

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/Al_xGa_{1-x}As РАЗНЕСЕННОГО ТИПА

В. И. Кадушкин, Е. Л. Шангина

Научно-исследовательский технологический институт, 390011, Рязань, Россия
(Получена 15 июня 1992 г. Принята к печати 10 января 1993 г.)

Содержит экспериментальные данные по измерению зависимостей проводимости σ от температуры T и зависимостей при 4.2 К тока от величины тянущего электрического поля E для образцов, представляющих так называемые разнесенные решетки, т. е. набор квантовых ям с двумерным электронным газом (2 МЭГ) в GaAs, разделенных барьерами из Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

1. Легированные сверхрешетки (СР) AlGaAs/GaAs (Si)/AlGaAs обнаруживают чувствительность к ИК излучению [1]. Вариации конструктивных параметров, достижимых технологией эпитаксии из молекулярных пучков, открывают определенные перспективы использования таких сверхрешеток в качестве элементов оптоэлектронной техники в диапазоне 8—14 мкм [2—4].

В фундаментальном аспекте такие структуры являются исключительно интересным объектом для изучения механизмов релаксации импульса и энергии электронов. В цикле работ [5—7] установлена определяющая роль структурного совершенства границ раздела в ограничении подвижности электронов при движении их в плоскости квантовых ям (КЯ). При этом были определены характерные поперечные Δ и латеральные Λ геометрические размеры флуктуаций в сверхрешетках и одиночных квантовых ямах, проистекающих из-за островкового характера роста слоев структур. Измерения кинетических характеристик однородно и селективно легированных сверхрешеток позволили установить природу и локализацию DX-центров [8]. Легированные сверхрешетки как слабо разупорядоченные полупроводниковые системы с металлическим типом проводимости являются удобным объектом для изучения эффектов локализации и электрон-электронного взаимодействия.

В настоящей работе сообщается об измерениях в латеральной геометрии кинетических эффектов в легированных разнесенных сверхрешетках (РСР). Этот термин отражает специфику их конструктивного выполнения, а именно в отличие от традиционных разнесенные сверхрешетки имеют широкий барьер (AlGaAs), не допускающий перекрытия волновых функций электронов, локализованных в соседних квантовых ямах GaAs.

Исследовались две серии сверхрешеток разнесенного типа, выращенных методом эпитаксии из молекулярных пучков. РСР первой серии (№ 102, 174—187) выполнены в виде 50 периодов барьеров i -Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.30$) толщиной $L_z^b = 254 \text{ \AA}$ и квантовых ям GaAs, однородно легированных кремнием до уровня $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, шириной $L_z = 33\text{—}66 \text{ \AA}$. Во второй серии РСР (№ 225—228) в барьере i -AlGaAs каждого периода выращивался δ -слой кремния, отстоящий на расстоянии $L_{z\delta} = 30\text{—}74 \text{ \AA}$ от гетерограницы (ширина квантовой ямы $L_z = 51 \text{ \AA}$, а барьера $L_z^b = 250 \text{ \AA}$). Сверхрешетка отделялась от подложки буферным слоем i -Al_xGa_{1-x}As толщиной 1 мкм. Структура заканчивалась контактным слоем

n^* -GaAs толщиной 200 Å. Некоторые структуры имели внутренний контактный слой (№ 175, 187, 225, 228). Параметры РСР приведены в табл. 1 (размер $L_{z\delta}$ структур № 225—228 дан в столбце для L_z в скобках).

Таблица 1

№ РСР	L_z ($L_{z\delta}$), Å	E_1^* , мэВ	$n_s^{**} \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \mu, \text{ М}^2/\text{В} \cdot \text{с}$				E_F , мэВ $T = 4.2 \text{ К}$	β_{1-2}^* 10^{-2} (см/В) ²	A_0
			$T, \text{ К}$						
			300	77	300	77			
174	33	158	5.9	5.5	0.21	0.22	23	0.4	0.96
175	44	116	4.9	2.7	0.27	0.43	15	0.2	1.00
102	55	88	3.6	2.1	0.15	0.12	7	2.0	0.22
187	66	69	2.1	1.1	0.13	0.14	92	<0.1	0.12
225	(30)	97	62	41	0.18	0.15	146	0.9	0.40
226	(44)	"	50	50	0.14	0.13	179	0.2	0.24
227	(59)	"	62	31	0.10	0.35	111	3.0	0.34
228	(74)	"	45	42	0.19	0.21	150	1.0	1.90

Примечание. * E_1 — энергия уровня квантования. ** — концентрации приведены в пересчете на одну квантовую яму.

Исследования спектров фотолюминесценции обнаружили достаточно хорошее качество границ раздела КЯ. Так, для нелегированных сверхрешеток (аналогов легированных) полуширина линии излучения основного состояния в КЯ при $T = 4.2 \text{ К}$ составляет 2—5 мэВ, что соответствует величине флуктуации Δ менее одного монослоя (2.83 Å).

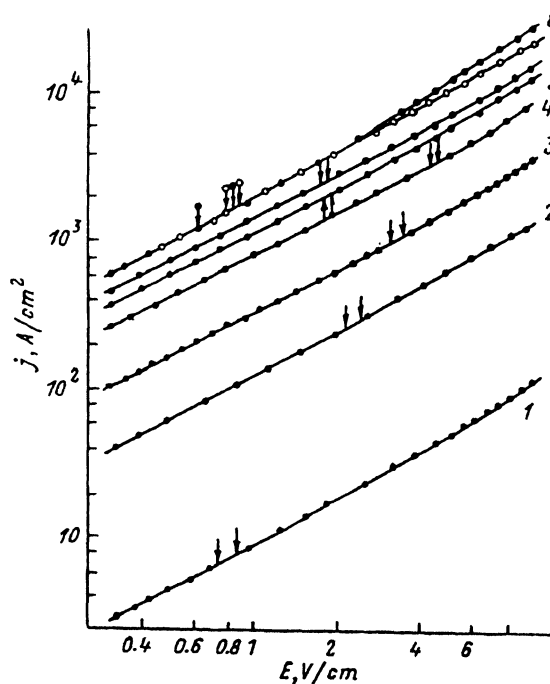


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики РСР, нормированные на одну квантовую яму. РСР, №: 1 — 102, 2 — 174, 3 — 175, 4 — 187, 5 — 225, 6 — 226, 7 — 228, 8 — 227. $T = 4.2 \text{ К}$. Стрелками отмечена граница области омического режима.

Тестовые образцы были выполнены в геометрии Ван-дер-Пау и в виде двойного холловского моста. Применялись обычная техника и методика эксперимента [9]. Измерены зависимости проводимости от температуры и электрического поля в диапазоне температур 4.2—300 К. Данные измерения относятся к плоскости, перпендикулярной оси сверхрешетки.

Электрофизические параметры структур для $T = 300$ и 77 К приведены в табл. 1.

2. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур, измеренные при $T = 4.2$ К, представлены на рис. 1. Уже в достаточно слабых электрических полях E обнаруживается неомическая проводимость. Следуя традиционному подходу к анализу характера неомической проводимости двумерных полупроводниковых систем [10, 11], на ВАХ рис. 1 можно выделить участки, на которых зависимость $\sigma(E)$ описывается квадратичным законом $\sigma(E) = \sigma_0(1 + \beta'E^2)$. Границы этих участков на ВАХ рис. 1 отмечены стрелками. Значения коэффициента нелинейности β' приведены в табл. 1.

Следует отметить ряд фактов, указывающих на неординарность свойств исследуемых полупроводниковых структур. Во-первых, величины коэффициента β' отличаются более чем на порядок от известных для двумерного электронного газа [11], но весьма близки к величинам β' , найденным по ВАХ в системе Si—SiO₂ с сильным проявлением эффектов локализации [12]. Второе обстоятельство усматривается в необычном смещении области появления неомической проводимости, например, для структур № 102, 174, 175 и 187 последовательно ко все большему электрическому полю, хотя, судя по величинам подвижностей (табл. 2), следовало бы ожидать обратного эффекта.

Таблица 2

№ РСР	Lz, Å	$n_s, 10^{11}$ см ⁻² T = 4.2 К	$M^{exp.}$ см ² /В · с	$\mu_{eff}^{calc.}$ см ² /В · с	$\mu_A^{calc.}$ см ² /В · с	$\Lambda, \text{Å}$	$\delta E_{th},$ 10 ⁻³ эВ	δE_{phl} эВ
174	33	6.5	260	0.48	273	130	30	21
175	44	4.3	480	0.58	467	100	16	13
187	66	26	860	0.36	>10 ⁵	110	7	15

3. Температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ для обеих исследованных серий разнесенных сверхрешеток оказались идентичными. Типичные кривые $\sigma(T)$ для РСР с однородно легированными квантовыми ямами и σ -легированием барьерных слоев представлены на рис. 2.

Низкотемпературная проводимость легированных разнесенных сверхрешеток имеет логарифмический характер. Это иллюстрирует рис. 3, причем сильное электрическое поле (кривые 2, 2' и 2'') не изменяет логарифмической зависимости $\sigma(T)$, но сужает и смещает ее температурный интервал в сторону более низких температур с увеличением поля E на образце. Аналогичные результаты получены и для разнесенных сверхрешеток с δ -легированием (рис. 4). Однако с увеличением электрического поля на образце наклон зависимости $\sigma(\ln T)$ в последнем случае уменьшается (рис. 4, кривые 1, 1' и 1'') в отличие от ситуации на рис. 3 (кривые 2, 2' и 2'').

Обратим внимание на определенную разницу проводимостей структур с легированием δ -слоями барьеров (№ 225—228) и квантовых ям (№ 102—187), отличающихся почти на порядок величины. Второе отличие состоит в существенной разнице для этих серий РСР в эффекте изменения проводимости $\Delta\sigma(T)$. В интервале температур 4.2±16 К приращение $\Delta\sigma$ для δ -легированных РСР составляет от 3.5% (№ 228) до 7.5% (№ 225) от $\sigma(4.2 \text{ К})$, а для структур с

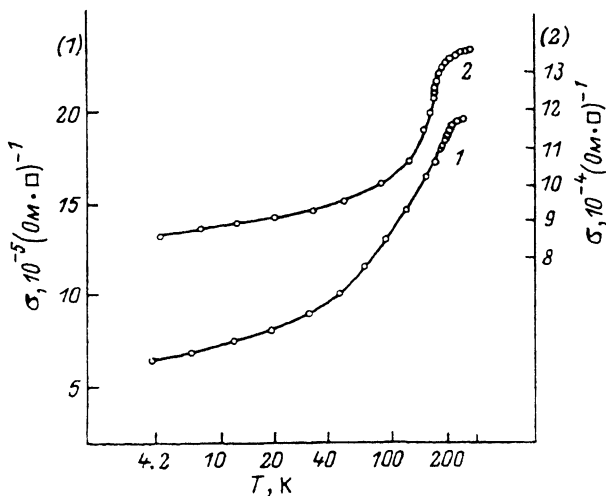


Рис. 2. Зависимость проводимости от температуры структур, №: 1 — 174, 2 — 228

однородно легированными квантовыми ямами это изменение составляет от 20% (№ 102) до 3.5 раз (№ 187). Причиной такого существенного различия в зависимостях $\sigma(T)$ может быть проводимость по δ -слою кремния, шунтирующему проводящий двумерный канал квантовой ямы и маскирующему эффект изменения проводимости.

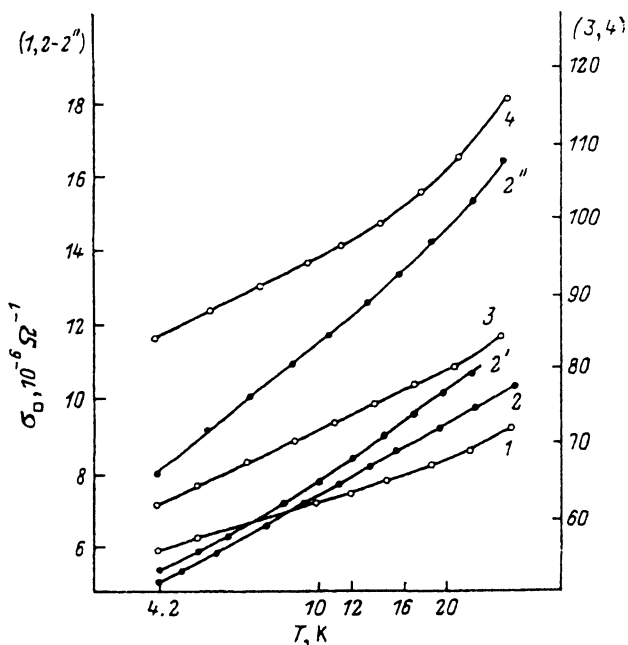


Рис. 3. Температурная зависимость удельной поверхностной проводимости разнесенных сверхрешеток с легированными квантовыми ямами, нормированной на одну квантовую яму. РСР, №: 1 — 187, 2 — 102, 3 — 174, 4 — 175, $E, \text{В/см}$: 1—4 — 0.25, 2' — 7.5, 2'' — 14.8.

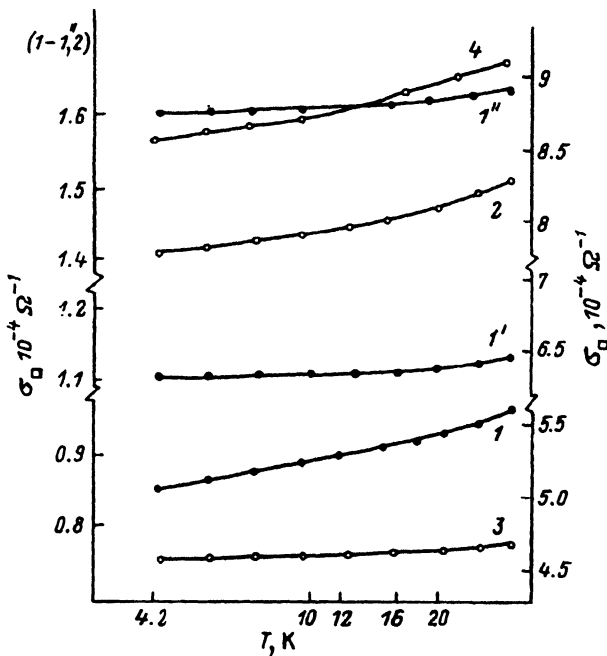


Рис. 4. Температурная зависимость удельной поверхностной проводимости разнесенных сверхрешеток с δ -легированием, нормированной на одну квантовую яму. РСР, №: 1 — 225, 2 — 226, 3 — 227, 4 — 228, E , В/см: 1—3 — 0.7, 4 — 0.3, 1' — 13.3, 1'' — 33.3.

Логарифмическую зависимость проводимости от температуры связывают в теории квантовых поправок с явлениями слабой локализации и электрон-электронного ($e-e$) взаимодействия. В двумерном случае логарифмическая зависимость проводимости от температуры определяется выражением [13]

$$\Delta\sigma_2 = G_0 [\beta + (1 - \beta) p + \Lambda_2] \ln(kT\tau/\hbar), \quad (1)$$

где Λ_2 — константа $e-e$ взаимодействия в диффузионном канале, β — коэффициент для поправки Маки—Томпсона, а p — показатель степенной зависимости времени релаксации фазы волновой функции электрона $\tau_p \sim T^{-p}$.

По экспериментальным зависимостям $\sigma(\ln T)$ рис. 3, 4 были найдены величины коэффициента $A_0 = \beta + (1 - \beta) p + \Lambda_2$ исследованных структур. Данные приведены в табл. 1. Отметим значительный разброс величин A_0 относительно известного для $2D$ -электронов в гетеропереходе GaAs/AlGaAs значения A_0 , равного 1.6 [13, 14].

Обсуждаемые здесь опыты не дают возможности разделения вкладов эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в температурную зависимость проводимости (т. е. определения параметров β , p , Λ_2). Для этого требуются дополнительные экспериментальные исследования.

Необычный характер проявляет зависимость $\sigma(E)$. В области электрических полей, непосредственно следующих за квадратичной зависимостью σ от E , наблюдается логарифмическая зависимость $\sigma \sim \ln E$ (часть экспериментальных данных представлена на рис. 5). Качественно зависимость $\sigma \sim \ln E$ можно понять в приближении эффективной электронной температуры T_e . Подводимая от внешнего источника мощность $P \approx \sigma E^2$ прежде всего воспринимается электронной подсистемой, что ведет к возрастанию элект-

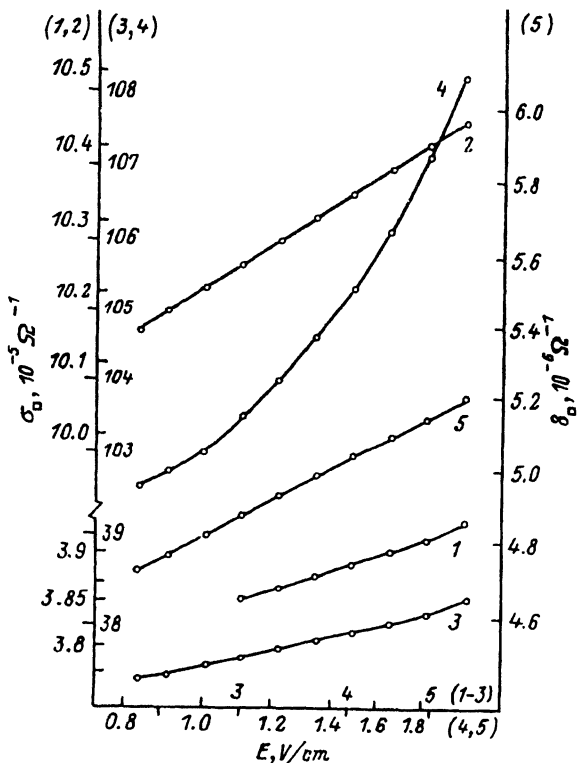


Рис. 5. Иллюстрация логарифмической зависимости удельной поверхностной проводимости РСР, нормированной на одну квантовую яму от электрического поля E при $T_0 = 4.2$ К. РСР, №: 1 — 225, 2 — 226, 3 — 227, 4 — 228, 5 — 102.

ронной температуры по сравнению с температурой решетки T_0 . В общем случае для двумерных электронных систем связь между P и T_e является сложной [15], но на некоторых конечных интервалах ΔT_e зависимость $P(T_e)$ можно аппроксимировать степенной функцией [16–19]

$$P \sim T_e^\alpha - T_0^\alpha \quad (2)$$

В условиях значительного разогрева, т. е. при $T_e \gg T_0$ из выражения (2) следует $P \sim T_e^\alpha$ и функциональная связь электронной температуры T_e и электрического поля E также степенная. В этих условиях (т. е. при $T_e \gg T_0$) из $\sigma \sim \ln T_e$ (1) вытекает $\sigma \sim \ln E$. Логарифмическая зависимость σ от E в двумерной электронной системе, наблюдавшаяся в сходных физических условиях, описана в работе [20].

4. Анализ зависимостей $\sigma(E)$, $\sigma(T)$ и особенностей нелинейных ВАХ показывает, что явления латерального переноса в системе изолированных квантовых ям отличаются от аналогов в гетеропереходах. Определяющими в явлениях переноса в легированных разнесенных сверхрешетках в низкотемпературной области являются эффекты локализации и электрон-электронного взаимодействия, которые показывают, что РСР — слабо разупорядоченная система. Источником беспорядка в РСР могут быть как ионизованные доноры Si в квантовых ямах GaAs и δ -слое в AlGaAs, так и шероховатости (поверх-

ностные неровности, островки) границ раздела, сопутствующие технологии эпитаксии из молекулярных пучков и искажающие потенциальный рельеф.

Расчеты подвижности в случае чисто примесного механизма рассеяния μ_{2l}^{calc} 2D-электронов для уровня легирования КЯ $(1-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ аналогично [21] дают результат существенно выше экспериментальных величин μ^{exp} , что иллюстрируется на примере трех структур в табл. 2.

Для одиночных квантовых ям с $L_z < 60 \text{ \AA}$ авторы [5-7] показали, что основным фактором, ограничивающим подвижность носителей при гелиевых температурах, является релаксация электронов на шероховатостях границ раздела ($\mu \equiv \mu_\Lambda$). Аналогично [5] мы рассчитали температурные зависимости $\mu_\Lambda^{\text{calc}}(T)$ для трех структур (№ 174, 175, 187) с $\Lambda \sim 100 \text{ \AA}$ (табл. 2) и $\Delta = 2.83 \text{ \AA}$. Для структур № 174 и 175 имеет место хорошее согласие между расчетными оценками $\mu_\Lambda^{\text{calc}}$ и экспериментальными величинами μ^{exp} при $T = 4.2 \text{ К}$ (табл. 2).

Искажения потенциального рельефа сверхрешетки из-за колебаний мольной доли x и флуктуаций ширины КЯ, обусловленных островковым характером роста, проявляются в кинетических явлениях в качестве фактора, ограничивающего подвижность носителей; в оптических же явлениях, в частности фотолюминесценции, такие искажения приводят к уширению линий спектра из-за флуктуаций энергии основного состояния. Несомненно, что и при оптических исследованиях уширение пиков в спектрах фотолюминесценции наших структур определяется именно шероховатостями границ раздела, в пользу чего свидетельствует хорошее согласие результатов оценок флуктуаций энергий δE_μ основного состояния в квантовой яме E_1 , найденных нами по теоретической зависимости $\delta E(L_z)$ из [6], и величины полуширины пика фотолюминесценции σE_{phl} при $T = 4.2 \text{ К}$ (табл. 2).

Таким образом, проведенный нами анализ явлений переноса в РСР позволяет заключить, что определяющим фактором в явлениях латерального переноса в разнесенных легированных сверхрешетках с шириной квантовых ям $L_z < 60 \text{ \AA}$ является релаксация 2D-электронов на искажениях потенциального рельефа, вызванных островковым характером границ раздела и флуктуациями мольной доли x , присущими процессу роста в технологии молекулярно-пучковой эпитаксии [22, 23].

Авторы выражают благодарность С. В. Колосовой и В. М. Скороходову за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, I. Walker, R. I. Malik. Appl. Phys. Lett., 53, 296 (1988).
- [2] G. Hasnain, B. F. Levine, C. G. Bethea, R. A. Logan, I. Walker, R. I. Malik. Appl. Phys. Lett., 54, 2515 (1989).
- [3] B. F. Levine, G. Hasnain, C. G. Bethea, N. Chang. Appl. Phys. Lett., 54, 2704 (1989).
- [4] M. Migita, T. Uda, O. Kauchisa, M. Shiiki. Patent EP 0316909 A2, HOIL 31/02 G/1C 13/04.
- [5] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., 51, 1934 (1987).
- [6] K. Hirakawa, T. Noda, H. Sakaki. Surf. Sci., 196, 365 (1988).
- [7] T. Noda, M. Tanaka, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., 57, 1651 (1990).
- [8] P. Jeanjean, J. Sicart, J. L. Robert, F. Mollot, R. Paniel. Superlatt. Microstruct., 8, 345 (1990).
- [9] В. И. Кадушкин, А. П. Сеничкин. ФТП, 24, 2471 (1990).
- [10] K. Tsubaki, A. Livingstone, H. Kawashima, N. Okamoto, K. Kumabe. Sol. St. Commun., 46, 517 (1983).
- [11] K. Tsubaki, A. Sugimura, K. Kumabe. J. Appl. Phys., 57, 5354 (1985).
- [12] F. F. Fanq, A. V. Fowler. J. Appl. Phys., 41, 1825 (1970).
- [13] Т. А. Полянская, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 23, 3 (1989).
- [14] И. Г. Савельев, Т. А. Полянская, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 21, 2096 (1987).
- [15] K. Hirakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., 49, 889 (1986).
- [16] В. Г. Долгополов, А. А. Шашкин, С. И. Дорожкин. ЖЭТФ, 89, 2113 (1985).
- [17] И. Г. Савельев, Т. А. Полянская, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 21, 2096 (1987).

- [18] В. И. Кадушкин, А. А. Денисов, А. П. Сеничкин. ФТП, 23, 71 (1989).
[19] В. И. Кадушкин, А. П. Сеничкин. ФТП, 24, 1109 (1990).
[20] P. W. Anderson, E. Abrahams. Phys. Rev. Lett., 43, 718 (1979).
[21] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М. (1985).
[22] П. С. Копьев, И. И. Уральцев, А. А. Эфрос, Д. Р. Яковлев, А. В. Винокурова. ФТП, 22, 424 (1988).
[23] С. В. Козырев, А. Ю. Маслов. ФТП, 22, 433 (1988).

Редактор Т. А. Полянская
