

Переход от сильной к слабой локализации в отщепленной примесной зоне в двумерных структурах p -GaAs/AlGaAs

Н. В. Агринская¹⁾, В. И. Козуб, Д. В. Полоскин, А. В. Черняев, Д. В. Шамшур

Физико-технический Институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 8 апреля 2004 г.

После переработки 19 мая 2004 г.

В двумерных модуляционно легированных структурах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As наблюдался кроссовер от сильно локализационного поведения к слабой локализации (WL-SL) с ростом концентрации примесей в яме. При этом наблюдалось изменение характера низкотемпературной зависимости проводимости (от экспоненциальной к логарифмической), а также изменение знака магнетосопротивления (от линейного отрицательного к корневому положительному). Для 2D структур показано, что этот переход происходит в примесной зоне, отделенной от валентной зоны щелью подвижности, тогда как значение эффективной массы в примесной зоне больше, чем в валентной зоне.

PACS: 73.21.–b

1. Введение. В легированных полупроводниках (как 3D, так и 2D) вблизи перехода МИ важную роль могут играть как эффекты, связанные с беспорядком, так и эффекты межэлектронного взаимодействия. Что касается эффектов беспорядка, то они, как известно, приводят к уширению примесной зоны и последующему ее слиянию с зоной проводимости. При этом часто предполагается, что переход металл–диэлектрик происходит именно в хвосте зоны проводимости, сформированным беспорядком. Однако, как показывает ряд магнетооптических и транспортных экспериментов при $n_c \leq n \leq 5n_c$ (где $n_c = (0.25/a)^3$ – оценка Мотта для критической концентрации для перехода металл–диэлектрик), переход к металлической проводимости происходит в отщепленной примесной зоне [1, 2].

Строго говоря, приведенные выше рассуждения относятся к 3D, поскольку в 2D скейлинговая теория локализации предсказывает отсутствие перехода металл–диэлектрик, поскольку все состояния при стремлении температуры к нулю оказываются локализованными. Тем не менее, как известно, в экспериментах, выполненных на достаточно чистых структурах [3], наблюдался переход от диэлектрического поведения проводимости к металлическому при увеличении электронной концентрации. Природа такого поведения до сих пор не вполне ясна, и для его объяснения было предложено несколько противоречащих друг другу объяснений, связанных с электрон–электронными взаимодействиями, с не ферми-жидкостными эффектами, с симуляцией ме-

таллического поведения зависимым от температуры рассеянием [3, 4]. Мы склоняемся к последнему предположению и ранее предложили модель для перехода МИ в 2D, в которой наблюдаемое поведение объясняется сосуществованием слабо локализованных состояний (полностью описываемых скейлинговой теорией локализации) и сильно локализованных состояний, расположенных ниже по энергии [5]. Предполагается, что последние не описываются скейлинговой теорией локализации и позволяют вводить аналог края подвижности. При этом локализованные состояния в окрестности указанного края подвижности в соответствии со сценарием [6] формируют пик в верхней зоне Хаббарда.

В грязных или легированных 2D структурах с ростом концентрации носителей наблюдался переход от режима сильной локализации (SL) к режиму слабой локализации (WL), или кроссовер WL-SL [7, 8]. В этом случае вопрос о том, происходит ли переход в хвосте разрешенной зоны или в примесной зоне (отделенной от зоны проводимости), оставался открытым.

В настоящей работе мы выполнили соответствующие исследования применительно к конкретной системе селективно легированной структуры квантовых ям, допускающих как однократное, так и двукратное заполнение локализованных состояний. Особое внимание было уделено характеру соответствующих локализованных состояний. Мы наблюдали кроссовер WL-SL в 2D структурах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Проведенный комплекс исследований позволяет сделать вывод, что этот переход происходит в примесной зоне, отделенной от валентной зоны. При этом имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют

¹⁾e-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

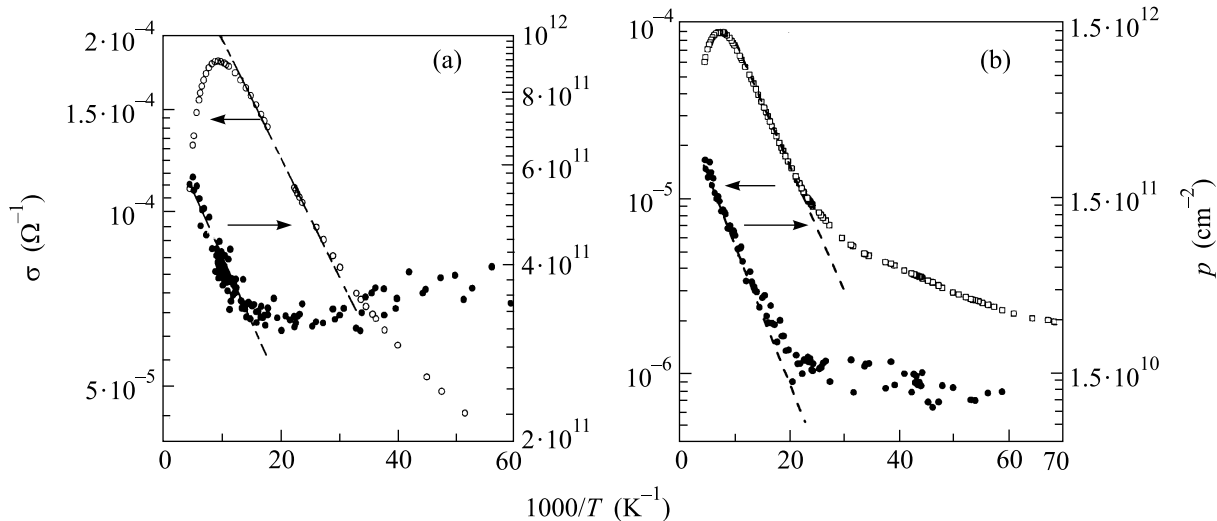


Рис.1. Температурные зависимости проводимости и концентрации дырок: (а) – для образца 1 (20 ям по 10 нм), легированы ямы и барьеры (концентрация $\text{Be } 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), (б) – для образца 2, легированы только ямы (10 ям по 15 нм), концентрация $\text{Be } 10^{18} \text{ см}^{-3}$

не просто о наличии минимума плотности состояний между примесной зоной и зоной проводимости, но и о наличии щели подвижности, то есть о наличии второго края подвижности в примесной зоне.

2. Эксперимент. Методика выращивания многослойных структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии была описана в нашей предыдущей работе [9]. Структуры содержали 10–20 квантовых ям GaAs толщиной 10 или 15 нм, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 25 нм. В исследуемых образцах средняя область квантовых ям толщиной 5 нм легирована, барьеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ в отдельных образцах были также легированы (причем легировалась средняя область барьеров толщиной 5 нм). В качестве легирующей примеси p -типа использовался Be, концентрация примеси была одинакова и в ямах, и в барьерах (объемная концентрация менялась от $5 \cdot 10^{17} \text{ ат/см}^3$ до $2 \cdot 10^{18} \text{ ат/см}^3$). Величина критической концентрации для объемного p -типа GaAs составляет $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то есть указанные концентрации оказываются порядка или несколько ниже ($p_{300\text{K}} \leq p_c$). Температурные зависимости проводимости и концентрации дырок для двух образцов представлены на рис.1. Образец 1 содержал A^+ -центры, легированы и ямы (10 нм) и барьеры, объемная концентрация $\text{Be } 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, образец 2 содержал A^0 -центры, легированы только ямы (15 нм), объемная концентрация $\text{Be } 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

При температурах выше 100 К наблюдается активационная зависимость коэффициента Холла, для образца 2 энергия активации составляет 15–13 мэВ, для образца 1 – 5–6 мэВ. При более низких темпера-

турах наблюдается максимум или плато в температурной зависимости коэффициента Холла и довольно слабое изменение проводимости в примесной зоне. Изменение проводимости с температурой становится гораздо более слабым по сравнению с экспоненциальной зависимостью проводимости образцов, находящихся на изолирующей стороне перехода, исследованных нами ранее [9]. В образце 1 низкотемпературная проводимость с уменьшением температуры убывает по логарифмическому закону (рис.2). Величина сопротивления при низкой температуре (0.4 К)

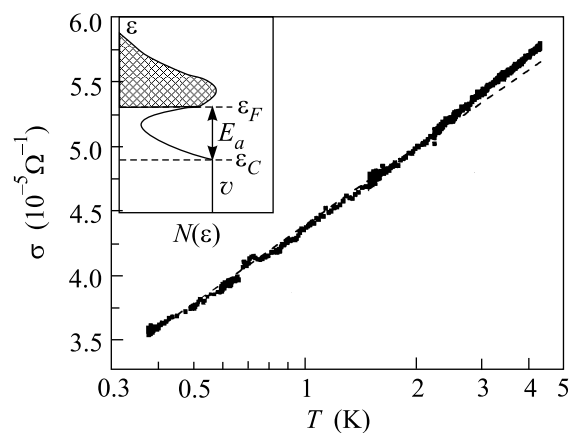


Рис.2. Температурные зависимости низкотемпературной проводимости для образца 1. На вставке показана плотность состояний для образца 1, обозначения: $\epsilon_F, \epsilon_c, E_a$ – положение уровня Ферми в примесной зоне, край подвижности в валентной зоне и высокотемпературная энергия активации, соответственно

составляет $3 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^4$ Ом, что несколько выше квантового предела $R_0^{-1} = G_0 = e^2/h$. Этот факт может быть связан с отличием геометрии образца от чисто квадратной. А именно, измерения проводились с помощью 4 точечных контактов на вершинах квадратного образца, так что при измерении проводимости на ближайших контактах форма проводящей области отличается от квадратной в меру отношения размера контакта к размеру образца.

В этом режиме слабой локализации проводимость двумерной системы с учетом квантовых поправок имеет вид [3]

$$\sigma \simeq \frac{e^2}{h} \left(k_F l - \ln \frac{L_\varphi(T)}{l} \right), \quad (1)$$

где L_φ – длина сбоя фазы, которая для случая диффузионных электрон-электронных столкновений равна $L_\varphi = (D\varepsilon_F\tau/T)^{1/2}$, k_F и ε_F – фермиевские волновой вектор и энергия; D , l , τ – коэффициент диффузии, длина свободного пробега и время импульсной релаксации, соответственно.

Кроме зависимости $\sigma(T)$, в пользу проявления кроссовера WL-SL могут свидетельствовать различия в поведении магнетосопротивления (МС) в области низких температур. Для изолирующих образцов, как было нами показано ранее [9], характерно наличие интерференционного линейного отрицательного МС, которое с уменьшением температуры подавляется квадратичным положительным МС, связанным с уменьшением в магнитном поле радиуса локализации (рис.3а). В образцах, находящихся в режиме слабой локализации, МС оказывается положительным в интервале температур (0.6–3) К и зависит от магнитного поля приблизительно как $H^{0.5}$ (рис.3б). Это может быть связано с проявлением слабой антилокализации при наличии спин-орбитального взаимодействия. На рис.4 представлены результаты сопоставления экспериментальных данных с расчетными зависимостями $\sigma(H)$, которые следуют из соответствующих теоретических моделей [10]. Как видно, удовлетворительное согласие с теорией наблюдается для всей области магнитных полей и температур при следующих подгоночных параметрах: время спиновой релаксации $\tau_s = 3.1 \cdot 10^{-12}$ с (не зависит от температуры), время сбоя фазы $\tau_\varphi = 4.8 \cdot 10^{-11}$ с (3 К), $6.3 \cdot 10^{-11}$ с (2.2 К), $7 \cdot 10^{-11}$ с (1.4 К). Тот факт, что слабая антилокализация наблюдается вплоть до полей 1 Тл, связан с очень малыми значениями параметра $k_F l$, соответствующими окрестности перехода WL-SL. В области очень малых полей и малых температур заметен пик отрицательного МС. Температура, при которой этот пик начинает проявляться, коррелирует с температурой сверхпроводящего перехода для индиевого

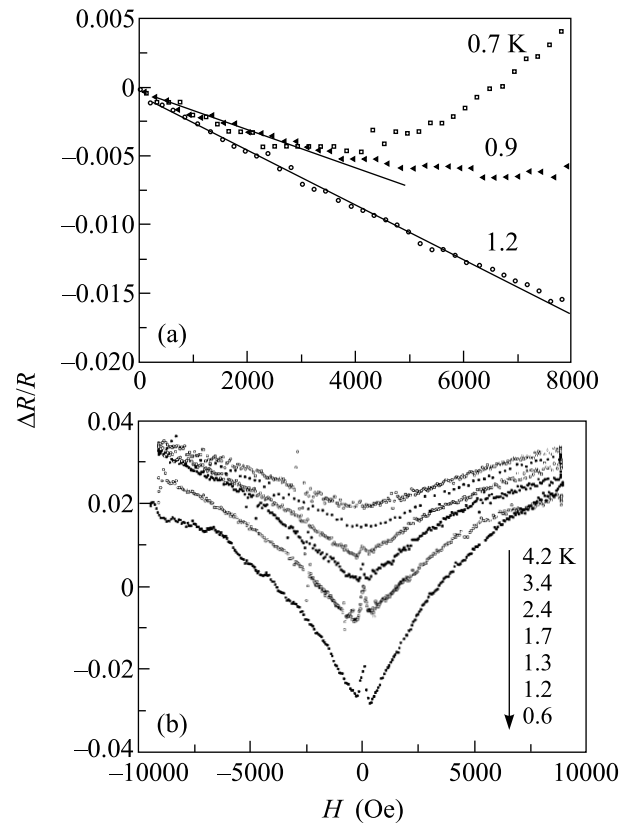


Рис.3. МС при различных температурах для образцов с A^+ -центрами: (а) – для образца, находящегося в режиме сильной локализации [9], сопротивление при $T = 0.6$ К $R = 3 \cdot 10^6$ Ом; (б) – для образца 1 – в режиме слабой локализации, сопротивление при $T = 0.4$ К $R = 3 \cdot 10^4$ Ом

контакта. Заметим, однако, что подавление сверхпроводящего состояния магнитным полем приводит к увеличению проводимости системы (а не сопротивления, как это можно было бы ожидать из простейших соображений). Мы надеемся более подробно исследовать это явление в последующей работе.

3. Обсуждение. Экспериментально переход WL-SL в структурах GaAs/AlGaAs наблюдался в работе [7] при изменении концентрации носителей с помощью затвора. Переход проявлялся как изменение температурной зависимости от активационной к логарифмической, Аналогичное поведение наблюдалось также в ультратонких пленках Cu/Ge, Ag/Ge, Au/Ge при изменении концентрации благородных металлов [8]. При переходе WL-SL наблюдалось изменение знака МС с отрицательного на положительный, при этом величина низкотемпературной проводимости была близка к $G_0 = e^2/h$.

Наши структуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с сильно легированным центром ям отличаются от исследован-

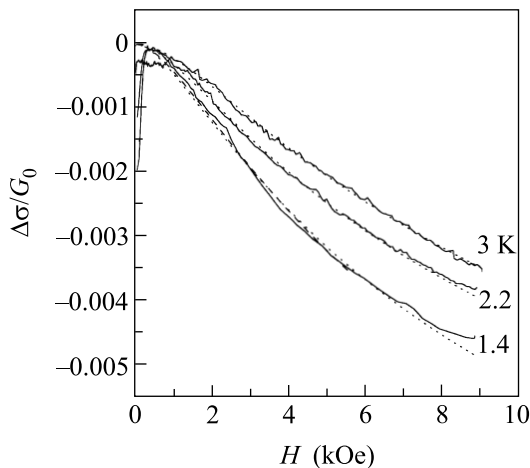


Рис.4. Сопоставление экспериментальных кривых МС для образца 1 с теорией [10]. Сплошная кривая – эксперимент, пунктир – расчет при следующих подгоночных параметрах: время спиновой релаксации $\tau_s = 3.1 \cdot 10^{-12}$ с (не зависит от температуры), время сбоя фазы $\tau_\varphi = 4.8 \cdot 10^{-11}$ с (3К), $6.3 \cdot 10^{-11}$ с (2.2 К), $7 \cdot 10^{-11}$ с (1.4 К)

ных ранее чистых структур [3] тем, что локализованные состояния в них определяются легирующей примесью и их параметры известны. В частности, известно, что при увеличении степени легирования формируется примесная зона, которая определяет особенности транспортных явлений при низких температурах. В двумерном случае нижняя и особенно верхняя зоны Хаббарда расположены ниже по энергии, чем для объемных материалов. С ростом концентрации примеси в отщепленной примесной зоне происходит переход SL-WL, причем для делокализованных состояний понятие энергии Хаббарда теряет смысл. Более того, и для локализованных состояний, близких по энергии к делокализованным, энергия Хаббарда очень мала, так что и эти состояния оказываются двукратно заполненными [6, 5]. Доказательством наступления режима WL служат логарифмическая температурная зависимость проводимости и переход от отрицательного (интерференционного) к положительному магнетосопротивлению (связанно со слабой антилокализацией).

Проведенный комплекс исследований позволяет сделать вывод, что указанный кроссовер SL-WL происходит в примесной зоне, отделенной от валентной зоны (см. вставку на рис.2). Действительно, как видно из рис.1, при температурах выше 30 К наблюдается выраженный экспоненциальный рост проводимости с ростом температуры (с энергией активации 6 мэВ и 13 мэВ для образцов 1 и 2, соответственно). При несколько более высоких температурах происхо-

дит также экспоненциальный рост холловской концентрации. Такое поведение может быть объяснено комбинацией вклада двух зон с металлической проводимостью – нижней, проистекающей от примесной зоны, и верхней, валентной, зоны, с естественным предположением о том, что подвижность в валентной зоне заметно выше, чем подвижность в примесной зоне. Минимум холловской концентрации $n = e/cR$ при температурах порядка 50 К объясняется комбинацией вкладов двух указанных зон (см., например, [11]). Действительно, для двухзонной модели коэффициент Холла R выражается через парциальные подвижности μ и концентрации n как

$$R = (e/c) \frac{\mu_1^2 p_1 + \mu_2^2 p_2}{(\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2)^2}, \quad (2)$$

так что в случае $\mu_1 \gg \mu_2$ в области концентраций $(\mu_2/\mu_1)p_2 > p_1 > (\mu_2/\mu_1)^2 p_2$ мы имеем $R \simeq (e/c)(p_1 \mu_1^2)(p_2^2 \mu_2^2)$, так что R достигает максимума при $p_1 \sim p_2(\mu_2/\mu_1)$.

Таким образом, наблюдаемое поведение, с нашей точки зрения, свидетельствует о том, что делокализованные состояния, проявляющиеся в эксперименте, расположены достаточно глубоко в примесной зоне, тогда как состояния в некоторой энергетической полосе, расположенной ближе к дну зоны проводимости, локализованы. Как свидетельствуют экспериментальные оценки энергии активации, указанная полоса является достаточно широкой.

Поскольку спектр делокализованных волновых функций в примесной зоне может отличаться от соответствующего спектра валентной зоны, представляет интерес оценить значение эффективной массы дырок в примесной зоне. Учтем, что при низких температурах носители целиком сосредоточены в примесной зоне и вырождены, причем связь энергии Ферми с концентрацией выражается как

$$\varepsilon_F = p \hbar^2 / m. \quad (3)$$

Для оценки m мы воспользуемся тем обстоятельством, что при сравнительно высоких температурах транспортное время релаксации τ определяется температурой, тогда как в пределе низких температур – энергией Ферми. Полагая, что в обоих случаях мы имеем дело с рассеянием на заряженных примесях, причем $\tau \propto \varepsilon$ (см., например, [12]), можно заключить, что отношение подвижностей при $T = 50$ К в валентной зоне к подвижности в примесной зоне есть

$$\frac{\mu_{ib}(T \rightarrow 0)}{\mu_b(T = 50K)} \sim \frac{\varepsilon_F}{50K} \frac{m_b}{m_{ib}}. \quad (4)$$

К сожалению, двухзонный характер эффекта Холла не позволяет непосредственно оценить подвижность в валентной зоне. Поэтому оценим ее косвенно, используя для концентрации в валентной зоне p_b оценку $p_b(50\text{ К}) \sim p_{i,b}(T=0)e^{-E_a/T}(m_b/m_{i,b})$, где E_a – энергия активации, так что

$$\frac{\mu_{ib}(T \rightarrow 0)}{\mu_b(T = 50\text{ К})} \sim \frac{\sigma_{ib}(T \rightarrow 0)e^{-E_a/T}m_b}{\sigma_b(T = 50\text{ К})m_{ib}}.$$

Используя указанные оценки, а также учитывая, что при $T = 50\text{ К}$ вклады в проводимости от обеих зон примерно равны (что следует из минимума холловской концентрации), окончательно получаем: $m_{ib} \sim 10^{-27}\text{ г}$. Поскольку $m_b \sim 0.3 \cdot 10^{-27}\text{ г}$, масса в примесной зоне примерно в 3 раза больше, чем в валентной зоне. Разумеется, представленная оценка является достаточно грубой, однако как активационная зависимость проводимости, так и поведение холловской концентрации указывают на заметное различие подвижностей в зоне проводимости и в примесной зоне, что свидетельствует о соответствующих различиях эффективной массы. Заметим, что масса электронов, заметно превышающая (в 5 раз) массу в зоне проводимости, наблюдалась в 3D GaAs [2] при концентрациях примеси, близких к критическим, и связывалась с металлической фазой в примесной зоне.

Отметим, что до сих пор мы обсуждали результаты, полученные для образцов, в которых легировались как ямы, так и барьеры, и, соответственно, транспорт в примесной зоне и в прыжковом режиме осуществлялся по двукратно заполненным состояниям верхней зоны Хаббарда. Именно благодаря тому обстоятельству, что в верхней хаббардовской зоне радиус локализации состояния даже при малых концентрациях примесей примерно в 3 раза превышает радиус локализации изолированного акцептора [9], режим слабой локализации наблюдается при концентрациях примеси, заметно меньших, чем соответствующие критерию Мотта для нижней зоны Хаббарда.

Образцы, в которых легировались только ямы (в которых в равновесии заполнена только нижняя хаббардовская зона), также демонстрировали кроссовер от сильной локализации к слабой, однако при заметно более высоком уровне легирования. При этом при $T < 10\text{ К}$ наблюдалась слабая логарифмическая зависимость сопротивления от температуры и положительное магнетосопротивление, связанное с антилокализацией. На рис.1б представлены результаты для одного из таких образцов в области высоких температур. Как видно, активационное поведение как проводимости, так и холловской концентрации в нем еще

более выражено, чем в образце с заполнением верхней зоны Хаббарда, что связано с заметно большей энергией ионизации. Однако количественный анализ результатов для таких образцов обнаруживает некоторые несоответствия с простой моделью, предполагающей одинаковый вклад всех квантовых ям. На наш взгляд, это может быть связано либо с неоднородностью образцов, либо с тем, что отдельные ямы различаются уровнем легирования, так что слабая локализация в одной из ям происходит в условиях, когда остальные все еще находятся в пределе сильной локализации. Такое поведение может быть обусловлено именно высокой степенью легирования соответствующих образцов.

Суммируя, можно сказать, что мы наблюдали кроссовер от сильной локализации к слабой в двумерных модуляционно легированных структурах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с ростом концентрации легирующей примеси. Характер температурных зависимостей проводимости и холловской концентрации носителей позволяет сделать вывод, что кроссовер происходит в примесной зоне, отделенной от валентной зоны.

Авторы признательны В. М. Устинову и его группе за выращивание соответствующих структур, а также Г. Е. Минькову за проведение расчета положительного МС. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 03-02-17516) и Миннауки (грант # 9С19.2).

1. J. B. Choi, S. Liu, and H. D. Drew, Phys. Rev. **B43**, 4046 (1991).
2. I. S. Liu, H. D. Drew, A. Illiades, and S. Hadjipanteli, Phys. Rev. **B45**, 1155 (1992).
3. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001).
4. B. L. Altshuler and D. L. Maslov, Phys. Rev. Lett. **82**, 145 (1999).
5. V. I. Kozuba and N. V. Agrinskaya, Phys. Rev. **B64**, 245103 (2001).
6. Kamimura, Philos. Mag. **B42**, 763 (1980).
7. F. V. Van Keuls, H. Mathur, H. W. Jiang, and A. L. Dahm, Phys. Rev. **B56**, 13263 (1997).
8. Shih-Ying Hsu and J. M. Valles, Phys. Rev. **B74**, 2331 (1995).
9. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Ю. Л. Иванов и др., ЖЭТФ **120**, 480 (2001).
10. W. Knap, G. E. Pikus, F. G. Pikus et al., Phys. Rev. **B53**, 3912 (1996).
11. О. В. Емельяненко, Т. С. Лагунова, Д. В. Наследов, ФТТ **7**, 1315 (1965).
12. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **83**, 164 (1999).