

Вертикальный транспорт в гетеропереходах II типа с композитными квантовыми ямами InAs/GaSb/AlSb в сильном магнитном поле

© М.П. Михайлова¹, В.А. Березовец^{1,3}, Р.В. Парфеньев¹, Л.В. Данилов¹,
М.О. Сафончик¹, А. Hospodková², J. Pangrác², E. Hulicius²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Institute of Physics, CAS, v.v.i.,
16200 Praha, Czech Republic

³ International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,
Wrocław, Poland

E-mail: mikh.iropt1@mail.ioffe.ru

(Получена 3 апреля 2017 г. Принята к печати 10 апреля 2017 г.)

Вертикальный транспорт исследован в гетеропереходах II типа с двухбарьерной квантовой ямой AlSb/InAs/GaSb/AlSb, выращенной методом МОГФЭ (MOVPE) на подложке *n*-InAs(100), в квантующих магнитных полях до $B = 14$ Тл при низких температурах, $T = 1.5$ и 4.2 К. Ширина квантовых ям выбиралась из условия получения инвертированной зонной структуры. Измерения осцилляций Шубникова–де Гааза проводились при двух ориентациях магнитного поля (перпендикулярной и параллельной) относительно плоскости структуры. Установлено, что проводимость в исследуемой структуре осуществлялась как трехмерными (3D) электронами подложки, так и двумерными (2D) электронами квантовой ямы InAs в условиях квантового предела для объемных электронов ($B > 5$ Тл). Определены концентрации электронов в подложке и в квантовой яме InAs, а также *g*-фактор для трехмерных носителей из спинового расщепления нулевого уровня Ландау. Показано, что максимумы кондактанса в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры и параллельном току через структуру, в полях $B > 9$ Тл соответствуют резонансному туннелированию 3D электронов из подложки-эмиттера в квантовую яму InAs через 2D электронные состояния уровней Ландау.

DOI: 10.21883/FTP.2017.10.45019.8598

1. Введение

В последние десятилетия активно исследуются магнитотранспортные и спин-зависимые явления в раздельных гетеропереходах II типа InAs/GaSb, включая квантовые ямы и сверхрешетки с такими переходами [1–11]. Благодаря уникальной зонной структуре, в которой край зоны проводимости InAs на гетерогранице лежит на $\Delta = 150$ мэВ ниже дна валентной зоны GaSb [1,2,4], появляется возможность управлять смещением и гибридизацией электронно-дырочных состояний с помощью электрического [1–5] и магнитного полей [3–10]. В композитных квантовых ямах (ККЯ) InAs/GaSb/AlSb с инвертированной зонной структурой на гетерогранице II типа, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs, исследованы низкотемпературные топологические свойства и спиновый эффект Холла [6,9] при расположении уровня Ферми в пределах щели гибридизованных электронно-дырочных состояний [7], изучена роль краевых состояний [9] и показана возможность создания гибридных структур со сверхпроводящими слоями [11].

Ранее мы исследовали магнитотранспорт и вертикальный транспорт в сильных магнитных полях и при низких температурах ($T = 1.5$ –4.2 К) в объемных гетероструктурах II типа *p*(*n*)-GaInAsSb/*p*-InAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии с самосогласованными

квантовыми ямами и электронным каналом с высокой подвижностью ($\lesssim 10^5$ см²/В·с) на интерфейсе твердого раствора и *p*-InAs [12–17]. В сильных магнитных полях ($B > 12$ Тл) наблюдались квантование вертикального кондактанса в условиях квантового эффекта Холла для планарной проводимости (магнитное поле в плоскости структуры, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$), гибридизация электронно-дырочных состояний при приложении напряжения смещения [15,16] и обнаружен переход от полуметаллической системы в диэлектрическое состояние в магнитном поле $B \geq 12$ Тл при расположении уровня Ферми между первыми уровнями Ландау для двумерных (2D) электронов. При этом вольт-амперная характеристика имела ступенчатый характер в зависимости от напряжения смещения со ступеньками квантового кондактанса $\sim 2e^2/h$ [17].

Вертикальный транспорт и процессы резонансного и нерезонансного туннелирования носителей исследовались в одноямных гетероструктурах InAs/GaSb/InAs и GaSb/InAs/GaSb [18–22]. Резонансно-туннельная спектроскопия изучалась в полях до 30 Тл в гетеросистеме с ямами, разделенными барьерами GaSb/AlSb/InAs/GaSb, в которой дырки резонансно туннелируют между двумя электродами через локальные состояния в зоне проводимости в КЯ InAs [21]. Магнитотуннелирование в межзонных структурах InAs/GaSb/AlSb и безбарьерных резонансно-туннельных структурах было исследовано в [22].

В настоящей работе продолжен цикл исследований вертикального транспорта и процессов резонансного туннелирования при низких температурах в сильных магнитных полях в новой системе — двухбарьерной композитной КЯ InAs/GaSb/AlSb, выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) на подложке *n*-InAs с буферным слоем *p*-GaSb.

2. Эксперимент

2.1. Образцы и методика измерений

Композитные квантовые ямы (ККЯ) InAs/GaSb/AlSb были выращены на комплексе Laytec EPIRAS 200TT, оборудованном установкой AIXTRON-200, при низком давлении методом МОГФЭ (MOVPE) при температуре 560°C. Sb-интерфейс между КЯ InAs и GaSb был реализован при специальном переключении металлоорганики [23,24]. На подложке *n*-InAs(100), легированной Mn, с концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, выращивались буферный слой GaSb толщиной 30 нм и две КЯ с размерами 12.5 нм (InAs) и 8 нм (GaSb), ограниченные двумя барьерами AlSb толщиной по 30 нм. Тонкий накрывающий нелегированный слой *p*-GaSb толщиной 3 нм был выращен для предохранения барьера AlSb от окисления. Обе ямы в ККЯ предварительно не легировались. Процесс выращивания контролировался *in situ* с помощью установки спектроскопии анизотропного отражения (RAS) [25]. Ширина ям выбиралась из условия получения инвертированной (полуметаллической) зонной структуры ККЯ. Образцы для исследования вертикального транспорта представляли собой прямоугольные структуры размерами $6 \times 3 \times 0.35 \text{ мм}$. На накрывающий слой *p*-GaSb термическим испарением наносились омические контакты (Au:Ti) в виде 3–4 полосок шириной 0.2–0.5 мм. Контакт к подложке был сплошной из сплава Cr: Au: Ti . Подложка образца *n*-InAs серебряной пастой крепилась к держателю образца, а измерительные контакты из Au-проволоки крепились к полоскам и к подложке также серебряной пастой.

Измерения вертикального транспорта (ток перпендикулярен плоскости структуры, $\mathbf{I} \perp \mathbf{S}$) образцов с ККЯ проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, в интервале температур 1.5–4.2 К и в магнитных полях $B \leq 14 \text{ Тл}$. Напряжение до 10 мВ на исследуемую структуру подавалось с выхода DAC Lockin Amplifier 7265. В процессе измерений фиксировались величина тока I через структуру и падение напряжения V на структуре (мультиметры Keithley 2000), а также температура эксперимента (Lake Shore 340) и значение индукции магнитного поля, создаваемого сверхпроводящим соленоидом производства Oxford Instr. (максимальное поле $B_{\text{max}} = 15 \text{ Тл}$). Измерения кондактанса $G = dI/dV$ проводились в режиме постоянного тока при малых смещениях ($V \leq 10 \text{ мВ}$) и малых токах ($I \approx 700 \text{ мкА}$).

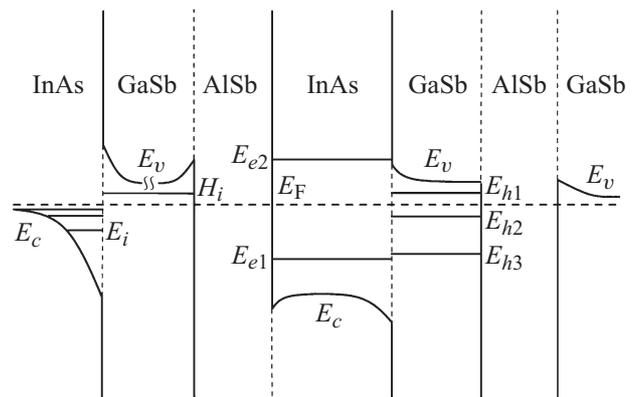


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктуры II типа с двухбарьерной полуметаллической квантовой ямой InAs/GaSb, выращенной на подложке *n*-InAs(100) с буферным слоем GaSb толщиной 30 нм и накрывающим слоем *p*-GaSb толщиной 6 нм. Ширина ям: InAs — $d = 12.5 \text{ нм}$, GaSb — $d = 8 \text{ нм}$.

2.2. Энергетический спектр исследованных структур с ККЯ AlSb/InAs/GaSb/AlSb

Было показано, что в узких ямах InAs (шириной $d < 8.5 \text{ нм}$) уровень размерного квантования электронов E_1 всегда лежит выше уровня тяжелых дырок H_1 в GaSb, что соответствует обычной полупроводниковой структуре [1,4]. В более широких КЯ InAs зонная диаграмма инвертирована, так что величина $E_{e1} - E_{h1}$ отрицательна, где E_{e1} и E_{h1} — положения первых размерно-квантованных подзон электронов и дырок в ККЯ. Электроны перетекают в КЯ InAs из валентной зоны КЯ GaSb за счет кулоновского взаимодействия, приводя к изгибу краев зон на интерфейсе [1,6]. Расчет зонных диаграмм ККЯ InAs/GaSb приводился в [1–4]. Расчет уровней Ландау для электронов и дырок в сверхрешетке InAs (20 нм)/GaSb (5 нм), проведенный в [26,27], показал, что наименьшие уровни Ландау для 2D электронов и тяжелых 2D дырок пересекаются в сильном магнитном поле $B = 35.7 \text{ Тл}$, определяя область перехода полуметалл–полупроводник в магнитном поле для нелегированных квантовых ям InAs/GaSb.

Энергетический спектр электронов и дырок в исследованной структуре с ККЯ, представленный на рис. 1, был рассчитан в рамках трехзонной модели Кейна с учетом непараболичности [17]. Для КЯ InAs (шириной 12.5 нм) энергия первых двух уровней размерного квантования (при нулевом продольном квазиимпульсе $k_{\parallel} = 0$), отсчитанная от середины нанослоя InAs, при эффективной массе электронов на дне зоны проводимости $m_e = 0.023m_0$ соответствует значениям $E_{e1} = 46 \text{ мэВ}$, $E_{e2} = 156 \text{ мэВ}$. Как видно, второй энергетический уровень E_{e2} оказывается выше потолка валентной зоны GaSb, т. е. не попадает в область перекрытия Δ краев зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb на интерфейсе ($\Delta = 150 \text{ мэВ}$).

Энергетический спектр тяжелых дырок в КЯ GaSb состоит из четырех уровней размерного квантования (рассчитанных от середины слоя для эффективной массы тяжелых дырок $m_{hh} = 0.4m_0$): $E_{h1} = 12$ мэВ, $E_{h2} = 46$ мэВ, $E_{h3} = 103$ мэВ, $E_{h4} = 181$ мэВ. Последний уровень выходит за пределы перекрытия с краем зоны проводимости слоя InAs (рис. 1). Таким образом, эффективное перекрытие основных подзон электронов и дырок составляет $\Delta_0 = \Delta - E_{e1} - E_{h1} = 92$ мэВ, в нем располагаются три первых уровня размерного квантования тяжелых дырок и один электронный, а также уровень химического потенциала полуметаллического состояния ККЯ в условиях электронейтральности $n^{2D} = p^{2D}$ при данной температуре.

Для определения положения уровня Ферми относительно уровней E_{e1} и E_{h1} и концентраций 2D носителей в ККЯ запишем условие электронейтральности $n^{2D} = p^{2D}$ в виде (без учета перетекания электронов из подложки из-за большой ширины барьера [28])

$$\frac{(E_F - E_{e1})m_c}{\pi\hbar^2} = \frac{(\Delta - E_F - E_{h1})m_{hh}}{\pi\hbar^2}, \quad (1)$$

где n^{2D} и p^{2D} — концентрации 2D электронов и дырок в квантовых ямах InAs и GaSb соответственно, E_F — уровень Ферми, отсчитанный от дна зоны проводимости InAs, Δ — перекрытие краев зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb на интерфейсе. Таким образом, полуметаллическое состояние ККЯ характеризуется положением уровня Ферми относительно основного энергетического уровня 2D электронов и дырок в ККЯ $E_F - E_{e1} = 86$ мэВ и $E_{h1} - E_F = 6$ мэВ соответственно. При этом двумерная концентрация электронов (дырок) составляет $n^{2D} = 1.07 \cdot 10^{12}$ см⁻², что много больше критического значения $n_{cr} = k_{cr}^2/2\pi \approx 3 \cdot 10^{11}$ см⁻² [1].

Необходимо отметить, что контакт к ККЯ со стороны подложки выполнен в виде гетероперехода II типа между подложкой *n*-InAs и слоем *p*-GaSb толщиной 30 нм (рис. 1), что приводит к изгибу краев зоны проводимости InAs и валентной зоны буферного слоя GaSb в области интерфейса вследствие перетекания электронов из валентной зоны нанослоя GaSb в КЯ InAs на гетерогранице с подложкой *n*-InAs. Таким образом, происходит накопление основных носителей по обе стороны гетероперехода, что приводит к омическому поведению контакта при обоих направлениях вертикального тока [12]. В образовавшейся со стороны подложки *n*-InAs самосогласованной квантовой яме энергетический спектр электронов E_i (рис. 1) квантуется в направлении, перпендикулярном гетерогранице, при этом образуются три энергетических подзоны. В работе [4] на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера–Пуассона в приближении Томаса–Ферми для гетероперехода InAs/GaSb было показано, что основной уровень размерного квантования электронов соответствует энергии ~ 70 мэВ, а уровень Ферми лежит выше него на 33 мэВ. Установившийся уровень

Ферми в таком комплексном контакте, как в исследуемой структуре, оказывается определяющим для всей структуры вследствие большой суммарной плотности состояний трехмерных (3D) и двумерных (2D) электронов подложки *n*-InAs.

При положительном смещении ($+V$ к накрываемому слою *p*-GaSb) напротив занятых состояний электронов подложки (под уровнем Ферми) расположены свободные состояния 2D электронной КЯ InAs (выше уровня Ферми) и незанятые электронами состояния валентной зоны КЯ *p*-GaSb и покрывающего слоя *p*-GaSb. Вероятность туннелирования из *n*-области структуры в *p*-область растет с увеличением приложенного напряжения смещения. В этом случае на пути туннелирования электронов из трехмерной (3D) подложки эмиттера *n*-InAs расположены квантово-размерные электронные состояния КЯ InAs, определяющие резонансный характер туннелирования основных носителей тока через ККЯ в магнитном поле, перпендикулярном плоскости ККЯ ($\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$).

При отрицательном смещении ($-V$), приложенном к покрываемому нанослою *p*-GaSb, в вертикальный контактанс вносят вклад электроны из заполненных состояний валентной зоны нанослоя *p*-GaSb, туннелирующие через барьер на свободные электронные состояния ККЯ (рис. 1) и затем на свободные 3D электронные состояния подложки (выше уровня Ферми).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изменение вертикального контактанса в магнитном поле $G(B)$ исследовалось при двух ориентациях поля \mathbf{B} , как вдоль направления тока и роста структуры, $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$, так и в плоскости гетерограницы II типа $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$, перпендикулярно туннельному току. Результаты эксперимента представлены на рис. 2–5. Магнитосопротивление $\Delta R/R(0)$ и вертикальный контактанс $\Delta G/G(0)$ в зависимости от магнитного поля при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$ представлены для двух температур ($T = 1.5$ и 4.2 К) на рис. 2. На рис. 3 приведен вертикальный контактанс в продольном магнитном поле при разной полярности малого напряжения смещения. Экспериментально наблюдалось проявление в контактансе осцилляций Шубникова–де-Гааза для вырожденного электронного газа подложки *n*-InAs, и в больших полях, $B > 5$ Тл, только при ориентации $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$ — слабые осцилляции вертикального контактанса (рис. 2, 4).

Как следует из данных на рис. 2, изменение $G(B)$ в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$ носит осцилляционный характер, который определяется зависимостью поперечного ($\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$) магнитосопротивления (ПМС) 3D подложки *n*-InAs в квантующем магнитном поле. Действительно, при ориентации $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$ квантование по Ландау 2D электронных состояний в КЯ InAs отсутствует, и наблюдаемые осцилляции ПМС в полях до 12 Тл можно объяснить осцилляциями Шубникова–де-Гааза для 3D элек-

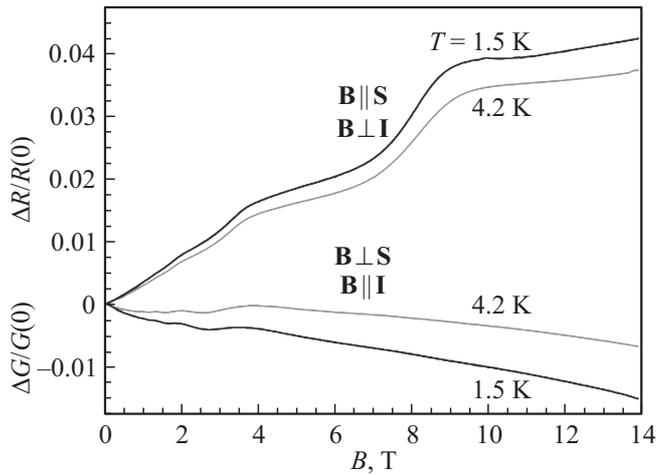


Рис. 2. Поперечное магнитосопротивление, $\Delta R/R(0)$ ($\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$), и вертикальный кондактанс, $\Delta G/G(0)$, в зависимости от магнитного поля при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$ и температурах $T = 1.5$ и 4.2 К в двухбарьерной квантовой яме AlSb/InAs/GaSb/AlSb.

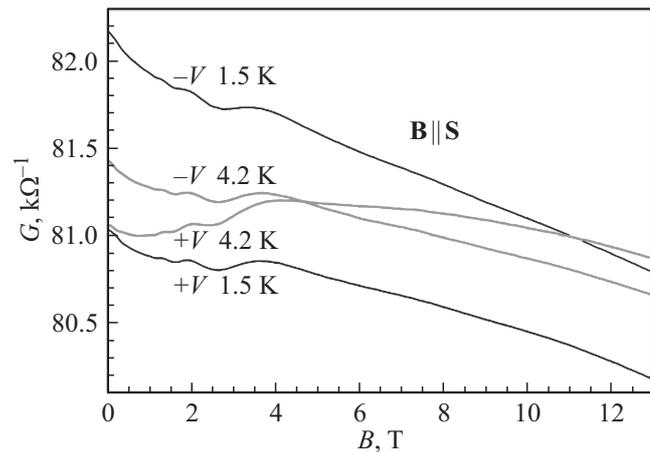


Рис. 3. Вертикальный кондактанс $G = dI/dV$ в структуре с двухбарьерной квантовой ямой AlSb/InAs/GaSb/AlSb в продольном магнитном поле ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$, $\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$) в зависимости от полярности приложенного смещения при $T = 1.5$ и 4.2 К.

тронов подложки InAs при прохождении через уровень Ферми уровней Ландау $N_{3D} = 3, 2, 1$ и спинового подуровня $N_{3D} = 0^-$ (с учетом знака g -фактора электронов) при нарастании поля B (рис. 4). Из периода осцилляций по обратному магнитному полю $\Delta_{3D}(1/B) = 0.253 \text{ Тл}^{-1}$, показанных на рис. 5, была определена концентрация 3D электронов в подложке InAs $n^{3D} = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и энергия уровня Ферми $E_F^{3D} = 28 \text{ мэВ}$ (при $m_e^* = 0.025 m_e$ на уровне Ферми). Из положения нулевого максимума ПМС ($B_{0-} = 9.05 \text{ Тл}$) в обратном магнитном поле по отношению к периоду осцилляций ($\Delta(1/B) = 0.043 \text{ Тл}^{-1}$) можно было оценить g -фактор 3D электронов на уровне Ферми, $g_{EF} = 10.8$, что несколько ниже значения $g_0 = 12.8$, соответствующего дну зоны InAs [3,17].

Линейное возрастание неосциллирующего фона магнитосопротивления $\Delta R/R(0)$ на рис. 2 при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$ обусловлено изменением характера туннелирования при $\mathbf{I} \perp \mathbf{B}$ электронов подложки с уровня Ферми через электронно-дырочные 2D состояния на гетерогранице II типа в квантовой яме и в буферном слое, спектры которых $E(k_{\parallel})$ смещаются в магнитном поле друг относительно друга на Δk_{\parallel} в плоскости гетерограниц [28]. На опыте такое смещение приводит к уменьшению вероятности резонансного туннелирования через гетеро-

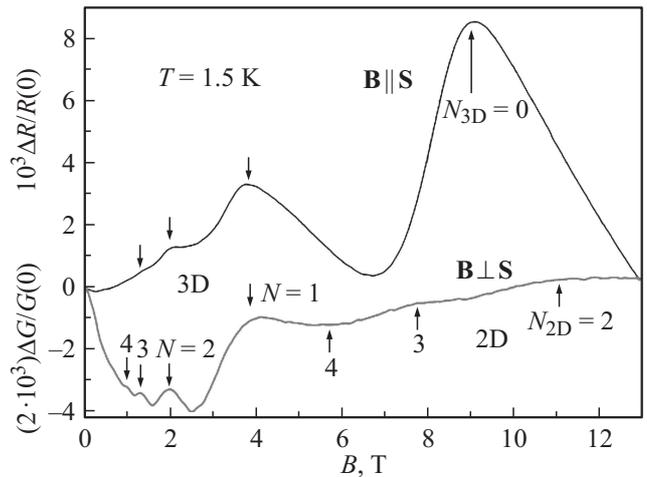


Рис. 4. Осциллирующие части поперечного магнитосопротивления $\Delta R/R(0)$ и вертикального кондактанса $\Delta G/G(0)$ в зависимости от магнитного поля при $T = 1.5$ К после вычитания линейного по полю фона из экспериментальных кривых рис. 2. Стрелками показаны положения максимумов осцилляций в магнитном поле для 3D электронов подложки n -InAs (серия 3D: $B_{0-} = 9.02 \text{ Тл}$, $B_1 = 3.85 \text{ Тл}$, $B_2 = 1.98 \text{ Тл}$) и для 2D электронов в КЯ InAs (серия 2D: $B_2 = 11 \text{ Тл}$, $B_3 = 7.7 \text{ Тл}$, $B_4 = 5.7 \text{ Тл}$). Номера уровней Ландау указаны.

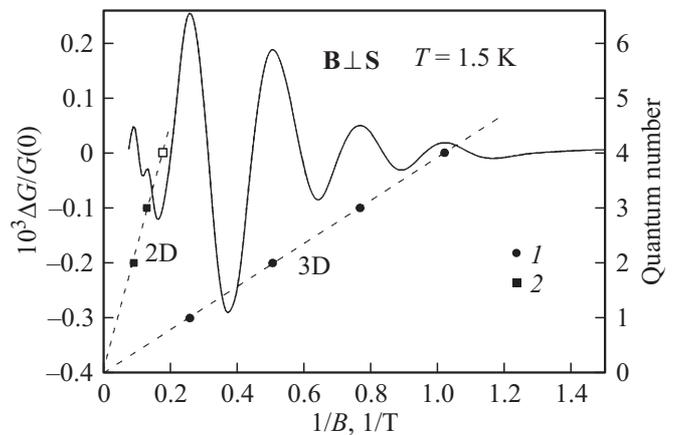


Рис. 5. Две серии осцилляций вертикального кондактанса $\Delta G/G_0$ при $T = 1.5$ К в зависимости от обратного магнитного поля ($\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$). 1 — максимумы осцилляций уровней Ландау 3D электронов подложки ($N_{3D} = 1, 2, 3, 4$), 2 — то же для 2D электронов КЯ InAs ($N_{2D} = 2, 3, 4$). См. также рис. 4.

границы с сохранением квазиимпульса k_{\parallel} для перекрывающихся состояний 2D электронов и дырок [20].

При поперечной ориентации магнитного поля, $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$, совпадающей с направлением тока в кондактансе $G(B)$, проявляется квантование по Ландау 2D электронов в КЯ InAs на фоне слабой зависимости суммарного кондактанса от магнитного поля, определяющей перекрытием занятых 2D электронных и 2D дырочных состояний ККЯ. При этом вертикальный ток протекает через подложку, изменяясь в магнитном поле аналогично продольному магнитосопротивлению для объемных электронов. В осцилляциях Шубникова–де-Гааза в области спин-расщепленного уровня Ландау $N = 0$ спиновый уровень 0^- обычно не проявляется из-за отсутствия рассеяния электронов с переворотом спина [28]. Этот вывод позволяет рассматривать слабые осцилляции вертикального кондактанса $\Delta G(B)/G(0)$ при $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$ в полях $B > 5$ Тл как результат резонансного туннелирования электронов через 2D состояния в КЯ InAs, квантованные в магнитном поле [18,19]. Для активизации такого когерентного канала резонансного туннелирования через ККЯ необходимо, чтобы, например, при положительном смещении ($+V$) к слою p -GaSb, квантовые состояния зоны проводимости КЯ InAs были заняты, а квантово-размерные состояния валентной зоны КЯ GaSb были свободны.

Следует отметить, что величина кондактанса и его зависимость $G(B)$ в поперечном поле, $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$, чувствительны к знаку напряжения смещения. Как видно из рис. 3, при $B = 0$ кондактанс $G(0)$ при отрицательном смещении ($-V$ к p -GaSb) больше, чем при положительном смещении ($+V$ к p -GaSb). Это связано с увеличением перекрытия при ($-V$) основных 2D подзон E_{1e} и E_{1h} в анизотропной структуре ККЯ, с уменьшением изгиба зон на гетерогранице и появлением дополнительных 2D электронов и 2D дырок в размерно-квантованных состояниях, участвующих в резонансном туннелировании. Включение магнитного поля $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$, приводящее к квантованию спектра 2D электронов, сглаживает это различие (рис. 3), так как уровни Ландау 2D электронов и 2D дырок смещаются по энергии с полем в противоположные стороны. Наблюдаемое различие величины $G(0)$ при положительном и отрицательном смещении в нулевом магнитном поле связано с асимметрией структуры барьеров для основных носителей в ККЯ, поскольку напряжение смещения при одной полярности стремится увеличить асимметрию, а при другой — сделать структуру более симметричной (обратное смещение, $-V$ к p -GaSb).

Резонансное туннелирование через пики плотности 2D электронных состояний на квантовых уровнях Ландау с $N_{2D} = 4, 3, 2$ в КЯ InAs проявляются одинаково при положительном ($+V$) и обратном ($-V$) смещении при одинаковой толщине барьеров AlSb. Усредненные изменения вертикального кондактанса $\Delta G(B)$ за вычетом линейного фона по B представлены на рис. 4.

Осцилляции вертикального кондактанса $\Delta G(B)/G(0)$ серии 2D происходят с периодом по обратному магнитному полю $\Delta(1/B) = 0.043$ Тл $^{-1}$ (см. рис. 5), что соответствует концентрации 2D электронов в КЯ InAs $n^{2D} = 1.1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, определяющей уровень Ферми, отсчитанный от дна подзоны E_{e1} , $E_F = 94$ мэВ при эффективной массе $m_e^*(E_F) = 0.028m_0$ на уровне Ферми. Этот результат согласуется с результатами расчета E_F в зонной диаграмме исследованной структуры.

Таким образом, резонансное туннелирование электронов из 3D эмиттера подложки n -InAs через 2D электронные состояния уровней Ландау электронов в ККЯ наблюдается только в магнитном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$ и параллельном вертикальному току через структуру. Этому способствует достижение ультраквантового предела по магнитному полю для 3D электронов подложки ($B > 5$ Тл), когда под уровнем Ферми остается только спин-расщепленный нулевой 3D уровень Ландау, с которого происходит туннелирование электронов через квантовые уровни Ландау 2D электронного газа КЯ InAs с $N_{2D} = 4, 3, 2$.

Отметим, что при исследовании микроволнового поглощения и осцилляций Шубникова–де-Гааза в ККЯ InAs/GaSb/AlSb, выращенных на подложке n -InAs, бесконтактным методом электронного парамагнитного резонанса в квантовых магнитных полях до 1.4 Тл при гелиевых температурах (2.7–20 К) нам также удалось выделить 2D составляющую амплитуд квантовых осцилляций для 2D электронов КЯ InAs из общей картины осцилляций микроволнового поглощения [29].

4. Заключение

Впервые исследован вертикальный кондактанс в двухбарьерных композитных квантовых ямах AlSb/InAs/GaSb/AlSb, выращенных методом МОГФЭ на подложках n -InAs(100), при низких температурах (1.5–4.2 К) в сильных магнитных полях до 14 Тл.

Рассчитана зонная энергетическая диаграмма структуры, характеризующая полуметаллическое состояние в композитной квантовой яме.

В вертикальном токе через структуру наблюдалось проявление как объемных осцилляций Шубникова–де-Гааза, так и квантовых осцилляций вертикального кондактанса через композитную квантовую яму при двух ориентациях внешнего магнитного поля относительно плоскости структуры, в условиях расположения уровня Ферми в области энергетического перекрытия Δ_0 наименьших размерно квантовых подзон 2D электронов и тяжелых дырок.

Установлено, что резонансное туннелирование через пики плотности состояний уровней Ландау 2D электронов из 3D эмиттера подложки InAs наблюдается в вертикальном токе только в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры.

Из периодов квантовых осцилляций Шубникова–де-Гааза в вертикальной проводимости определены концентрации 3D и 2D электронов, $n^{3D} = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n^{2D} = 1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для носителей в подложке и квантовой яме InAs соответственно.

Как показали результаты исследования вертикального транспорта в области ультраквантового предела магнитных полей ($B > 5 \text{ Тл}$) для концентрации 3D электронов подложки *n*-InAs, спиновое расщепление нулевого 3D уровня Ландау не может проявляться в резонансном туннелировании через 2D уровни Ландау в полях до 15 Тл.

В дальнейших экспериментах для выявления специфики спин-поляризованного туннелирования через гетерограницу II типа в двухбарьерной ККЯ требуются более сильные магнитные поля, до 30 Тл, когда проявляется спиновое расщепление пиков вертикального кондактанса для нижних уровней Ландау 2D электронов при увеличении напряжения смещения в постоянном магнитном поле, как это наблюдалось, например, в одиночной КЯ InAs в структуре GaSb/InAs/GaSb, описанной в [20].

В рассматриваемом нами случае задача усложняется пересечением спиновых состояний первых уровней Ландау для 2D электронов и 2D дырок размерноквантованных подзон ККЯ в условиях квантового эффекта Холла с учетом гибридизации состояний электронов и легких дырок на интерфейсе, а также пограничных уровней в спектрах электронов и тяжелых дырок [17]. При этом для туннельного сканирования сложного спектра кондактанса через состояния ККЯ в качестве эмиттера может быть использован наинизший спиновый уровень Ландау $N = 0^+$ в спектре электронов подложки с полностью поляризованными по спину 3D электронами в квантовом пределе.

Полученные результаты важны для понимания особенностей квантовой кинетики двумерных электронов и дырок в гетеропереходах II типа с полуметаллической квантовой ямой.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 15-02-03151 и проектом MSMT NPU no. LO1603-ASTRANIT и LM2015087-LNN. Авторы благодарят М.Ю. Михайлова за техническую поддержку.

Список литературы

- [1] Y. Naveh, B. Laikhtman. Appl Phys. Lett., **66**, 1980 (1995).
- [2] H. Kroemer. Physica E, **20**, 196 (2004).
- [3] A. Zakharova, S.T. Yen, K.A. Chao. Phys. Rev. B, **64**, 235332 (2001); Phys. Rev. B, **66**, 085312 (2002).
- [4] L.L. Chang. J. Phys. Soc. Jpn., **49**, Suppl. A, 997 (1980).
- [5] M.Y. Yang, C.H. Yang, B.R. Bennet, B.V. Shanabrook. Phys. Rev. Lett., **78**, 4613 (1997).
- [6] C. Liu, T.L. Hughes, X.L. Qi, K. Wang, S. Zhang. Phys. Rev. B, **81**, 236601 (2008).
- [7] I. Knez, R.R. Du, G. Sullivan. Phys. Rev. B, **81**, 201301 (2010).
- [8] I. Knez, C.T. Rettner, S.-H. Yang, S.S.P. Parkin, L. Du, R.-R. Du, G. Sullivan. Phys. Rev. Lett., **112**, 026602 (2014).
- [9] L. Du, I. Knez, G. Sullivan, R.R. Du. Phys. Rev. Lett., **114**, 096802 (2015).
- [10] F. Nichele, A.N. Pal, P. Pietsch, I. Ihn, K. Enslin, C. Charpenier, W. Wegscheider. Phys. Rev. Lett., **112**, 036802 (2014).
- [11] X. Shi, W. Yu, Zh. Jiang, B.A. Berning et al. arXiv: 1410.7342.v3 [cond-mat.supr-cond].20.Nov.2014.
- [12] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. Semicond. Sci. Technol., **9** (7), 1279 (1994).
- [13] K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovski, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. Surf. Sci., **482**, 1083 (2001).
- [14] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. Semicond. Sci. Technol., **19**, R109 (2004).
- [15] R.V. Parfeniev, K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, N.S. Averkiev, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovski, D. Kaczorovsky. J. Magn. Mater., **321** (7), 712 (2009).
- [16] V.A. Berezovets, K.D. Moiseev, M.P. Mikhailova, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev, V.I. Nizhankovski. Low. Temper. Phys., **33** (2–3), 137 (2007).
- [17] N.S. Averkiev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, V.I. Nizhankovski, R.V. Parfeniev, K.S. Romanov. Phys. Solid-State, **46** (11), 2153 (2004).
- [18] A. Nogaret, M.A. Maldonado, R.E. Carnahan, K.P. Martin, R.J. Higgins. Phys. Rev. B, **47** (20), 13872 (1993).
- [19] E. Mendez, J. Nocera, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **45**, 3910 (1992).
- [20] D.J. Barnes, R.J. Nickolas, R.J. Warburton, N.J. Mason, P.Y. Walker, N. Miura. Phys. Rev. B, **49** (15), 10474 (1994).
- [21] E.E. Mendez, J. Nocera. Phys. Rev. B, **47** (20), 13937 (1993).
- [22] X.X. Liu, R.R. Marquardt, D.Z.-Y. Ting, T.C. McGill. Phys. Rev. B, **55**, 7073 (1997).
- [23] D. Kindl, J. Touskova, E. Hulicius, J. Pangrác, T. Šimeček, V. Jurka, P. Hubik, J.J. Mares, J. Kristofic. J. Appl. Phys., **95** (4), 1811 (2004).
- [24] M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, K.V. Kalinina, N.D. Stoyanov, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Ziková. J. Appl. Phys., **112**, 023108 (2012).
- [25] A. Hospodková, E. Hulicius, J. Pangrác, F. Dominec, M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman. J. Cryst. Growth, **464**, 206 (2017).
- [26] L.L. Chang, N.J. Kawai, E.E. Mendez, C.-A. Chang, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **38**, 30 (1981).
- [27] M. Altarelli, J.C. Maan, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. B, **35**, 189867 (1987).
- [28] E.E. Mendez, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **33** (4), 2893 (1985).
- [29] M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman, P.V. Semnikhin, K.V. Kalinina, R.V. Parfeniev, V.A. Berezovets, M.O. Safonchik, A. Hospodková, J. Pangrác, M. Ziková, E. Hulicius. J. Nanophoton., **10** (4), 046013 (2016).

Редактор Л.В. Шаронова

Vertical transport in type II heterojunctions with composite InAs/GaSb/AlSb quantum wells in high magnetic field

*M.P. Mihailova¹, V.A. Berezovets^{1,3}, R.V. Parfeniev¹,
L.V. Danilov¹, M.O. Safonchik¹, A. Hospodková²,
J. Pangrác², E. Hulicius²*

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

² Institute of Physics, CAV, v.v.i.,

1600 Prague, Czech Republic

³ International Laboratory

of High Magnetic Fields and Low Temperatures,

Wroclaw, Poland

Abstract Vertical transport has been investigated in type II heterojunctions with a composite AlSb/InAs/GaSb/AlSb quantum well (QW) grown by MOVPE on *n*-InAs(100) substrate in high magnetic fields up to $B = 14$ T at low temperatures ($T = 1.5$ and 4.2 K). The width of InAs and GaSb QWs was chosen for design of the inverted (semimetal) energy band structure. Measurements were made at two orientations of magnetic field (perpendicular and parallel), relative to the plane of the structure growth. It was defined that a conductivity in the structure is due to both 3D electrons of the InAs substrate and 2D electrons of the InAs QW at the condition of extreme quantum limit for bulk electrons ($B > 5$ T). The electron concentrations in InAs substrate and in InAs QW were determined from Shubnikov–de-Haas (SdH) oscillations period in dependence on reverse magnetic field, g -factor of 3D electrons was evaluated from spin-splitting Landau level at $B > 9$ T. It is manifested that maxima of conductance in the magnetic field perpendicular to the structure plane ($\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$) and parallel to current through the structure beyond $B > 9$ T correspond to resonant tunneling of 3D electrons from the substrate-emitter through 2D electrons electron states of Landay levels in the InAs QW.