

Экспериментальное наблюдение фазовой когерентности двухслойных систем в отсутствие магнитного поля

Ю. Н. Ханин¹⁾, Е. Е. Вдовин, Ю. В. Дубровский, М. Хенини^{*2)}

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка Московская обл., Россия

*The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

Поступила в редакцию 17 июля 2006 г.

При низких температурах в гетероструктурах с двумя близко расположенными электронными слоями наблюдается высокий узкий пик межслоевой дифференциальной туннельной проводимости в отсутствие магнитного поля. Анализ экспериментальных результатов позволяет считать, что этот пик является следствием межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, то есть пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям, в соответствии с недавними теоретическими предсказаниями.

PACS: 73.40.Gk, 73.43.-f

В последнее время большой интерес вызывают полупроводниковые гетероструктуры, представляющие собой две близко расположенные квантовые ямы, каждая из которых содержит двумерный слой электронов. Помещенные в сильное перпендикулярное слою магнитное поле эти системы демонстрируют ряд необычных свойств при суммарном факторе заполнения уровней Ландау $\nu_T = \nu_1 + \nu_2 = 1$ [1, 2]. В частности, в области низких температур зависимость дифференциальной туннельной проводимости от межслоевого напряжения имеет высокий и узкий симметричный пик с максимумом при напряжении смещения $V = 0$. Увеличение температуры сопровождается быстрым уменьшением высоты пика, и при $T > 200$ мК пик становится практически неразличимым. Пик туннельной проводимости наблюдается только при достаточно малых расстояниях между слоями, когда кулоновское взаимодействие носителей из разных слоев становится существенным.

Возникновение пика объясняют переходом двухслойной системы в состояние с межслоевой фазовой когерентностью. Волновая функция когерентного состояния является антисимметричной относительно перестановок координат электронов. Такая волновая функция минимизирует энергию взаимодействия электронов из разных слоев, поскольку уменьшается вероятность конфигураций, когда два электрона находятся близко друг к другу. Иными словами, напротив каждого электрона в другом слое расположена

корреляционная дырка. Как следствие, туннелирование электрона из одного слоя в другой не блокируется кулоновским отталкиванием от электронов другого слоя, что и приводит в конечном итоге к пику проводимости. Теоретическое описание экспериментов [1, 2] представлено в [3, 4], где вдобавок предсказана возможность формирования фазово-когерентного состояния двухслойной электронной системы в отсутствие магнитного поля. При этом отмечалось, что роль магнитного поля в экспериментах [1, 2] в основном состоит в усилении кулоновского притяжения электрона и корреляционной дырки.

В данной работе мы сообщаем об экспериментальном обнаружении эффекта межслоевой фазовой когерентности в двухслойных электронных системах на основе GaAs/AlAs гетероструктур в отсутствие магнитного поля. Как и предсказывала теория, данный эффект обнаруживал себя как резкий пик на экспериментальных зависимостях дифференциальной туннельной проводимости от межслоевого напряжения. Результаты анализа экспериментальных температурной и магнитолевой зависимостей параметров пика дифференциальной туннельной проводимости согласуются с теорией.

Исследуемые структуры представляли собой две различных гетеросистемы, содержащие два слоя двумерного электронного газа (ДЭГ), разделенных туннельным барьером. Структуры представляли собой однобарьерные (образец s1) и трехбарьерные (образец s2) гетеродиоды, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных N^+ -GaAs подложках с ориентацией (001) при температуре

¹⁾e-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru

²⁾M. Henini.

570 °С. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Расстояния между двумерными слоями, то есть расстояния между максимумами огибающих волновых функций электронов в квантовых ямах d , составляли для образца $s1 \sim 30 \text{ нм}$ и для образца $s2 \sim 14 \text{ нм}$ (см. рис.1а и б, соответственно).

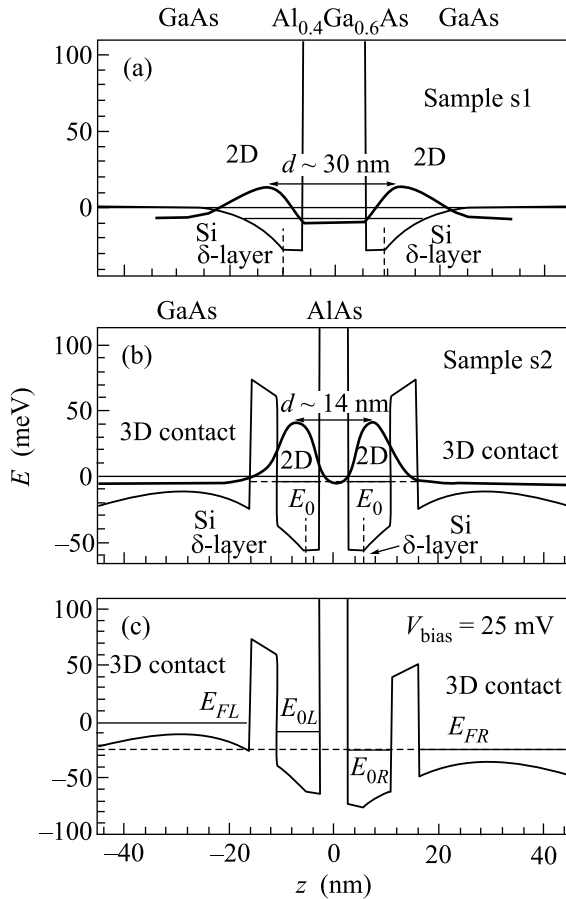


Рис.1. Расчетные потенциальные профили дна зоны проводимости активной части экспериментальных структур $s1$ (а) и $s2$ (б) при нулевом напряжении смещения. Показаны положения уровня Ферми E_F , уровни размерного квантования E_{0L} и E_{0R} в GaAs ямах, плотности вероятности $|\Psi|^2$ волновых функций основного состояния в квантовых ямах и расстояние между их максимумами d ; (с) Расчетный потенциальный профиль структуры $s2$ при напряжении смещения 25 мВ

Для формирования параллельных слоев ДЭГ по обе стороны центрального барьера мы использовали δ -слои с концентрацией $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, расположенные на расстоянии 4.9 нм (для образца $s1$) или 2.8 нм (для образца $s2$) с каждой стороны барьера. Анализ магнитоосцилляций туннельного тока из-за эффекта Шубникова – де Гааза в данных структурах, проведенный

по аналогии с [5], показал, что концентрация электронов в ДЭГ равна $n_s = 2.84 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца $s1$ и $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для образца $s2$, что приблизительно совпадает с предполагаваемой технологически концентрацией Si в δ -слоях.

Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400 \text{ °C}$. Для создания меза-структуры диаметром 20–100 мкм была использована стандартная технология химического травления. Измерения проводились в диапазоне температур 0.38–4.2 К с использованием модуляционной методики в магнитном поле до 12 Тл.

Вначале рассмотрим экспериментальные результаты, позволяющие получить общее представление о механизмах транспорта электронов в исследованных структурах. Экспериментальные зависимости тока и межслоевой дифференциальной проводимости от напряжения смещения, $I(V)$ и $G(V)$, исследованных структур, измеренные при относительно высокой $T = 4.2 \text{ К}$, когда эффекты межслоевой фазовой когерентности еще не проявляются, представлены на рис.2. Из рис.2а видно, что, несмотря на на-

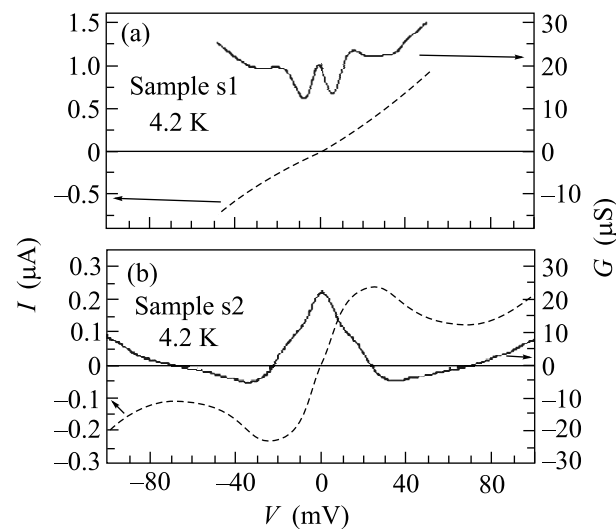


Рис.2. (а) $I(V)$ (пунктирная линия) и $G(V)$ (сплошная линия) структуры $s1$ при температуре 4.2 К; (б) $I(V)$ (пунктирная линия) и $G(V)$ (сплошная линия) структуры $s2$ при температуре 4.2 К

личие заметного нерезонансного фонового туннельного тока через структуру $s1$, $G(V)$ характеристика образца демонстрирует сильный пик дифференциальной проводимости вблизи нулевого напряжения, обусловленный резонансным туннелированием между параллельными ДЭГ, расположенными по разные стороны барьера. То есть совпадение энергий ниж-

них подзон ДЭГ справа и слева от барьера, происходящее при $V \approx 0$, приводит, в соответствии с [6], к локальному максимуму на $G(V)$ -характеристике (пику дифференциальной проводимости). Природа пиков проводимости на $G(V)$ -характеристике при больших ($V > 20$ мВ) напряжениях связана с открытием канала надбарьерного туннелирования при совпадении энергии Ферми эмиттера с вершиной спейсерного барьера коллектора и в данном тексте детально обсуждаться не будет. Наши образцы отличались от исследованных в [1, 2] существенно меньшей подвижностью в ДЭГ (по произведенным оценкам она не превышала 10^4 см²/В · с при $T = 4.2$ К, что на порядок величины меньше наименьшей из заявленных в [1, 2]). На заметную роль беспорядка в условиях нашего эксперимента указывает также значительно большая, чем в экспериментах [1, 2, 6], ширина наблюдавшегося нами при $B = 0$ пика дифференциальной проводимости при нулевом смещении. В нашем случае полуширина пика на полувисоте составляла ~ 5 мВ, а в [1, 2, 6] не превышала 1 мВ. Значительное добавочное уширение пика проводимости в нашем случае определяется, вероятно, существенным уширением уровней размерного квантования, обусловленным присутствием легирующих примесей в области ДЭГ.

На рис.2б показаны $I(V)$ и $G(V)$ характеристики структуры $s2$ при температуре 4.2 К, на которых проявляется пик проводимости при $V \sim 0$ мВ и область отрицательной дифференциальной проводимости в интервале напряжений смещения от 20 до 60 мВ. Дизайн данной структуры организован таким образом, что транспорт электронов в ней определяется процессами туннелирования из трехмерного (3D) эмиттера через двумерные (2D) подзоны в квантовых ямах. То есть, в данной ситуации возможно существование 3D-2D-2D-3D и 3D-2D-3D каналов резонансного туннелирования. В результате при приложении положительного напряжения смещения (плюс приложен к правому контакту) туннелирование электронов из 3D GaAs эмиттера через находящиеся в резонансе состояния 2D подзон приводит к росту тока, до тех пор, пока не нарушается условие резонанса 2D подзон, рост тока замедляется (см. перегиб на характеристике $G(V)$ при $V \sim 8$ мВ) и основными становятся равноэффективные 3D-2D-3D каналы туннелирования через двумерные подзоны эмиттерной и коллекторной ямы. При дальнейшем увеличении напряжения смещения, после того, как уровень размерного квантования коллекторной ямы E_{0R} опустится ниже дна зоны проводимости 3D эмиттера при $V \sim 25$ мВ, ток падает из-за выключения 3D-2D-3D канала туннелирования через коллекторную яму и

на $I(V)$ характеристике наблюдается область отрицательной дифференциальной проводимости. Расчетный потенциальный профиль структуры $s2$ в момент совпадения энергии дна зоны проводимости 3D эмиттера и дна двумерной подзоны в коллекторной яме показан на рис.1с.

Экспериментальные зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения, $G(V)$, для обоих образцов при низкой температуре $T \sim 0.4$ К в отсутствие магнитного поля демонстрируют наличие узкого пика при нулевом напряжении смещения на фоне широкого плавного максимума проводимости, соответствующего описанной выше одноэлектронной картине туннелирования (см. рис.3). Эти резкие пики подавляются

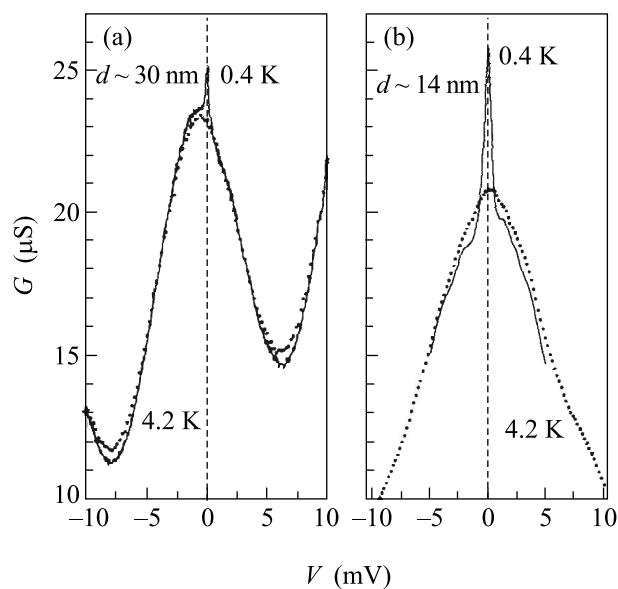


Рис.3. Экспериментальные зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения, $G(V)$, для образца $s1$ (а) и образца $s2$ (б) при температуре $T \sim 0.4$ К (сплошная линия) и $T = 4.2$ К (точки)

при повышении температуры (для структуры $s1$ при $T \sim 0.8$ К и для структуры $s2$ при $T \sim 3.5$ К) и при приложении параллельного слоям магнитного поля. Как будет показано далее, низкотемпературные резкие пики дифференциальной туннельной проводимости являются следствием межслоевой фазовой когерентности двухслойной системы, предсказанной в работе [3], а их отсутствие при высокой температуре обусловлено термическими флуктуациями межслоевого напряжения.

Далее сосредоточимся на детальном рассмотрении образца $s2$, демонстрирующего большую величину

изучаемого эффекта в доступном нам интервале температур и позволившего произвести более тщательные температурные измерения. Рис.4а представляет

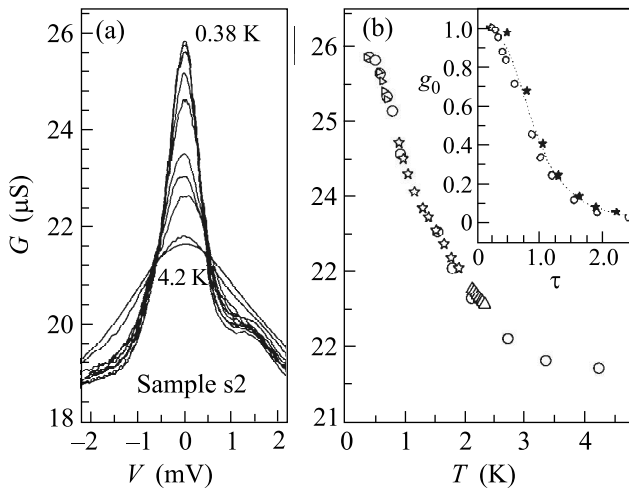


Рис.4. (а) Экспериментальные зависимости $G(V)$ образца $s2$ в интервале температур от 0.38 до 4.2 К (кривые сверху вниз соответствуют температурам 0.38, 0.48, 0.57, 0.66, 0.79, 1.42, 1.67, 1.99, 3.23 и 4.2 К). (б) Зависимость амплитуды пика G_0 от температуры (разные значки соответствуют различным циклам охлаждения). Вставка: зависимость нормированной высоты пика дифференциальной туннельной проводимости $g_0 = G(T)/G(0)$ от безразмерной температуры $\tau = T/E_J$. Звездочки – экспериментальные результаты из работы [2], кружки – наши экспериментальные результаты (см. (а)), пунктирная линия – расчетная кривая из работы [3]

собой экспериментальные зависимости $G(V)$ образца $s2$ в интервале температур от 0.38 до 4.2 К, из которого видно, что изменение амплитуды наблюдаемого эффекта практически прекращается при $T > 3$ К и резкий пик исчезает. Зависимость величины дифференциальной проводимости при $V = 0$ от температуры приведена на рис.4б. В соответствии с [3] полуширина пика дифференциальной туннельной проводимости, обусловленного фазово-когерентным состоянием двухслойной системы, V_c , пропорциональна модулю матричного элемента межслоевого туннелирования $|T_{12}|$, а его высота от $|T_{12}|$ не зависит. Подавление пика термическими флуктуациями межслоевого напряжения должно происходить при температурах $T_{кр} \sim eV_c \sim |T_{12}|$, где e – абсолютная величина заряда электрона, а температура измеряется в энергетических единицах. Наблюдавшееся в [1, 2] сильное температурное подавление пика $G(V)$ обусловлено, главным образом, малой полушириной этого пика (~ 6 мкВ при $T = 25$ мК), вследствие чего

тепловые флуктуации напряжения существенно сглаживают пик даже при весьма низких температурах эксперимента ($T \sim 0.2$ К). В нашем случае для образца $s2$ ширина низкотемпературного пика ~ 0.3 мВ при $T = 0.4$ К, что связано с существенно большей прозрачностью межслоевого туннельного барьера в нашей ситуации (толщина AlAs барьера в структуре $s2$ в два раза меньше, чем в структурах, использованных в работах [1, 2]). Оценка температуры разрушения межслоевой фазовой когерентности по формуле $T_{кр} \sim eV_c$ из работы [4] дает величину $T_{кр} \sim 3.5$ К, что соответствует наблюдаемой в нашем эксперименте (см. рис.4а и б). Вид зависимости амплитуды исследуемого эффекта (величины относительной дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения) от температуры, g_0 , также соответствует предсказанному в [3]. Сравнение температурной зависимости относительной амплитуды пика дифференциальной туннельной проводимости, отвечающего фазово-когерентному состоянию, рассчитанной по формуле (16) в работе [3], с экспериментальными результатами из работы [2] и нашими экспериментальными результатами показано на вставке к рис.4б. Зависимость относительной высоты пика дифференциальной туннельной проводимости $g_0 = G(T)/G(0)$ построена от безразмерной температуры $\tau = T/E_J$, где $G(T)$ – амплитуда фазово-когерентного пика проводимости при данной температуре, $G(0)$ – амплитуда пика проводимости при минимальной температуре эксперимента, а E_J – подгонный параметр, обратно пропорциональный V_c (согласно [4]). На вставке к рис.4б видно, что удовлетворительное согласие теоретической (пунктирной) кривой с экспериментом достигается при величине этого параметра 83 мК для результатов из работы [2] и 1.8 К для наших экспериментальных точек. Таким образом, анализ экспериментальных температурных зависимостей позволяет нам полагать, что наблюдаемый пик описывается теорией, представленной в работе [3], и является проявлением межслоевой фазовой когерентности, которая устанавливается в системе благодаря бозе-конденсации межслоевых экситонов, то есть пар из электрона и дырки, принадлежащих разным слоям двумерного газа.

Этот вывод подтверждает и сравнение экспериментальных зависимостей $G(V)$ двух наших образцов $s1$ и $s2$ (см. рис.3). Относительная амплитуда пика межслоевой проводимости при $T = 0.4$ К, соответствующего фазово-когерентному состоянию, для образца $s2$ с $d = 14$ нм существенно превышает таковую для образца $s1$ с $d = 30$ нм, а его полуширина V_c в пять раз больше. Как будет показано

ниже, это обусловлено увеличением межслоевого кулоновского взаимодействия с уменьшением d и соотношением прозрачностей межслоевого туннельного барьера. В соответствии с [3] $V_c \sim |T_{12}|/\zeta$, где ζ – безразмерная константа кулоновского взаимодействия [7]. Из проведенных нами оценок, согласно [8], прозрачность межслоевого барьера $|T_{12}|$ для образца $s1$ приблизительно в 30 раз меньше, чем для образца $s2$. Поскольку концентрации ДЭГ в обеих структурах приблизительно одинаковы, мы можем полагать, что $\zeta \sim (1/d)^2$ [7]. Таким образом, из этих оценок следует, что $V_c^{s2} \sim 7.5V_c^{s1}$ и в силу соотношения $T_{кр} \sim eV_c$ пик фазово-когерентной проводимости для образца $s2$ должен подавляться при более высокой температуре, чем для образца $s1$, что и наблюдается с достаточной точностью в нашем эксперименте.

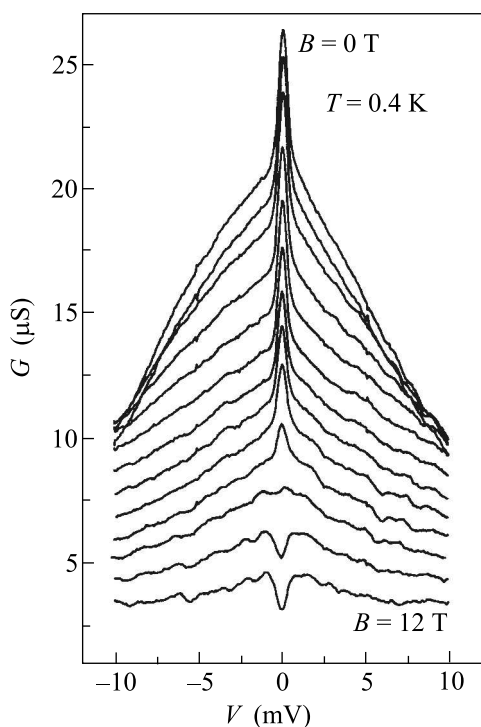


Рис.5. Зависимости $G(V)$ образца $s2$ при температуре 0.4 К при приложении магнитного поля, параллельного слоям, с шагом 1 Т

Дополнительное независимое подтверждение интерпретации наблюдаемого нами эффекта дало нам изучение магнитолевых зависимостей $G(V)$ при низкой температуре. Приложение магнитного поля,

параллельного слоям, подавляло наблюдаемый нами пик проводимости (см. рис.5) в соответствии с теорией [4] и аналогично наблюдавшемуся в эксперименте [2]. Согласно [4], межслоевая фазовая когерентность разрушается в магнитном поле, параллельном слоям, при $H > H_{C1}$, где $H_{C1} \sim |T_{12}|^{1/2} \sim (eV_c)^{1/2}$ и, поскольку в нашем случае пик существенно более широк, чем в [1, 2], то в соответствии с приведенным выше выражением для критического поля пик должен разрушаться в поле ~ 8 Тл, значительно больше, чем в [2], что согласуется с нашим экспериментом. При этом магнитное поле, перпендикулярное слоям, практически не изменяло величины эффекта вплоть до $B = 10$ Тл.

Таким образом, в данной работе мы сообщаем об экспериментальном обнаружении эффекта межслоевой фазовой когерентности в двухслойных электронных системах на основе GaAs/AlAs гетероструктур. Как и предсказывала теория, в отсутствие магнитного поля нами наблюдался резкий пик на экспериментальных зависимостях дифференциальной туннельной проводимости от напряжения. Температурная и магнитолевая зависимости параметров пика дифференциальной туннельной проводимости согласуются с теорией.

Авторы благодарны В.В. Белову и П.Л. Шабельниковой за техническое содействие. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 04-02-16869 и # 06-02-16556), программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Квантовые наноструктуры” и EPSRC (Великобритания).

1. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **84**, 5808 (2000).
2. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **87**, 036803 (2001).
3. А. И. Безуглый, ФНТ **31**, 1153 (2005).
4. А. И. Безуглый, С. И. Шевченко, ФНТ **30**, 282 (2004).
5. K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs, and L. Eaves, Phys. Rev. B **56**, 14474 (1997).
6. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield et al., Phys. Rev. B **54**, 10614 (1996).
7. С. И. Шевченко, ФНТ **2**, 505 (1976).
8. J. H. Davis, *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press, 1998, p. 155.