

Транспортные свойства гетероструктур InGaAs/GaAs с δ -легированными квантовыми ямами

© Н.В. Байдусь⁺, В.В. Вайнберг*, Б.Н. Звонков⁺, А.С. Пилипчук*[¶], В.Н. Порошин*, О.Г. Сарбей*

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

* Институт физики Национальной академии наук Украины, 03680 Киев, Украина

(Получена 18 октября 2011 г. Принята к печати 31 октября 2011 г.)

Исследован латеральный транспорт электронов в одно- и двухъямных псевдоморфных гетероструктурах GaAs/*n*-InGaAs/GaAs с квантовыми ямами глубиной 50–100 мэВ и δ -слоями примеси в области ям с концентрацией $10^{11} < N_s < 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В одноямных структурах, с легированием в центре ямы, наблюдаются немонокотонная температурная зависимость коэффициента Холла и рост низкотемпературной подвижности электронов при увеличении концентрации примеси. Совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что в проводимости таких структур существенную роль играют электронные состояния примесной зоны. Включение примесной зоны позволяет также удовлетворительно объяснять характеристики проводимости двухъямных структур, при этом в отличие от одноямных структур важную роль играет изгиб зон вследствие асимметричного легирования. Численные расчеты проводимости в рамках рассмотренной модели подтверждают сделанные предположения.

1. Введение

Латеральный транспорт электронов в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) в случае, когда легирующая примесь удалена пространственно от КЯ, хорошо исследован теоретически и экспериментально. В настоящее время в связи с дальнейшим развитием работ по созданию современных СВЧ приборов, например, таких как РНЕМТ (pseudomorphic high electron mobility transistor) [1], исследования идут в новом направлении. При этом большой интерес уделяется псевдоморфным гетероструктурам AlGaAs/InGaAs/GaAs, GaAs/InGaAs/GaAs. Предлагаются также новые механизмы работы оптоэлектронных приборов. В частности, теоретически предложен [2] и экспериментально исследован механизм излучения в дальнем инфракрасном диапазоне на основе пространственного переноса горячих электронов между туннельно-связанными КЯ [3,4]. В этом направлении работ важную роль играет получение необходимых свойств двумерных электронов КЯ за счет геометрической конфигурации КЯ и их легирования, причем δ -слои примеси создаются в области самих КЯ. В связи с этим систематические экспериментальные исследования латерального транспорта электронов в таких структурах представляют значительный интерес. Известные из литературы данные [5–8] относятся главным образом к низким температурам и, как правило, очень ограничены по диапазону параметров структур и уровню легирования.

В настоящей работе поставлена задача исследовать характеристики латерального транспорта электронов в КЯ гетероструктур *n*-InGaAs/GaAs с мелкой примесью Si в виде δ -слоев в области КЯ, с концентрацией $N_s = (1-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Измерены температурные зави-

симости коэффициента Холла и проводимости в диапазоне температур $T = 4-400 \text{ К}$ в структурах с одиночными КЯ и примесью в центре ямы, а также с двойными туннельно-связанными КЯ с примесью в центре одной из связанных ям. При 4.2 К также измерена зависимость магнитосопротивления от магнитного поля.

Проведены численные расчеты энергетического спектра подзон размерного квантования в исследованных структурах, и на их основе рассчитаны температурные зависимости проводимости. Сопоставление расчета с экспериментом показывает, что при легировании структур введением δ -слоя в квантовую яму необходимо учитывать вклад в проводимость примесной зоны. Для туннельно-связанных КЯ необходимо также учитывать изгиб зон, обусловленный асимметричным профилем примеси.

2. Методика эксперимента

Образцы для исследований, которые представляли собой гетероструктуры GaAs/InGaAs/GaAs, получены методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металло-органических соединений) на подложках из полуизолирующего GaAs (100). Структуры содержали по 10–20 периодов с одиночными или двойными туннельно-связанными квантовыми ямами. Образцы легировались введением δ -слоя примеси кремния в центральной плоскости КЯ. В двухъямных структурах примесь вводилась только в одну из ям (более узкую). Для сравнения исследованы также образцы, в которых δ -слой примеси введен в барьер на расстоянии от КЯ, примерно равном расстоянию между δ -слоем в узкой яме и широкой ямой в двухъямных структурах. Для компенсации влияния поверхностных состояний

[¶] E-mail: pylypchuk@iop.kiev.ua

№ образца	Ширина ям, Å	Ширина барьера между КЯ*, Å	Глубина ям, мэВ	Положение примеси**	Число периодов	$n(77\text{ К}), 10^{11}\text{ см}^{-2}$ (на период)
5997	80		63	1	10	6.74
5998	80		63	1	10	1.25
6002	80		63	1	10	4.05
6215	80		96	2	10	3.2
5778	50/150	50	50	3	20	11.3
5779	50/150	50	63	3	20	5.2
5780	50/150	50	75	3	20	9.05

Примечание. * Ширина барьера между туннельно-связанными КЯ в двухъямных структурах. ** Положение примеси: 1 — центр КЯ (одноямные структуры); 2 — барьер, расстояние 100 Å от КЯ (одноямные структуры); 3 — центр узкой КЯ в двухъямной структуре.

структуры дополнительно легировались формированием δ -слоя примеси в покрывающем слое. Характеристики образцов приведены в таблице. Концентрация примеси при δ -легировании считалась равной концентрации электронов при 77 К, полученной из холловских измерений. Концентрация неконтролируемой фоновой мелкой примеси во всех слоях структур была $5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$.

Образцы имели вид холловских мостиков. Омические контакты создавались путем напыления в вакууме слоев Pd/Ge/Au с последующим вплавлением в атмосфере водорода при 430°C . Направление между токовыми контактами $\langle 110 \rangle$. Ток через образец в измерениях был равен 10 и 100 мкА в зависимости от сопротивления образца.

3. Результаты измерений

На рис. 1 показаны температурные зависимости коэффициента Холла, R_H , и удельного сопротивления, ρ , для одноямных образцов с δ -слоем примеси в центре КЯ

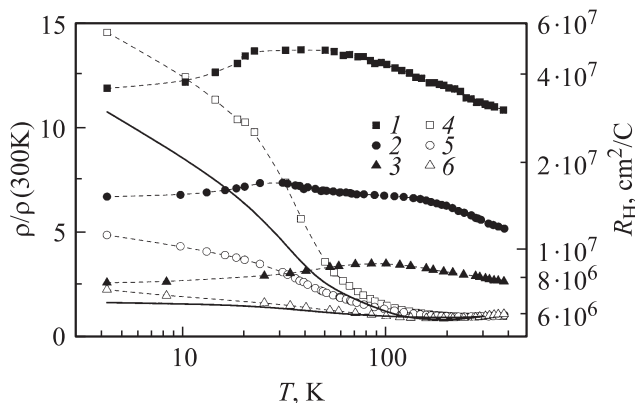


Рис. 1. Экспериментальные температурные зависимости коэффициента Холла R_H (1, 2, 3) и удельного сопротивления ρ (4, 5, 6) одноямных образцов. Номера образцов: 1, 4 — 5998; 2, 5 — 6002; 3, 6 — 5997. Значения ρ нормированы на величину при 300 К для каждого из образцов. Значения ρ при 300 К составляют 8600, 3920 и 2150 Ом для образцов 5998, 6002, 5997 соответственно. Сплошные линии — рассчитанные зависимости $\rho(T)$ для образцов 5998 (7) и 5997 (8).

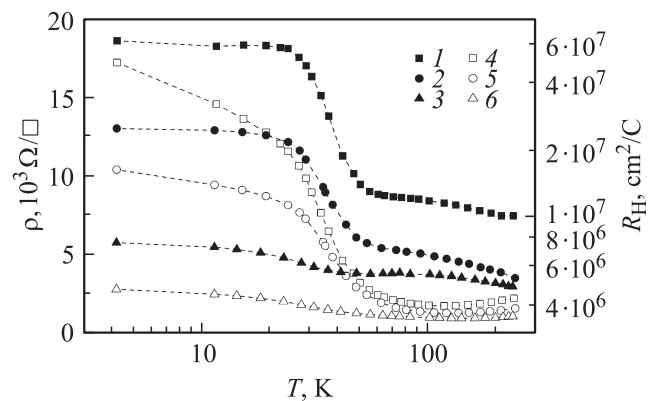


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла R_H (1, 2, 3) и удельного сопротивления ρ (4, 5, 6) двухъямных образцов с туннельно-связанными КЯ. Номера образцов: 1, 4 — 5779; 2, 5 — 5780; 3, 6 — 5778.

в диапазоне температур $T = 4\text{--}400\text{ К}$. Значения ρ для удобства представления нормированы на его величину при 300 К.

Отметим, что коэффициент Холла для всех образцов имеет немонокотонную температурную зависимость с максимумом, который с ростом концентрации примеси сдвигается к более высоким температурам, причем максимум сильнее выражен для менее легированных образцов.

На зависимостях $\rho(T)$ видны три участка. В области температур от 4 до $\sim (20\text{--}30)\text{ К}$ сопротивление уменьшается приблизительно пропорционально логарифму температуры, затем наблюдается сравнительно быстрый спад до $T \approx 100\text{ К}$. При дальнейшем повышении температуры сопротивление меняется очень слабо с небольшим минимумом.

На рис. 2 приведены зависимости $R_H(T)$ и $\rho(T)$ для образцов с двойными туннельно-связанными ямами. Температурные зависимости сопротивления для них качественно похожи на соответствующие зависимости одноямных образцов, но поведение коэффициента Холла в этом типе структур заметно отличается. В зависимости $R_H(T)$ наблюдаются два близких к „горизонтальным“ участка при низких и высоких температурах соответ-

ственно, с переходом между ними при температурах $\sim (30-50)$ К. Разница в величине R_H на этих участках уменьшается с ростом концентрации примеси.

На рис. 3 показаны температурные зависимости холловской подвижности электронов, $\mu_H = R_H/\rho$, определенные по экспериментальным зависимостям $R_H(T)$ и $\rho(T)$, приведенным на рис. 1 и 2. Показана также зависимость $\mu_H(T)$ для одноямного образца с δ -легированием барьера, и для удобства представления совместно с другими данными ее величина уменьшена в 4 раза.

Как видно из рис. 3, величины подвижности электронов при 4 К и при одинаковых концентрациях легирующей примеси в образцах, по-разному легированных, сильно различаются. В одноямной структуре при легировании ямы подвижность примерно в 30 раз меньше, чем при легировании барьера, а в двухъямной структуре она меньше примерно в 10 раз. При этом, как указано выше, примесь в двухъямной структуре расположена примерно на таком же расстоянии от края широкой квантовой ямы, в которой при низкой температуре должны находиться все электроны, как и в одноямном образце с легированием барьера.

Температурный ход подвижности также качественно различается для этих трех типов структур. При легировании барьера подвижность в области гелиевых температур наибольшая, $(2-3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, и примерно до 60 К меняется слабо. Затем она быстро уменьшается с ростом температуры. При легировании одиночной квантовой ямы подвижность при 4 К более чем на порядок величины ниже и заметно растет с температурой до $\sim (150-200)$ К, после чего слабо уменьшается. При 4 К, чем больше концентрация примеси, тем больше

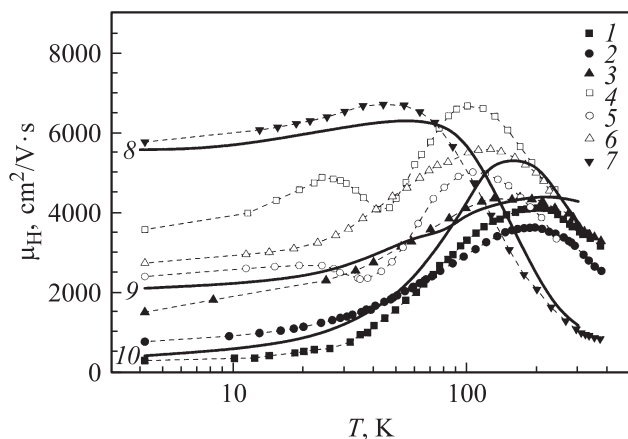


Рис. 3. Экспериментальные температурные зависимости холловской подвижности электронов в одноямных образцах с δ -легированием в центре КЯ (1, 2, 3) и барьере (7), в двухъямных образцах с δ -слоем в центре узкой КЯ (4, 5, 6). Номера образцов: 1 — 5998, 2 — 6002, 3 — 5997, 4 — 5779, 5 — 5780, 6 — 5778, 7 — 6215. Величина подвижности в образце 6215 (7) для удобства представления уменьшена в 4 раза. Сплошные линии — рассчитанные зависимости $\mu(T)$ для образцов 6215 (8), 5998 (9) и 5997 (10).

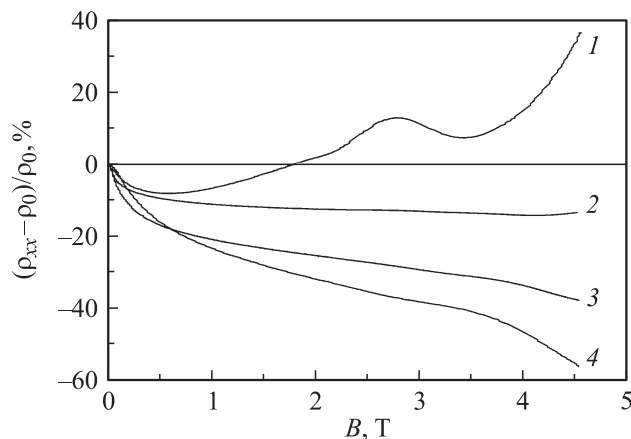


Рис. 4. Магнитосопротивление $(\rho_{xx} - \rho_0)/\rho_0$ двухъямного (1) и одноямных (2-4) образцов с δ -слоем примеси в КЯ при $T = 4.2$ К. Номера образцов: 1 — 5779, 2 — 5997, 3 — 6002, 4 — 5998.

подвижность, в то время как в области комнатной температуры соотношение подвижностей меняется на обратное.

Зависимость $\mu_H(T)$ во всех двухъямных структурах имеет хорошо выраженный максимум в области 100–130 К. В образцах с малой концентрацией примеси при $T \approx 25-30$ К появляется слабее выраженный второй максимум. При больших концентрациях вместо него наблюдается слабое уменьшение подвижности с температурой, как в одноямных структурах с легированием ямы.

На рис. 4 приведено магнитосопротивление при 4.2 К для одноямных и одного из двухъямных образцов с δ -слоем примеси в КЯ в магнитном поле B (от 0 до 4.5 Тл), перпендикулярном плоскости ям. В одноямных образцах во всем интервале магнитных полей наблюдается только отрицательное магнитосопротивление (ОМС), величина которого быстро увеличивается в полях от 0 до 0.5 Тл. В больших полях ОМС возрастает заметно медленнее, причем этот рост зависит от уровня легирования — ОМС растет тем медленнее, чем выше уровень легирования.

В двухъямном образце в области слабых магнитных полей наблюдается такой же быстрый рост проводимости, как и в одноямном образце с примерно такой же концентрацией примеси. При дальнейшем увеличении поля ОМС уменьшается по величине и затем переходит в положительное магнитосопротивление. В этой области полей появляются осцилляции Шубникова-де-Гааза.

4. Обсуждение результатов

Наличие максимума в температурной зависимости коэффициента Холла одноямных образцов, который сдвигается в область более высоких температур с ростом

концентрации примеси, характерно для двухзонной модели проводимости. С другой стороны, рост подвижности при низких температурах с увеличением концентрации примеси (рис. 3) характерен для проводимости электронов в примесной зоне. Естественно поэтому предположить, что в таких образцах проводимость при низких температурах обусловлена главным образом электронами в двумерной примесной зоне, расположенной под нижней подзоной размерного квантования.

Простые оценки ширины примесной зоны для наших образцов, которая определяется межпримесным расстоянием, его флуктуациями и флуктуациями состава, по известным выражениям [9,10] дают 4–20 мэВ. С учетом глубины примесных уровней по энергии такая примесная зона может перекрываться в двумерной зоной квантовой ямы.

Делокализованные состояния в примесной зоне существуют при выполнении критерия перехода металл-изолятор $N^{1/2}a > 0.15-0.25$ [10,11], где N — концентрация примеси, a — боровский радиус. Для GaAs с мелкими донорами эта оценка дает критическую концентрацию порядка нескольких единиц на 10^{10} см⁻², что на порядок величины меньше концентраций примеси в δ -слое КЯ исследованных образцов. Таким образом, проводимость в примесной зоне является квазиметаллической.

Исходя из этого можно предложить следующее качественное описание температурного хода низкотемпературной проводимости. Близкая к логарифмической зависимость сопротивления от температуры ниже $\sim (30-40)$ К, как хорошо известно, обусловлена слабой локализацией электронов в области металлической проводимости. О слабой локализации свидетельствуют и результаты измерений отрицательного магнитосопротивления при 4 К (рис. 4).

При повышении температуры электроны переходят с уровней примесной зоны, где их подвижность относительно мала, в двумерную подзону квантовой ямы со значительно большей подвижностью, которая растет с повышением температуры до ~ 120 К. Проводимость при этом растет приблизительно по экспоненте. При более высоких температурах, с одной стороны, начинают заселяться состояния в надбарьерной области, а с другой, — начинает все большую роль играть рассеяние на оптических фононах. Вследствие этого подвижность как в двумерной зоне проводимости, так и в надбарьерных состояниях уменьшается и рост проводимости замедляется.

Отметим, что модель квантовой ямы с примесной зоной была уже успешно использована для объяснения температурной зависимости концентрации дырок и проводимости в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с акцепторной примесью [11].

Аналогичные представления об участии в проводимости примесной зоны могут быть использованы для описания проводимости двухъямных образцов. Их отличие от одноямных образцов заключается в том, что δ -слой

примеси здесь расположен в узкой яме и примесная зона привязана к подзоне размерного квантования узкой ямы. Вследствие различного энергетического спектра узкой и широкой ям центр примесной зоны может лежать на уровне или выше дна нижней подзоны в широкой яме. В этом случае уже при низкой температуре становится существенным вклад как в проводимость, так и в коэффициент Холла электронов подзоны размерного квантования широкой ямы. Это обуславливает большую проводимость при гелиевых температурах по сравнению с одноямными образцами, заметно меньший рост проводимости с температурой, а также отсутствие максимума на температурной зависимости коэффициента Холла.

Для апробации предложенной модели нами были проведены численные расчеты энергетического спектра и температурных зависимостей проводимости исследованных структур. Расчет энергетического спектра, как обычно, проводился путем самосогласованного решения одномерных (в направлении роста гетероструктур) уравнений Шредингера и Пуассона, дополненных условием электронейтральности в границах одного периода структуры.

Пространственное распределение примеси в δ -слое в направлении роста задавалось в виде гауссова колокола со среднеквадратичным уширением $\sigma = 10-20$ Å (оценка из известных технологических параметров). Распределение примесной плотности состояний по энергии также представлялось в виде гауссова колокола с $\sigma \approx ce^2N^{1/2}/\kappa$, где c — коэффициент порядка 1, e — заряд электрона, κ — диэлектрическая проницаемость.

Типичный вид полученного энергетического спектра для структур разного типа приведен на рис. 5. Следует отметить, что особенности спектра существенно определяются тем, что квантовые ямы в рассматриваемых структурах „мелкие“ в масштабе kT при комнатной температуре. Так, в одноямной структуре с δ -легированием в центре ямы (рис. 5, а) наблюдается трансформация профиля дна зоны проводимости с изменением температуры, которая обусловлена перераспределением электронов между барьером и ямой. При этом энергетический спектр электронов в двумерных подзонах качественно практически не меняется, а лишь смещается по энергии. В структуре с легированием барьера (рис. 5, б) δ -слой примеси формирует дополнительную квантовую яму в барьере со своими подзонами размерного квантования. Профиль потенциальной энергии становится несимметричным, однако количественные изменения профиля с изменением температуры в этом случае невелики и малозначимы. В двухъямной структуре (рис. 5, в) также существенную роль играет несимметричное распределение объемного заряда, которое приводит к сильному изгибу зон и понижению по энергии подзон узкой ямы. При этом плотность заряда электронов в нижней подзоне размерного квантования, сосредоточенных главным образом в широкой яме, уменьшается, а заселенность примесной зоны и второй подзоны квантования в узкой яме увеличивается.

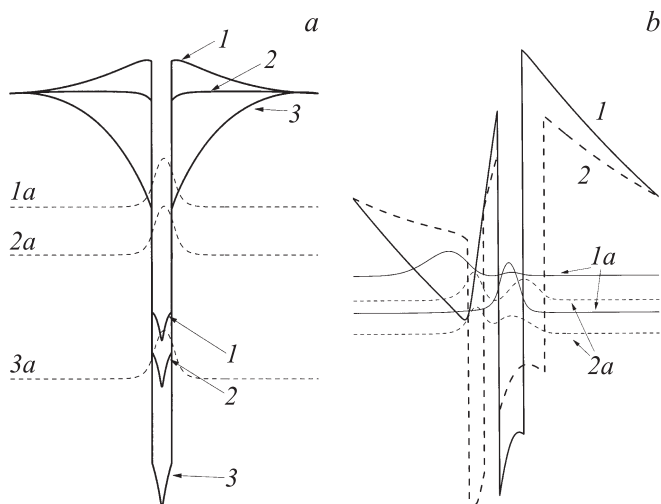


Рис. 5. Энергетический спектр исследованных структур (численный расчет). *a* — одноямная структуры с δ -слоем примеси в центре КЯ: 1, 2, 3 — профили дна зоны проводимости при 4,2, 100 и 300 К соответственно; 1а, 2а, 3а — соответствующие им квадраты огибающих волновых функций. *b* — одноямная структура с δ -слоем примеси в барьере (1 — профиль дна зоны проводимости, 1а — квадраты огибающих волновых функций) и двухъямная структура с δ -слоем примеси в узкой КЯ (2 — профиль дна зона проводимости, 2а — квадраты огибающих волновых функций).

В результате имеет место сильная зависимость изгиба зон от температуры. В частности, с повышением температуры перекося потенциального профиля (изгиб зон) уменьшается.

Как следует из этих общих особенностей, для расчета проводимости двухъямных структур с асимметричным легированием нельзя использовать модель прямоугольных квантовых ям. Расстояние между двумя подзонами размерного квантования в них (и соответственно между примесной зоной и краем нижней подзоны) в самосогласованном расчете может отличаться в 2 и более раз по сравнению с исходными прямоугольными ямами такой же глубины и ширины. Соответственно сильно изменяются заселенность уровней и температурная зависимость проводимости. Для одноямных же структур без больших погрешностей можно ограничиться прямоугольной ямой.

В расчетах двумерной проводимости учитывалось рассеяние на акустических и полярных оптических фононах, шероховатостях границ, флуктуациях состава и заряженных примесях с использованием известных из литературы выражений (см., например, [12]).

При вычислении подвижности электронов в примесной зоне мы руководствовались следующим соображением. С увеличением концентрации примеси растет ширина примесной зоны (см., например, [9]) и в простой модели зоны растет подвижность электронов. В наших расчетах при нулевой температуре ее величина считалась обратно пропорциональной ширине зоны, а

коэффициент пропорциональности служил подгоночным параметром. Полагалось также, что она экспоненциально зависит от обратной температуры с приблизительно одинаковыми параметрами для всех структур.

На рис. 1 и 3 в качестве примера показаны результаты расчета проводимости и подвижности для двух одноямных структур с наибольшей и наименьшей концентрациями примеси. На рис. 3 показана также аппроксимация подвижности в одноямной структуре с δ -слоем примеси в барьере. Принимая во внимание сделанные в расчетах допущения и то, что в расчете не учитывались квантовые поправки при низких температурах, можно считать, что получено неплохое согласие расчета с экспериментом.

Отметим, что без учета примесной зоны вычисленные величины подвижности при низких температурах, где основную роль играет рассеяние на примесях, значительно превышают измеренные значения. Кроме этого, при увеличении концентрации примеси подвижность в этом случае падает, а не растет, как это наблюдается экспериментально.

В образцах с двойными туннельно-связанными ямами примесная зона, образованная δ -легированием узкой ямы, как указано выше, лежит по энергии выше дна подзоны широкой ямы. Как следует из расчетов энергетического спектра, из-за большой плотности состояний в примесной зоне уже при гелиевой температуре в ней находится заметная доля электронов, которая тем больше, чем больше легирование. Подвижность при гелиевых температурах в данных образцах меньше, чем в образцах с легированным барьером, но больше в несколько раз, чем в одноямных образцах. Ее температурная зависимость определяется перераспределением электронов между примесной зоной и подзонами размерного квантования ям и температурными зависимостями подвижности электронов в них.

С ростом температуры до $\sim (120-130)$ К подвижность, обусловленная в основном рассеянием на примесях, увеличивается в обеих подзонах. С другой стороны, концентрация электронов в примесной подзоне с ростом температуры проходит через максимум. В слабо легированных образцах подвижность в этой подзоне намного меньше, чем в подзоне широкой ямы (как и в одноямных структурах). Вследствие этого измеряемая подвижность при подходе к максимуму концентрации в примесной подзоне начинает уменьшаться, в результате чего образуется „низкотемпературный“ максимум $\mu_n(T)$, наблюдаемый для слабо легированных образцов. В достаточно сильно легированных образцах разница в подвижностях не так велика, и низкотемпературный максимум не образуется.

Максимум подвижности при более высоких температурах появляется по той же причине, что и в одноямных структурах.

В одноямных образцах с δ -слоем в барьере при гелиевых температурах все электроны находятся в яме, уровень Ферми расположен достаточно высоко от дна

подзоны размерного квантования, вследствие чего рассеяние на примесях уменьшается, и подвижность становится намного больше по сравнению с подвижностью в двухъямном образце, в котором концентрация δ -примеси имеет примерно такую же величину и ее слой расположен в узкой яме примерно на таком же расстоянии от подвижных электронов в широкой яме. При повышении температуры состояния воронкообразной примесной ямы дают все больший вклад в проводимость и примесное рассеяние вместе с рассеянием на фонах приводят к резкому уменьшению результирующей подвижности. В целом температурная зависимость подвижности в таких образцах достаточно хорошо аппроксимируется расчетными кривыми.

5. Заключение

В одноямных образцах с δ -слоем примеси в центре ямы при низких температурах подвижность с ростом концентрации примеси не уменьшается, что характерно для примесного рассеяния, а увеличивается, что скорее характерно для проводимости по примесной зоне. Наряду с немонотонной зависимостью коэффициента Холла от температуры это приводит к двухзонной модели проводимости в таких структурах.

Учет электронов, находящихся в состояниях примесной зоны, образованной δ -слоем примеси в квантовой яме, позволил качественно объяснить и удовлетворительно количественно описать наблюдаемые зависимости латеральной проводимости и подвижности электронов в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs от концентрации примеси и температуры.

В двухъямных структурах также существенную роль играет изгиб зон вследствие асимметричного легирования, который сам зависит от перераспределения электронов между подзонами и соответственно ямами и, следовательно, существенно зависит от температуры и уровня легирования. Проводимость определяется в этих структурах совместным участием примесной зоны и нижней подзоны широкой ямы, которые идентичны по энергии, но разделены пространственно, а также подзоны размерного квантования узкой ямы. На основании расчета энергетического спектра можно качественно объяснить температурные зависимости подвижности, а также ее зависимости от концентрации примеси.

Работа поддержана Фондами фундаментальных исследований России и Украины (гранты № 10-02-00501а, 11-02-90454 Укр_ф_а, 10-02-00371-а и Ф40.2/057).

Список литературы

- [1] Р.А. Хабибулин, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, Д.С. Пономарев, Р.А. Лунин, В.А. Кульбачинский. ФТП, **45**, 1373 (2011).
- [2] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov et. al. Proc. SPIE, **4318**, 192 (2001).
- [3] Н.В. Байдусь, П.А. Белевский, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг, М.Н. Винославский, А.В. Иконников, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук, В.Н. Порошин. ФТП, **44**, 1543 (2010).
- [4] P.A. Belevski, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Kravchenko, V.N. Poroshin, O.G. Sarbey. Ukr. J. Phys., **54** (1–2), 117 (2009).
- [5] W. Ted Masselink. Appl. Phys. Lett., **59**, 694 (1991).
- [6] W. Ted Masselink. Phys. Rev. Lett., **66** (11), 1513 (1991).
- [7] Il-Ho Ahn, G. Hugh Song, Young-Dahl Jho. Jpn. J. Appl. Phys., **49**, 014 102 (2010).
- [8] V.A. Kulbachinskii, I.S. Vasil'evskii, R.A. Lunin, G. Galistu. Semicond. Sci. Technol., **22**, 222 (2007).
- [9] Н.Ф. Мотт. *Переходы металл-изолятор* (М., Наука, 1979).
- [10] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [11] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин. ФТП, **44**, 491 (2010).
- [12] B. Laikhtman, R.A. Kiehl. Phys. Rev. B, **47**, 10 515 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Transport properties of InGaAs/GaAs heterostructures with δ -doped quantum wells

N.V. Baidus⁺, V.V. Vainberg*, B.N. Zvonkov⁺, A.S. Pylypchuk*, V.N. Poroshin*, O.G. Sarbey*

⁺ Nizhni Novgorod Research Physico-Technical Institute, of Nizhni Novgorod State University, 603950 Nizhni Novgorod, Russia

* Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03680 Kyiv, Ukraine

Abstract The lateral transport in pseudomorphous heterostructures GaAs/InGaAs/GaAs with 50 to 100 meV deep single as well as double quantum wells has been investigated. The wells were δ -doped with the impurity concentration of $10^{11} < N_s < 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. For the single well structures one observes a non-monotonous temperature dependence of Hall coefficient and an increase of low-temperature electron mobility with increasing impurity concentration. The results obtained indicate an important role of the conductivity in the impurity band. Consideration of the impurity band in the quantum well enables to explain the conductance characteristics of the double structures, as well. Besides, in these structures the band bending due to asymmetric doping also strongly influences the electron conductivity. Numerical calculations of the conductivity confirm the suggested model.