой-либо одной КЯ нельзя.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены определенные из фурье-анализа осцилляций ШдГ значения концентрации электронов в зависимости от длины волны подсветки λ в образце С416 с толщиной разделительного барьера $d = 1.2$ нм. Видно, что концентрация электронов во 2-й подзоне слабо зависит от длины волны подсветки, в то время как концентрация электронов в 1-й подзоне превышает темновую при $\lambda > 900$ нм и меньше темновой при $\lambda < 900$ нм. При $\lambda \lesssim 600$ нм концентрация электронов в 1-й подзоне падает настолько, что становится неотличимой от концентрации во 2-й подзоне размерного квантования. При этом суммарная концентрация носителей в образце, определенная из измерений эффекта Холла (как и в работе [8] для двойных КЯ с широкими разделительными барьерами), более чем в 2 раза превышает концентрацию в каждой из подзон размерного квантования.¹ Аналогичные результаты были получены

¹ Как видно из рис 1, холловская концентрация электронов превышает сумму концентраций в 1-й и 2-й ямах во всем интервале длин волн подсветки ($\lambda \geq 650$ нм), что, скорее всего, связано с существованием в данном образце канала параллельной проводимости с малой подвижностью носителей заряда (поскольку этот канал не проявляется в осцилляциях ШдГ).

Параметры исследуемых образцов

Образец	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 1-я КЯ	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 2-я КЯ	$d, \text{ нм}$
С403	6.0	2.1	0.6
С416	4.7	2.2	1.2
С419	4.9	2.1	1.8

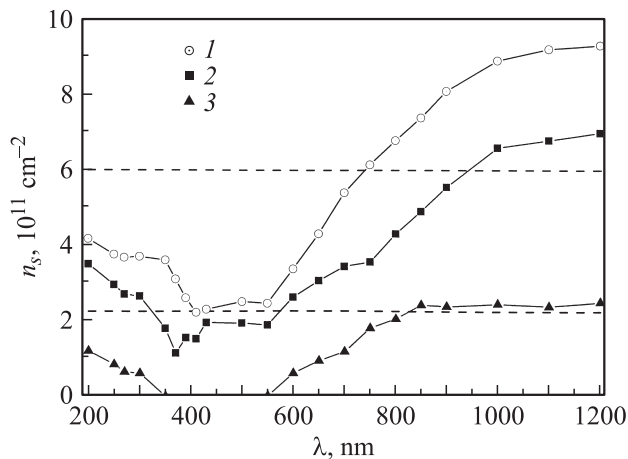


Рис. 2. Зависимости концентрации электронов в образце С403 от длины волны подсветки, определенные из измерений эффекта Холла (1) и осцилляций ШдГ (2 — 1-я подзона размерного квантования, 3 — 2-я подзона). Горизонтальными штриховыми линиями показаны темновые значения концентраций в КЯ.

для образца С419 с толщиной разделительного барьера $d = 1.8$ нм.

В то же время зависимости концентраций от длины волны подсветки для образца С403 с самым тонким разделительным барьером AlSb $d = 0.6$ нм (2 монослоя) имеют принципиально другой характер (рис. 2). На участке $800 < \lambda < 1200$ нм большая из электронных концентраций снижается при уменьшении длины волны подсветки, а меньшая остается практически неизменной. Аналогичная ситуация имеет место в двойных КЯ InAs/AlSb с более широкими разделительными барьерами (см. рис. 1, ср. с [8]). При дальнейшем уменьшении длины волны меньшая концентрация падает и становится ненаблюдаемо малой (меньше погрешности определения из фурье-анализа осцилляций ШдГ).

При $200 < \lambda < 800$ нм зависимость концентрации в первой подзоне от длины волны качественно повторяет зависимость суммарной холловской концентрации: уменьшается вплоть до $\lambda \approx 550$ нм и возрастает при $\lambda < 350$ нм. Последнее соответствует обнаруженному в работе [11] падению сопротивления образца в условиях отрицательной ОФП. Наблюдаемое падение сопротивления, скорее всего, связано с „выключением“ основного механизма отрицательной ОФП — генерации электронно-дырочных пар при прямых оптических переходах в барьерах AlSb между подзоной тяжелых дырок (где наибольшая плотность состояний в валентной зоне) и зоной проводимости вследствие достижения потолка последней. При этом в тех областях длин волн подсветки, где удастся определить обе концентрации ($600 < \lambda < 1200$ нм и $200 < \lambda < 300$ нм), величина холловской концентрации с хорошей степенью точности совпадает с суммой концентраций электронов в двух подзонах размерного квантования, определяемых из фурье-анализа осцилляций ШдГ (рис. 2).

Для интерпретации экспериментальных результатов были рассчитаны энергетические спектры электронов в образце С403 и концентрации ионизированных доноров с обеих сторон от двойной КЯ. Расчет основан на решении системы нелинейных самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона (приближение Хартри) [8]. В качестве одноэлектронного оператора кинетической энергии использовался 8-зонный $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониан [5–8], включающий слагаемые, описывающие влияние упругой деформации на энергетический спектр электронов. Профили потенциала и концентрации ионизированных доноров с обеих сторон от двойной КЯ находились из условия равенства квазиуровней Ферми в подзонах размерного квантования, которое должно сохраняться при оптической подсветке структуры. В качестве исходных данных для расчета использовались концентрации электронов в обеих подзонах, определенные из фурье-анализа осцилляций ШдГ.

На рис. 3 представлены полученные из такого самосогласованного расчета значения концентраций ионизированных доноров „слева“ (со стороны поверхности) и „справа“ (со стороны подложки) от двойной КЯ в зависимости от длины волны подсветки. При $\lambda > 700$ нм результаты качественно совпадают с полученными в работе [8] для образца с шириной разделительного барьера 5 нм: концентрация доноров слева от КЯ увеличивается с ростом длины волны подсветки, а концентрация ионизированных доноров справа падает, что соответствует направленному переносу электронов („диффузии“ через некие локализованные состояния в запрещенной зоне барьерного слоя AlSb) из покрывающего слоя GaSb , где ИК подсветка приводит к ионизации поверхностных доноров, в глубь структуры. Видно, что при уменьшении длины волны подсветки различие концентраций доноров

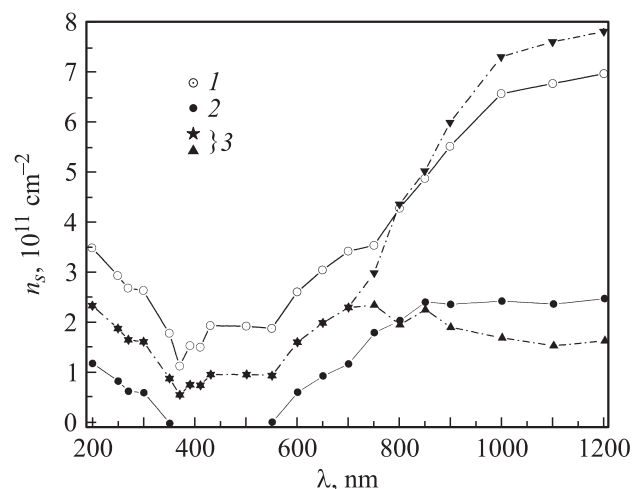


Рис. 3. Зависимости концентрации электронов в образце С403 от длины волны подсветки, определенные из измерений осцилляций ШдГ (1, 2 — 1-я и 2-я подзоны размерного квантования), и рассчитанные значения концентраций ионизированных доноров (3) с обеих сторон от КЯ.

слева и справа от двойной КЯ уменьшается и при $\lambda \leq 700$ нм экспериментальные значения концентраций электронов соответствуют равным концентрациям ионизованных доноров справа и слева от КЯ. Это указывает на полную нейтрализацию поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb и установление симметричного профиля потенциала двойной КЯ.

При дальнейшем уменьшении длины волны подсветки эффект отрицательной ОФП связан, очевидно, с перезарядкой глубоких доноров в барьерных слоях AlSb как справа, так и слева от двойной КЯ. В данной спектральной области энергия кванта превышает непрямую ширину запрещенной зоны AlSb 1.61 эВ [3]. Фотовозбужденные в барьерах дырки движутся во встроенном электрическом поле к гетерогранице и рекомбинируют с 2D электронами из КЯ (гетероструктура AlSb/InAs является структурой II рода — см., например, [1,3]), в то время как фотоэлектроны движутся от КЯ в глубь барьеров и захватываются ионизованными глубокими донорами. Фактически такой же вывод может быть сделан и по результатам исследования ОФП в той же области длин волн подсветки $600 > \lambda > 200$ нм в образце с туннельно-непрозрачным разделительным барьером толщиной $d = 5$ нм [8]. Как было показано в работе [8], в этом случае концентрации электронов в ямах, определяемые из фурье-анализа осцилляций ШДГ, выравнивались и составляли половину от концентрации, определенной из измерений эффекта Холла.

Таким образом, основной отличительной особенностью отрицательной ОФП в области длин волн подсветки $550 > \lambda > 350$ нм в образце С403 с туннельно-прозрачным разделительным барьером является обращение в нуль концентрации электронов во второй подзоне размерного квантования. Этот эффект связан со значительным расщеплением двух подзон размерного квантования в случае туннельно-прозрачного барьера и симметричного профиля двойной КЯ (см. рис. 4). В области сильной отрицательной ОФП концентрация электронов в двойной КЯ уменьшается настолько, что все электроны размещаются в нижней из расщепившихся подзон, а верхняя остается незаполненной. Отметим, что в структурах с более толстыми барьерами, в которых „туннельное“ расщепление двух подзон в условиях симметричного встроенного электрического поля мало, электроны в равной степени заселяют обе подзоны.

Для иллюстрации этой ситуации были проведены численные расчеты энергетических спектров электронов в двойных КЯ с различной толщиной разделительного барьера (см. рис. 4). Потенциальный профиль КЯ предполагался прямоугольным, что оправдано для качественного анализа экспериментальных данных в области длин волн подсветки 200–700 нм (области сильной отрицательной ОФП) в отсутствие асимметрии структуры, связанной с наличием ионизованных поверхностных доноров в покрывающем слое. Как видно из рис. 4, расщепление двух подзон возрастает с уменьшением толщины разделительного барьера и при $d = 0.6$ нм при

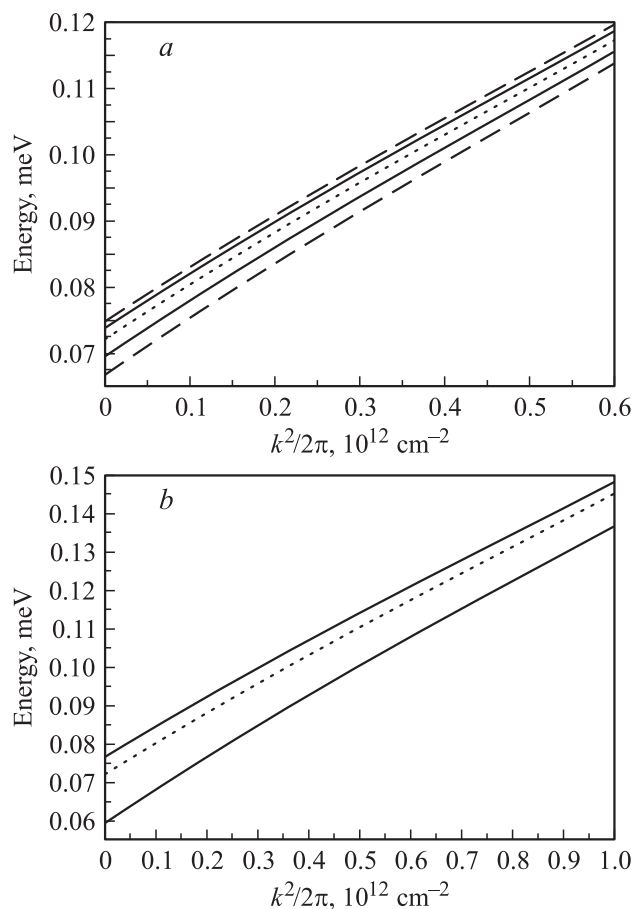


Рис. 4. Рассчитанные энергетические спектры электронов в 1-й и 2-й подзонах размерного квантования в прямоугольных двойных КЯ при различных толщинах разделительного барьера: *a* — образцы С419 ($d = 1.8$ нм, сплошные линии) и С416 ($d = 1.2$ нм, штриховые линии); *b* — образец С403 ($d = 0.6$ нм, сплошные линии). Пунктирной линией показан спектр для одиночной квантовой ямы.

концентрации электронов до $2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ все носители при низкой температуре оказываются в нижней подзоне размерного квантования.

Выраженная асимметрия встроенного электрического поля и профиля потенциала двойной КЯ приводит к спиновому расщеплению Рашбы в энергетическом спектре электронов (ср. [5,16]). На рис. 5 представлены рассчитанные значения спинового расщепления Рашбы при фермиевском волновом векторе в двух подзонах размерного квантования в образце С403 для различных значений длин волн подсветки. Видно, что при увеличении длины волны начиная с $\lambda = 700$ нм, когда в структуре устанавливается асимметричное распределение профиля потенциала (на что указывает разное число ионизованных доноров справа и слева от двойной КЯ — рис. 3), спиновое расщепление в нижней подзоне быстро нарастает и превышает 2 мэВ, в то время как в верхней подзоне расщепление во много раз меньше. На вставке к рис. 5 приведен рассчитанный профиль двойной КЯ,

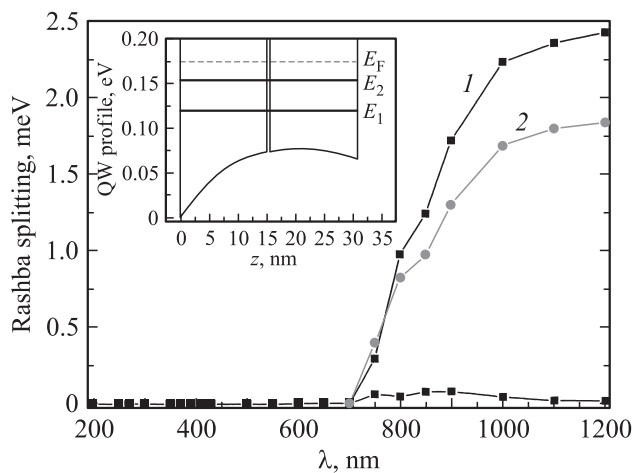


Рис. 5. Зависимость спинового расщепления Рашбы от длины волны подсветки в образце С403 (1) и в одиночной КЯ шириной 30 нм (2). На вставке — рассчитанный профиль двойной КЯ (QW) при длине волны подсветки 1200 нм (z — координата); сплошными линиями показаны энергии E_1 , E_2 , соответствующие краям подзон размерного квантования; штриховая линия — положение уровня Ферми E_F .

соответствующий длине волны подсветки 1200 нм (максимальная асимметрия). Видно, что по сути асимметричной является лишь левая КЯ, в которой в основном и локализованы носители нижней подзоны, в то время как носители, заселяющие 2-ю подзону размерного квантования, локализованы в правой КЯ, асимметрия которой выражена гораздо слабее, что отражается в незначительной величине спинового расщепления Рашбы во 2-й подзоне. Для сравнения на рис. 5 представлены также результаты расчета спинового расщепления (для такого же распределения ионизованных примесей в зависимости от длины волны подсветки) в гипотетическом образце с КЯ InAs/AlSb шириной 30 нм (т.е. для нулевой толщины разделительного барьера). Видно, что наличие тонкого барьера в центре ямы увеличивает расщепление Рашбы по сравнению с одиночной КЯ шириной 30 нм, что должно проявляться как в магнитотранспорте [6], так и в спиновом резонансе [12]. Таким образом, выращивание тонкого барьера может быть использовано в качестве дополнительного инструмента для управления эффектами спин-орбитального взаимодействия в перспективных устройствах, построенных на основе спиновой зонной инженерии.

4. Заключение

В настоящей работе из магнитотранспортных измерений определены зависимости концентраций электронов в номинально нелегированных гетероструктурах InAs/AlSb с двойными КЯ с различной толщиной разделительного барьера AlSb, 0.6–1.8 нм, от длины волны подсветки λ при $T = 4.2$ К в условиях ОФП. Фурье-

анализ осцилляций ШдГ во всех образцах в области положительной ОФП ($\lambda > 900$ нм) выявил наличие двух групп носителей с концентрациями, различающимися примерно в 3 раза, относящихся к различным подзонам размерного квантования. Обнаружено, что в образце с разделительным барьером в 0.6 нм (2 монослоя) в условиях отрицательной ОФП меньшая из концентраций при $300 < \lambda < 600$ нм обращается в нуль, в отличие от структур с толстым разделительным барьером, в которых концентрации электронов в подзонах выравниваются, что указывает на исчезновение асимметрии встроенного электрического поля. С использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониана и полученных экспериментальных значений концентраций носителей в подзонах размерного квантования выполнены самосогласованные расчеты энергетических спектров и профиля потенциала двойной КЯ для каждой длины волны подсветки и определены концентрации ионизованных доноров с обеих сторон от КЯ. Результаты расчетов подтвердили установление симметричного профиля двойной КЯ при $200 < \lambda < 700$ нм и позволили сделать вывод, что в данной области спектра ОФП связана не с перезарядкой поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb (что приводит к асимметрии структур), а с глубокими донорами в барьерах AlSb с обеих сторон от двойной КЯ. Показано, что исчезновение второй группы носителей (с меньшей концентрацией) при $300 < \lambda < 600$ нм в образце с самым тонким разделительным барьером (2 монослоя) связано со значительным (~ 20 мэВ) расщеплением двух подзон размерного квантования в условиях туннельной прозрачности барьера AlSb, в результате чего все оставшиеся электроны оказываются в нижней подзоне. Выполнены расчеты спинового расщепления Рашбы, которое составляет > 2 мэВ в области положительной ОФП, и показано, что расщеплением можно управлять, меняя толщину разделительного барьера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-93111, № 12-02-00940), РАН, Министерство образования и науки РФ (ГК П805, грант № НШ-4756.2012.2) и Фонда некоммерческих программ „Династия“. Экспериментальная часть работы выполнена на оборудовании ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ в рамках ГК 16.552.11.7007.

Список литературы

- [1] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5239 (1989).
- [2] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Jonson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [3] Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S137 (1993).
- [4] F.C. Wang, W.E. Zhang, C.H. Yang, M.J. Yang, B.R. Bennett. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1417 (1996).
- [5] С.С. Криштопенко, В.И. Гавриленко, М. Goiran. *ФТП*, **45**, 111 (2011).

- [6] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 385 601 (2011).
- [7] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 135 601 (2012).
- [8] В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. *ФТП*, **44**, 642 (2010).
- [9] М.В. Якунин, С.М. Подгорных, Ю.Г. Садофьев. *ФНТ*, **35**, 59 (2009).
- [10] M.V. Yakunin, Anne de Visser, Gianni Galistu, S.M. Podgornykh, Yu.G. Sadofyev, N.G. Shelushinina, G.I. Harus. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **150**, 022 100 (2009).
- [11] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Yang. *ФТП*, **39**, 30 (2005).
- [12] С.С. Криштопенко, А.В. Мальженков, А.В. Иконников, В.И. Гавриленко. *Тр. XVI Междунар. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника»* (Н. Новгород, 2012) т. 1, с. 286.
- [13] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, Ю.Г. Садофьев, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП*, **39**, 71 (2005).
- [14] A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, Yu.B. Vasilyev, M. Orlita, W. Knap. *J. Low Temp. Phys.*, **159**, 197 (2010).
- [15] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. *ФТП*, **42**, 846 (2008).
- [16] J.P. Heida, B.J. van Wees, J.J. Kuipers, T.M. Klapwijk, G. Borghs. *Phys. Rev. B*, **57**, 11 911 (1998).
- [17] M.A. Leontiadou, K.L. Litvinenko, A.M. Gilbertson, C.R. Pidgeon, W.R. Branford, L.F. Cohen, M. Fearn, T. Ashley, M.T. Emeny, B.N. Murdin, S.K. Clowes. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 035 801 (2011).
- [18] G.A. Khodaparast, R.E. Doezema, S.J. Chung, K.J. Goldammer, M.B. Santos. *Phys. Rev. B*, **70**, 155 322 (2004).
- [19] Ю.Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. *ФТП*, **44**, 1559 (2010).
- [20] К.Е. Спирин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 65 (2010).
- [21] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спирин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 837 (2010).
- [22] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125 011 (2011).
- [23] M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt, T. Colin, T. Skauli, S. Lovold. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1168 (1996).
- [24] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 256 601 (2004).
- [25] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. *Письма ЖЭТФ*, **39**, 66 (1984).
- [26] G. Dresselhaus. *Phys. Rev.*, **100**, 580 (1955).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of persistent photoconductivity in InAs/AlSb double quantum well heterostructures with tunnel transparent separation barrier

K.E. Spirin, K.P. Kalinin, S.S. Krishtopenko, K.V. Maremyanin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev*

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nishniy Novgorod, Russia

* P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract Persistent photoconductivity spectra in InAs/AlSb double quantum well heterostructures with AlSb separation barrier 0.6–1.8 nm wide were measured at temperature $T = 4.2$ K. Electron concentrations in the wells under illumination with different wavelength light were determined by Fourier analysis of Shubnikov–de Haas oscillations. Peculiarities resulted from the tunnel transparency of the separation barrier 0.6 nm wide (2 monolayers) were revealed. The selfconsistent calculations of the double quantum well energy profile were performed. The calculation results demonstrated that in the negative and in the positive persistent photoconductivity spectral ranges, symmetric and asymmetric potential profiles were set correspondingly, the latter resulting in the Rashba spin splitting (> 2 meV at the Fermi energy). Introduction of the tunnel transparent barrier was shown to increase the Rashba splitting.