

Спиновое расщепление Рашбы и циклотронный резонанс в напряженных гетероструктурах InGaAs/InP с двумерным электронным газом

© К.П. Калинин[¶], С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, А.А. Бирюков*, Н.В. Байдусь*, Б.Н. Звонков*

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

* Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Проведены экспериментальные исследования циклотронного резонанса и магнитотранспорта в напряженных гетероструктурах InP/InGaAs/InP с асимметричными квантовыми ямами при 4.2 К. Продемонстрировано возрастание циклотронной массы на уровне Ферми от $0.047m_0$ до $0.057m_0$ с ростом концентрации двумерных электронов от $5.5 \cdot 10^{11}$ до $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Из фурье-анализа биений осцилляций Шубникова–де-Гааза определены значения спинового расщепления Рашбы на уровне Ферми. Полученные экспериментальные данные сравниваются с теоретическими результатами самосогласованных расчетов энергетического спектра и циклотронных масс 2D электронов, выполненных с использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониана.

1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается значительный интерес к исследованию гетероструктур с двумерным (2D) электронным газом, выращенных на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb, ширина запрещенной зоны в которых составляет несколько сотен мэВ [1–8]. Основной особенностью таких узкозонных гетероструктур по сравнению с аналогичными 2D системами на основе GaAs являются выраженная зависимость массы носителей заряда от энергии в подзонах размерного квантования и большие значения спинового расщепления Рашбы на уровне Ферми в нулевом магнитном поле [9], связанного с асимметричным профилем квантовых ям (КЯ). Данное расщепление электронных состояний вблизи дна зоны проводимости в КЯ линейно по квазиимпульсу и при определенных условиях может проявляться в магнитотранспорте [4,7], а также в спиновом [2] и циклотронном резонансе.

Во внешнем магнитном поле вместо двух спиновых подзон появляются две „лестницы“ уровней Ландау с различающимися циклотронными энергиями. Эта разница в циклотронных энергиях двух спиновых подзон может быть измерена экспериментально. Гетероструктуры на основе InAs и InSb, характеризующиеся сравнительно малой эффективной массой носителей и соответственно большей циклотронной энергией в данном магнитном поле, представляются особенно перспективными для такого эксперимента. Кроме того, непараболичность электронных подзон в таких структурах приводит к новым коллективным эффектам, связанным с электрон-электронным взаимодействием, принципиально не наблюдаемым в 2D системах с параболическим законом дисперсии [10–15]. Поэтому использование растворов GaAs

с узкозонными полупроводниками в гетероструктурах с КЯ позволяет управлять степенью непараболичности электронных подзон путем изменения доли GaAs в растворе и таким образом контролировать многочастичные эффекты в магнитотранспорте [10–12] и спиновом резонансе [13–15], что открывает широкие возможности для спиновой инженерии.

Типичным представителем 2D систем на основе раствора GaAs и узкозонного полупроводника являются гетероструктуры с КЯ InP/InGaAs/InP, которые характеризуются большими значениями g -фактора [16,17] и высокой подвижностью 2D электронов [18], что делает их перспективными не только для создания традиционных быстродействующих электронных приборов, но и различных приборов спинтроники. В гетероструктурах с асимметричным профилем КЯ InP/InGaAs/InP экспериментально наблюдаются эффекты, связанные со спиновым расщеплением Рашбы, такие как слабая антилокализация [18] и биения осцилляций Шубникова–де-Гааза (ШдГ) [18–21] при $T < 1.3 \text{ К}$.

Эффективным методом определения степени непараболичности электронных подзон в гетероструктурах с 2D электронным газом на основе узкозонных полупроводников является измерение спектров циклотронного резонанса (ЦР) [22–28]. Однако предыдущие исследования ЦР, проводимые для КЯ InP/InGaAs/InP, ограничивались лишь образцами с малой концентрацией 2D электронов (менее $7.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) [29–31]. В работах [29,31] исследовались ненапряженные структуры с КЯ различной ширины с содержанием In в растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, равным $x = 0.53$. При уменьшении ширины КЯ InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP от 100 до 1.5 нм было продемонстрировано существенное увеличение циклотронной массы на уровне Ферми. В работе [30] исследования спектров ЦР в образцах InP/In_xGa_{1-x}As/InP

[¶] E-mail: kirill.kalinin@mail.ru

($0.4 < x < 0.8$) выявили выраженную зависимость циклотронной массы на уровне Ферми от доли содержания In в структурах. Однако исследований зависимости циклотронной массы от концентрации 2D электронов в КЯ InP/InGaAs/InP до настоящего времени не проводилось.

Данная работа посвящена исследованиям осцилляций ШдГ и ЦР в асимметрично легированных КЯ InP/InGaAs/InP с массовой долей In в структурах $x = 0.7$ и концентрацией 2D электронов от $5.5 \cdot 10^{11}$ до $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Цель работы — получение экспериментальной зависимости величины спинового расщепления Рашбы и циклотронной массы на уровне Ферми от концентрации 2D электронов в структурах с КЯ InP/In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP. Для интерпретации результатов эксперимента были проведены самосогласованные расчеты циклотронных масс и спинового расщепления Рашбы с использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониана [5–8].

2. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на полуизолирующих подложках InP (001). Буферный и покровный слои InP этих структур толщиной 500 и 250 нм соответственно намеренно не легировались. Для создания 2D электронного газа на расстоянии 10 нм от КЯ создавался сильно легированный кремнием (до $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слой толщиной 10 нм. Мольная доля In в КЯ толщиной 10 нм составляла $x = 0.7$. Концентрация 2D электронов n_s в различных образцах варьировалась от $5.5 \cdot 10^{11}$ до $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Структурная асимметрия профиля КЯ в образцах была обусловлена „встроенным“ электрическим полем области пространственного заряда (ОПЗ) поверхностного потенциального барьера и легирующего слоя в барьере InP, ближайшем к поверхности.

Для характеристики 2D электронного газа проводились измерения эффекта Холла и осцилляций ШдГ при $T = 4.2 \text{ К}$ на образцах прямоугольной формы в геометрии Ван-дер-Пау. Образцы размещались в криомагнитной вставке, помещаемой в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Полученные значения подвижности и концентрации 2D электронного газа представлены в таблице. Отметим, что исследуемые образцы характеризовались сравнительно высокой подвижностью

Параметры исследуемых образцов при $T = 4.2 \text{ К}$

Образец	$m_c/m_0, 10^{-3}$	$n_s, 10^{-11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
7134	47.0	5.5	8.5
7034	48.0	7.0	8.8
7131	48.9	8.0	9.4
A412	48.9	9.5	7.5
A417	51.3	11.2	15.0
A417R	52.0	13.0	15.0
A414R	54.0	17.0	7.8
A415	56.8	21.0	8.7

электронов: $\mu \approx 5000-10000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К и $75000-150000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при гелиевой температуре (см. таблицу). В качестве источников излучения для исследования ЦР использовались две лампы обратной волны (ЛОВ-32 и ЛОВ-74), перекрывающие диапазон частот 160–700 ГГц. Измерения проводились при постоянной частоте излучения ЛОВ и развертке магнитного поля, ориентированного перпендикулярно поверхности образцов и параллельно направлению распространения излучения ЛОВ. Излучение модулировалось с помощью механического прерывателя (частота $f \approx 200 \text{ Гц}$). Прошедшее через структуру излучение детектировалось приемником n -InSb. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода синхродетектора оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и записывался как функция магнитного поля. Для некоторых образцов одновременно с записью спектров ЦР, детектируемых приемником n -InSb, проводились измерения субмиллиметровой фотопроводимости.

3. Теория

В гетероструктурах с КЯ на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb, и их растворов для корректного учета непараболичности, упругой деформации, связанной с различием постоянных решеток материалов в плоскости КЯ, и спин-орбитального взаимодействия электронные состояния необходимо описывать 8-зонным $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтонианом [32–34]. В данном гамильтониане $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ взаимодействие зоны проводимости (Γ_6) с валентными зонами легких и тяжелых дырок (Γ_8), а также с зоной спин-отщепленных дырок (Γ_7) рассматривается точно, а взаимодействие с остальными зонами учитывается по теории возмущений. Отметим, что при описании узкозонных гетероструктур n -типа взаимодействием с другими более удаленными зонами можно пренебречь [15,34].

В базисе блоховских функций Γ -точки зоны Бриллюэна, представленном в работах [10,33], в пренебрежении слагаемыми, появляющимися из-за отсутствия центра инверсии в элементарной ячейке объемных материалов [35] и наличия интерфейсов с низкой симметрией [36], 8-зонный $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониан имеет вид

$$H_{8 \times 8}^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} = H_k + H_\varepsilon, \quad (1)$$

где в H_k включены слагаемые, зависящие от волнового вектора \mathbf{k} , и слагаемые, описывающие спин-орбитальное взаимодействие H_ε , учитывает влияние упругих деформаций на энергетический спектр 2D электронов. Считая, что ось z , направленная по нормали к плоскости гетероструктуры, соответствует кристаллографическому направлению (001), а оси x и y — направлениям (100) и (010) соответственно, H_k может быть представлен в следующем виде:

$$H_k = \begin{pmatrix} H_{CC} & H_{CH} \\ H_{CH}^+ & H_{HH} \end{pmatrix}$$

где

$$H_{CC} = \begin{pmatrix} E_c & 0 \\ 0 & E_c \end{pmatrix},$$

$$H_{HH} = \begin{pmatrix} E_v & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_v & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_v & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_v & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & E_v - \Delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_v - \Delta \end{pmatrix},$$

$$H_{CH} = \begin{pmatrix} -\frac{Pk_+}{\sqrt{2}} & \frac{\{Pk_z\}}{\sqrt{6}} & \frac{Pk_-}{\sqrt{6}} & 0 & -\frac{\{Pk_z\}}{2\sqrt{3}} & -\frac{Pk_-}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\frac{Pk_+}{\sqrt{6}} & \frac{\{Pk_z\}}{\sqrt{6}} & \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} & -\frac{Pk_+}{\sqrt{3}} & \frac{\{Pk_z\}}{2\sqrt{3}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\{AB\} = AB + BA$ — антикоммутатор для операторов A и B ; $E_c(z)$, $E_v(z)$, $\Delta(z)$ — положение дна зоны проводимости, потолка валентной зоны и величина спин-орбитального расщепления в отсутствие напряжения; $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$; $k_z = -i\partial/\partial z$; P — межзонный матричный элемент импульса, определяемый через эффективную массу m_c на дне зоны проводимости и ширину запрещенной зоны E_g :

$$P^2 = \frac{3\hbar^2 E_g(E_g + \Delta)}{2m_c(3E_g + 2\Delta)}. \quad (3)$$

Оператор H_ϵ , описывающий упругие напряжения в гетероструктуре, выражается следующим образом [5]:

$$H_\epsilon = \begin{pmatrix} H_{\epsilon 0} & 0 \\ 0 & H_{\epsilon 0} \end{pmatrix},$$

где

$$H_{\epsilon 0} = \begin{pmatrix} a_c \epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{xx} & n\epsilon_{xy} & n\epsilon_{xz} \\ 0 & n\epsilon_{yx} & h_{yy} & n\epsilon_{yz} \\ 0 & n\epsilon_{zx} & n\epsilon_{zy} & h_{zz} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В работе (4) матричные элементы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} h_{xx} &= l\epsilon_{xx} + m(\epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}), \\ h_{yy} &= l\epsilon_{yy} + m(\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}), \\ h_{zz} &= l\epsilon_{zz} + m(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}), \\ \epsilon &= \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}. \end{aligned} \quad (5)$$

Параметры l , m и n выражаются через параметры деформационного потенциала для валентной зоны [37]

$$\begin{aligned} l &= a_v + 2b, \\ m &= a_v - b, \\ n &= \sqrt{3}d. \end{aligned} \quad (6)$$

Влияние спин-орбитального взаимодействия на деформационный потенциал полагается малым [37].

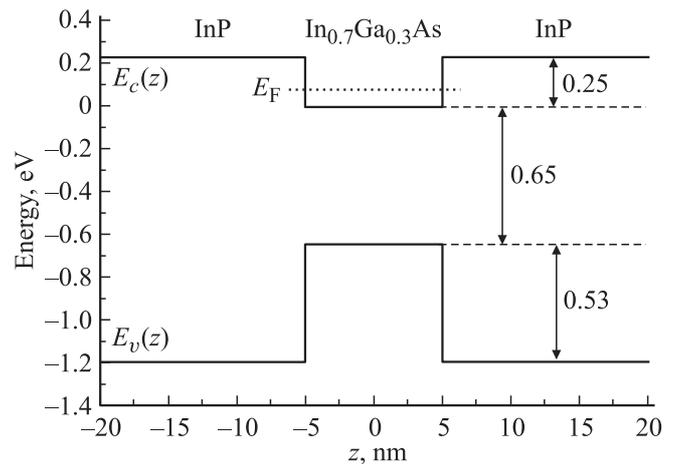


Рис. 1. Зонная схема гетероструктуры InP/In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP с шириной КЯ 10 нм. Точечной линией отмечено положение уровня Ферми. Стрелками показаны энергии в эВ.

Поскольку рассматриваемая гетероструктура InP/InGaAs/InP выращивалась на плоскости [001], тензор деформации имеет только три отличные от нуля компоненты: $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$. Из условия отсутствия внешнего напряжения вдоль направления (001) можно найти связь между ϵ_{xx} и ϵ_{zz} :

$$\begin{aligned} \epsilon_{zz} &= -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \epsilon_{xx}, \\ \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= \frac{a_0 - a}{a}, \end{aligned} \quad (7)$$

где C_{ij} — упругие модули, a и a_0 — постоянные решеток слоя InGaAs и ненапряженных барьеров InP.

Для корректного нахождения профиля КЯ InGaAs необходимо учитывать не только электрическое поле доноров $V_{\text{donors}}(z)$ в легирующем слое и в барьерах InP, но и локальную часть электрон-электронного взаимодействия ϕ_{e-e} [6]. Такой подход эквивалентен самосогласованному решению системы уравнений Шредингера и Пуассона (приближение Хартри):

$$\begin{aligned} H_{1e} \Psi_{n,\mathbf{k}} &= E_n(k) \Psi_{n,\mathbf{k}}, \\ H_{(1e)} &= H_{8 \times 8}^{\text{k-p}} + V_{\text{donors}}(z) - e\phi_{e-e}(z), \\ \nabla(\epsilon \nabla \phi_{e-e}) &= 4\pi e \sum_{n'} \int_{k < k'_F} \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \Psi_{n',\mathbf{k}}^+ \Psi_{n',\mathbf{k}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\epsilon(z)$ — диэлектрическая проницаемость в каждом слое гетероструктуры, $\Psi_{n,\mathbf{k}}$ — 8-компонентная огибающая волновая функция; $E_n(k)$ — соответствующее значение энергии электронного состояния, характеризующегося номером подзоны n и волновым вектором $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ в плоскости гетероструктуры. Знак „+“ в (8) означает эрмитово сопряжение. Слагаемое ϕ_{e-e} в (8) отражает тот факт, что выделенный электрон

подвержен влиянию электрических полей всех других электронов, рассматривающихся как непрерывное распределение отрицательного заряда с плотностью, определяемой одноэлектронными волновыми функциями заполненных состояний. Поэтому в уравнении Пуассона системы (8) присутствует суммирование по всем заполненным подзонам размерного квантования и по волновому вектору в каждой заполненной подзоне.

Потенциал электрического поля доноров $V_{\text{donors}}(z)$ в легирующем слое и в барьерах InP находился из решения следующего уравнения:

$$\varepsilon \frac{\partial V_{\text{donors}}}{\partial z} = 2\pi e^2(n_L - n_R) \quad (9)$$

с условиями

$$V_{\text{donors}}(-d/2 - 0) = V_{\text{donors}}(-d/2 + 0) = 0,$$

$$V_{\text{donors}}(d/2 - 0) = V_{\text{donors}}(d/2 + 0),$$

где n_R и n_L — суммарные 2D концентрации доноров справа и слева от КЯ. Отметим, что в соответствии с принципом электронейтральности 2D системы $n_R + n_L = n_s$, где n_s — концентрация 2D электронного газа. Поскольку в настоящей работе исследуются односторонне легированные образцы с довольно высокой для этих структур концентрацией 2D электронов, в дальнейшем мы будем ограничиваться рассмотрением предельного случая, соответствующего максимальной асимметрии профиля КЯ, т.е. $n_L = n_s$.

Для нахождения энергетического спектра и волновых функций 2D электронов с помощью метода последовательных приближений (метод итераций) решалась система нелинейных уравнений (8), (9). Для диагонализации гамильтониана $H_{(1e)}$ волновые функции искались в виде разложения в базисе плоских волн. В качестве огибающих волновых функций нулевого приближения выбирались волновые функции в прямоугольной КЯ. Схема зонной диаграммы исследуемых гетероструктур представлена на рис. 1. Для решения уравнения Пуассона на m -й итерации использовались волновые функции, найденные на $(m-1)$ -й итерации. Значения параметров материалов, необходимых для расчета энергетического спектра в гетероструктурах с КЯ InP/InGaAs/InP, представлены в [38].

4. Результаты и обсуждение

Параметры исследованных образцов представлены в таблице в порядке возрастания концентрации 2D электронного газа, определяемой из анализа осцилляций ШдГ. На рис. 2 приведены результаты измерений осцилляций ШдГ при $T = 4.2$ К в образцах A417 и A417R с наиболее высокими значениями подвижности (см. таблицу). Выраженные биения осцилляций (стрелками отмечены положения узлов) свидетельствуют о наличии спинового расщепления Рашбы на уровне Ферми в нулевом магнитном поле. Анализ биений осцилляций ШдГ

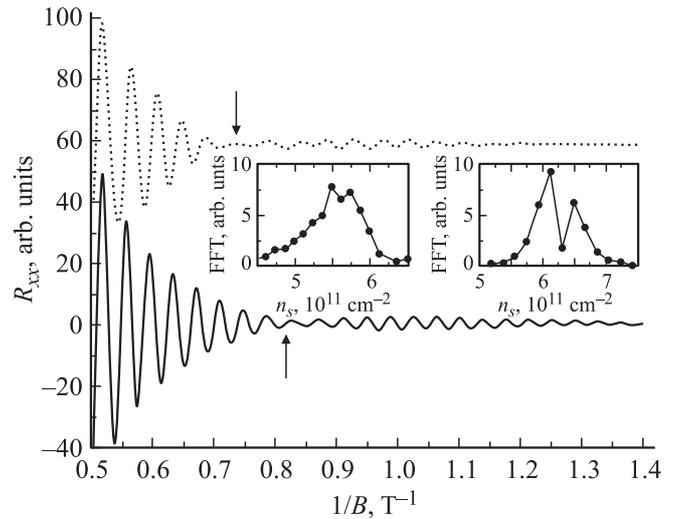


Рис. 2. Осцилляции Шубникова–де-Газа в обратном магнитном поле в образцах A417 (точечная кривая) и A417R (сплошная кривая) при температуре $T = 4.2$ К. На левой и правой вставках представлены результаты фурье-анализа осцилляций ШдГ в образцах A417 и A417R соответственно.

выявил два пика фурье-образа (см. вставки на рис. 2), положения которых соответствуют различным значениям концентрации 2D электронов в спиновых подзонах. В образцах с меньшими значениями подвижности биения осцилляций ШдГ отсутствуют, что свидетельствует о сильном перекрытии плотностей состояний уровней Ландау, относящихся к разным спиновым подзонам. Слабое различие амплитуды пиков фурье-образа осцилляций свидетельствует об отсутствии механизма „замывания“ биений осцилляций ШдГ, связанного с различным уширением уровней Ландау в разных спиновых подзонах, характерного для асимметричных КЯ на основе InSb [4] и InAs [7].

На рис. 3 представлены результаты самосогласованных расчетов спинового расщепления Рашбы на уровне Ферми в нижней подзоне размерного квантования в асимметричной КЯ InP/In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP шириной 10 нм. Открытые символы соответствуют экспериментальным значениям спинового расщепления Рашбы в образцах A417 и A417R; определенным из разности значений концентраций 2D электронов в спиновых подзонах [21]. Видно, что экспериментальные значения расщепления Рашбы в образцах A417 и A417R находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными для случая максимального асимметричного профиля КЯ. Наблюдаемое совпадение свидетельствует о том, что основными „поставщиками“ 2D электронов в наших образцах являются именно доноры в легирующем кремниевом слое.

Помимо настоящей работы биения осцилляций ШдГ в КЯ InP/InGaAs/InP с различным содержанием In в растворе наблюдались также в работах [20,21,39], в которых проводились исследования осцилляций ШдГ

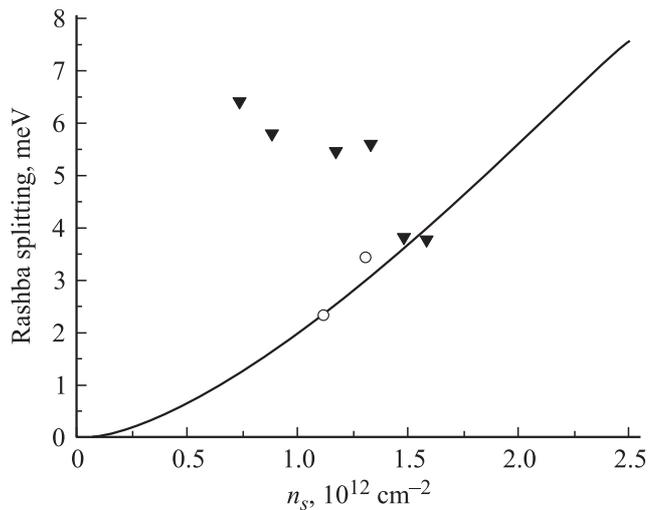


Рис. 3. Спиновое расщепление Рашбы на уровне Ферми от концентрации 2D электронов в асимметричной КЯ $\text{InP}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$ шириной 10 нм. Открытые символы соответствуют экспериментальным значениям спинового расщепления Рашбы в образцах A417 и A417R; сплошные символы — экспериментальные результаты, полученные в работе [21].

при различных напряжениях на затворе. Отметим, что при нулевом напряжении на затворе биений осцилляций ШдГ во всех исследованных гетероструктурах не наблюдалось [20,21,39]. По нашему мнению, это может быть связано с тем, что структурная асимметрия профиля КЯ в значительной мере связана с состоянием поверхности покрывающего слоя InP, которое может неконтролируемым образом изменяться при нанесении затвора. На рис. 3, помимо наших экспериментальных данных, сплошными треугольными символами представлены результаты экспериментальных исследований расщепления Рашбы при различных значениях напряжения на затворе и концентрации 2D электронов в структурах с 10 нм КЯ $\text{InP}/\text{In}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{As}/\text{InP}$, выполненных в работе [21]. Видно, что экспериментальные значения расщепления Рашбы при $n_s < 1.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, что соответствует напряжению на затворе от -6 до -2 В, находятся в выраженном противоречии как с нашими теоретическими расчетами, так и с экспериментальными значениями в образцах A417 и A417R. Данное противоречие связано с тем, что при увеличении напряжения на затворе происходит не только изменение концентрации 2D электронов, но и возникает дополнительное внешнее электрическое поле, не учтенное в наших расчетах (и отсутствующее в образцах A417 и A417R без затвора), что в свою очередь приводит к дополнительному увеличению спинового расщепления Рашбы.

Во Введении упоминалось, что различие циклотронных масс в двух спиновых подзонах может быть измерено экспериментально (см., например, [25]). На рис. 4 представлены типичные спектры поглощения в перпендикулярном магнитном поле для гетероструктур с КЯ

$\text{InP}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$, измеренные при различных значениях частоты ЛОВ. В спектрах наблюдается одна линия, соответствующая ЦР 2D электронов. По положению линии в спектрах поглощения определялась циклотронная масса m_c 2D электронов на уровне Ферми. Экспериментальные значения m_c представлены в таблице. Отметим, что наблюдаемое возрастание циклотронной массы на уровне Ферми с ростом концентрации является типичным для 2D систем на основе узкозонных полупроводников [23–25]. Как видно из рис. 4, ширина линии ЦР не позволяет наблюдать проявление спинового расщепления Рашбы в ЦР в спектрах поглощения даже в образцах с высокими значениями подвижности (A417 и A417R).

На рис. 5 представлены типичные спектры субмиллиметровой фотопроводимости в образцах 7131, A417

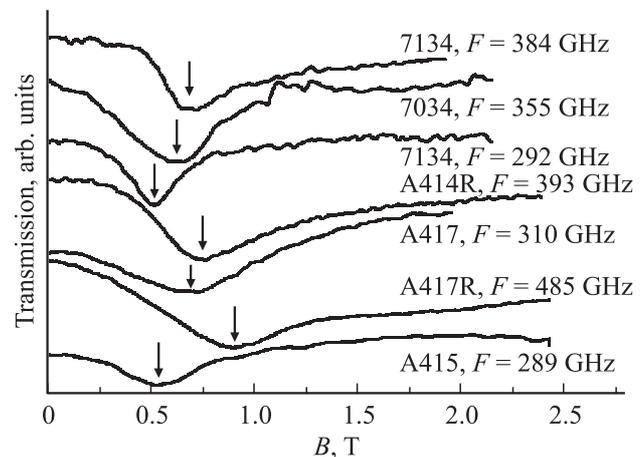


Рис. 4. Типичные спектры ЦР в гетероструктурах с КЯ $\text{InP}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$ при различных значениях частоты ЛОВ. Указаны номера образцов и частота ЛОВ. Стрелками отмечено положение центра линии ЦР в спектрах поглощения.

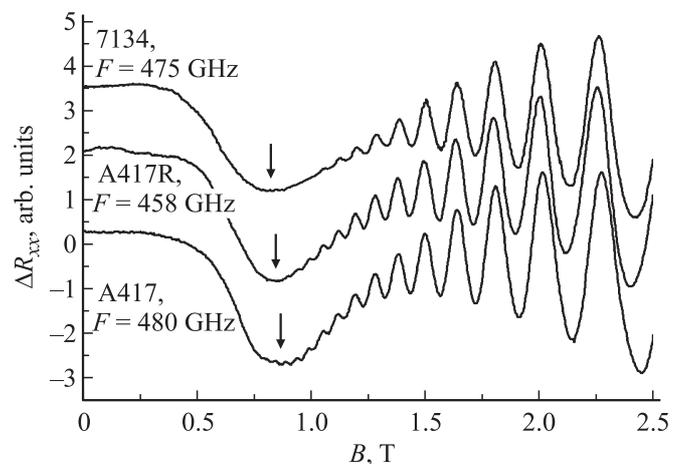


Рис. 5. Спектры субмиллиметровой фотопроводимости в образцах 7131, A417 и A417R. Указаны номера образцов и частота ЛОВ. Стрелками отмечено положение центра линии ЦР в спектрах фотопроводимости.

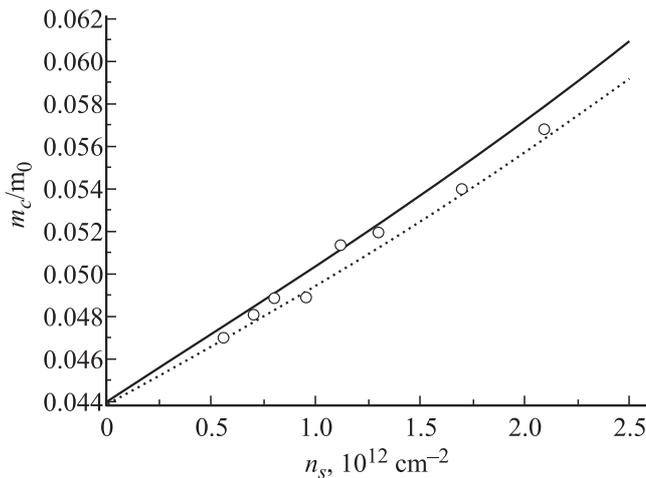


Рис. 6. Зависимость циклотронной массы на уровне Ферми от концентрации 2D электронов в нижней спин-расщепленной подзоне размерного квантования в асимметричной КЯ $\text{InP}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$ шириной 10 нм. Экспериментальные значения циклотронных масс представлены открытыми символами.

и A417R. Стрелками отмечены положения линий ЦР. В спектрах фотопроводимости во всех образцах наблюдаются выраженные особенности, связанные с разогревом 2D электронного газа субмиллиметровым излучением ЛОВ [40,41]. Видно, что расщепления линии ЦР, связанного со спиновым расщеплением Рашбы, в спектрах фотопроводимости не наблюдается.

Для интерпретации экспериментальных результатов проведены самосогласованные расчеты циклотронных масс в спиновых подзонах при различных значениях концентрации 2D электронного газа. Циклотронные массы находились из полученных теоретических зависимостей $E_n(k)$ по формуле

$$m_c = \hbar^2 k_F \left(\frac{dE_n}{dk} \right)^{-1} \Big|_{k=k_F}, \quad (10)$$

где $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$.

На рис. 6 представлены результаты теоретических расчетов циклотронной массы от концентрации 2D электронов в гетероструктурах $\text{InP}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$ с асимметричной КЯ шириной 10 нм. Точечная и сплошная кривая соответствуют циклотронной массе в верхней и нижней спиновой подзоне соответственно. Экспериментальные значения масс 2D электронов изображены открытыми символами. Как видно из рис. 6, наблюдается хорошее согласие результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных, полученных из анализа положения линии ЦР в спектрах поглощения и фотопроводимости. Наблюдаемое совпадение также подтверждает сделанный выше вывод о том, что основными „поставщиками“ 2D электронов в наших образцах являются доноры в легирующем кремниевом слое.

5. Заключение

В настоящей работе с использованием ЛОВ исследованы спектры поглощения и субмиллиметровой фотопроводимости в напряженных гетероструктурах $\text{InP}/\text{InGaAs}/\text{InP}$ в перпендикулярном магнитном поле. По положению линии ЦР в спектрах и из анализа биений осцилляций ШдГ были определены значения циклотронных масс и спинового расщепления Рашбы на уровне Ферми. Продемонстрировано возрастание циклотронной массы от 0.047 до 0.057 m_0 в зависимости от концентрации 2D электронов от $5.5 \cdot 10^{11}$ до $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Полученные экспериментальные значения циклотронных масс и спинового расщепления Рашбы находятся в хорошем согласии с теоретическими результатами самосогласованных расчетов, выполненных с использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтониана.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-00940, 13-02-00894) и гранта президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ НШ-4756.2012.2. К.П. Калинин благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [2] G.A. Khodaparast, R.C. Meyer, X.H. Zhang, T. Kasturirachchi, R.E. Doezema, S.J. Chung, N. Goel, M.B. Santos, Y.J. Wang. *Physica E*, **20**, 386 (2004).
- [3] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спири́н. *ФТП*, **42**, 846 (2008). [V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, Yu.G. Sadofyev, K.E. Spirin. *Semiconductors*, **42**, 828 (2008) — English version].
- [4] A.M. Gilbertson, W.R. Branford, M. Fearn, L. Buckle, P.D. Buckle, T. Ashley, L.F. Cohen. *Phys. Rev. B*, **79**, 235 333 (2009).
- [5] В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спири́н. *ФТП*, **44**, 642 (2010). [V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, Yu.G. Sadofyev, K.E. Spirin. *Semiconductors*, **44**, 616 (2010) — English version].
- [6] В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко, М. Goiran. *ФТП*, **45**, 111 (2011). [V.I. Gavrilenko, S.S. Krishtopenko, M. Goiran. *Semiconductors*, **45**, 110 (2011) — English version].
- [7] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran. *ФТП*, **46**, 1186 (2012). [S.S. Krishtopenko, K.P. Kalinin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran. *Semiconductors*, **46**, 1163 (2012) — English version].
- [8] К.Е. Спири́н, К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев. *ФТП*, **46**, 1424 (2012). [K.E. Spirin, K.P. Kalinin, S.S. Krishtopenko, K.V. Maremyanin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev. *Semiconductors*, **46**, 1396 (2012) — English version].

- [9] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ **39**, 66 (1984). [Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba. JETP Lett., **39**, 78 (1984) — English version].
- [10] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 385 601 (2011).
- [11] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. Sol. St. Phenomena, **190**, 554 (2012).
- [12] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 135 601 (2012).
- [13] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 252 201 (2012).
- [14] S.S. Krishtopenko. J. Phys.: Condens. Matter, **25**, 105 601 (2013).
- [15] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. Phys. Rev. B, **87**, 155 113 (2013).
- [16] I.G. Savel'ev, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, A.Y. Shik, G. Remenyi, Gy. Kovács, B. Pödör, G. Gombos. J. Phys.: Condens. Matter, **8**, 9025 (1996).
- [17] B. Kowalski, P. Omling, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, V. Härle, F. Scholz, P. Sobkowicz. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1416 (1996).
- [18] S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, N. Ahmed, P.J. Poole, A. Sachrajda. Phys. Rev. B, **68**, 035 317 (2003).
- [19] Th. Schäpers, V.A. Guzenko, A. Bringer, M. Akabori, M. Hagedorn, H. Hardtdegen. Semicond. Sci. Technol., **24**, 064 001 (2009).
- [20] Y.M. Zhou, G. Yu, L.M. Wei, K.H. Gao, W.Z. Zhou, T.A. Lin, L.Y. Shang, S.L. Guo, J.H. Chu, N. Dai, D.G. Austing. J. Appl. Phys., **107**, 053 708 (2010).
- [21] G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, H. Lüth. Phys. Rev. B, **55**, 1958 (1997).
- [22] M.J. Yang, R.J. Wagner, B.V. Shanabrook, J.R. Waterman, W.J. Moore. Phys. Rev. B, **47**, 6807 (1993).
- [23] M.J. Yang, P.J. Lin-Chung, B.V. Shanabrook, J.R. Waterman, R.J. Wagner, W.J. Moore. Phys. Rev. B, **47**, 1691 (1993).
- [24] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, Ю.Г. Садофьев, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. ФТП, **39**, 71 (2005). [V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, Yu.G. Sadofyev, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. Semiconductors, **39**, 62 (2005) — English version].
- [25] Ю.Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. ФТП, **44**, 1559 (2010). [Yu.B. Vasilyev, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. Semiconductors, **44**, 1511 (2010) — English version].
- [26] F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugar, J. Konemann, P.D. Buckle, G. Nachtwei. Phys. Rev. B, **81**, 155 304 (2010).
- [27] A. Ikonnikov, S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, Yu. Sadofyev, Yu. Vasilyev, M. Orlita, W. Knap. J. Low Temp. Phys., **159**, 197 (2010).
- [28] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, M. Sadowsky, Yu.B. Vasilyev. J. Appl. Phys., **111**, 093 711 (2012).
- [29] C. Wetzel, A.L. Efros, A. Moll, B.K. Meyer, P. Omling, P. Sobkowicz. Phys. Rev. B, **45**, 14 052 (1992).
- [30] B.K. Meyer, M. Drechsler, C. Wetzel, H. Linke, P. Omling, V. Härle, F. Scholz. Appl. Phys. Lett., **63**, 657 (1993).
- [31] C. Wetzel, R. Winkler, M. Drechsler, B.K. Meyer, U. Rossler, J. Scriba, J.P. Kotthaus, V. Härle, F. Scholz. Phys. Rev. B, **53**, 1038 (1996).
- [32] B.A. Foreman. Phys. Rev. B, **56**, 12 748 (1997).
- [33] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **72**, 035 321 (2005).
- [34] R. Winkler. Surf. Sci., **361/362**, 411 (1996).
- [35] E.O. Kane. *Proc. of Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications* (Nimes, 1979), ed. by W. Zawadzki (Springer-Verlag, N.Y., 1980).
- [36] I. Semenikhin, A. Zakharova, K.A. Chao. Phys. Rev. B, **77**, 113 307 (2008).
- [37] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972). [G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (Wiley, N.Y., 1974) — English version].
- [38] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).
- [39] L.Y. Shang, G.L. Yu, T. Lin, W.Z. Zhou, S.L. Gou, N. Dai, J.H. Chu. Chinese Phys. Lett., **25**, 2194 (2008).
- [40] B.A. Andreev, I.V. Erofeeva, V.I. Gavrilenko, A.L. Korotkov, A.N. Yablonskiy, O. Astafiev, Y. Kawano, S. Komiyama. Semicond. Sci. Technol., **16**, 300 (2001).
- [41] K.E. Spirin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, Y. Kawaguchi, S. Komiyama. Semicond. Sci. Technol., **23**, 095 014 (2008).

Редактор Т.А. Полянская

Rashba spin splitting and cyclotron resonance in strained InGaAs/InP quantum well heterostructures

K.P. Kalinin, S.S. Krishtopenko, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, A.A. Biryukov*, N.V. Baidus*, B.N. Zvonkov*

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
* Physical-Technical Research Institute
of Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We report an experimental study cyclotron resonance and magnetotransport in strained InGaAs/InP heterostructures with asymmetric quantum wells at 4.2 K. An increase in the cyclotron mass at the Fermi level from $0.047m_0$ to $0.057m_0$ in the range of two-dimensional electron concentration from $5.5 \cdot 10^{11}$ to $2.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ has been demonstrated. By Fourier-analyzing the beatings of Shubnikov-de-Haas oscillations, we have extracted the values of Rashba spin splitting at the Fermi level. The experimental data are compared with the theoretical results obtained from the self-consistent calculations of energy spectrum and cyclotron masses based on the 8-band $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Hamiltonian.