

## Биения осцилляций Шубникова – де Гааза в двумерной дырочной системе в квантовой яме InGaAs

С. И. Дорожкин<sup>1)</sup>, М. О. Скворцова, А. В. Кудрин<sup>+</sup>, Б. Н. Звонков<sup>+</sup>, Ю. А. Данилов<sup>+</sup>, О. В. Вихрова<sup>+</sup>

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>+</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета  
603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 2010 г.

На образце гетероструктуры InGaAs/GaAs с двумерным дырочным каналом выполнены измерения магнетосопротивления в квантующих магнитных полях. Обнаружены биения осцилляций Шубникова – де Гааза, свидетельствующие о снятии спинового вырождения в исследованной системе за счет спин-орбитального взаимодействия. Наблюдена независимость картины осцилляций от компоненты магнитного поля, параллельной двумерной системе, что характерно для подзон размерного квантования тяжелых дырок.

В системах без центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию спинового вырождения уже в нулевом магнитном поле и открывает возможности влияния на спиновое состояние системы через воздействие на орбитальное движение образующих ее носителей заряда. В трехмерных системах снятие спинового вырождения происходит только в отсутствие центра инверсии в кристаллической структуре (механизм Оверхаузера), а соответствующее спиновое расщепление пропорционально кубу волнового вектора. В двумерных системах носителей заряда необходимая для снятия спинового вырождения асимметрия может быть результатом асимметрии потенциальной ямы, в которой формируется двумерная система. В этом случае спин-орбитальное взаимодействие в простой зоне объемного материала приводит к появлению спинового расщепления, линейного по волновому вектору [1]. Этот механизм спинового расщепления носит название механизма Рашба по имени одного из двух авторов работы [1], в которой он был рассмотрен. Для двумерных систем на основе centrosymmetричных объемных материалов этот механизм является единственным источником спинового расщепления в нулевом магнитном поле. В двумерной системе, образованной в материале со снятым спиновым вырождением в объеме, спиновое расщепление сохраняется, становясь, в отличие от трехмерного случая, линейным по волновому вектору. Интерференция двух описанных механизмов снятия спинового вырождения может приводить к целому ряду нетривиальных эффектов (см., например, работу [2], посвященную экспериментальному

разделению вкладов этих двух механизмов, и ссылки в ней).

Как было показано в работе [3], экспериментальная часть которой была выполнена на дырочных каналах полевых транзисторов на поверхности (110) Si, небольшое по сравнению с энергией Ферми спин-орбитальное расщепление приводит к биению осцилляций Шубникова – де Гааза. Наблюдение биений, таким образом, является свидетельством существования спинового расщепления в нулевом магнитном поле и дает принципиальную возможность его измерения (такая процедура подробно описана в работе [4] применительно к двумерным электронным системам со спектром Бычкова – Рашба). К настоящему времени биения осцилляций Шубникова – де Гааза наблюдались в целом ряде двумерных систем (в дополнение к уже упомянутым дырочным каналам кремниевых полевых транзисторов в качестве примера сошлемся на работы, выполненные на электронах в гетероструктурах InAs/GaSb [5, 6], InGaAs/InAlAs [7, 8], InAs/AlSb [9], InGaAs/InP [10, 11], AlGaIn/GaN [12] и на дырках в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, выращенной на подложке (311) GaAs [13]). В настоящей работе мы сообщаем о первом наблюдении биений в двумерной дырочной системе, возникающей в квантовой яме InGaAs гетероструктур InGaAs/GaAs.

Гетероструктура InGaAs/GaAs, в которой возникла двумерная дырочная система, была изготовлена методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре  $T = 550^\circ\text{C}$  (более детально изготовление структур описано в работе [14]). Схематическое изображение исследованной структуры приведено на рис.1. Структура выращена на подложке из GaAs с ориентацией поверхности (100). Буферный слой из GaAs

<sup>1)</sup> e-mail: dorozh@issp.ac.ru

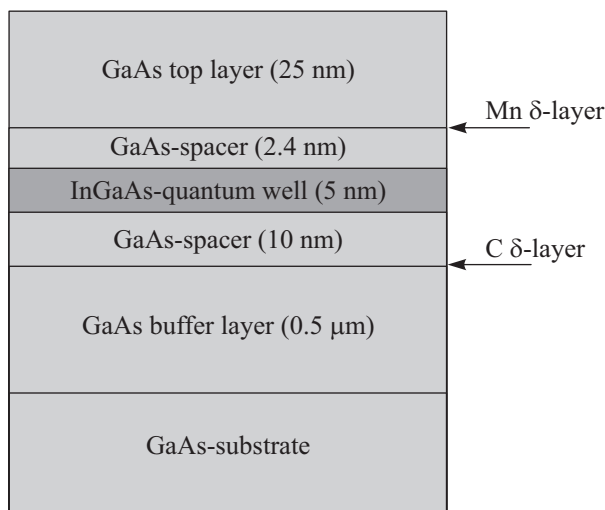


Рис.1. Схема слоев, образующих исследованную гетероструктуру

толщиной 500 нм, содержит дельта-слой углерода, поставляющий дырки в квантовую яму  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.27$ ). Дельта-слой углерода отделен от ямы спейсером толщиной 10 нм. Двумерная дырочная система возникает в тонком (5 нм) слое InGaAs. Дополнительно в структуру вводился дельта-слой марганца (толщиной 0.24 монослоя), находившийся на расстоянии 2.4 нм над квантовой ямой. На поверхность гетероструктуры методом лазерного распыления был нанесен слой GaAs. В исследованной структуре толщина этого слоя составляла 25 нм. В квантовых ямах InGaAs таких структур реализуется двумерная дырочная система, что было экспериментально установлено в работах [15, 16]. В исследованном нами образце поверхностная плотность дырок, определенная из периода осцилляций Шубникова – де Гааза и холловского сопротивления, составляла  $p_s = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Измерения магнетосопротивления были выполнены в сверхпроводящем соленоиде, создающем магнитное поле до 12 Тл. Образец монтировался в криостате с откачкой паров  $^3\text{He}$  на площадке, которая могла поворачиваться, будучи размещенной в центре соленоида. В результате магнетосопротивление могло измеряться в широком интервале температур от 70 до 0.5 К при различных углах  $\theta$  между нормалью к двумерной дырочной системе и направлением магнитного поля. Измерения были выполнены на переменном токе амплитудой 1 мкА и частотой 9.5 Гц. Было проверено, что такая величина тока соответствует линейному по току режиму измерений и, в частности, не приводит к эффектам нагрева дырочной системы во всем исследованном диапазоне температур.

На рис.2а показана зависимость сопротивления образца от магнитного поля, перпендикулярного

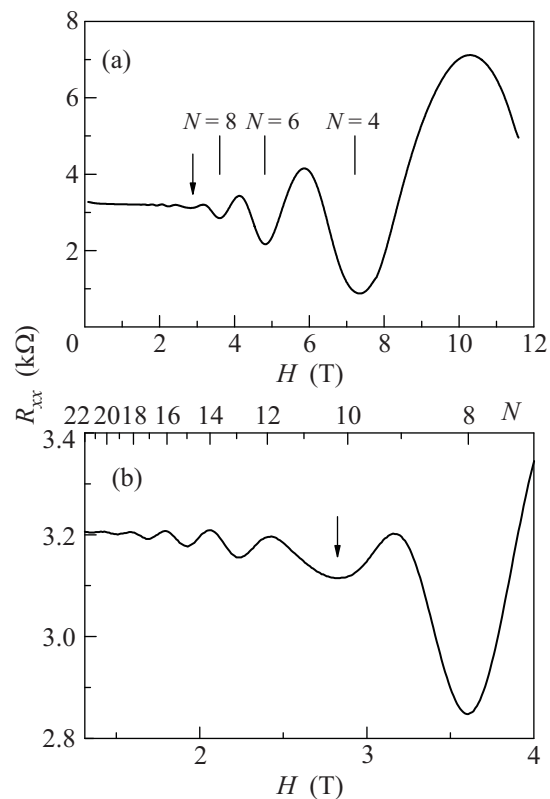


Рис.2. (а) Сопротивление образца  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $H$ , перпендикулярного плоскости двумерной системы. Вертикальными линиями показаны положения ряда четных факторов заполнения ( $N = 4, 6, 8$ ), значения которых приведены около линий. Вертикальной стрелкой отмечено примерное положение узла биения. (б) Участок кривой около узла показан в увеличенном масштабе. На верхней оси этого рисунка приведены значения факторов заполнения  $N$

плоскости двумерной системы, измеренная при температуре 0.5 К. В сильных магнитных полях (справа от стрелки) хорошо видны осцилляции Шубникова – де Гааза, минимумы которых находятся вблизи целых четных значений факторов заполнения  $N$  зеemanовских подуровней уровней Ландау. Фактически положения минимумов этих осцилляций служили для определения номеров  $N$  и поверхностной плотности дырок  $p_s$  в соответствии с формулой  $p_s = NN_0 = NeH_n^{(N)}/hc$ . Здесь  $N_0 = eH_n/hc$  – вырожденность одного зеemanовского подуровня (на единицу площади) в магнитном поле  $H$ , имеющем перпендикулярную двумерной системе компоненту  $H_n$ . Применение такой процедуры, вообще говоря, позволяет пронумеровать минимумы с точностью до

целочисленного множителя, определяемого степенью разрешения подуровней в конкретном материале и эксперименте. Приведенный на рисунке выбор значений  $N$  был основан на измерениях холловского сопротивления. На рис.2а в слабых магнитных полях слева от стрелки существует еще одна группа осцилляций. Она отделена от осцилляций, наблюдаемых справа от стрелки, довольно широким интервалом полей. Экспериментальные данные для области магнитных полей около стрелки показаны на рис.2б в увеличенном масштабе. На верхней шкале этого рисунка приведены значения факторов заполнения. Нетрудно видеть, что отмеченная стрелкой особенность в картине осцилляций соответствует изменению четности в номерах факторов заполнения, соответствующих минимумам. Слева от стрелки минимумы наблюдаются при нечетных значениях  $N \geq 13$ , а справа – при четных  $N \leq 8$ . Такое изменение четности соответствует изменению на  $\pi$  фазы осцилляций, то есть их биению. Факт изменения четности факторов заполнения в минимумах осцилляций дополнительно продемонстрирован на рис.3, где приведены данные для всего исследованного

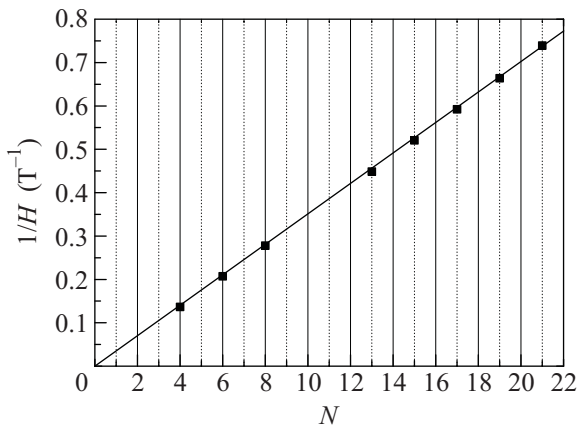


Рис.3. Результаты нумерации положений минимумов осцилляций Шубникова – де Гааза в обратном магнитном поле, обеспечивающие линейную зависимость  $1/H_N(N)$ , проходящую через начало координат. Сплошными (точечными) вертикальными линиями помечены четные (нечетные) значения  $N$

диапазона магнитных полей. Изменение четности номеров минимумов происходит около  $N = 10$ .

На первый взгляд, может показаться, что изменение фазы осцилляций Шубникова – де Гааза на  $\pi$  и должно происходить вблизи значения магнитного поля, при котором сравниваются диагональная и недиагональная компоненты тензоров магнетопроводимости ( $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ ) и магнетосопротивления ( $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$ ).

В рамках теории Друде в этом поле выполняется соотношение  $\omega_c \tau = 1$ , где  $\omega_c$  – циклотронная частота носителей заряда, а  $\tau$  – время их свободного пробега. Действительно, вблизи этого магнитного поля качественно меняется соотношение между  $\sigma_{xx}$  и  $\rho_{xx}$ , следующее из известной формулы обращения тензоров:  $\rho_{xx} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)$ . В результате при  $\omega_c \tau \ll 1$  ( $\sigma_{xx} \gg \sigma_{xy}$ ) магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  обратно пропорционально  $\sigma_{xx}$ , а при  $\omega_c \tau \gg 1$  ( $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$ )  $\rho_{xx}$  и  $\sigma_{xx}$  прямо пропорциональны друг другу. То есть переход от слабых магнитных полей к сильным мог бы изменить соотношение между фазами осцилляций Шубникова – де Гааза в  $\rho_{xx}$  и  $\sigma_{xx}$ . Если предположить, что осцилляции магнетопроводимости  $\sigma_{xx}$  периодичны по обратному магнитному полю, то тогда фаза осцилляций магнетосопротивления могла бы измениться на  $\pi$ . Отметим сразу, что если бы такое предположение было верным, то изменение фазы осцилляций магнетосопротивления происходило бы вблизи  $\omega_c \tau = 1$  во всех двумерных системах, тогда как биения осцилляций наблюдаются только на сравнительно небольшом числе материалов. В частности, на измеренных нами образцах структур, подобных исследованной, но обладавших меньшей подвижностью, осцилляции Шубникова – де Гааза возникали в магнитных полях выше 4 Тл, и при этом эффект биения не наблюдался. С точки зрения теории учет квантовых осцилляций в недиагональной компоненте тензора магнетопроводимости  $\sigma_{xy}$  приводит к тому, что  $\rho_{xx}$  и  $\sigma_{xx}$  осциллируют синфазно независимо от величины  $\omega_c \tau$  [17]. Этот результат сохраняется и для двумерных систем со спектром Бычкова – Рашба [18].

В квазиклассических терминах наличие биений осцилляций Шубникова – де Гааза свидетельствует о существовании двух близких поверхностей Ферми, которым соответствуют близкие значения частот осцилляций. В случае двумерных электронных и дырочных систем с одной заполненной подзоной размерного квантования возникновение двух близких поверхностей (контуров в двумерном случае) Ферми обычно приписывается снятию спинового вырождения в нулевом магнитном поле и появлению связанной с ним разности плотностей носителей заряда на разных ветвях закона дисперсии. В квантовомеханическом рассмотрении возникновение биений осцилляций Шубникова – де Гааза обусловлено наличием в спектре двух типов энергетических расщеплений (циклотронного и зеемановского) и зависимостью их отношения от магнитного поля. Соседние щели в энергетическом спектре Ландау равны различным линейным комбинациям указанных расщеплений. При значительном уширении уровней Ландау

за счет флуктуационного потенциала в образце минимумы в плотности состояний на уровне Ферми (и соответствующие им минимумы в магнетосопротивлении) реализуются только для большей из двух соседних энергетических щелей в спектре неуширенных уровней. При нелинейной зависимости циклотронного и зеемановского расщеплений от магнитного поля их отношение также может зависеть от величины поля. В этом случае при изменении магнитного поля соседние энергетические щели могут сравняться, а затем соотношение между ними изменится. Момент сравнения соседних щелей, ближайших к уровню Ферми, и соответствует положению узла биений, как это было аргументировано в работе [3] и затем продемонстрировано последующими теоретическими исследованиями [19, 20, 18]. Для спектра Бычкова – Рашба в перпендикулярном магнитном поле положение узлов биений дается приближенной формулой [3] (см. также работы [19, 18]):

$$N_n = \frac{\hbar^2 \sqrt{2\pi p_s}}{m^* \alpha} \sqrt{(2n+1)^2/16 - \delta^2},$$

справедливой при значениях факторов заполнения  $N_n \gg 1$ . Здесь  $\delta = (1/2)(1 - g\mu_B H/\hbar\omega_c)$ ,  $m^*$  – эффективная масса носителей заряда,  $g$  – величина их  $g$ -фактора,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\alpha$  – параметр спектра Бычкова – Рашба в нулевом магнитном поле:  $\epsilon = (\hbar^2 k^2/2m^*) \pm \alpha k$  ( $k$  – волновой вектор носителей заряда в плоскости двумерной системы, а  $\epsilon$  – их энергия). Целое число  $n$  нумерует узлы осцилляций, при этом четные (нечетные) значения  $n$  соответствуют переходам от групп осцилляций с четными (нечетными) значениями факторов заполнения в минимумах в более слабых магнитных полях к группам осцилляций с противоположной четностью в более сильных полях. Приведенная формула качественно описывает картину биений осцилляций и для других механизмов спинового расщепления, и для двумерных дырочных систем. В двумерных электронных системах, описываемых спектром Бычкова-Рашба, наблюдение нескольких узлов биений (более 2) позволяет пронумеровать узлы и определить параметры спектра, как это было сделано для двумерных электронов в гетероструктурах InGaAs/InAlAs [4]. Наблюдение в нашем эксперименте только одного узла не позволяет получить значения параметров даже для такого (скорее всего, упрощенного для нашего случая двумерной дырочной системы) спектра.

Следует отметить, что в выполненных до сих пор исследованиях осцилляций Шубникова – де Гааза на дырочных каналах квантовых ям InGaAs (см., например, работы [21, 22, 15, 23]) биения не наблюдались.

В работах [21, 15, 23] минимумы осцилляций соответствовали четным значениям факторов заполнения  $N \geq 2$ . Результаты работы [22] демонстрируют более сложную картину. В этой работе были исследованы два образца с плотностью дырок, отличающейся примерно в два раза ( $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $5.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). В образце с бóльшей плотностью дырок картина осцилляций соответствует большим щелям при четных факторах заполнения и проявлению меньших щелей через появление минимумов осцилляций при нечетных факторах заполнения в сильных магнитных полях (рис.4 работы [22]). Такая картина наблюдается

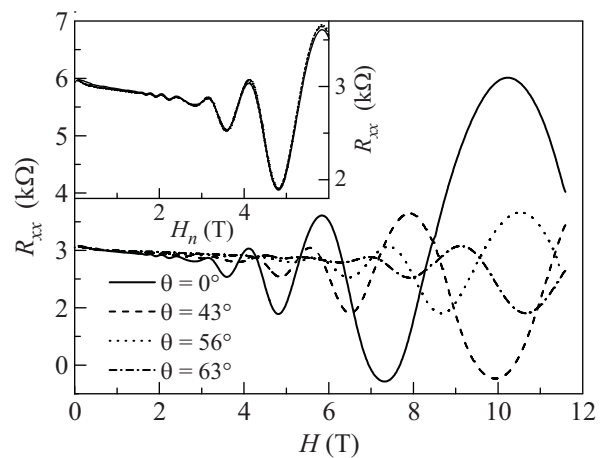


Рис.4. Осцилляции Шубникова – де Гааза в наклонных магнитных полях при различных углах наклона: сплошная линия –  $\theta = 0^\circ$ , штриховая –  $\theta = 42.5^\circ$ , пунктирная –  $\theta = 56.4^\circ$ , штрих-пунктирная –  $\theta = 63^\circ$ . На вставке те же результаты показаны в зависимости от компоненты магнитного поля, перпендикулярной двумерной системе

на многих двумерных системах с маленьким зеемановским расщеплением и не содержит в себе никаких качественных свидетельств о спин-орбитальных эффектах. На другом образце осцилляции с четными и нечетными значениями факторов заполнения в минимумах наблюдаются до довольно малых полей (то есть зеемановские подуровни остаются разрешенными). На основании приведенного выше квантового рассмотрения для такого случая узких уровней следует ожидать изменения четности доминирующих по амплитуде осцилляций в магнитном поле, в котором в случае широких уровней наблюдалось бы биение осцилляций. Похожее поведение амплитуд осцилляций может быть идентифицировано для результатов, представленных на рис.1 работы [22]. Отметим, что это отличие результатов разных работ может быть связано с рядом перечисленных ниже различий

в исследованных образцах. 1) Различные пропорции между компонентами материала, образующего квантовую яму, влияют на параметры энергетического спектра как напрямую, так и через различную величину механического напряжения в квантовой яме. Величина механического напряжения зависит, кроме того, от толщины квантовой ямы. Механическое же напряжение может приводить к значительному смещению положения узла, как это было обнаружено в дырочных каналах на поверхности Si (110) [24]. 2) Другой причиной может быть различный потенциальный рельеф ямы в различных образцах, влияющий на спин-орбитальное расщепление за счет механизма Бычкова – Рашба. 3) Третьим фактором является величина легирования, определяющая плотность дырок. Исследованный нами образец имел несимметричное легирование и довольно высокую плотность дырок по сравнению с исследованными в других работах. 4) Наконец, на величину спин-орбитального расщепления могло повлиять наличие в исследованной структуре слоя магнитной примеси Mn. Подробное исследование влияния всех указанных факторов на спин-орбитальное расщепление в квантовых ямах InGaAs остается задачей для будущей работы.

В двумерных дырочных системах нижняя подзона размерного квантования обычно создается тяжелыми дырками, имеющими проекцию полного углового момента на нормаль к двумерной системе  $m_J = \pm 3/2$ . Для этих дырок характерна нечувствительность энергетического спектра к компоненте магнитного поля, параллельной двумерной системе [25, 26, 22], причем от параллельной компоненты не зависят не только циклотронная частота (как во всех двумерных системах), но и зеемановское расщепление. В напряженных же квантовых ямах возможно образование нижней подзоны как тяжелыми, так и легкими ( $m_J = \pm 1/2$ ) дырками [27]. Выполненные нами измерения магнетосопротивления в магнитных полях, отклоненных от нормали к плоскости двумерной системы, показали (см. рис.4), что картина осцилляций Шубникова – де Гааза практически полностью определяется компонентой магнитного поля, перпендикулярной двумерной дырочной системе, и не зависит от параллельной компоненты поля. Действительно, осцилляции Шубникова – де Гааза, измеренные в функции полного магнитного поля при различных углах  $\theta$  его наклона относительно нормали к поверхности, укладываются на не зависящую от  $\theta$  кривую, когда они представлены в функции нормальной компоненты поля (вставка на рис.4). Это наше наблюдение свидетельствует об образовании нижней подзоны размерного квантования

в исследованной структуре именно тяжелыми дырками.

Таким образом, в данной работе показано, что в исследованной структуре возникает двумерная дырочная система, образованная тяжелыми дырками, в которой спиновое вырождение в нулевом магнитном поле снято за счет спин-орбитального взаимодействия.

Работа в НИФТИ ННГУ была выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-00548а и # 08-02-97038 р-поволжье-а, АВЦП “Развитие потенциала высшей школы” 2.2.2.2/4297. Один из авторов (Ю.А.Д.) благодарит Д.В. Хомицкого за обсуждение результатов.

1. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
2. S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, L. E. Golub et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).
3. С. И. Дорожкин, Е. Б. Ольшанецкий, Письма в ЖЭТФ **46**, 399 (1987).
4. S. I. Dorozhkin, Phys. Rev. B **41**, 3235 (1990).
5. J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles, Phys. Rev. B **38**, 10142 (1988).
6. A. C. H. Rowe, J. Hehls, R. A. Stradling, and R. S. Ferguson, Phys. Rev. B **63**, 201307 (2001).
7. B. Das, D. C. Miller, S. Datta et al., Phys. Rev. B **39**, 1411 (1989).
8. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
9. J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers et al., Phys. Rev. B **57**, 11911 (1998).
10. G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth, Phys. Rev. B **55**, R1958 (1997).
11. V. A. Guzenko, Th. Schäpers, and H. Hardtdegen, Phys. Rev. B **76**, 165301 (2007).
12. I. Lo, J. K. Tsai, W. J. Yao et al., Phys. Rev. B **65**, 161306 (2002).
13. S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, H. C. Manoharan et al., Science **283**, 2056 (1999).
14. Б. Н. Звонков, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др., Оптический журнал, **75** (6), 56 (2008).
15. G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko et al., Phys. Rev. B **72**, 165325 (2005).
16. B. A. Aronzon, M. V. Kovalchuk, E. M. Pashaev et al., J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 145207 (2008).
17. A. Isihara and L. Smrčka, J. Phys. C: Solid State Phys. **19**, 6777 (1986).
18. S. G. Novokshonov and A. G. Groshev, Phys. Rev. B **74**, 245333 (2006).
19. Ю. А. Бычков, В. И. Мельников, Э. И. Рашба, ЖЭТФ **98**, 717 (1990).

20. W. O. G. Schmitt, Phys. Rev. B **50**, 15239 (1994).
21. S. Y. Lin, C. T. Liu, D. C. Tsui et al., Appl. Phys. Lett. **55**, 666 (1989).
22. S. Y. Lin, H. P. Wei, D. C. Tsui et al., Phys. Rev. B **43**, 12110 (1991).
23. П. В. Гурин, В. А. Кульбачинский, Ю. А. Данилов и др., ЖЭТФ **132**, 205 (2007).
24. С. И. Дорожкин, Г. Ландвер, Письма в ЖЭТФ **63**, 630 (1996).
25. S. I. Dorozhkin, Solid State Commun. **72**, 211 (1989).
26. R. W. Martin, R. J. Nicholas, G. J. Rees et al., Phys. Rev. B **42**, 9237 (1990).
27. G. C. Osbourn, Superlattices and Microstructures **1**, 223 (1985).