

Зонная структура гибридизованной электронно-дырочной системы на одиночной разьединенной гетерогранице II типа

К.Д. Моисеев, В.А. Березовец, К.Ю. Голеницкий, Н.С. Аверкиев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
E-mail: averkiev@les.ioffe.ru*

Статья поступила в редакцию 1 октября 2018 г., опубликована онлайн 20 декабря 2018 г.

В разьединенной гетероструктуре II типа $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ исследованы особенности планарного и вертикального квантового магнитотранспорта. Выявлена структура гибридизованного энергетического спектра двумерного полуметаллического канала на одиночной разьединенной гетерогранице II типа. Продемонстрирована возможность визуализации энергетической диаграммы уровней Ландау гибридизованной электронно-дырочной системы с учетом их спинового расщепления и взаимных пересечений.

Ключевые слова: гетеропереход II типа, магнитотранспорт, самосогласованные квантовые ямы, уровни Ландау.

Введение

В разьединенном гетеропереходе II типа в результате перекрытия энергетических зон контактирующих полупроводников на гетерогранице образуется энергетический зазор. Вследствие образования зазора существует вероятность перетекания через интерфейс электронов из заполненной валентной зоны одного полупроводника на свободные состояния в зоне проводимости другого (рис. 1). При этом за счет изгибов энергетических зон вблизи разьединенной гетерограницы II типа формируется двумерная проводящая система (полуметаллический канал), в которой носители заряда локализованы в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны интерфейса [1]. Ненулевая константа связи допускает проникновение волновых функций носителей заряда через границу раздела, и если две волновые функции близки по энергии, то происходит гибридизация граничных состояний вблизи гетерограницы. В результате электронная и дырочная подзоны смешиваются, а общий энергетический спектр на интерфейсе отражает суммарный вклад обеих подсистем [2]. Более того, электронная и дырочная подсистемы инвертируются и общая, гибридизованная, система переходит в топологически нетривиальный режим. Величина зазора между краями энергетических зон на одиночной разьединенной гетерогранице II типа определяется составом твердой фазы полупро-

водников, формирующих гетеропереход [3]. В настоящей работе рассмотрена возможность сканирования зонной энергетической структуры полуметаллической (электронно-дырочной) системы при приложении к

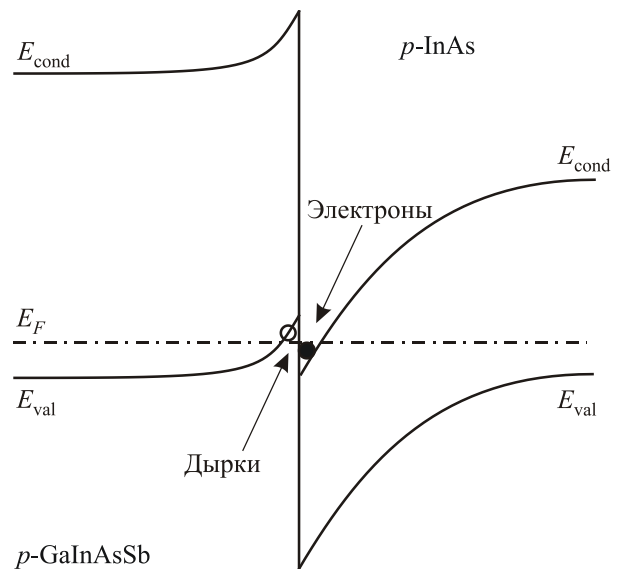


Рис. 1. Схематическая энергетическая диаграмма одиночного разьединенного гетероперехода II типа $p\text{-GaIn}_{0,09}\text{As}_{0,16}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ в термодинамическом равновесии. Стрелками указаны электронная и дырочная подсистемы полуметаллического канала на гетерогранице.

гетеропереходу внешнего электрического поля. На примере одиночной разьединенной гетероструктуры II типа GaInAsSb/InAs показана степень гибридизации электронно-дырочных состояний с учетом ориентации спинов на уровнях Ландау.

Эксперимент и методика исследований

Эпитаксиальные слои GaIn_{0,09}As_{0,16}Sb толщиной 1 мкм были выращены методом жидкофазной эпитаксии на компенсированных подложках p-InAs (100), легированных Mn, с концентрацией дырок $p_{77\text{К}} \sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Преднамеренное легирование твердого раствора p-GaInAsSb какой-либо акцепторной примесью в процессе эпитаксиального наращивания не осуществлялось. Концентрация остаточных примесей в нелегированном эпитаксиальном слое достигала значения $p_{77\text{К}} \sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что на 2 порядка превышало концентрацию в подложке p-InAs. Характерная зонная энергетическая диаграмма одиночного разьединенного гетероперехода II типа p-GaInAsSb/p-InAs в термодинамическом равновесии представлена на рис. 1. Фактически мы имеем проводящую полуметаллическую область (двумерный электронно-дырочный канал), помещенную в полупроводниковую матрицу с дырочным типом проводимости.

Исследования квантового магнитотранспорта выполнены в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, Россия) при использовании сверхпроводящего соленоида для интервала магнитных полей до 12 Тл и в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Вроцлав, Польша) с применением биттеровского соленоида для достижения сильных магнитных полей до 18 Тл. Измерения планарного магнитотранспорта, когда вектор управляющего тока располагается в плоскости гетероперехода и перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля, а также вертикального магнитотранспорта, когда вектор тока направлен параллельно вектору напряженности магнитного поля, перпендикулярно плоскости гетероперехода, проводились в магнитных полях до 15 Тл при низкой температуре ($T = 1,5 \text{ К}$). Для измерений вертикального магнитотранспорта токовые контакты располагались на одной линии, перпендикулярной плоскости гетероперехода.

Результаты и обсуждение

В планарном магнитотранспорте в слабых магнитных полях ($B < 7 \text{ Тл}$) все образцы демонстрировали электронный характер проводимости с высокой подвижностью носителей заряда ($\mu_n \sim 65000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$), соответствующей доминирующему вкладу электронной подсистемы полуметаллического канала. Наблюдаемое в эксперименте высокое значение холловской подвижности подтверждает хорошее качество границы

раздела p-GaInAsSb/p-InAs в исследуемых гетероструктурах [4,5]. Следует обратить внимание, что в диапазоне средних магнитных полей ($7 \text{ Тл} < B < 10 \text{ Тл}$) на зависимости холловского сопротивления (ρ_{xy}) вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ наблюдается локальный провал, что указывает на проявление дополнительного существенного вклада в общую проводимость гетероструктуры от подсистемы носителей заряда с другим типом проводимости (рис. 2). На вклад дырок, локализованных в самосогласованной потенциальной яме на стороне твердого раствора, в планарный магнитотранспорт также указывает наличие конечного ненулевого значения компоненты магнитосопротивления (ρ_{xx}) в области плато для ρ_{xy} при условии квантования электронной подзоны в сильных магнитных полях. Следует отметить, что при увеличении магнитного поля ($B > 10 \text{ Тл}$) поведение зависимостей ρ_{xy} и ρ_{xx} отличается от «классически» принятого, оно становится синфазным. Таким образом, плато целочисленного квантового эффекта Холла (факторы заполнения $\nu = 2$ и 3) для двумерных электронов из полуметаллического канала наблюдались на фоне вклада двумерной дырочной подсистемы. Тем более удивительным выглядит тот факт, что в магнитных полях $B > 13 \text{ Тл}$ вблизи значения фактора заполнения $\nu = 1$ зависимость магнитосопротивления ρ_{xx} вновь приобретает привычный для квантового эффекта Холла вид, характерный для носителей заряда одного типа проводимости.

Разберем специфическое поведение планарного магнитотранспорта в интервале полей $10 \text{ Тл} < B < 15 \text{ Тл}$ с привлечением измерений вертикального магнитотранспорта. Для этого в вертикальном магнитотранспорте обозначим измеряемую проводимость, которая определяется плотностью тока, протекающего через гетероструктуру p-GaInAsSb/p-InAs, как туннельная проводимость (σ_{tun}). На рис. 3 видно, что при малых напряжениях смещения ($\Delta U \sim 46 \text{ мВ}$) туннельная про-

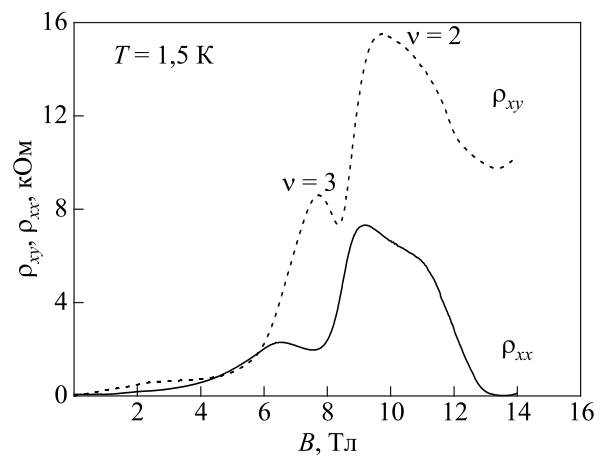


Рис. 2. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля при $T = 1,5 \text{ К}$.

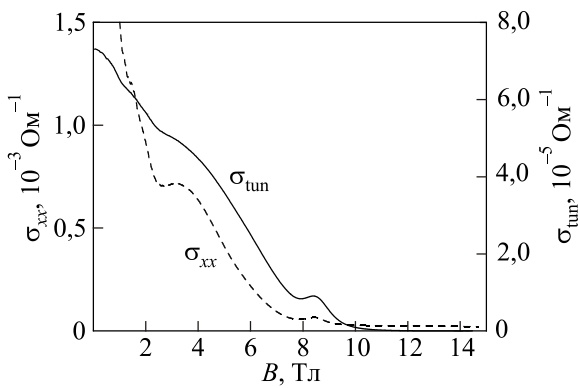


Рис. 3. Экспериментальные зависимости проводимостей от магнитного поля при $T = 1,5$ К: σ_{xy} — для вертикальной геометрии, σ_{xx} — в продольной геометрии.

проводимость σ_{xy} спадает с ростом напряженности магнитного поля, осциллируя с периодичностью, совпадающей с осцилляциями в планарной проводимости σ_{xx} , т.е. зависимости продольной и поперечной проводимостей от магнитного поля совпадают по фазе друг с другом. Из анализа обеих зависимостей можно сделать вывод, что в сильных магнитных полях ($B > 10$ Тл) в проводимости гетероструктуры достигается полуизолирующее состояние. Таким образом, суммарная проводимость гетероструктуры как в планарной, так и в вертикальной геометрии определяется, в основном, проводимостью полуметаллического канала на интерфейсе.

Ранее нами был качественно оценен энергетический спектр полуметаллической системы, образованной на основе двух прямоугольных квантовых ям с бесконечными барьерами в области перекрытия зон на одиночной разьединенной гетерогранице II типа (одна квантовая яма шириной 10 нм располагалась на стороне твердого раствора GaInAsSb, тогда как другая шириной 12,5 нм — на стороне InAs) [6]. Для рассматриваемого гетероперехода была использована модель Кейна, которая позволила относительно просто учесть граничные условия и принять во внимание значения эффективных масс носителей заряда. Магнитное поле в рамках этой модели учитывалось стандартным способом [7], а именно переходом к обобщенным импульсам и добавлением слагаемого, описывающего связь спина частицы с магнитным полем. Тогда в расчете был учтен только g -фактор электронов, значение которого было принято равным $|g| = 10$. В рамках предложенной модели дисперсия тяжелых дырок не учитывалась и, следовательно, квантование уровней для них в магнитном поле отсутствовало. Тем не менее при использовании такой модели Кейна в спектре присутствовали «пограничные» состояния, которые зависели от выбранных для расчета пограничных условий на интерфейсе. Известно, что законы дисперсии для пограничных состояний могут отличаться от законов дисперсии для обычных, «объемных», состояний. Кроме того,

вблизи области энергетического перекрытия зон на гетерогранице возможно наличие антипересечений дисперсионных кривых. Экспериментальное обнаружение пограничных состояний может послужить доказательством адекватности выбора граничных условий для данной модели расчета.

Для выявления структуры гибризованного энергетического спектра на одиночной разьединенной гетерогранице II типа p -GaInAsSb/ p -InAs были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные при помещении исследуемых образцов во внешнее магнитное поле [8]. Следует отметить, что в сильных магнитных полях ($B > 10$ Тл) наблюдались особенности на ВАХ как при прямом, так и при обратном смещении, и были эквидистантны относительно нулевой отметки. Данные особенности выражались в появлении участков немоного, ступенчатого изменения тока от приложенного внешнего смещения в виде S-образных наклонных «ступенек» в интервале напряжений 1000–2800 мВ (рис. 4(a)). Вид данных особенностей характерен при проявлении эффекта так называемого

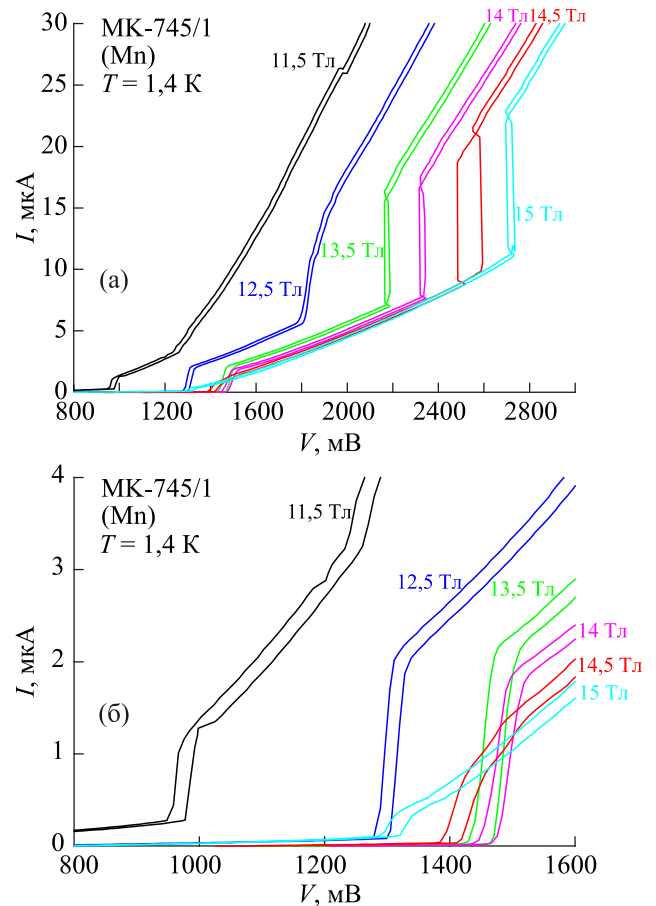


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Вольт-амперные характеристики при $T = 1,5$ К для разьединенного гетероперехода II типа p -GaIn_{0,09}As_{0,16}Sb/ p -InAs при различных значениях напряженности магнитного поля. Общий вид (а), детализированное изображение участков ВАХ со «ступеньками» начальной серии (тип А) (б).

мого «шнурования» тока, что указывает на резонансный характер проходящего через гетероструктуру тока. При этом одна серия ступенек (тип А) ограничена интервалом 1000–1500 мВ (рис. 4(б)), тогда как вторая серия (тип В) проявлялась при больших величинах смещений 1200–2800 мВ. Необходимо подчеркнуть, что наличие размерно-квантованных состояний на интерфейсе может способствовать резонансному туннелированию носителей заряда через данные состояния. Следовательно, из измерений вертикального магнитотранспорта было показано существование по крайней мере двух каналов резонансного прохождения управляющего тока через разъединенную гетерограницу II типа с участием состояний в полуметаллическом канале.

Предполагается, что в вертикальном магнитотранспорте распределение тока, протекающего через гетероструктуру, достаточно неоднородно. Это вызвано тем, что компенсированная подложка *p*-InAs является хорошим диэлектриком как объемный материал, но на ее поверхности существуют проводящие каналы даже при низких температурах [9]. В противоположность подложке со стороны эпитаксиального слоя GaInAsSb формируется омический контакт в силу того, что поверхностный уровень пиннинга для соединений на основе антимонида галлия располагается в области запрещенной зоны твердого раствора [10]. Поэтому мы полагаем, что носители заряда из одного контакта достигают проводящего канала на гетерогранице через тонкий слой GaInAsSb, а затем растекаются по двумерному полуметаллическому каналу, и далее по поверхности подложки попадают во второй контакт. Таким образом, в измеренную туннельную ВАХ существенный вклад вносит планарная проводимость через состояния двумерных электронов и дырок в квантовых ямах на разъединенной гетерогранице II типа. В свою очередь, планарная проводимость полуметаллического канала существенно зависит от приложенного магнитного поля и геометрии квантовой ямы, которая определяется напряжением, падающим на подложке InAs. Разумеется, основная часть падения приложенного напряжения приходится на область с высоким сопротивлением, и только малая часть внешнего смещения отвечает за положение квазиуровня Ферми в двумерном канале. Тогда при некоторых значениях внешнего смещения существует вероятность свободного прохождения носителей заряда через гетерограницу, что выражается в особенностях на наблюдаемых ВАХ (рис. 4).

На рис. 5 показаны зависимости для начального значения внешнего смещения $U(B)$, при котором возникали особенности на ВАХ, от величины приложенного магнитного поля. Как можно видеть на рисунке, зависимость $U(B)$ для ступенек типа А имеет четко выраженный максимум вблизи полей $B = 13,5$ Тл, а при дальнейшем увеличении магнитного поля демон-

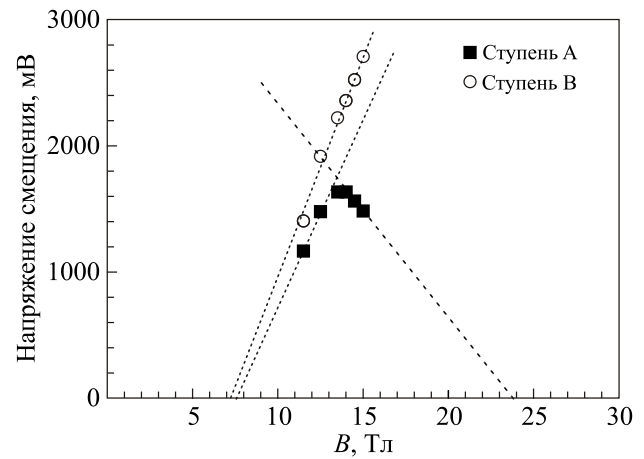


Рис. 5. Положения особенностей вертикальной ВАХ в зависимости от приложенного магнитного поля и их линейная аппроксимация.

стрирует тенденцию к уменьшению величины внешнего смещения. В свою очередь, зависимость $U(B)$ для ступенек типа В хорошо описывается возрастающей линейной зависимостью без выраженных экстремумов. Если провести аппроксимирующие прямые линии для зависимости В и для начального участка зависимости А, то при нулевом смещении они пересекут ось абсцисс в точках, близких друг к другу при $B = 7,5$ Тл. Следует отметить, что спадающий участок зависимости для ступенек типа А в сильных магнитных полях также можно аппроксимировать линейной зависимостью. Как показано выше на рис. 2 и 3, в интервале средних магнитных полей, начиная с $B = 8$ Тл, было обнаружено проявление комбинированного характера проводимости в планарном магнитотранспорте (см. локальный минимум на зависимости холловского сопротивления (рис. 2) и локальный максимум в туннельной и планарной проводимостях (рис. 3)). Следовательно, из анализа поведения зависимости А можно сделать вывод, что природа появления данных особенностей на ВАХ в магнитном поле определяется вкладом разных подсистем. Также из измерений планарного магнитотранспорта видно, что в сильных магнитных полях ($B > 13$ Тл) двумерная полуметаллическая система приходит в диэлектрическое состояние, выход из которого приводит к доминированию подсистемы с носителями заряда одного типа проводимости. Тогда в первом приближении зависимости А и В могут отражать структуру веерной диаграммы уровней Ландау полуметаллического канала на интерфейсе.

На рис. 6 представлены результаты расчета энергетического спектра гибридной электронно-дырочной системы, сформированной на основе двух треугольных квантовых ям: одна на стороне твердого раствора GaInAsSb шириной 10 нм на уровне Ферми и другая на стороне InAs шириной 30 нм. При расчете были использованные следующие данные: встроенное

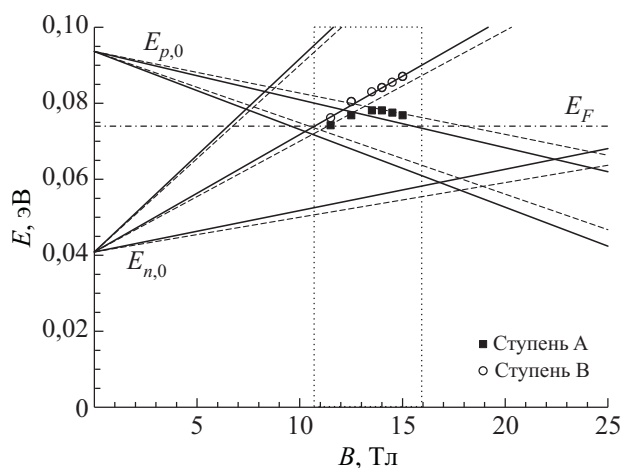


Рис. 6. Зависимость энергетического спектра электронно-дырочной системы от магнитного поля для первых трех уровней Ландау: $n = 0, 1, 2$. Точками отмечены положения особенностей ВАХ; $E_{n,0}$ и $E_{p,0}$ — энергии основного состояния электронов и дырок в своих квантовых ямах; E_F — положение уровня Ферми в термодинамическом равновесии.

электрическое поле $E_e = 2,9 \cdot 10^4$ В/см для электронов и $E_h = 4,3 \cdot 10^3$ В/см для дырок, которые определяются концентрацией примесей в полупроводниках, формирующих гетеропереход; эффективные массы $m_e = 0,055m_0$ для электронов в квантовой яме на стороне p -InAs и $m_{hh} = 0,14m_0$ для дырок в квантовой яме на стороне p -GaInAsSb, где m_0 — масса свободного электрона; величины g -факторов $|g_e| = 3,1$ и $|g_h| = 2$ для электронов и дырок соответственно; энергетическое расстояние между потолком валентной зоны твердого раствора GaInAsSb и дном зоны проводимости InAs $\Delta = 102$ мэВ. Уровень Ферми в полученной системе определялся из условия электрической нейтральности всей гетероструктуры, что означает равенство концентраций электронов и дырок в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны интерфейса. Таким образом, положение уровня Ферми обеспечивало одновременное существование электронной и дырочной частей в проводящей системе на одиночной разьединенной гетерогранице II типа.

В отличие от работы [6] в данной представляемой модели учитывается, что квантовые ямы имеют треугольную форму, и принимается во внимание квантование тяжелых дырок в магнитном поле. Значения подобранных параметров довольно близки к значениям, используемым в других статьях для расчетов характеристик двумерных носителей в квантовых ямах GaInAsSb и InAs [11]. Отличие расчетной эффективной массы электрона от эффективной массы электрона для объемного арсенида индия в сторону увеличения может быть связано как с гибридизацией электронов и дырок, так и непараболичностью зоны проводимости в InAs. Подбранная масса m_{hh} существенно отличается от всех эффективных масс дырок в GaInAsSb, что, как

мы предполагаем, также связано с гибридизацией электронов и дырок на интерфейсе. В свою очередь, гибридизация состояний вблизи интерфейса приводит к трудности распознавания электронной и дырочной подзон [2]. При этом легкие дырки не были учтены в расчете, так как они не вносят вклад в общую концентрацию носителей в полуметаллическом канале, поскольку энергия их состояний находится значительно выше уровня Ферми для дырочной подсистемы двумерного канала.

Выбор параметров для модели, предлагаемой на рассмотрение в данной статье, был обусловлен наложением значений энергий, при которых в вертикальном магнитотранспорте наблюдались особенности ВАХ от магнитного поля, на энергетический спектр электронов и дырок в двумерном полуметаллическом канале и предположением, что положения ступенек соответствуют номеру уровня Ландау $n = 1$ как для электронов, так и для дырок. На рис. 6 символами (заполненными и открытыми) показаны возможные положения квазиуровня Ферми на гетерогранице в моменты пересечения уровня Ландау $n = 1$ при приложении внешнего электрического поля при определенном значении напряженности магнитного поля. Как видно на рисунке, прямые линии, ответственные за расщепление уровня Ландау по спину, достаточно хорошо описывают зависимости особенностей вертикального транспорта в магнитном поле. Таким образом, управляя внешним смещением можно сканировать энергетический спектр двумерной гибридной электронно-дырочной системы, получая визуализацию диаграммы уровней Ландау в полуметаллическом канале на разьединенной гетерогранице II типа.

Сравнивая величины ступенек серий A и B на ВАХ, можно предположить, что амплитуда резонансно-туннельного тока определяется плотностью $2D$ -состояний электронно-дырочной системы, промодулированной уровнями Ландау. При этом положения пиков в зависимости от приложенного магнитного поля дают прямую информацию о спектре резонансных состояний, соответствующих системе уровней Ландау. В сильных магнитных полях ($B > 12$ Тл) становится значительным проявление энергетической щели между уровнями Ландау, когда плотность состояний на уровне Ферми для двумерных электронов близка к нулю. Пороговый выход из диэлектрического состояния будет, скорее всего, связан с делокализацией электронных состояний ближайшего уровня Ландау электрическим полем. Таким образом, резонансное прохождение носителей заряда через гетерограницу осуществляется при участии наиболее верхнего из расщепленных уровней Ландау. Обеспечение таких условий протекания тока через разьединенную гетерограницу II типа оказывается основным фактором существования вертикального транспорта при выходе из диэлектрического состояния в условиях квантового эффекта Холла в сильных магнитных полях.

Заклучение

В квантовом (планарном) магнитном транспорте вклад электронной подсистемы является доминирующим в магнитных полях до 16 Тл, тогда как в сильных полях (свыше 20 Тл) будет проявляться вклад дырочной подсистемы. Из-за существенно неоднородного протекания тока через гетероструктуру, связанного с уникальными свойствами компенсированной подложки p -InAs, которая в данном случае является хорошим полупроводником, при измерении вертикального транспорта, который захватывает двумерный электронно-дырочный канал, становится возможным исследование энергетической структуры гибридной полуметаллической системы на одиночной разьединенной гетерогранице II типа не только в планарной геометрии, но и при измерении туннельной ВАХ. Нами был продемонстрирован один из возможных способов визуализации энергетической диаграммы уровней Ландау с учетом их спинового расщепления и взаимных пересечений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Правительства РФ (контракт 14.W03.31.0011 в ФТИ им. А.Ф. Иоффе), а также частично поддержана Программой Президиума РАН No. 9 «Терагерцовая оптоэлектроника и Спинтроника».

1. M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, and Yu.P. Yakovlev, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, R109 (2004).
2. P.A. Суриц, *ФТП* **20**, 2008 (1986).
3. М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **41**, 166 (2007).
4. J.R. Meyer, D.J. Arnold, C.A. Hoffman, and F.J. Bartoli, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2523 (1991).
5. К.Д. Моисеев, А.А. Ситникова, Н.Н. Фалеев, Ю.П. Яковлев, *ФТП* **34**, 1438 (2000).
6. Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, В.И. Нижанковский, Р.В. Парфеньев, К.С. Романов, *ФТТ* **46**, 2083 (2004).
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика; Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
8. В.А. Березовец, К.Д. Моисеев, В.И. Нижанковский, М.П. Михайлова, Р.В. Парфеньев, Ю.П. Яковлев, *ФНТ* **33**, 194 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 137 (2007)].

9. M.F. Millea and A.H. Silver, *J. Vac. Sci. Technol.* **15**, 1362 (1978).
10. C.A. Mead and W.G. Spitzer, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 471 (1963).
11. N. Turner, J.T. Nicholas, E.H. Linfield, K.M. Brown, J.A. Jones, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, 10614 (1996).

Зонна структура гібридизованої електронно-діркової системи на одиничній роз'єднаній гетерограниці II типу

К.Д. Моїсеєв, В.А. Березовець, К.Ю. Голеницький, Н.С. Аверкієв

У роз'єднаній гетероструктурі II типу p -GaInAsSb/ p -InAs досліджено особливості планарного та вертикального квантового магнітотранспорту. Виявлено структуру гібридизованого енергетичного спектра двовимірного напівметалевого каналу на одиничній роз'єднаній гетерограниці II типу. Продемонстровано можливість візуалізації енергетичної діаграми рівнів Ландау гібридизованої електронно-діркової системи з урахуванням їх спинового розщеплення та взаємних перетинів.

Ключові слова: гетероперехід II типу, магнітотransпорт, самоузгоджені квантові ями, рівні Ландау.

Band structure of hybridized e - h system at a single broken-gap type II heterointerface

K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, K.Yu. Golenitskii, and N.S. Averkiev

The features of planar and vertical quantum magnetotransport in the type II broken-gap p -GaInAsSb/ p -InAs heterostructure has been investigated. The structure of the hybridized energy spectrum of a two-dimensional semimetallic channel at a single type II broken-gap heterointerface is revealed. It was demonstrated that the energy diagram of the Landau levels can be visualized for a hybridized electron-hole system taking into account their spin splitting and mutual intersections.

Keywords: type II heterojunction, magnetotransport, self-consistent quantum wells, Landau levels.