Особенности энергетического спектра и квантового магнетотранспорта в гетеропереходах II типа

© Н.С. Аверкиев*, В.А. Березовец*,**, М.П. Михайлова*, К.Д. Моисеев*, В.И. Нижанковский**, Р.В. Парфеньев*, К.С. Романов*

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия
** Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

E-mail: const@stella.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 19 марта 2004 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы особенности энергетического спектра разъединенного гетероперехода II типа во внешнем магнитном поле. Показано, что из-за гибридизации состояний валентной зоны одного полупроводника и зоны проводимости другого на гетерогранице происходят антипересечения уровней, которые приводят в ненулевом магнитном поле к возникновению квазищелей в плотности состояний. Продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных результатов магнетотранспортных исследований для образцов GaInAsSb / p−InAs с различным уровнем легирования четверного твердого раствора с результатами модельных расчетов и установлены особенности энергетического спектра разъединенных гетеропереходов II типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ и Министерства промышленности, науки и технологии, программ ОФН, INTAS, ведущей научной школы НШ-2200.2003.2, а также Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Введение

В последнее время интенсивно исследуются гетероструктуры с разъединенными переходами II типа, отличительной особенностью которых является наличие энергетического перекрытия между валентной зоной одного и контактирующих полупроводников и зоной проводимости другого. Типичной парой материалов, образующих переход такого типа, являются InAs и GaSb [1].

Наличие энергетического перекрытия приводит к появлению ряда особенностей. Например, подвижными носителями с одной стороны от интерфейса являются электроны, а с другой — дырки, что должно приводить к сильной гибридизации состояний зоны проводимости одного полупроводника и валентной зоны другого. Деформация и изгиб зон в гетеропереходе ведут к формированию двух двумерных потенциальных ям по разные стороны интерфейса — одна для дырок, другая для электронов. Так, для гетероперехода между GaSb и InAs со стороны GaSb формируется квантовая яма для дырок, а со стороны InAs — для электронов [2,3]. Кроме одиночных гетеропереходов широко исследуются структуры, состоящие из двух гетеропереходов и квантовой ямы между ними [3]. Одиночный гетеропереход II типа с самосогласованными квантовыми ямами обладает похожими свойствами, но конкретная форма изгиба энергетических зон вблизи гетерограницы зависит от концентраций носителй и может изменяться посредством легирования контактирующих объемных материалов.

Для точного количественного описания электронной структуры разъединенного гетероперехода II типа необходим самосогласованный расчет. Однако качественное представление о характере гибридизации и энергетическом положении уровней размерного квантования дают и более простые аналитические модели. В настоящей работе рассмотрена одиночная квантовая яма с бесконечными стенками, разделенная на две части, в каждой из которых зонные параметры постоянны (рис. 1). При этом запрещенные зоны расположены так, что имеется перекрытие между валентной зоной одного материала (в данном случае GaSb) и зоной проводимости другого (InAs). Для полупроводников $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ и их твердых растворов, образующих рассматриваемый тип гетеропереходов, наиболее подходящей зонной схемой представляется модель Кейна. Эта модель позволяет относительно просто (интегрированием исходного гамильтониана) учесть граничные условия и принять во внимание реальные значения эффективных масс. Магнитное поле в рамках этой модели учитывается стандартным способом: переходом к обобщенным импульсам и добавлением слагаемого, описывающего g-фактор. В данном расчете будет учитываться только g-фактор электронов ($|g| = 10$) как наиболее существенный.

Цель настоящей работы — расчет энергетического спектра разъединенного гетероперехода II типа как в нулевом магнитном поле, так и в случае однородного магнитного поля, перпендикулярного плоскости гетероперехода, и сравнение этих результатов с экспериментальными данными магнетотранспортных исследований, выполненных на системе GaInAsSb / InAs, с более согласованными постоянными решеток, чем в GaSb / InAs.

2. Модель

Энергетическая структура предлагаемой модели гетероперехода приведена на рис. 1. Согласно обозначениям энергия отсчитывается от середины запрещенной зоны одного из полупроводников, составляющих гетеропару. Ширина запрещенной зоны этого полупроводника равна 2Δ, ширина запрещенной зоны другого — $V_1 - V_2$, где V_1 — верхняя, а V_2 — нижняя граница запрещенной зоны второго полупроводника. Толщины слоев равны a и b соответственно. Величина перекрытия равна $V_2 - \Delta$. Зонную структуру каждого из полупроводниковых материалов будем описывать в рамках модели Кейна. Для объемного случая в рамках шестизонной модели Кейна с учетом лишь линейных по импульсу слагаемых гамильтониан $\hat{H}$, описывающий поведение свободной частицы, представляет собой матрицу 6×6

$$\tilde{H} = \begin{pmatrix} \frac{E_g}{2} & 0 & \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{2}} & \frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}} & \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{6}} & 0 \\ 0 & \frac{E_g}{2} & 0 & \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{6}} & \frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}} & \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{2}} \\ \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{E_g}{2} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}} & \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{E_g}{2} & 0 & 0 \\ \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{6}} & -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}} & 0 & 0 & -\frac{E_g}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & -\frac{E_g}{2} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\hat{R}_+ = \alpha(\hat{p}_y + i\hat{p}_x)$, $\hat{R}_- = \alpha(\hat{p}_y - i\hat{p}_x)$, $\hat{R}_z = \alpha\hat{p}_z$ ($\hat{p}_i$ — проекции оператора импульса на соответствующие оси координат), α — кейновский коэффициент, определяющий величины эффективных масс электронов и легких дырок, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника (для вычислений выбрана система единиц, в которой $\hbar = c = 1$). При этом волновая функция является шестикомпонентным столбцом. Собственными функциями гамильтониана (1) являются функции

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} a \\ -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} a \\ \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} a \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ b \\ 0 \\ \frac{\hat{R}_+}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} b \\ -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} b \\ \frac{\hat{R}_-}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)} b \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где a, b — функции координат x, y и z. Уравнения для a и b представлены далее

$$\left[\frac{E_g^2}{4} - E^2 + \frac{\hat{R}_-\hat{R}_+}{2} + \frac{\hat{R}_+\hat{R}_-}{6} + \frac{2}{3}\hat{R}_z^2\right] a = 0,$$

$$\left[\frac{E_g^2}{4} - E^2 + \frac{\hat{R}_-\hat{R}_+}{6} + \frac{\hat{R}_+\hat{R}_-}{2} + \frac{2}{3}\hat{R}_z^2\right] b = 0. \quad (3)$$

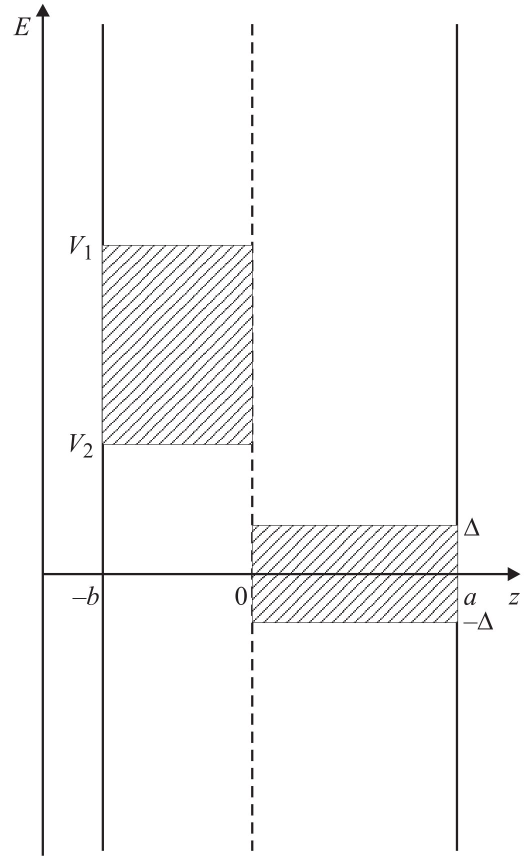

Рис. 1. Энергетическая схема гетероперехода II типа, состоящего из двух квантовых ям с бесконечными стенками. Вертикальной штриховой линией обозначена гетерограница, заштрихованные области соответствуют запрещенным зонам контактирующих полупроводников. Ширина слоя одного полупроводника равна a, другого — b; соответствующие ширины запрещенных зон — 2Δ и $V_1 - V_2$.

Магнитное поле в рамках модели Кейна вводится заменой оператора импульса $\hat{\mathbf{p}}$ на обобщенный оператор импульса $\hat{\pi} = \hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}$, где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал, e — заряд электрона. Из-за того что векторный потенциал зависит от координат, различные проекции вектора π не коммутируют между собой. Таким образом, и операторы $\hat{R}_-$, $\hat{R}_+$ при наличии магнитного поля не коммутируют. В случае нулевого магнитного поля операторы $\hat{R}_-$, $\hat{R}_+$ коммутируют друг с другом, и поэтому можно упростить уравнения (3). При этом они сведутся к одному уравнению, имеющему вид

$$\left[\frac{E_g^2}{4} - E^2 + \frac{2}{3}\alpha^2\hat{p}^2\right]\alpha = 0. \quad (4)$$

Решениями этого уравнения являются функции вида $a = C\exp(i\mathbf{kr})$, где $\mathbf{k} = (p_x, p_y, k)$.

Теперь рассмотрим случай однородного магнитного поля $\mathbf{B}$, направленного вдоль оси z. При этом векторный потенциал можно выбрать в виде $\mathbf{A} = \mathbf{e}_y xB$. Полные волновые функции находятся по формуле (2)

$$|k,n,\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} |k,n\rangle \\ 0 \\ \frac{\alpha\beta\sqrt{n}}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n-1\rangle \\ -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n\rangle \\ \frac{\alpha\beta\sqrt{n+1}}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n+1\rangle \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$|k,n,\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ |k,n\rangle \\ 0 \\ \frac{\alpha\beta\sqrt{n}}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n-1\rangle \\ -\frac{2i\hat{R}_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n\rangle \\ \frac{\alpha\beta\sqrt{n+1}}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}|k,n+1\rangle \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $|k,n\rangle = \exp(ikz + ip_y y)\Psi_n\big(x - p_y/(eB)\big)$, Ψ_n — волновая функция n-го состояния одномерного гармонического осциллятора.

Дисперсионные уравнения для этих состояний выглядят следующим образом:

$$\frac{E_g^2}{4} - E^2 + (\alpha\beta)^2\left(\frac{2}{3}n + \frac{1}{6}\right) + \frac{2}{3}k^2 = 0$$

для $|k,n,\uparrow\rangle$ и

$$\frac{E_g^2}{4} - E^2 + (\alpha\beta)^2\left(\frac{2}{3}n + \frac{1}{2}\right) + \frac{2}{3}k^2 = 0$$

для $|k,n,\downarrow\rangle$.

Перейдем к рассмотрению квантовой ямы в случае нулевого магнитного поля. В качестве граничного условия возьмем непрерывность полной волновой функции. Чтобы избежать трудностей с бесконечными барьерами на краях ямы, припишем внешним областям определенную ширину запрещенной зоны (ее середину разместим при $E = 0$), которую затем устремим к ∞. Из-за аксиальной симметрии в плоскости ямы можно положить $p_x = 0$ без ограничения общности задачи. Тогда полная волновая функция в областях, не содержащих гетерограницы, принимает вид

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ \frac{\alpha p_y}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}a \\ -\frac{2i\alpha p_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}a \\ \frac{\alpha p_y}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}a \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ b \\ 0 \\ \frac{\alpha p_y}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}b \\ -\frac{2i\alpha p_z}{\sqrt{6}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}b \\ \frac{\alpha p_y}{\sqrt{2}\left(E+\frac{E_g}{2}\right)}b \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Заметим, что спиноры (6) взаимоортогональны, а следовательно, по ним можно классифицировать состояния системы. Также нужно отметить, что не все из компонент спиноров (6) линейно независимы.

Из-за трансляционной симметрии вдоль ямы волновую функцию в каждой из областей гетероструктуры можно рассматривать как состояние с определенным продольным импульсом частицы. Поэтому в каждой из областей квантовой ямы компоненту a естественно выбрать в виде суперпозиции двух волн $-\exp\big(i(kz + py)\big)$ и $-\exp\big(i(-kz + py)\big)$. При этом необходимо учесть, что в области вне ямы остаются лишь экспоненциально затухающие решения — $\exp(-\kappa|z| + ipy)$.

После проведения всех необходимых вычислений находим дисперсионное уравнение для системы

$$\begin{aligned} &\left[\frac{2k}{E+\frac{E_g}{2}}\cos(ka) + \left(\frac{p}{E+\frac{E_g}{2}} + 2\sqrt{\frac{3}{2}}\right)\sin(ka)\right] \\ &\times\left[\sin(sb)\left(\frac{4s^2+p^2}{E-V_2} - 2\sqrt{\frac{3}{2}}p\right) - 4s\sqrt{\frac{3}{2}}\cos(sb)\right] \\ &\times\frac{\beta}{E-V_2} + \frac{\alpha}{E+\frac{E_g}{2}} \\ &\times\left[\frac{2s}{E-V_2}\cos(sb) - \left(\frac{p}{E-V_2} - 2\sqrt{\frac{3}{2}}\right)\sin(sb)\right] \\ &\times\left[\left(\frac{4k^2+p^2}{E+\frac{E_g}{2}} + 2\sqrt{\frac{3}{2}}p\right)\sin(ka) - 4\sqrt{\frac{3}{2}}k\cos(ka)\right] = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где величина k определяется из (4) в области $0 < z < a$, а значение s — в области $-b < z < 0$; α и β — кейновские коэффициенты в областях $z < 0$ и $z > 0$.

Перейдем к случаю ненулевого, поперечного структуре магнитного поля. В данном случае, как и при $B = 0$, в различных областях гетероструктуры в качестве компоненты a волновой функции выбираются суперпозиции плоских волн. Однако, в отличие от случая без магнитного поля, где состояния с различной проекцией спина электрона не смешивались, здесь состояния $|n+1,\downarrow\rangle$ и $|n,\uparrow\rangle$ имеют одинаковую симметрию и смешиваются. Таким образом, каждое состояние является суперпозицией „плоских волн“

$$\psi = A|k,n+1,\downarrow\rangle + B|-k,n+1,\downarrow\rangle$$
$$+ C|s,n,\uparrow\rangle + D|-s,n,\uparrow\rangle.$$

Благодаря различным дисперсионным уравнениям для спиноров волновые векторы k и s различны, хотя между ними есть строгое соответствие. Дальнейший путь расчета заключается в сшивке волновых функций на интерфейсах и устремлении ширин запрещенных зон за пределами ямы к ∞. При этом в результате получается дисперсионное уравнение

$$Det\begin{Vmatrix} A & B \\ C & D \end{Vmatrix} = 0, \quad (8)$$

где A, B, C, D являются матрицами 4-го ранга, выражающимися по формулам

$$A = \begin{Vmatrix} \left(2 - \frac{2ik}{E-V_2}\right) e^{-ikb} & \left(2 + \frac{2ik}{E-V_2}\right) e^{ikb} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{-isb}}{E-V_2} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{isb}}{E-V_2} \\ \frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{-ikb}}{E-V_2} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{ikb}}{E-V_2} & \left(2 - \frac{2is}{E-V_2}\right) e^{-isb} & \left(2 + \frac{2is}{E-V_2}\right) e^{isb} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{Vmatrix};$$

$$B = \begin{Vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \left(2 + \frac{2i\kappa}{E-\Delta}\right) e^{-i\kappa a} & \left(2 + \frac{2i\kappa}{E-\Delta}\right) e^{-i\kappa a} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{-i\sigma a}}{E-\Delta} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{i\sigma a}}{E-\Delta} \\ -\frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{-i\kappa a}}{E-\Delta} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}e^{i\kappa a}}{E-\Delta} & \left(2 + \frac{2i\sigma}{E-\Delta}\right) e^{i\sigma a} & \left(2 + \frac{2i\sigma}{E-\Delta}\right) e^{-i\sigma a} \end{Vmatrix};$$

$$C = \begin{Vmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ \frac{2ik}{E-V_2} & -\frac{2ik}{E-V_2} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-V_2} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-V_2} \\ \frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-V_2} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-V_2} & -\frac{2is}{E-V_2} & \frac{2is}{E-V_2} \end{Vmatrix};$$

$$D = \begin{Vmatrix} -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 \\ \frac{2i\kappa}{E-\Delta} & -\frac{2i\kappa}{E-\Delta} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-\Delta} & \frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-\Delta} \\ -\frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-\Delta} & -\frac{\alpha\sqrt{n+1}}{E-\Delta} & \frac{2i\sigma}{E-\Delta} & -\frac{2i\sigma}{E-\Delta} \end{Vmatrix}.$$

Решения уравнений (7) и (8) можно найти лишь численно.

В рамках данной модели дисперсия тяжелых дырок отсутствует и соответственно отсутствует квантование их уровней в магнитном поле. Далее будем обсуждать результаты экспериментов, в которых квантование тяжелых дырок может быть существенным. В связи с этим введем квантование тяжелых дырок в слое GaSb формально, приписав им квадратичный закон дисперсии. Также будем считать, что тяжелые дырки одного материала не проникают в глубь другого.

Перейдем к обсуждению результатов численных расчетов для гетероструктуры GaSb / InAs. Для примера рассмотрим слой GaSb толщиной в 100 Å и слой InAs толщиной 150 Å, поскольку приблизительно такие размеры областей размерного квантования реализуются экспериментально. На рис. 2 представлены дисперсионные кривые электронов и легких дырок для случая нулевого магнитного поля, рассчитанные согласно (7). Ширина запрещенной зоны GaSb выбиралась равной 0.813 eV, ширина запрещенной зоны InAs — 0.415 eV, ширина энергетического зазора — 0.15 eV [4]. Эффективные массы в InAs взяты равными $m_e = m_{lh} = 0.025m_0$, $m_{hh} = 0.41m_0$; в GaSb — $m_e = m_{lh} = 0.045m_0$, $m_{hh} = 0.4m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. Энергия отсчитывалась от середины запрещенной зоны объемного InAs.

Видно, что энергетический спектр гетероперехода вне области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb качественно совпадает со спектром одиночной квантовой ямы с бесконечными стенками. Спиновое расщепление уровней размерного квантования

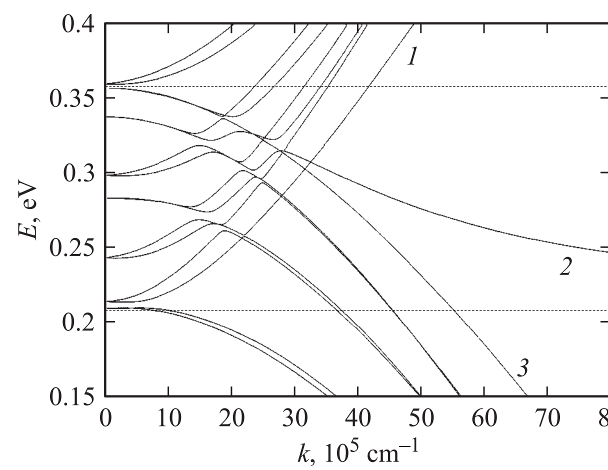

Рис. 2. Энергетическая структура гетероперехода GaSb(100 Å) / InAs(150 Å) в области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb в отсутствие магнитного поля с учетом только легких дырок и электронов. Горизонтальными штриховыми линиями отмечены край зоны проводимости InAs и край валентной зоны GaSb.

объясняется неинвариантностью системы при отражении относительно плоскости xy. В отличие от энергетического спектра одиночной квантовой ямы в данном спектре нет запрещенной зоны. Это означает, что рассматриваемый гетеропереход ведет себя как полуметалл.

Необходимо также отметить, что в спектре присутствуют так называемые „пограничные“ состояния (на рис. 2 они обозначены цифрами *1*, *2*, *3*). Эти состояния возникают при расчете в модели Кейна. При использовании других граничных условий эти состояния могут отсутствовать. Впервые на наличие таких состояний было указано в работе [5]. Экспериментальное обнаружение пограничных состояний может служить доказательством физической адекватности в выборе граничных условий модели. Законы дисперсии для пограничных состояний сильно отличаются от законов дисперсии для обычных состояний. Видно, что энергия пограничного состояния, обозначенного цифрой *2*, при нулевом продольном импульсе совпадает с вершиной валентной зоны GaSb, и, таким образом, это состояние лежит выше уровней размерного квантования для дырок.

Вблизи области энергетического перекрытия зон наблюдается ряд антипересечений дисперсионных кривых. Сравнивая расчеты по (7) с результатами исследования пограничных состояний, можно утверждать, что состояния *2*, *3* обусловлены наличием гетерограницы между InAs и GaSb, а *1* — краев ямы.

На рис. 3 приведены зависимости положений уровней Ландау для рассматриваемой структуры от магнитного поля в области энергетического перекрытия зоны проводимости InAs и запрещенной зоны GaSb, рассчитанные по (8).

Особенностью поведения системы в магнитном поле является существование „квазищелей“ в спектре, в которых плотность уровней резко падает по сравнению с соседними областями. Такое уменьшение плотности

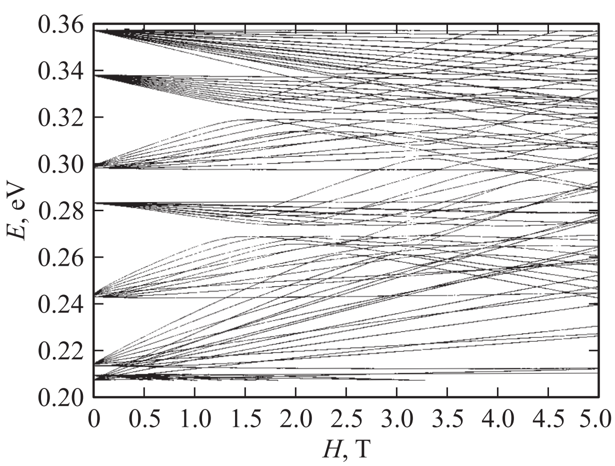

Рис. 3. Энергетический спектр уровней Ландау электронов и легких дырок на гетеропереходе GaSb(100 Å) / InAs(150 Å) в области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaSb (от 0.207 до 0.357 eV).

состояний обусловлено антипересечениями уровней в ненулевом магнитном поле.

Представленные модельные расчеты хорошо согласуются с результатами численных расчетов, выполненных в рамках других моделей квантоворазмерных структур [6–8].

3. Сравнение с экспериментальными данными

Перейдем к сравнению теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными для гетероструктуры GaInAsSb / InAs, в которой содержание In в четверном твердом растворе определяет величину перекрытия краев валентной зоны и зоны проводимости на границе раздела.

Ранее электронный канал с высокой подвижностью ($\mu > 50\,000-70\,000\,\mathrm{cm^2/V\cdot s}$) был обнаружен в одиночных разъединенных гетеропереходах II типа p-GaInAsSb / p-InAs с самосогласованными квантовыми ямами на гетерогранице и его люминесцентные и магнетотранспортные свойства были детально исследованы [9–12].

Слои твердых растворов $\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{In}_x\mathrm{As}_y\mathrm{Sb}_{1-y}$ в интервале составов с содержанием индия $0.08 < x < 0.16$ и $y = x + 0.06$ и с хорошей морфологией роста были получены методом жидкофазной эпитаксии на подложках InAs (100). Раствор-расплав был приготовлен из чистых компонентов: атомарных In и Sb с чистотой 5 и 3 N соответственно, а также нелегированных бинарных соединений InAs и GaSb с собственной концентрацией носителей $n = 2\cdot10^{16}$ и $p = 5\cdot10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$ соответственно. Рассогласование эпитаксиального слоя с подложкой по параметру постоянной кристаллической решетки не превышало величины $\Delta a/a < 4\cdot10^{-4}$. Толщина слоя составляла порядка $1.0\,\mu$m. Выращенные слои GaInAsSb специально не легировались и демонстрировали p-тип проводимости с концентрацией дырок $p = 2\cdot10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$ при $T = 77$ K. Эпитаксиальные слои GaInAsSb были выращены в условиях планарного двумерного роста с планарными интерфейсами, резкими по составу. В таких структурах планарность нижнего интерфейса определялась шероховатостью поверхности InAs (100). Толщина переходного слоя на границе раздела $\mathrm{Ga_{0.84}In_{0.16}As_{0.22}Sb_{0.78}}$ / InAs составляла 10–12 Å.

При 16% In величина перекрытия составляет 70 meV [13]. Путем легирования раствора-расплава донорной примесью можно достичь положения химического потенциала как в интервале перекрытия, так и вне его. Энергетическая структура гетероперехода n-$\mathrm{Ga_{0.84}In_{0.16}As_{0.22}Sb_{0.78}}$ / p-InAs в нулевом магнитном поле, рассчитанная по формуле (7), приведена на рис. 4, где в соответствии с рис. 1 $V_1 = 277.5$ meV, $V_2 = 907.5$ meV, $\Delta = 207.5$ meV, $a = 125$ Å, $b = 100$ Å. На рис. 4 также приведены положения уровней Ферми (штриховые линии ξ_1 и ξ_2) двух исследуемых в данной работе образцов, определенные из осцилляций

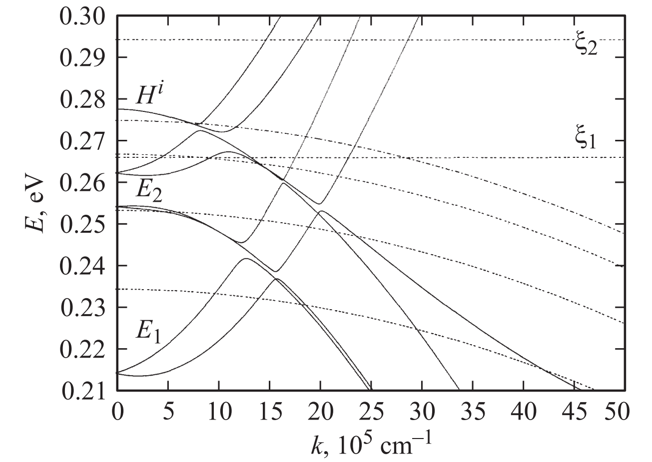

Рис. 4. Энергетический спектр гетероперехода GaInAsSb(105 Å) / InAs(125 Å) в области перекрытия зоны проводимости InAs и валентной зоны GaInAsSb. Состояния интерфейсных дырок обозначены как H^i, состояния тяжелых дырок показаны штриховой линией, электронные подзоны обозначены как E_1 и E_2.

Шубникова–де Гааза (ШГ). Отметим, что закон дисперсии вне областей антипересечений фактически является параболическим, несмотря на учет только линейных слагаемых по k в гамильтониане. Это обусловлено тем, что рассматриваемые энергии (в области перекрытия) малы по сравнению с ширинами запрещенных зон обоих полупроводников.

На рис. 5 и 6 представлены картины осцилляций ШГ и эффекта Холла (ρ_{xx} и ρ_{xy}) в исследованных структурах с разным уровнем легирования теллуром твердого раствора, демонстрирующие наличие нескольких периодов осцилляций, характерное для мультиподзонной системы размерно квантованных уровней. Картина осцилляций подобна осцилляциям простой квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования, поскольку на обоих рисунках в полях до 4 T наблюдаются два периода осцилляций. Переход к осцилляциям ρ_{xy} и ρ_{xx} в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) происходит в полях $B \geq 6$ T, когда остаются в основном уровни Ландау одной подзоны.

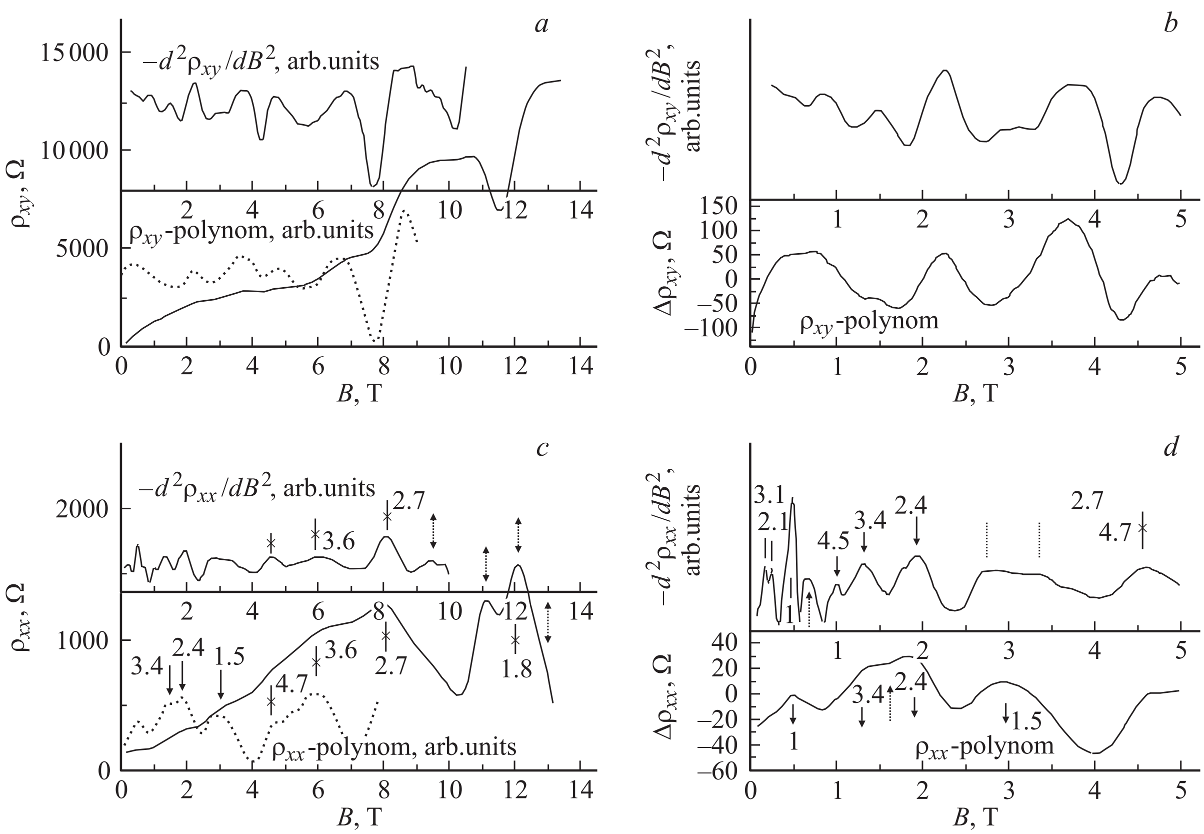

Рис. 5. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} (a, b) и магнетосопротивления ρ_{xx} (c, d) от магнитного поля для образца МК513 / 1 при $T = 1.5$ K ($\rho_0 = 136.2$ Ohm, $R_{B\to 0} = 1.85 \cdot 10^7$ cm^2/Q, $R \cdot \sigma = 1.36 \cdot 10^5$ cm^2/V $\cdot$ s). b и d — увеличенные части кривых на a и c, полученные из экспериментальных данных для $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ вычитанием плавного фона (polynom) и двойным дифференцированием по полю. Вертикальными линиями отмечены разные серии осцилляций ШГ, а также переходная область от одной серии к другой. Цифры у линий соответствуют отношению положений максимумов на шкале $1/B$ к среднему периоду $\Delta(1/B)$ данной серии. Серия осцилляций в слабых полях $B < 1$ T с индексами 1–3.1 соответствует объемным осцилляциям ШГ от эпитаксиального слоя твердого раствора, легированного Te ($\cong 1 \cdot 10^{16}$).

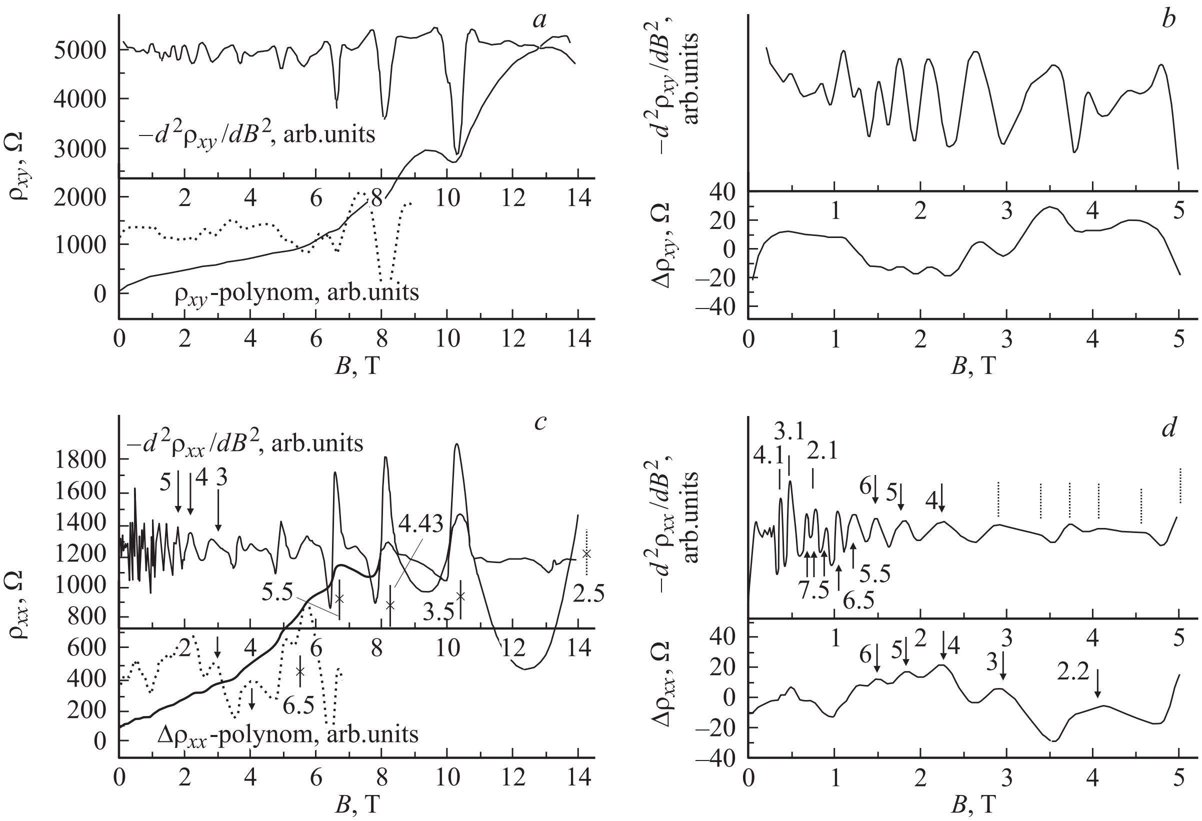

Рис. 6. Экспериментальные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} (a, b) и магнетосопротивления ρ_{xx} (c, d) от магнитного поля для образца МК527/4 при $T = 1.5$ K ($\rho_0 = 91.4$ Ohm, $R_{B\to 0} = 5.4 \cdot 10^6\,\mathrm{cm^2/Q}$, $R \cdot \sigma = 5.9 \cdot 10^4\,\mathrm{cm^2/V \cdot s}$). Справа (b, d) приведены увеличенные части кривых из (a) и (c), полученные из экспериментальных кривых вычитанием плавного фона и двойным дифференцированием по полю. Вертикальными линиями с разными индексами и без них отмечены разные серии осцилляций ШГ, а также переходная область от одной серии к другой. Цифры соответствуют отношению положений максимумов на шкале $1/B$ к среднему периоду данной серии. Серия в слабых полях $B \le 1$ T с индексами 2.1–4.1 соответствует объемным осцилляциям ШГ от эпитаксиального слоя твердого раствора, легированного Te ($\sim 3 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$).

Для образца МК513/1 с концентрацией теллура в твердом растворе $N_{\mathrm{Te}} \cong 1 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$ из минимального периода осцилляций $\Delta_1 = 4.6 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{T^{-1}}$ (при температуре $T = 1.5$ K) можно рассчитать концентрацию электронов для подзон размерного квантования, ответственных за осцилляции. Оценки дают значение $n_{Ro} \cong 5.2 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm^{-2}}$ (с одной проекцией спина). Аналогично для образца МК527/4 с концентрацией теллура $N_{\mathrm{Te}} \cong 1 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm^{-3}}$ из минимального периода осцилляций $\Delta_1 = 2.75 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{T^{-1}}$ можно оценить концентрацию электронов: $n_{Ro} \cong 8.8 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm^{-2}}$ (то же с одной проекций спина). Оба этих значения хорошо согласуются с результатами измерений коэффициента Холла в слабых магнитных полях ($B \to 0$), из которых получаются оценки в $n_{Ro} \cong 3.4 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm^{-2}}$ для образца МК513/1 и $n_{Ro} \cong 1.15 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm^{-2}}$ — для МК527/4.

Зная электронные концентрации, можно рассчитать положение уровня Ферми, считая, что электронные подзоны размерного квантования имеют близкий к параболическому закон дисперсии. Приняв эффективную электронную массу на уровне Ферми в InAs равной $m_e^* = 0.03m_0$, получим значение энергии Ферми для образца МК513/1, равное $\xi \cong 54$ meV. Аналогично для образца МК527/4 оценка энергии Ферми дает значение $\xi \cong 91.4$ meV. Такие значения энергий Ферми при перекрытии зоны проводимости и валентной зоны в $\Delta E = 70$ meV приводят к тому, что уровень Ферми в образце МК513/1 лежит в области перекрытия, а в образце МК527/4 — выше этой области.

В режиме квантового эффекта Холла максимумы ρ_{xx} отвечают пересечениям уровня Ферми с уровнями Ландау. Мы сопоставили для обоих образцов максимумы ρ_{xx} с пересечениями уровня химического потенциала с рассчитанными уровнями Ландау, считая, что положение химического потенциала не зависит от приложенного к структуре магнитного поля. Наилучшее согласие модели составной квантовой ямы с экспериментом было получено при ширине электронного канала $a = 125$ Å и дырочного $b = 105$ Å. Для перекрытия зон на интерфейсе принято значение $\Delta E = 70$ meV, зонные параметры для $\mathrm{Ga_{0.84}In_{0.16}Sb_{0.78}As_{0.22}}$ и InAs равны: $E_g = 0.63$ и 0.41 eV соответственно; эффективные массы электронов и дырок $m_e = 0.023 \cdot m_0$, $m_{lh} = 0.026 \cdot m_0$, $m_{hh} = 0.41 \cdot m_0$ [4]; g-фактор электронов $|g| = 10$.

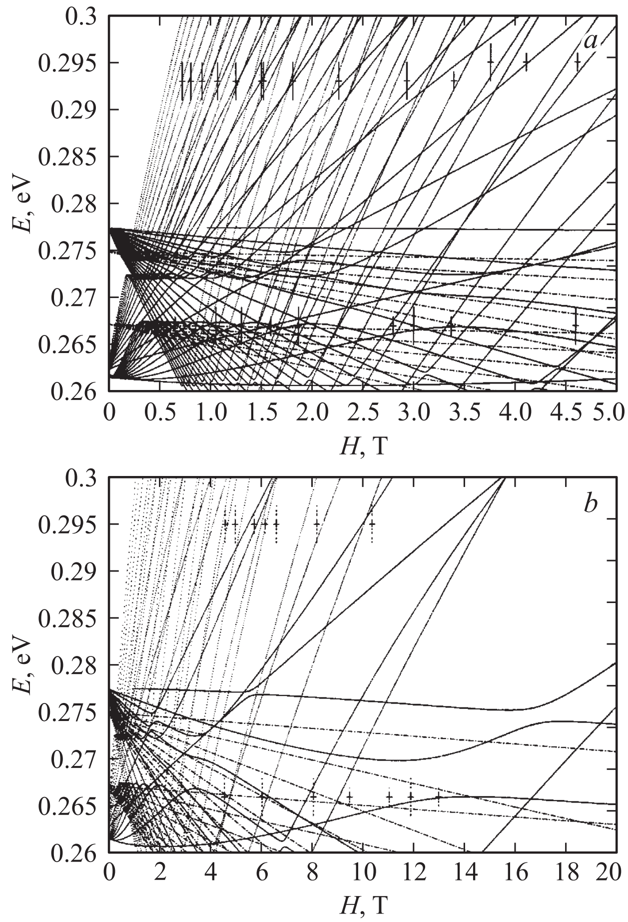

Рис. 7. Графики зависимостей уровней Ландау от магнитного поля для двух заполненных электронных подзон E_1 и E_2, подзоны пограничных дырочных состояний H^i и двух подзон тяжелых дырок H_1^h и H_2^h в интервале полей от 5 T (a) и до 20 T (b) в области перекрытия зон вблизи края валентной зоны твердого раствора. Вертикальными линиями разной длины обозначены положения максимумов ρ_{xx} из рис. 1, c, d и 2, c, d разных серий, которые сопоставлены с пересечениями уровня химического потенциала E_ξ уровней Ландау подзон E_1 и E_2. Для образца MK513/1 уровень химического потенциала $E_\xi = 267-266$ meV, для образца MK527/4 — $E_\xi = 293-295$ meV. Короткими штрихами для образца MK513/1 отмечены положения максимумов ρ_{xx} из рис. 5, c при $B > 8$ T, связанные с взаимными пересечениями уровней Ландау электронов и тяжелых дырок вблизи $E_\xi = 265$ meV.

Вертикальные линии на рис. 7 соответствуют экспериментальным максимумам ρ_{xx}, которые возникают при пересечении делокализованных состояний гибридизованных уровней Ландау разных подзон с уровнем Ферми для каждой из подзон. Наилучшее согласие между положениями максимумов ρ_{xx} и пересечений уровня химического потенциала с уровнями Ландау достигается в том случае, если считать, что в образце MK513/1 уровень химического потенциала расположен в интервале 0.266–0.268 eV, а для образца MK527/4 — в интервале 0.293–0.295 eV. Это соответствует энергетическим расстояниям от краев соответствующих подзон, обозначенных на рис. 4 буквами E_1 и E_2, $\varepsilon_{F1} = 52.4$ meV и $\varepsilon_{F2} = 4.9$ meV для образца MK513/1 и $\varepsilon_{F1} = 80.4$ meV, $\varepsilon_{F2} = 30.9$ meV для образца MK527/4.

В образце MK513/1 согласно рис. 4 частично заполнены две дырочные подзоны: интерфейсные дырочные состояния и первая подзона размерного квантования тяжелых дырок (энергетическое расстояние от краев этих подзон до уровня химического потенциала составляет $\varepsilon_F^i = 10.6$ meV и $\varepsilon_{1F}^h = 8.9$ meV соответственно). При этом в полях до 5 T (рис. 7, a) пересечения уровней Ландау тяжелых и интерфейсных дырок с уровнем химического потенциала не проявляется на эксперименте, поскольку для этих носителей $\Omega_{\tau h} \ll 1$. Таким образом, экспериментально обнаруживаются только максимумы ρ_{xx}, соответствующие пересечению уровня химического потенциала с уровнями Ландау электронных подзон с положительной и отрицательной проекциями „псевдоспина“.

В полях до 1 T в обоих образцах наблюдаются объемные осцилляции ШГ, не зависящие от угла между магнитным полем **B** и током **J** и связанные с легированием Te слоя твердого раствора (рис. 5, d и 6, d). В образце MK527/4 это осцилляции с индексами 2.1, 3.2, 4.1 (рис. 6, d), которые соответствуют концентрации электронов $n_{3D} \cong 1.2 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, определенные из периода $\Delta(1/B)$. При этом максимум 2.1 перекрывается с осцилляциями двумерной электронной подзоны с положительной проекцией „псевдоспина“.

Таким образом, для обоих образцов осцилляции магнетосопротивления (ρ_{xx}) обусловлены всеми электронными подзонами, попавшими в область перекрытия Δ. Как видно из расчетов, в полях $B \geq 6$ T уровень Ферми для образца MK527/4 пересекается только уровнями Ландау, имеющими электронный характер (рис. 7, a), а для образца MK513/1 также и уровнями Ландау, имеющими дырочный характер. Именно наличие вклада в магнетосопротивление дырочных подзон размерного квантования принципиально отличает образец MK513/1 от образца MK527/4. В связи с этим минимумы ρ_{xx} в образце MK527/4 лежат ниже минимумов ρ_{xx} в образце MK513/1 с тем же индексом заполнения, поскольку ρ_{xx} в образце MK513/1 ограничивается снизу проводимостью по дырочным состояниям.

В холловском сопротивлении ρ_{xy} для образца MK513/1 положения плато КЭХ на шкале магнитного поля опредляются электронными уровнями Ландау, тогда как монотонная часть ρ_{xy} существенно зависит от степени заполнения делокализованных дырочных состояний и резко уменьшается (в 3 раза) при повышении температуры от 1.5 до 4 K.

В магнетосопротивлении в сильных полях максимумы ρ_{xx} наблюдаются при пересечении уровня Ферми с уровнями Ландау для глубокой электронной подзоны с обеими проекциями „псевдоспина“, как это видно на рис. 7, b. При этом антипересечения нулевого уровня

Ландау, происходящего из подзоны размерного квантования E_2 (рис. 4), с первым уровнем Ландау интерфейсных дырок H_i приводят к піннингу уровня химического потенциала при $B > 10\,\mathrm{T}$ на нулевом уровне Ландау подзоны E_2. Дополнительные максимумы ρ_{xx} в этой области полей на рис. 5, *c*, отмеченные пунктиром, можно объяснить пересечением уровня химического потенциала уровнями Ландау тяжелых дырок одновременно с электронным уровнем.

Плато КЭХ на зависимости ρ_{xy} от B соответствуют расположению уровня Ферми между уровнями Ландау при заполнении одной размерноквантованной подзоны. При наличии двух подзон для электронов или для электронов и дырок, вносящих разный вклад в фоновую составляющую $\rho_{xy}(B)$, выход уровней Ландау той или иной подзоны (или двух вместе) из-под уровня Ферми будет приводить к изменению концентрации в подзоне и, следовательно, к искажению плато КЭХ в ρ_{xy} (зависимости ρ_{xy} на рис. 5, *a* и 6, *a* в области КЭХ, когда при выходе электронных уровней Ландау наблюдаются минимумы ρ_{xy}). Этот эффект проявляется наиболее заметно в образце МК513/1 (даже при $T = 4.2\,\mathrm{K}$) при одновременном выходе уровней Ландау электронов и дырок из-под уровня химического потенциала. Действительно, если при подходе электронного и дырочного уровней Ландау уровень химического потенциала расположен вблизи такого пересечения, то плотность делокализованных состояний на уровне Ферми увеличивается, приводя к увеличению холловской проводимости σ_{xy} (минимум в ρ_{xy}). В магнетосопротивлении ρ_{xx} такой характер пересечений химического потенциала с уровнями Ландау тяжелых дырок проявляется в виде дополнительных максимумов ρ_{xx} в области 10–14 T, отмеченных пунктирными стрелками на рис. 5, *c*. В более сильных полях ($B \geq 30\,\mathrm{T}$) между наинизшими электронными и дырочными уровнями Ландау образуется энергетическая щель и происходит переход к собственной проводимости полупроводника (при отсутствии примесных состояний), у которого число носителей, занимающих делокализованные состояния на расходящихся уровнях Ландау электронов и дырок, будет экспоненциально уменьшаться с ростом магнитного поля при данной температуре.

4. Заключение

Таким образом, впервые экспериментально установлены особенности спектра носителей в области перекрытия зоны проводимости и валентной зоны в разъединенном гетеропереходе II типа GaInAsSb/InAs на основе твердых растворов, обогащенных GaSb. Обнаружено появление энергетических щелей в результате антипересечений ветвей энергетического спектра с разными проекциями „псевдоспина“ как в нулевом, так и в ненулевых магнитных полях. Предложена простая аналитическая модель гетероперехода II типа, хорошо описывающая экспериментальные данные по квантовому магнетотранспорту в одиночной гетероструктуре GaInAsSb/p–InAs.

Экспериментально продемонстрировано принципиальное различие в квантовых осцилляциях магнетосопротивления и квантовом эффекте Холла при расположении уровня химического потенциала вне и внутри энергетического перекрытия зон на гетерогранице. Показано, что эти отличия обусловлены гибридизацией состояний валентной зоны одного полупроводника и зоны проводимости другого в области перекрытия.

Список литературы

[1] M. Altarelli. Phys. Rev. B **28**, *2*, 842 (1983).
[2] G.A. Sai-Halasz, L. Esaki, W.A. Harrison. Phys. Rev. B **18**, *6*, 2812 (1978).
[3] M. Altarelli, J.C. Maan, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. B **35**, *18*, 9867 (1987).
[4] M.N. Landolt, R. Bornstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. Physics of Group IV Elements and III-V Compounds. Springer, N.Y. (1982). Vol. 17a.
[5] Р.А. Сурис. ФТП **20**, *11*, 2008 (1986).
[6] S. de-Leon, L.D. Shvartsman, B. Laikhtman. Phys. Rev. B **60**, 1861 (1999).
[7] E. Halvorsen, Y. Galperin, K.A. Chao. Phys. Rev. B **61**, 16 743 (2000).
[8] A. Zakharova, S.T. Yen, K.A. Chao. Phys. Rev. B **64**, 235 332 (2001).
[9] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, V.A. Berezovetz, R.V. Parfeniev, N.L. Bazhenov, V.A. Smirnov, Yu.P. Yakovlev. IEE Proc.-Optoelectron. **145**, *5*, 268 (1998).
[10] К.Д. Моисеев, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев, И. Освальд, Э. Гулициус, И. Панграц, Т. Шимечек. ФТП **37**, 1214 (2003).
[11] K.D. Moiseev, V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, V.I. Nizhankovskii, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev. Sur. Sci. **482**, *2*, 1083 (2001).
[12] V.A. Berezovets, M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, R.V. Parfeniev, Yu.P. Yakovlev, V.I. Nizhankovskii. Phys. Stat. Sol. (a) **195**, *1*, 194 (2003).
[13] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, Ю.П. Яковлев. ФТП **34**, *2*, 194 (2000).