

Управление энергетическим спектром квантовых точек InAs/GaAs изменением толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/InGaAs

© И.А. Карпович[¶], Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь, С.В. Тихов,
Д.О. Филатов, А.П. Горшков, С.Ю. Ермаков

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 7 июля 2003 г. Принята к печати 14 июля 2003 г.)

Показано, что в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией из металлорганических соединений при атмосферном давлении, можно управлять энергией основного перехода в квантовых точках в области, перекрывающей оба окна прозрачности оптического волокна на длинах волн 1.3 и 1.55 мкм, путем изменения толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/In_xGa_{1-x}As. В этих структурах имеет место также красное смещение энергии основного перехода в квантовой яме In_xGa_{1-x}As в результате образования гибридной квантовой ямы In_xGa_{1-x}As/InAs (смачивающий слой) между квантовыми точками. В диодах Шоттки на таких структурах обнаружено увеличение обратного тока, связанное с термоактивированным туннелированием электронов из металла на уровни квантовых точек.

1. Введение

Гетероструктуры с самоорганизованными квантовыми точками (ГКТ) InAs/GaAs вызывают повышенный интерес исследователей благодаря перспективам их применения в оптоэлектронике, в частности для создания высокоэффективных инжекционных лазеров для волоконно-оптических линий связи [1,2]. Актуальной задачей является выращивание структур, излучающих в окне максимальной прозрачности оптического волокна на длине волны ≈ 1.55 мкм, которой соответствует энергия основного перехода в квантовых точках $E_0(QD) \approx 0.8$ эВ. Одним из путей ее решения является покрытие слоя квантовых точек (КТ) InAs слоем квантовой ямы (КЯ) In_xGa_{1-x}As, что приводит к красному смещению $E_0(QD)$ [3–5]. Этим методом получены лазерные структуры, излучающие в окне прозрачности оптического волокна на длине волны 1.3 мкм [6]. В подобных структурах с повышенным содержанием индия в слое КЯ ($x = 0.35–0.45$) наблюдалась фотолюминесценция на длине волны 1.52 мкм, но с низкой квантовой эффективностью [7]. В качестве основной причины красного смещения $E_0(QD)$ в комбинированных слоях КЯ/КТ в [3,6] предполагается релаксация упругих напряжений в КТ, обусловленная уменьшением рассогласования решеток на границе КЯ/КТ, в [4,5] — увеличение эффективного размера КТ в результате стимулированного наличием кластеров InAs распада твердого раствора квантовой ямы.

Эти явления могут в разной степени проявляться в структурах, выращенных разными методами и при разных условиях. В [8] нами исследовано влияние покрытия слоя КТ слоем КЯ в структурах, выращенных газофазной эпитаксией из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) при атмосферном давлении. В отличие

от ГКТ, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) [3] и ГФЭ МОС при пониженном давлении [7], в которых красное смещение энергетического спектра КТ $\Delta E_0(QD)$ превышало 100 мэВ, в структурах, полученных в [8], эффект красного смещения оказался относительно малым ($\Delta E_0(QD) < 30$ мэВ). Однако в этих структурах и без покрытия слоя КТ слоем КЯ были получены очень низкие значения энергии $E_0(QD)$ до 0.85 эВ при комнатной температуре [9]. Предполагается, что в результате диффузионного перемешивания In и Ga на гетерогранице GaAs/InAs образуется прослойка твердого раствора, снижающая упругие напряжения в КТ. Естественно, что в этом случае нанесение внешнего слоя КЯ может слабо влиять на энергию перехода.

В этих же структурах обнаружено большое красное смещение энергии основного перехода в КЯ InGaAs ($\Delta E_0(QW) \approx 100$ мэВ) при нанесении слоя КЯ на слой КТ, которое связывалось с образованием гибридной КЯ InGaAs + InAs (смачивающий слой) в пространстве между квантовыми точками.

В данной работе изучается влияние толщины и состава материала КЯ, а также толщины внешнего покровного слоя GaAs на энергетический спектр комбинированных слоев КЯ/КТ в структурах, выращенных ГФЭ МОС при атмосферном давлении.

2. Методика эксперимента

Гетероструктуры выращивали на поверхности (100) полужолирующего GaAs. Буферный слой *n*-GaAs толщиной 0.6 мкм с концентрацией электронов $\sim 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ выращивали при температуре 650°C, затем температуру снижали до 520°C и наносили слои КТ InAs (5 монослоев), КЯ In_xGa_{1-x}As ($x = 0.2–0.3$, ширина ямы $L = 2–12$ нм) и внешний слой GaAs толщиной $d_c = 3–30$ нм. Для повышения однородности

[¶] E-mail: fdp@phys.unn.ru

КТ слой InAs в процессе его нанесения легировался висмутом [10].

По данным атомно-силовой микроскопии, вскрытые селективным травлением покровного слоя [10] КТ в полученных структурах имели латеральные размеры 40–50 нм, высоту 4–5 нм, поверхностную плотность $\sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) при фотовозбуждении излучением гелий-неонового лазера и фотоэдс на контакте полупроводник/электролит (ФПЭ) и в барьерах Шоттки с золотым блокирующим контактом. В качестве электролита использовался 1M водный раствор KCl в смеси с глицерином в соотношении 1:1. Чтобы исключить влияние на спектры ФПЭ поглощения света в электролите, которое было существенным при $h\nu < 0.9 \text{ эВ}$, структуры освещались через подложку, что приводило к обрезанию спектров в области собственного поглощения GaAs. Более детально методика измерений ФПЭ описана в [11].

3. Результаты и обсуждение

3.1. Структуры с одиночным слоем КТ

Структуры с одиночным слоем КТ и относительно толстым покровным слоем GaAs толщиной $d_c \approx 30 \text{ нм}$ служили эталоном при определении величины красного смещения $E_0(\text{QD})$ в структурах с более тонким покровным слоем (при $d_c > 30 \text{ нм}$ $E_0(\text{QD})$ практически не зависит от толщины покровного слоя). Они были выращены в условиях, при которых энергия основного перехода $E_0(\text{QD}) \approx 0.95 \text{ эВ}$ соответствовала длине волны излучения ФЛ $\lambda_0 \approx 1.3 \text{ мкм}$. Типичные спектры ФПЭ при 300 К и ФЛ при 77 К такой структуры приведены на рис. 1 (кривые 1, 4). Хотя интенсивность ФЛ от КТ была высокой и при комнатной температуре, на спектрах ФЛ при 77 К лучше выявляются слабые линии излучения от смачивающего слоя InAs и КЯ в комбинированных слоях КЯ/КТ.

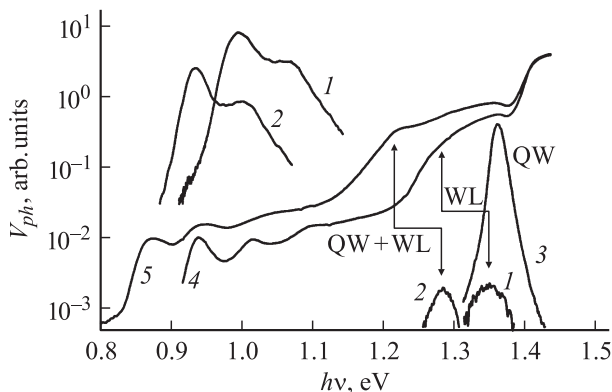


Рис. 1. Влияние покрытия слоя КТ слоем КЯ на спектры ФЛ и ФПЭ. 1, 2 — спектры ФЛ ГКТ (77 К); 3 — спектр ФЛ структуры с отдельной КЯ (77 К); 4, 5 — спектры ФПЭ (300 К). 1, 4 — структура с отдельным слоем КТ; 2, 5 — структура с комбинированным слоем КЯ/КТ. Стрелки — пики ФЛ и края полос фоточувствительности от КЯ в этих структурах.

При $d_c \approx 30 \text{ нм}$ КТ находятся в электрическом поле поверхностного барьера $\sim 30 \text{ кВ/см}$ (рис. 2, *b*), которое обеспечивает практически 100% эмиссию фотовозбужденных электронов и дырок из КТ в матрицу, необходимую для получения максимального значения нормированной фоточувствительности от КТ, т.е. отношения фоточувствительности в области поглощения КТ к собственной фоточувствительности матрицы GaAs. Доминирующими механизмами эмиссии являются, вероятно, термическая надбарьерная (переход 4) и термоактивированная туннельная (переход 3) эмиссия через сниженный полем треугольный барьер. Заметим, что при встраивании слоя КТ в квазинейтральной области структуры (при $d_c \approx 300 \text{ нм}$) фоточувствительность в области основного перехода сильно уменьшается вплоть до порога обнаружения [11], что свидетельствует о почти полном прекращении эмиссии электронов и дырок в матрицу с уровней основного состояния КТ.

Фоточувствительность от КТ была на один-два порядка меньше фоточувствительности от квантовых ям (края полос фоточувствительности от КЯ показаны стрелками на рис. 1), что, очевидно, связано с соответствующим различием коэффициентов поглощения КТ и КЯ. Поверхностный барьер не препятствует наблюдению фотолюминесценции от КТ (переход 1 на рис. 2, *b*), так как при высоких уровнях фотовозбуждения ФЛ в области собственного поглощения GaAs он спрямляется, и скорость эмиссии электронов и дырок из КТ становится меньше скорости их излучательной рекомбинации.

3.2. Структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ

На рис. 1 показано влияние на спектры ФПЭ и ФЛ покрытия слоя КТ слоем внешней КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.2$, $L = 5 \text{ нм}$) в структурах с толстым покровным слоем GaAs. В комбинированном слое КЯ/КТ красное смещение $\Delta E_0(\text{QD})$ на спектрах ФПЭ составило $\sim 70 \text{ мэВ}$ и минимальное значение $E_0(\text{QD}) \approx 0.87 \text{ эВ}$ при 300 К (кривая 5). С учетом температурного смещения спектров эти данные хорошо согласуются с измерениями спектров ФЛ структур при 77 К (кривые 1, 2). Было установлено, что эффект красного смещения $E_0(\text{QD})$ исчезает при нанесении между слоями КЯ и КТ спейсерного слоя GaAs толщиной 5 нм.

В красное смещение спектра КТ кроме указанных выше двух причин может вносить вклад также уменьшение эффективной высоты барьера в КТ на границе InAs/InGaAs. Однако в исследованных нами структурах основную роль играет релаксация упругих напряжений в КТ. На это указывает, в частности, тот факт, что в слоях КТ, выращенных на поверхности, а также вскрытых селективным травлением покровного слоя GaAs, когда покрывающий слой InGaAs вообще отсутствует, а высота барьера на свободной поверхности КТ даже возрастает, также наблюдается большое (~ 300 и 150 мэВ соответственно) красное смещение $E_0(\text{QD})$ [12]. Далее

будут приведены и другие аргументы в пользу такого заключения.

Заметим, что релаксация напряжений приводит к уменьшению $E_0(QD)$ не только в результате уменьшения упругой деформации КТ, но и благодаря тому, что способствует росту более крупных псевдоморфных кластеров — КТ. Заключительная стадия их формирования продолжается некоторое время в процессе нанесения покровного слоя InGaAs/GaAs и после его завершения, что особенно характерно для ГФЭ МОС [13], которая обычно проводится при более высоких температурах, чем МПЭ.

Как видно из рис. 1, в исследованных структурах наблюдается также красное смещение энергии основного перехода в слое КЯ при нанесении ее на слой КТ. В структуре с одиночной КЯ при указанных выше параметрах x и L энергия основного перехода в КЯ $E_0(QW) \approx 1.37$ эВ при 77 К (кривая 3). Она близка к энергии основного перехода для КЯ смачивающего слоя InAs $E_0(WL) \approx 1.36$ эВ в структуре с одиночным слоем КТ (кривая 1). В структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ пик ФЛ от КЯ расположен при энергии 1.285 эВ (кривая 2). Это смещение объясняется образованием между квантовыми точками гибридной квантовой ямы (QW + WL), профиль которой схематически показан на рис. 2, а. Расчеты энергетического спектра таких ступенчатых КЯ с учетом кейновского закона дисперсии для электронов и упругих напряжений в КЯ [14] показали удовлетворительное согласие с экспериментом. В таблице приведен результат расчета для структур, спектры которых показаны на рис. 1.

Рассчитанные и экспериментальные значения энергии основного перехода при 77 К в КЯ разного типа

Тип слоя	QW	WL	QW + WL
Параметры: x ; L (нм)	0,2; 5	1; 0,6	
$E_0(QW)$, эВ (расчет)	1.38	1.36	1.3
$E_0(QW)$, эВ (эксперимент)	1.37	1.36	1.29

Расчеты показывают, что уровень основного состояния электронов E_{e0} всегда находится в широкой части ступенчатой потенциальной ямы, но уровень тяжелых дырок E_{hh0} при некоторых значениях параметров x и L попадает в потенциальную яму смачивающего слоя, что должно приводить к существенному уменьшению интеграла перекрытия огибающих волновых функций электронов и дырок и, следовательно, коэффициента межзонного оптического поглощения и фоточувствительности. В частности, это имеет место для структуры с комбинированным слоем КЯ/КТ, параметры которой приведены в таблице. Для нее рассчитанный уровень E_{hh0} расположен в потенциальной яме смачивающего слоя, хотя и близко к ее краю (на 20 мэВ ниже). Однако значения нормированной фоточувствительности от гибридной КЯ (QW + WL) и КЯ смачивающего слоя почти одинаковы (ср. кривые 4 и 5). Это означает, что уровень E_{hh0} , как и E_{e0} , располагается в широкой части гибридной ямы, как показано на рис. 2, а. Вероятно, это расхождение с результатами расчета, которое было замечено и для некоторых других структур, обусловлено отклонением ее профиля от идеальной ступенчатой формы в результате диффузионных процессов.

3.3. Структуры с поверхностным слоем КЯ/КТ

Значительно большее красное смещение $E_0(QD)$ получено в структурах с поверхностным слоем КЯ/КТ, в которых слой КЯ служил покровным слоем для КТ. Уже утоньшение покровного слоя GaAs с 25 до 5 нм в структуре с одиночным слоем КТ привело к уменьшению $E_0(QD)$ на спектрах ФПЭ с 0.95 до 0.86 эВ (рис. 3, кривые 1, 2), что также свидетельствует об определяющей роли упругих напряжений в этом явлении. Нанесение вместо GaAs такого же по толщине слоя $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ уменьшило $E_0(QD)$ до значения 0.78 эВ (кривая 3). Встраивание слоя КТ между двумя одинаковыми КЯ ($x = 0.2, L = 5$ нм) привело к относительно небольшому дополнительному красному смещению $E_0(QD)$ до 0.755 эВ (кривая 4), но значительно ухудшило однородность КТ, о чем свидетельствует слабо выраженная на кривой 4 структура спектра, связанная с возбужденными состояниями КТ. Заметим, что в структурах с поверхностным слоем КТ, не покрытым слоем КЯ, $E_0(QD)$ уменьшаются до ~ 0.7 эВ [11].

В структурах этого типа красное смещение спектра фоточувствительности сопровождается снижением пика основного перехода относительно пиков возбужденных

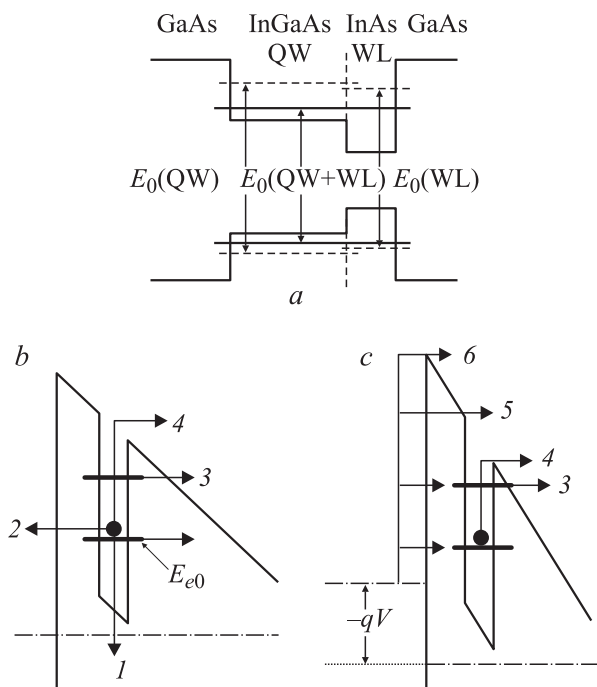


Рис. 2. Энергетические диаграммы: а — гибридной квантовой ямы (QW + WL) (пунктиром показаны уровни в отдельных КЯ); б — контакта металл/ГКТ с тонким покровным слоем; в — то же при обратном смещении на контакте.

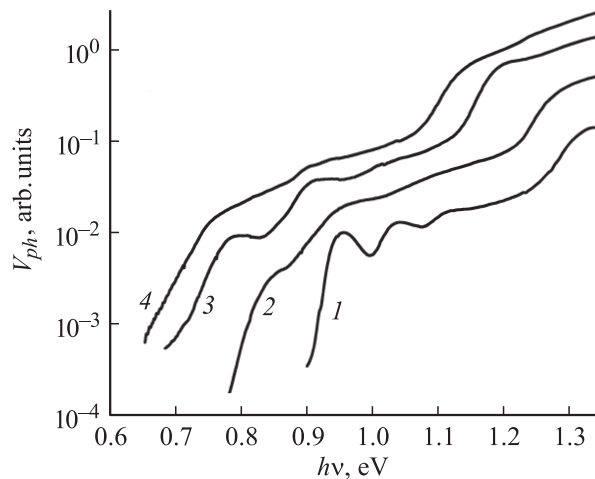


Рис. 3. Влияние толщины и состава покровного слоя в структурах с поверхностным слоем КЯ/КТ на спектры ФПЭ. Состав (толщина, нм): 1 — GaAs (25), 2 — GaAs (5), 3 — $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (5), 4 — слой КТ встроен между двумя КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (5).

состояний КТ (ср. кривые 2–4 с кривой 1) и сильным гашением ФЛ, что, вероятно, обусловлено появлением канала рекомбинации непосредственно на поверхности КТ. Его влияние сильнее проявляется в области основного перехода, так как вероятность эмиссии неравновесных электронов и дырок из КТ в матрицу с уровней основного состояния значительно меньше, чем с уровней возбужденных состояний. Хотя в структурах с поверхностными слоями КЯ/КТ достигается энергия основного перехода даже меньше 0.8 эВ, существенным недостатком этих структур является слабая интенсивность ФЛ от КТ из-за сильного влияния поверхностной рекомбинации.

Как и для структур с относительно толстым покровным слоем, на структурах с поверхностными слоями КЯ/КТ наблюдается красное смещение спектра гибридной КЯ (кривые 3, 4). Для кривой 4 оно составляет около 150 мэВ относительно смачивающего слоя. Интересно, что в структуре с тонким покровным слоем GaAs также наблюдается небольшое красное смещение спектра смачивающего слоя (ср. кривые 2 и 1), свидетельствующее о том, что он имеет большую толщину, чем в структурах с толстым покровным слоем. Увеличение толщины покровного слоя и связанный с этим рост упругих напряжений в смачивающем слое приводят к его структурной перестройке, которая заключается в его утоньшении в результате образования КТ малых размеров [9].

3.4. Структуры с тонким двойным покровным слоем GaAs/InGaAs

Можно было ожидать, что нанесение на комбинированный слой КЯ/КТ достаточно тонкого покровного слоя GaAs ослабит канал поверхностной рекомбинации

в КТ и при этом не произойдет значительного голубого смещения $E_0(\text{QD})$. В [15] было показано, что при нанесении на более узкозонный полупроводник (GaAs) тонкого слоя более широкозонного, структурно сопряженного с GaAs полупроводника ($\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$), наблюдается значительное уменьшение скорости поверхностной рекомбинации в GaAs, связанное с наличием барьеров на границе InGaP/GaAs, ограничивающих рекомбинационные потоки электронов и дырок на внешнюю дефектную поверхность InGaP (это явление было названо гетероэпитаксиальной пассивацией поверхности). В исследуемых структурах слой GaAs должен играть роль пассивирующего покрытия по отношению к комбинированному слою КЯ/КТ, причем псевдоморфность последнего автоматически обеспечивает структурное сопряжение и, следовательно, низкую плотность поверхностных состояний на гетерогранице GaAs/InGaAs. Эксперимент показал, что при нанесении тонкого слоя GaAs действительно можно обеспечить одновременно и релаксацию упругих напряжений, и уменьшение скорости поверхностной рекомбинации.

На рис. 4 показано влияние параметров тонкого двойного слоя на спектры ФПЭ. В серии структур, на которых исследовалось влияние параметров КЯ x и L на спектры (кривые 2–5), на КЯ наносился покровный слой GaAs толщиной 5 нм. При этой толщине, как показано выше, он не создает больших упругих напряжений в подстилающем слое КТ. Увеличение содержания In в КЯ от 0.2 до 0.3 и уменьшение ширины КЯ с 12 до 2 нм увеличивают красное смещение $E_0(\text{QD})$. Последний результат является несколько неожиданным и расходится с данными работы [3], в которой, наоборот, наблюдалось уменьшение красного смещения при уменьшении L . При

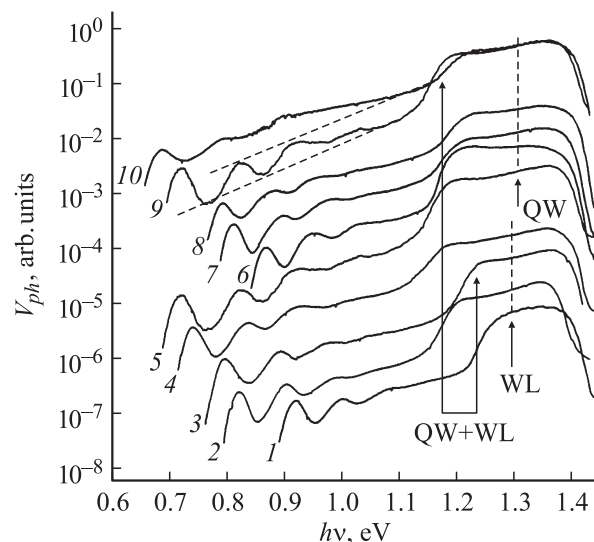


Рис. 4. Влияние параметров двойного покровного слоя на спектры ФПЭ ГКТ. Параметры КЯ x , L , нм: 1 — нет КЯ; 2 — 0.2, 5; 3 — 0.2, 4; 4 — 0.3, 4; 5 — 0.3, 2 ($d_c = 25$ нм для кривой 1 и 5 нм для кривых 2–5). Толщина покровного слоя GaAs d_c , нм: 6 — 20, 7 — 10, 8 — 7, 9 — 5, 10 — 3 (для кривых 6–10 параметры КЯ $x = 0.3$, $L = 2$ нм).

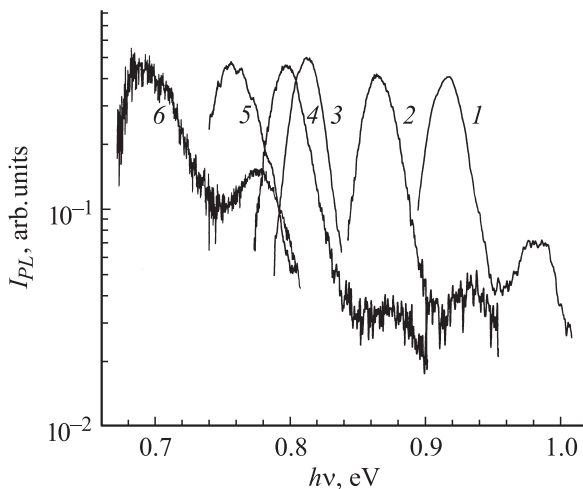


Рис. 5. Влияние толщины покровного слоя GaAs на спектры ФЛ ГКТ (300 К) d_c , нм: 1 — 25 (нет КЯ), 2 — 20, 3 — 10, 4 — 7, 5 — 5, 6 — 3 (для кривых 2–6 параметры КЯ: $x = 0.3$, $L = 2$ нм).

$x = 0.3$ и $L = 2$ нм получено минимальное значение $E_0(\text{QD}) = 0.72$ эВ ($\lambda_0 = 1.7$ мкм).

Для выяснения влияния толщины внешнего слоя GaAs на $E_0(\text{QD})$ была изготовлена серия структур с одинаковыми параметрами КЯ ($x = 0.3$, $L = 2$ нм), при которых наблюдалось наибольшее красное смещение, и с разными значениями d_c . Как видно из рис. 4 (кривые 6–10), с уменьшением d_c в интервале 20–3 нм энергия основного перехода в КТ закономерно уменьшается. Этот результат является дополнительным подтверждением того, что основная причина красного смещения $E_0(\text{QD})$ это релаксация упругих напряжений в КТ, которая зависит от суммарной толщины двойного покровного слоя и от его состава.

На рис. 5 приведены спектры ФЛ для последней серии структур при 300 К. Положения пиков ФЛ в пределах обычного разброса значений по пластине ~ 10 мэВ совпадают с положением пиков ФПЭ. В структурах этого типа интенсивность ФЛ оставалась практически такой же, как в структурах с толстым покровным слоем GaAs, только при $d_c = 3$ нм наблюдалось падение интенсивности ФЛ в 3–4 раза. Спектры ФПЭ (рис. 4) и ФЛ (рис. 5) свидетельствуют о высоком качестве структур с тонким двойным покровным слоем GaAs/InGaAs. Ширина пиков основного перехода на них обычно не превышала 35 мэВ, на спектрах ФПЭ кроме ярко выраженных пиков основного перехода наблюдаются до трех пиков возбужденных состояний. На этой серии структур было получено, по-видимому, рекордно низкое в системе GaAs/InAs значение $E_0(\text{QD}) \approx 0.68$ эВ ($\lambda_0 \approx 1.8$ мкм). Варьируя параметры тонкого двойного покровного слоя x , L и d_c , можно управлять длиной волны эмиссии из КТ в интервале 1.3–1.8 мкм. Эмиссия при 1.55 мкм может быть получена при разной комбинации этих параметров.

3.5. Диоды Шоттки

В связи с трудностями создания лазерных диодных структур с p – n -переходом на ГКТ с тонким двойным покровным слоем представляет интерес выяснение возможности создания на них светодиодных структур с барьером Шоттки. Спектры фотоэдс диодов Шоттки на структурах с комбинированным слоем КЯ/КТ с золотым контактом при $d_c \geq 7$ нм практически не отличались от спектров фотоэдс на контакте ГКТ/электролит. Однако при меньших значениях d_c (3 и 5 нм), соизмеримых с высотой КТ, на спектрах диодов Шоттки исчезала полоса фоточувствительности от КТ (спектры показаны пунктирными линиями на рис. 4), но оставалась полоса фоточувствительности от гибридной КЯ.

На полученных на атомно-силовом микроскопе изображениях поверхности таких ГКТ кластеры — КТ — почти незаметны. Сглаженный нанорельеф свидетельствует о том, что на вершинах КТ толщина слоев КЯ и GaAs значительно меньше их номинальной толщины. В связи с этим исчезновение полосы фоточувствительности от КТ в структурах с $d_c < 7$ нм, очевидно, обусловлено тем, что в них вместо эмиссии неравновесных электронов из КТ в объем (рис. 2, б, переходы 3, 4) более вероятным становится процесс туннелирования электронов и дырок из КТ в металл (переход 2) и их безызлучательной рекомбинации. Это подтверждает и отсутствие ФЛ от КТ в таких диодных структурах, хотя при фотовозбуждении участков структуры вне металлического электрода ФЛ от КТ наблюдается.

Комбинированная КЯ находится в более выгодном для эмиссии электронов в объем положении, так как у нее значительно меньше эмиссионный барьер, чем у КТ, и толщина покровного слоя, препятствующего туннелированию электронов в металл, близка к номинальной. Поэтому полоса фоточувствительности от нее в диодах Шоттки сохраняется даже при $d_c = 3$ нм. Сравнением спектров ФЛ при фотовозбуждении структур под металлическим электродом и вне его, а также спектров фотоэдс диодов Шоттки и переходов ГКТ/электролит было установлено, что нанесение Au- и Pt-электродов толщиной около 20 нм не влияет существенно на значение $E_0(\text{QD})$ и, следовательно, поликристаллические слои металлов не создают значительных дополнительных напряжений в слое КТ даже при минимальной толщине покровного слоя.

Наличие вблизи металлического контакта слоя КЯ/КТ приводит к увеличению прямого и обратного тока диодов (рис. 6), причем величина изменения токов сильно зависит от толщины покровного слоя d_c . При малых и при больших толщинах эффект уменьшается. Максимальное увеличение обратного тока почти на 3 порядка наблюдалось при $d_c = 7$ нм (кривая 4). При этом энергия активации, определяемая из температурной зависимости обратного тока, уменьшалась с ростом напряжения смещения в интервале 0.1–5 В от 0.8 до 0.35 эВ.

Экспоненциальный рост обратного тока диодов Шоттки на GaAs при достаточно больших смещениях объясняется включением механизма термоактивированной

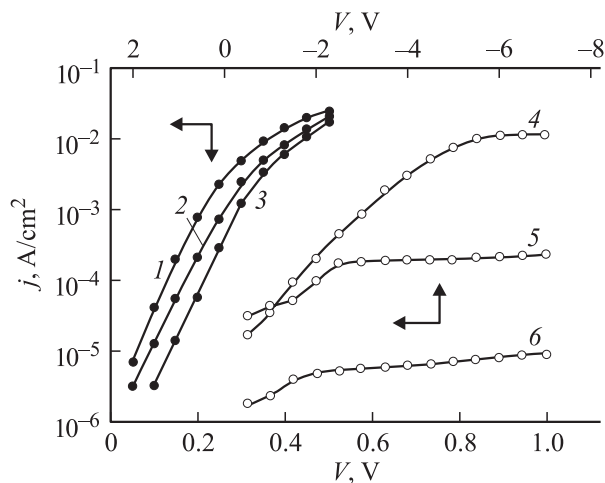


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки на структурах КЯ/КТ (350 К). 1–3 — при прямом смещении; 4–6 — при обратном смещении. Параметры КЯ: $x = 0.3$, $L = 2$ нм. Толщина покровного слоя GaAs d_c , нм: 1, 4 — 7; 2, 5 — 20; 3, 7 — однородный слой GaAs.

туннельной эмиссии через вершину треугольного барьера (переход 5 на рис. 2, *c*) [16]. В диодах Шоттки с квантово-размерными слоями, расположенными достаточно близко к металлическому контакту, появляется возможность туннелирования электронов из металла на уровни КТ при их приближении к уровню Ферми в металле (рис. 2, *c*). Из этих состояний происходит эмиссия электронов по возможным механизмам 3, 4. Очевидно, что только при некотором оптимальном удалении слоя КТ от металла будет максимальное увеличение тока. При слишком малом удалении требуется большое напряжение смещения, чтобы приблизить уровни КТ к уровню Ферми в металле, при большом удалении это легко достигается, но при этом вероятность туннелирования через барьер резко уменьшается.

4. Заключение

В результате проведенных исследований установлена зависимость энергии основного перехода в КТ InAs от параметров тонкого двойного покровного слоя GaAs/In_xGa_{1-x}As (ширины и состава КЯ и толщины внешнего слоя GaAs) в гетероструктурах, выращенных газофазной МОС-гидридной эпитаксией. Показано, что изменением этих параметров можно контролируемо управлять энергией перехода в КТ InAs в интервале 0.72–0.95 эВ, который перекрывает оба окна прозрачности оптического волокна на длинах волн 1.3 и 1.55 мкм при высоком выходе фотоэмиссии. Полученные структуры могут быть использованы в лазерах с поверхностным фото- или электронным возбуждением. Недавно на подобных структурах с барьером Шоттки и δ -легированным углеродом покровным слоем получена электролюминесценция при комнатной температуре в области 1.3–1.5 мкм [17].

Авторы выражают благодарность В.Я. Алешкину за предоставление программы для расчета энергетического спектра ступенчатых КЯ и полезное обсуждение некоторых вопросов.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (№ 03-02-17178, 01-02-16441) и совместной программы Министерства образования РФ и CRDF (BRNE Program, REC-001).

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [2] M. Grundmann. Physika, **E 5**, 167 (2000).
- [3] K. Nishi, H. Saito, S. Sugou, J.-S. Lee. Appl. Phys. Lett., **74**, 1111 (1999).
- [4] Б.В. Воловик, А.Ф. Цацульников, Д.А. Бедарев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Н.А. Малеев, Ю.Г. Мусихин, А.А. Суворова, В.М. Устинов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг, П. Вернер. ФТП, **33**, 990 (1999).
- [5] А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, Н.А. Малеев, С.С. Михрин, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, М.В. Максимов, Б.В. Воловик, Д.А. Бедарев, Ю.М. Шерняков, Е.Ю. Кондратьева, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **33**, 1020 (1999).
- [6] V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, A.V. Lunev, B.V. Volovik, I.L. Krestnikov, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **74**, 2815 (1999).
- [7] J. Tatebayashi, M. Nishioka, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **78**, 3469 (2001).
- [8] И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, Д.О. Филатов, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь, С.М. Некоркин. Поверхность, № 11, 27 (2000).
- [9] B.N. Zvonkov, I.A. Karpovich, N.V. Baidus, D.O. Filatov, Yu.Yu. Gushina, S.V. Morozov, S.B. Levichev. Proc. 25th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, ed. by N. Miura, T. Ando (Osaka, Japan, 2000) p. 397.
- [10] Б.Н. Звонков, И.А. Карпович, Н.В. Байдусь, Д.О. Филатов, С.В. Морозов. ФТП, **35**, 92 (2001).
- [11] И.А. Карпович, А.П. Горшков, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев, С.В. Морозов, Д.О. Филатов. ФТП, **35**, 564 (2001).
- [12] I.A. Karpovich, N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, S.V. Morozov, D.O. Filatov, A.V. Zdoroveishev. Nanotechnology, **12**, 425 (2001).
- [13] Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, Д.О. Филатов, Ю.Ю. Гущина, И.А. Карпович, А.В. Здравейшев. Поверхность, № 7, 71 (2000).
- [14] G. Ji, D. Huang, U.K. Reddy, T.S. Henderson, R. Houdre, H. Markos. J. Appl. Phys., **62**, 3366 (1987).
- [15] И.А. Карпович, М.В. Степихова. ФТП, **32**, 182 (1998).
- [16] Н.А. Торхов. ФТП, **35**, 823 (2001).
- [17] Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, П.Б. Мокеева, Е.А. Ускова, С.В. Тихов, М.И. Vasilevsky. Матер. совещ. „Нанофотоника“ (Н.Новгород, ИФМ РАН, 2003) т. 2, с. 351.

Редактор Л.В. Беляков

Tuning the energy spectrum of the InAs/GaAs quantum dots by varying the thickness and composition of a thin double GaAs/InGaAs cladding layer

I.A. Karpovich, B.N. Zvonkov, S.B. Levichev, N.V. Baidus, S.V. Tikhov, D.O. Filatov, A.P. Gorshkov, S.Yu. Ermakov

University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract It has been shown to be that it is possible to tune the quantum dot (QD) ground state transition energy in the QD heterostructures grown by Atmospheric Pressure Metal-Organic Vapor-Phase Epitaxy within the waveband covering both optical fiber transparency windows (1.3 and 1.55 μm) by varying the thickness and composition of a thin double GaAs/In_xGa_{1-x}As cladding layer. Also, the red shift of the quantum well ground state transition energy has been observed in these structures attributed to formation of hybrid In_xGa_{1-x}As/InAs (wetting layer) quantum well between the QDs. The increase in the reverse current in the Schottky barrier diodes based on these structures is observed attributed to thermally activated tunneling of the electrons from the metal contact to the confined QD levels.