

Захват носителей заряда в InAs/AlAs-квантовые точки при гелиевой температуре

© Д.С. Абрамкин[¶], К.С. Журавлёв, Т.С. Шамирзаев, А.В. Ненашев, А.К. Калагин

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 20 мая 2010 г. Принята к печати 2 июня 2010 г.)

На основе простых моделей проведен анализ влияния величины вероятности захвата носителей заряда в квантовые точки через смачивающий слой на стационарную и нестационарную люминесценцию смачивающего слоя и квантовых точек при возбуждении в матрицу. Показано, что рост интегральной интенсивности стационарной люминесценции квантовых точек с ростом доли площади, занимаемой квантовыми точками в структуре, а также независимое затухание нестационарной люминесценции смачивающего слоя и квантовых точек указывают на подавление канала захвата носителей заряда из смачивающего слоя в квантовые точки. Экспериментальное исследование процессов захвата носителей заряда в InAs-квантовые точки в матрице AlAs при 5 К было проведено с помощью стационарной и нестационарной фотолюминесценции. Серия структур с различной плотностью квантовых точек была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs ориентации (001). Было обнаружено, что интегральная интенсивность фотолюминесценции квантовых точек растет с увеличением площади, занимаемой в структуре квантовых точек, по практически линейному закону, а интенсивность фотолюминесценции смачивающего слоя после импульсного возбуждения затухает медленнее, чем интенсивность фотолюминесценции квантовых точек. Согласно проведенному анализу, эти экспериментальные факты свидетельствуют о подавлении захвата экситонов в InAs/AlAs-квантовые точки из смачивающего слоя при 5 К.

1. Введение

Последние десятилетия значительное внимание уделяется изучению процессов захвата носителей заряда в квантовые точки (КТ), которые интересны как с точки зрения решения фундаментальных проблем физики низкоразмерных систем, так и для прикладных задач [1,2]. В настоящее время наиболее исследован и перспективен для практических приложений класс самоорганизованных КТ, получаемых при эпитаксии по методу Странского—Крастанова. Такие КТ располагаются на смачивающем слое (СС), который представляет собой квантовую яму (КЯ), эффективно захватывающую носители заряда из матрицы [3,4]. Захват носителей заряда в КТ может идти как прямо из матрицы, так и через СС. Для хорошо изученных структур с In(Ga)As-КТ, сформированными в матрице GaAs, установлено, что носители заряда попадают в КТ в основном через СС [5–8]. К настоящему времени предложено несколько механизмов энергетической релаксации носителей заряда в основное состояние КТ, например, оже-процесс [9], одновременное испускание нескольких фононов [10], или энергетическая релаксация носителей заряда по хвостам плотности состояний, возникающим из-за флуктуации ширины и состава СС [11,12]. Последний механизм обеспечивает захват носителей заряда в КТ, если хвосты плотности состояний формируются в окрестности КТ и тянутся вплоть до основных состояний КТ.

Механизмы захвата носителей заряда в самоорганизованные InAs-КТ в матрице AlAs до сих пор не изучались. Между тем энергетический спектр этих структур

отличается от энергетического спектра хорошо изученных In(Ga)As/GaAs-КТ. Так, в работах [4,13,14] было показано, что основное электронное состояние ультратонкой InAs/AlAs-КЯ, коей является смачивающий слой в структурах с InAs/AlAs-КТ, принадлежит X_{xy} долине зоны проводимости, а основное электронное состояние InAs/AlAs-КТ может принадлежать как Γ , так и X_{xy} долине зоны проводимости. Происхождение основного электронного состояния зависит от размера КТ и содержания в них алюминия. Мы предполагаем, что такие особенности энергетической структуры InAs/AlAs-КТ могут повлиять на процессы захвата носителей заряда из матрицы в КТ, процессы транспорта носителей заряда по СС и процессы их захвата из СС в КТ.

Прямым методом исследования захвата носителей заряда в КТ является измерение спектров возбуждения стационарной и нестационарной фотолюминесценции (ФЛ). Использование этого метода для анализа захвата носителей заряда в InAs/AlAs-КТ, однако, затруднительно, так как невозможно генерировать светом носители заряда только в матрице или только в СС. В силу правил отбора эффективное оптическое возбуждение носителей заряда в СС возможно только при прямых переходах из зоны размерного квантования дырок в зону размерного квантования электронов, принадлежащую Γ долине InAs. Энергия, соответствующая таким переходам, больше ширины запрещенной зоны AlAs [4], и фотоны с такой энергией будут генерировать неравновесные носители заряда и в СС, и в матрице AlAs, а из-за большей толщины матрицы подавляющее число неравновесных носителей заряда будет генерироваться в ней.

В данной работе для получения информации о процессах захвата носителей заряда в InAs/AlAs-КТ были

[¶] E-mail: demid@thermo.isp.nsc.ru

исследованы зависимости характеристик стационарной и нестационарной ФЛ от температуры и плотности мощности возбуждения при энергии фотонов возбуждающего излучения больше ширины запрещенной зоны AlAs.

2. Расчет люминесценции квантовых точек при захвате носителей заряда из матрицы или из смачивающего слоя

В данном разделе на основе простых моделей рассмотрено влияние захвата носителей заряда в квантовые точки через смачивающий слой на стационарную и нестационарную люминесценцию структур с КТ, сформированных на смачивающем слое.

2.1. Стационарная люминесценция

В данной части проведен расчет интегральной интенсивности люминесценции КТ и СС. При расчете мы предположили, что:

- (i) в СС и КТ носители заряда связаны в экситоны;
- (ii) при изменении площади, занимаемой КТ в структуре, энергетический спектр КТ не изменяется;
- (iii) интегральная интенсивность люминесценции КТ линейно зависит от плотности мощности возбуждения;
- (iv) в рассматриваемой системе отсутствуют безызлучательные процессы;
- (v) КТ занимают малую площадь.

Стационарные концентрации экситонов в КТ и СС можно найти с помощью следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{wl}}{dt} = 0 &= -n_{wl}(W_z + W_w) + g \cdot S_{wl}, \\ \frac{dn_{qd}}{dt} = 0 &= n_{wl} \cdot W_z - n_{qd} \cdot W_q + g \cdot S_{qd}, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_{wl} — концентрация экситонов в СС, n_{qd} — концентрация экситонов в КТ, W_z — вероятность перехода экситона из СС в КТ, W_w — вероятность рекомбинации экситона в СС, W_q — вероятность рекомбинации экситона в КТ, g — поток экситонов из матрицы, S_{qd} — доля площади, занимаемой КТ в структуре, S_{wl} — доля площади, занимаемой СС в структуре. Последняя равна единице за вычетом доли площади КТ.

Система уравнений учитывает, что концентрация экситонов в КТ и СС определяется следующими процессами: рекомбинацией в СС ($-n_{wl} \cdot W_w$), захватом из СС в КТ ($-n_{wl} \cdot W_z$), захватом в СС из матрицы ($g \cdot S_{wl}$), рекомбинацией в КТ ($-n_{qd} \cdot W_q$), захватом из СС в КТ ($n_{wl} \cdot W_z$) и захватом в КТ из матрицы ($g \cdot S_{qd}$). Ввиду малости доли площади, занимаемой КТ в структуре ($S_{qd} \ll 1$), долю площади СС можно принять за единицу ($S_{wl} \approx 1$).

Стационарные концентрации экситонов в СС и КТ равны соответственно:

$$\begin{aligned} n_{wl} &= \frac{g}{W_z + W_w}, \\ n_{qd} &= \frac{g}{W_q} \left(S_{qd} + \frac{W_z}{W_z + W_w} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Интегральную интенсивность люминесценции СС можно найти как

$$I_{wl} = n_{wl} \cdot W_w = \frac{g \cdot W_w}{W_z + W_w}. \quad (3)$$

Соответственно выражение для интегральной интенсивности люминесценции КТ выглядит следующим образом:

$$I_{qd} = n_{qd} \cdot W_q = g \left(S_{qd} + \frac{W_z}{W_z + W_w} \right). \quad (4)$$

Относительная интенсивность люминесценции КТ и СС равна

$$K = \frac{I_{qd}}{I_{wl}} = \frac{S_{qd} + \frac{W_z}{W_z + W_w}}{\frac{W_w}{W_z + W_w}}. \quad (5)$$

В выражении (4) слагаемое S_{qd} отвечает за захват экситонов в КТ из матрицы, а слагаемое $W_z/(W_z + W_w)$ — за захват экситонов из СС в КТ.

Рассмотрим два предельных случая:

a) большая часть экситонов захватывается в КТ из СС, т.е. $W_z \gg W_w$ и $W_z \gg W_q$;

b) большая часть экситонов захватывается в КТ из матрицы, т.е. $W_z \ll W_w$ и $W_z \ll W_q$.

В случае доминирования захвата из СС, т.е. $W_z/(W_z + W_w) \approx 1 \gg S_{qd}$, интегральная интенсивность люминесценции СС пренебрежимо мала в сравнении с люминесценцией КТ:

$$I_{wl} = \frac{g \cdot W_w/W_z}{1 + W_w/W_z} \rightarrow 0, \quad (6)$$

а интегральная интенсивность люминесценции КТ не зависит от площади КТ:

$$I_{qd} = g. \quad (7)$$

В случае доминирования захвата из матрицы, т.е. $W_z/(W_z + W_w) \approx 0$ и $W_w/(W_z + W_w) \approx 1$, интегральная интенсивность люминесценции СС не зависит от площади КТ:

$$I_{wl} = g, \quad (8)$$

а интегральная интенсивность люминесценции КТ зависит от площади КТ линейно:

$$I_q = g S_{qd}. \quad (9)$$

Относительная интенсивность люминесценции КТ и СС определяется долей площади, занятой КТ в структуре:

$$K = \frac{I_{qd}}{I_{wl}} = S_{qd}. \quad (10)$$

Таким образом, проведенные расчеты позволяют установить основной канал захвата экситонов в КТ по виду зависимости интегральной интенсивности стационарной люминесценции КТ и СС и относительной интенсивности люминесценции КТ и СС от площади, занимаемой КТ в структуре.

2.2. Нестационарная люминесценция

Расчет кривых затухания люминесценции КТ и СС был проведен в рамках тех же приближений $(i)-(v)$, что и расчет стационарной люминесценции. В этом случае процесс рекомбинации после импульса возбуждения можно описать с помощью следующей системы кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{wl}(t)}{dt} &= -n_{wl}(t)(W_z + W_w), \\ \frac{dn_{qd}(t)}{dt} &= n_{wl}(t)W_z - n_{qd}(t)W_q, \\ n_{wl}(0) &= N_{wo}, \quad n_{qd}(0) = N_{qo}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $n_{wl}(t)$ — количество экситонов в СС, $n_{qd}(t)$ — в КТ, W_z — вероятность перехода электронов из СС в КТ, W_w и W_q — вероятность рекомбинации экситона в СС и КТ соответственно, а N_{wo} и N_{qo} — начальные значения количества экситонов в СС и КТ соответственно.

Первое уравнение системы описывает убывание концентрации экситонов в СС, обусловленное рекомбинацией в СС $(-W_w \cdot n_{wl}(t))$ и захватом в КТ $(-W_z \cdot n_{wl}(t))$. Второе уравнение системы описывает приход экситонов из СС в КТ $(W_z \cdot n_{wl}(t))$ и рекомбинацию в КТ $(-W_q \cdot n_{qd}(t))$. Принимая во внимание, что интенсивность люминесценции пропорциональна вероятности рекомбинации и количеству экситонов $(I = W \cdot n(t))$, получаем выражения, описывающие затухание интенсивности люминесценции КТ и СС:

$$\begin{aligned} I_{wl}(t) &= N_{wo} \cdot W_w \cdot \exp[-(W_z + W_w) \cdot t], \\ I_{qd}(t) &= N_{qo} \cdot W_q \exp[-W_q \cdot t] + \frac{N_{wo} \cdot W_z \cdot W_q}{W_w - W_q + W_z} \cdot \exp[-W_q \cdot t] \\ &\quad \times (1 - \exp[-(W_w - W_q + W_z) \cdot t]). \end{aligned} \quad (12)$$

Затухание люминесценции СС идет по экспоненциальному закону и определяется наиболее быстрым из двух процессов: рекомбинации в СС (W_w) и захвата из СС в КТ (W_z) . Выражение для интенсивности люминесценции КТ содержит два слагаемых: первое связано с рекомбинацией экситонов, захваченных в КТ из матрицы, а второе — с рекомбинацией экситонов, захваченных в КТ из СС.

Рассмотрим два предельных случая:

(a) большая часть экситонов захватывается в КТ из СС, т.е. $W_z \gg W_w$ и $W_z \gg W_q$;

(b) большая часть экситонов захватывается в КТ из матрицы, т.е. $W_z \ll W_w$ и $W_z \ll W_q$.

В первом случае выражения (7) примут вид:

$$\begin{aligned} I_{wl}(t) &= N_{wo} \cdot W_w \cdot \exp(-W_z \cdot t), \\ I_{qd}(t) &= N_{qo} \cdot W_q \exp(-W_q \cdot t) \\ &\quad + N_{wo} \cdot W_q \cdot \exp(-W_q \cdot t) \cdot (1 - \exp(-W_z \cdot t)). \end{aligned} \quad (13)$$

Видно, что в этом случае затухание люминесценции СС определяется вероятностью захвата экситонов из СС в КТ (W_z) , а затухание люминесценции КТ определяется вероятностью рекомбинации в КТ (W_q) . Кроме того, есть участок возгорания, обусловленный множителем $(1 - \exp(-W_z t))$, также характеризуемый вероятностью захвата W_z .

Во втором случае выражения (7) примут вид:

$$\begin{aligned} I_{wl}(t) &= N_{wo} \cdot W_w \cdot \exp(-W_w \cdot t), \\ I_{qd}(t) &= N_{qo} \cdot W_q \cdot \exp(-W_q \cdot t). \end{aligned} \quad (14)$$

Следовательно, в этом случае затухание люминесценции СС и КТ идет независимо и определяется вероятностью рекомбинации в СС (W_w) и в КТ (W_q) соответственно.

Таким образом, проведенные расчеты кинетики затухания люминесценции СС и КТ показали, что быстрое затухание люминесценции СС и наличие участка возгорания люминесценции КТ указывают на захват значительной части экситонов из СС в КТ, в то время как независимое затухание ФЛ СС и КТ, характеризующее W_w и W_q соответственно, указывает на отсутствие захвата экситонов из СС в КТ.

3. Экспериментальное изучение стационарной и нестационарной люминесценции InAs/AlAs-квантовых точек

Проведенный выше анализ показал, что ответ на вопрос о доминирующем канале захвата экситонов в КТ может быть получен при исследовании зависимости спектров стационарной люминесценции InAs/AlAs-КТ от доли площади, занимаемой КТ в структуре, а также при сравнении кинетики затухания люминесценции InAs/AlAs-КТ и СС.

3.1. Исследуемые структуры и детали эксперимента

Серия структур с различной плотностью КТ была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полужолирующей подложке GaAs ориентации (001) в

Параметры серии исследуемых структур: температура роста, ростовая пауза, плотность КТ, средний диаметр КТ и доля площади, занимаемой КТ в структуре

Образец	$T_g, ^\circ\text{C}/GI, s$	N_{qd}, cm^{-2}	$D, \text{нм}$	$S_{qd} = N_{qd} \cdot \pi \cdot D^2/4$
A	540/30	$< 10^8$	18.3	$< 2.6 \cdot 10^{-4}$
B	530/60	$9.0 \cdot 10^9$	14.2	0.014
C	530/30	$2.0 \cdot 10^{10}$	16.0	0.040
D	520/30	$5.0 \cdot 10^{10}$	15.0	0.088

установке Riber-32P. Структуры содержат один слой InAs-КТ, помещенный между слоями AlAs толщиной 45 нм. Первый слой AlAs был выращен при температуре 600°C. Номинальное количество осажденного InAs составило 2.5 монослоя. КТ формировались при различной температуре подложки 520–540°C (T_g), при этом время ростовой паузы (GI) составляло 30 или 60 с, а скорость роста InAs (V_G) равнялась 0.04 монослоя в секунду. Затем температура повышалась, и второй слой AlAs выращивался при температуре 600°C. В целях предотвращения окисления AlAs-структуры покрывались слоем GaAs толщиной 20 нм.

Температура роста (T_g), ростовая пауза (GI), плотность КТ (N_{qd}), средний диаметр КТ (D_{qd}) и доля площади, занимаемой КТ в структуре (S_{qd}), для исследованных структур указаны в таблице. Информация о плотности и размерах КТ получена из анализа изображений КТ, полученных с помощью просвечивающей электронной микроскопии, показанных на рис. 1. Принимая во внимание, что номинальное количество осажденного InAs для

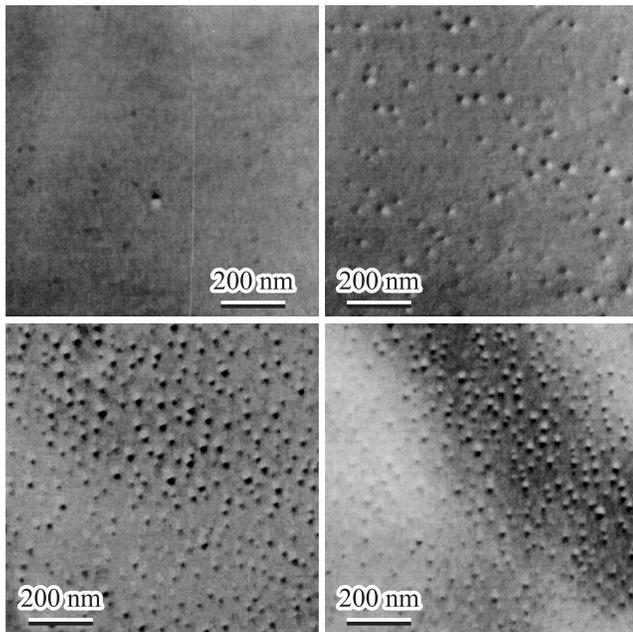


Рис. 1. Изображения исследуемых структур (слева направо — А, В, С, D), полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

всех исследуемых структур одинаково (2.5 монослоя), различие в темпе испарения In приводит к различному количеству InAs в структурах [15], что обеспечивает различную площадь, занимаемую КТ в структуре. Для сравнения были выращены структуры с одним слоем InAs/GaAs-КТ, помещенным на глубине 50 нм от поверхности. Плотность КТ в этих образцах составляла $3 \cdot 10^9$ и $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Для возбуждения стационарной люминесценции исследуемых структур использовался He–Cd-лазер с энергией кванта 3.81 эВ. Плотность мощности возбуждения изменялась в пределах 0.1–25 Вт/см² с помощью набора ослабляющих фильтров. Для возбуждения нестационарной люминесценции использовался N₂-лазер с энергией кванта 3.68 эВ, длительностью импульса излучения 7 нс, частотой повторения импульсов 1 кГц и плотностью мощности в импульсе 100 кВт/см². Временные разрешенные системы регистрации нестационарной ФЛ составляло 20 нс. Образцы помещались в гелиевый криостат типа „Утрекс-Р“, поддерживающий температуру 5 К с точностью 0.1 К.

3.2. Стационарная и нестационарная ФЛ структур с различной плотностью квантовых точек при гелиевой температуре

Спектры стационарной ФЛ структур с различной плотностью InAs/AlAs-КТ, измеренные при температуре 5 К и плотности мощности возбуждения 25 Вт/см², представлены на рис. 2. В спектрах присутствует полоса, связанная с рекомбинацией в КТ, обозначенная на рисунке как QD [13,14,16]. Кроме того, в спектре наблюдается группа полос, соответствующих бесфононным переходам и переходам с испусканием TA_{AlAs}-, LO_{InAs}- и LO_{AlAs}-фононов в СС, обозначенная на рисунке как WL [4]. Из рисунка видно, что с повышением плотности КТ, которое достигалось понижением температуры их роста, полоса ФЛ СС не изменяет своей формы, а полоса ФЛ КТ уширяется. Обе полосы смещаются в низкотемпературную сторону. На вставках к рисунку приведены зависимости положения максимумов полос ФЛ СС и КТ от температуры роста КТ для структур, выращенных при одинаковой ростовой паузе $GI = 30$ с.

Энергия излучательного перехода в СС определяется энергетическим профилем, задаваемым распределением InAs в СС. В работе [4] было показано, что распределение InAs в InAs/AlAs-КЯ хорошо описывается феноменологической моделью Мураки [17], учитывающей номинальное количество осажденного InAs в структуре (N) и коэффициент сегрегации (R), равный 0.78 для InAs в AlAs [18]. В соответствии с этой моделью нами был проведен расчет энергетического профиля СС и зависимости энергии перехода в СС от номинального количества осажденного InAs по методу эффективной массы. Решалось стационарное уравнение Шрёдингера,

гамильтониан которого записывался по следующей разностной схеме:

$$(\hat{H}\psi)_i = U_i\psi_i + \frac{\hbar^2}{2a^2} \left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{m_{i-1,i}^*} + \frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{m_{i,i+1}^*} \right), \quad (15)$$

где a — шаг сетки, равный 0.25 постоянной решетки AlAs, U — потенциальная энергия, а эффективная масса усредняется как

$$m_{i,i+1}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_i^*} + \frac{1}{m_{i+1}^*} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Эта разностная схема соответствует граничным условиям Бастарда для случая резкого скачка эффективной массы:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_2, \\ \frac{\psi'_1}{m_1^*} &= \frac{\psi'_2}{m_2^*}. \end{aligned} \quad (17)$$

При расчете энергетического профиля были учтены смещения энергетических зон, вызванные упругими напряжениями, подобно тому, как это было сделано в работе [4]. При расчете энергии переходов принималось, что основное состояние в зоне проводимости принадлежит X_{xy} долине, а основное состояние в валентной зоне — тяжелым дыркам [4]. Учитывалась зависимость эффективных масс носителей заряда от состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($m^* = x \cdot m_{\text{InAs}}^* + (1-x) \cdot m_{\text{AlAs}}^*$),

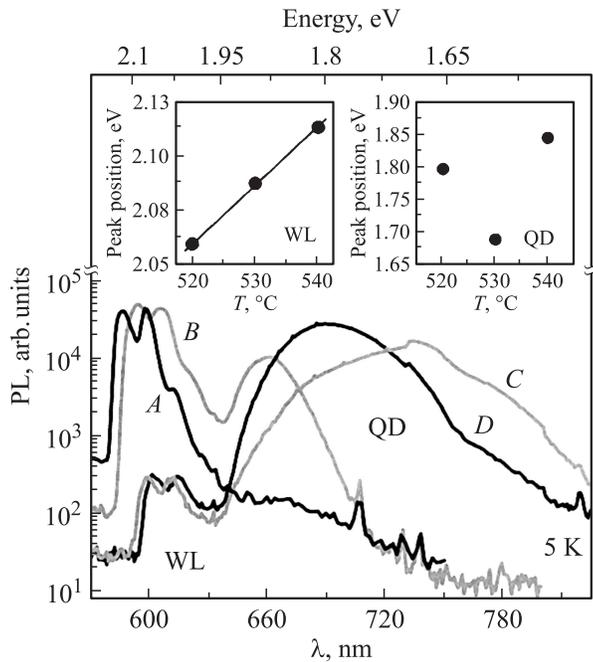


Рис. 2. Спектры стационарной ФЛ структур с различной плотностью InAs/AlAs-КТ, измеренные при температуре 5 К и плотности мощности возбуждения 25 Вт/см². На вставках — зависимости положения максимума полос ФЛ СС и КТ от температуры роста КТ для структур, выращенных при одинаковой ростовой паузе $GI = 30$ с.

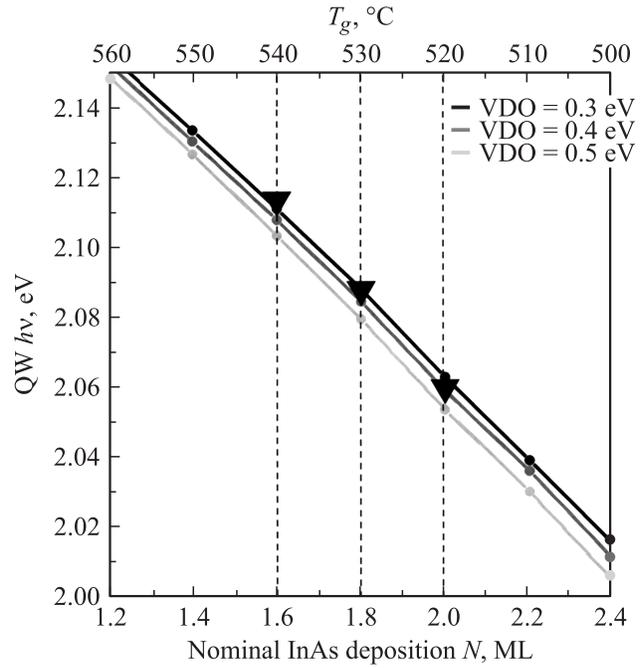


Рис. 3. Зависимости энергии перехода в СС от номинального количества осажденного InAs, рассчитанные в соответствии с моделью Мураки. Сверху вниз — расчеты для значений разрыва валентных зон 0.3, 0.4 и 0.5 эВ. Треугольниками обозначены экспериментально полученные значения энергии переходов в СС для структур, в которых КТ выращены при различных температурах T_g (верхняя шкала) и одинаковой ростовой паузе $GI = 30$ с.

при этом были использованы значения поперечных эффективных масс электронов X долины ($m_{\perp\text{InAs}}^* = 0.16$ и $m_{\perp\text{AlAs}}^* = 0.22$) и тяжелых дырок в направлении [100] ($m_{hh\text{InAs}}^* = 0.33$ и $m_{hh\text{AlAs}}^* = 0.47$). Расчет был проведен при различных значениях разрыва валентных зон 0.3, 0.4 и 0.5 эВ. Результаты расчета представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, с ростом номинального количества осажденного InAs энергия перехода в СС уменьшается по линейному закону. Энергии перехода в СС, полученные при различных значениях разрыва валентных зон, различаются всего на 10 мэВ, что не существенно на фоне общего изменения энергии перехода в СС. Уменьшение энергии перехода с ростом N объясняется увеличением как ширины СС, так и содержания InAs в СС. На этом же рисунке представлены экспериментально полученные значения энергии перехода в СС для структур, в которых КТ были выращены при различных температурах (верхняя шкала). Из рисунка видно, что расчетная зависимость хорошо описывает экспериментальные данные, при этом экспериментально полученное значение энергии перехода в СС для структуры с минимальной плотностью КТ (структура А) соответствует расчетному, полученному для критической толщины СС, при которой начинается образование КТ ($N_c = 1.6$ моно-слоя).

Положение максимума ФЛ КТ зависит от температуры роста более сложным немонотонным образом, чем положение максимума ФЛ СС. С ростом температуры происходит уменьшение содержания InAs в КТ и увеличение размера КТ (в то время как толщина КЯ с ростом температуры уменьшается). Таким образом, немонотонная зависимость положения максимума ФЛ КТ от температуры роста КТ обусловлена конкуренцией двух процессов: „заглублением“ уровней размерного квантования в КТ вследствие увеличения их размеров и „всплыванием“ уровней размерного квантования в КТ вследствие уменьшения содержания InAs в КТ, что согласуется с результатами работы [14].

Полученные данные свидетельствуют об уменьшении содержания InAs в СС при повышении температуры роста КТ, что должно привести к отличиям в значениях эффективных масс носителей заряда в СС для различных структур [19]. Изменение эффективных масс носителей заряда может значительно повлиять на транспорт экситонов по СС [20]. Кроме того, изменение энергии начального (в СС) и конечного (в КТ) состояний экситонов может оказать влияние на темп захвата экситонов из СС в КТ, поскольку один из возможных механизмов энергетической релаксации из состояний СС в состоянии КТ связан с испусканием нескольких фононов [10], а вероятность такого процесса падает с ростом количества испускаемых фононов. Для выяснения влияния изменения эффективных масс носителей заряда и энергетического спектра СС и КТ на захват экситонов из СС в КТ была измерена кинетика ФЛ структур, выращенных при различных температурах.

На рис. 4, *a* представлена кинетика ФЛ всех исследуемых структур, измеренная при температуре 5 К. На рис. 4, *b* приведены спектры нестационарной ФЛ структуры В, а также спектр стационарной ФЛ той же структуры. В спектрах нестационарной ФЛ присутствуют полосы ФЛ, связанные с рекомбинацией в КТ и в СС, причем в процессе затухания ФЛ энергетическое положение этих полос не изменяется. Кинетика ФЛ СС и КТ была измерена в максимумах соответствующих полос. Кинетику ФЛ КТ структуры А не удалось измерить по причине малой интенсивности ФЛ КТ. Из рисунков видно, что затухание ФЛ СС и КТ является длительным (порядка 1 мкс) и неэкспоненциальным. Такой характер затухания ФЛ может быть объяснен в рамках теории Кляйна, рассматривающей случайные процессы рассеяния импульса экситона в системах с непрямой энергетической структурой [21,22]. Длительная кинетика затухания ФЛ КТ указывает на незначительную роль безызлучательной рекомбинации в КТ, которая, по данным работы [23], связана с рекомбинацией в КТ, содержащих скопления дислокаций. Это согласуется с отсутствием дефектных КТ на микроскопических изображениях исследуемых структур (рис. 1). Как видно из рис. 4, *a*, значительных отличий в кривых затухания ФЛ всех исследуемых структур не наблюдается, что позволяет нам сделать вывод об отсутствии влияния изменения условий

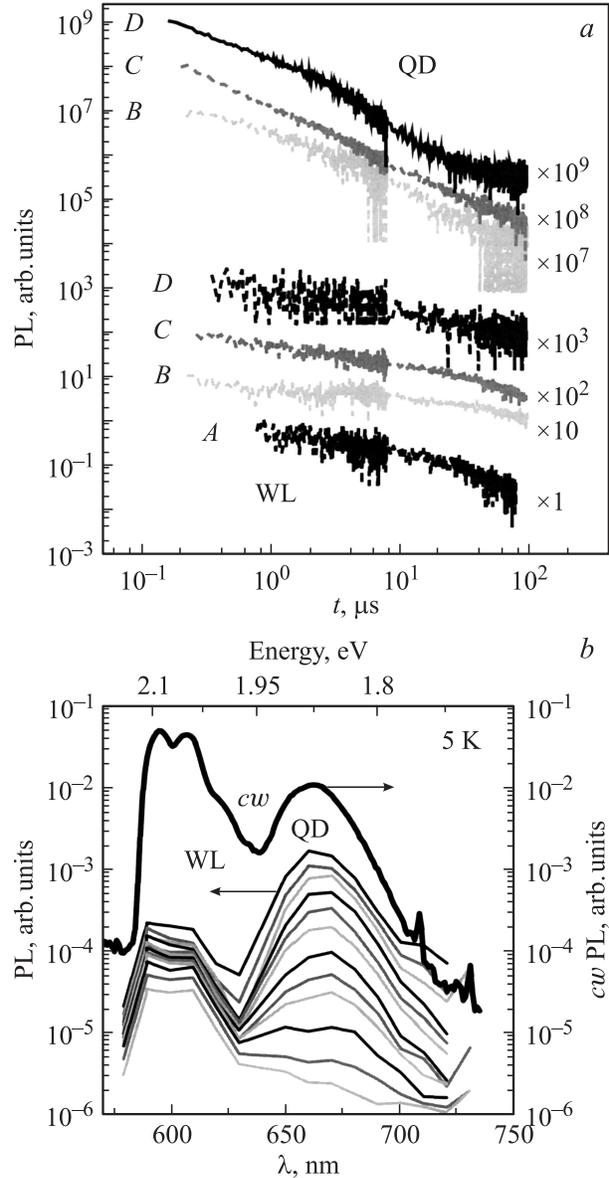


Рис. 4. *a* — кинетика ФЛ структур А, В, С, D, измеренная в максимумах полос бесфононной ФЛ СС и максимумах полос ФЛ КТ при 5 К. *b* — спектры нестационарной ФЛ структуры В.

роста структур на протекание процессов рекомбинации экситонов в СС и КТ и захвата экситонов из СС в КТ.

Главной особенностью кинетики ФЛ является более медленное затухание ФЛ СС по сравнению с ФЛ КТ, а именно в 3 раза интенсивность ФЛ СС уменьшается за 5–10 мкс, а интенсивность ФЛ КТ — за 0.5–1 мкс. Такое независимое затухание ФЛ СС и КТ, согласно проведенному выше анализу кинетики люминесценции, свидетельствует о подавлении захвата экситонов из СС в КТ. Отметим, что участок возгорания ФЛ КТ обнаружен не был, однако это может быть обусловлено недостаточным временным разрешением системы регистрации нестационарной ФЛ.

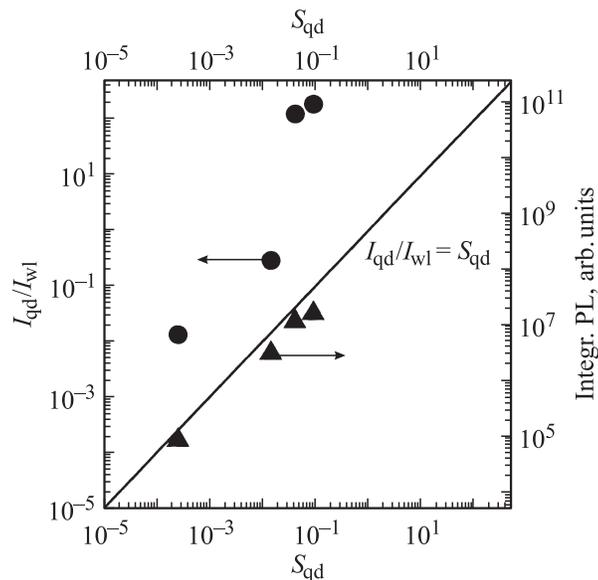


Рис. 5. Треугольниками обозначена зависимость интегральной интенсивности стационарной ФЛ КТ от доли площади, занимаемой КТ в структуре (правая шкала); кругами — зависимость относительной интегральной интенсивности ФЛ КТ и СС от доли площади, занимаемой КТ в структуре (левая шкала) при 5 К.

В соответствии с проведенным теоретическим анализом продемонстрированное подавление канала захвата экситонов из СС в КТ должно отразиться также и на зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ от их площади. Эта зависимость представлена на рис. 5. Из рисунка видно, что интегральная интенсивность ФЛ КТ растет с увеличением площади, занимаемой в структуре КТ, по линейному закону, что также указывает на подавление захвата экситонов из СС в КТ. Следует, однако, отметить, что сравнение абсолютных значений интегральной интенсивности ФЛ КТ различных структур может оказаться некорректным, поскольку интегральная интенсивность ФЛ КТ зависит также от темпа рекомбинации неравновесных носителей заряда в AlAs-матрице прежде всего через уровни дефектов и фоновых примесей, концентрация которых может меняться от образца к образцу. Кроме того, возможна случайная ошибка измерения абсолютной интенсивности ФЛ при гелиевой температуре. Чтобы избежать влияния вышеперечисленных факторов, мы сравнили относительные интенсивности ФЛ КТ и СС различных структур. На рис. 5 представлена также зависимость интенсивности ФЛ КТ, нормированной на интенсивность ФЛ СС, рассчитанная по измеренным спектрам ФЛ, от доли площади, занимаемой КТ. Как видно из рисунка, относительная интенсивность ФЛ КТ и СС растет с увеличением площади КТ. Проведенный в разд. 2 статьи анализ показал, что относительная интенсивность ФЛ КТ и СС в случае подавления захвата экситонов из СС в КТ возрастает с ростом площади КТ, следовательно, полученные экс-

периментальные данные подтверждают справедливость вывода о подавлении захвата экситонов из СС в КТ. Отметим, однако, что экспериментальные точки находятся выше предсказанной линейной зависимости. Поскольку интегральная интенсивность ФЛ КТ пропорциональна площади, занимаемой КТ, наблюдаемое сверхлинейное возрастание относительной интенсивности ФЛ КТ может быть объяснено уменьшением интегральной интенсивности ФЛ СС из-за безызлучательной рекомбинации в СС, что, однако, существенно не отражается на сделанных выводах о подавлении захвата экситонов из СС в КТ.

Также следует отметить, что проведенный теоретический анализ был выполнен в рамках предположения (iii) о линейной зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ от плотности мощности возбуждения. Эффект насыщения интенсивности ФЛ КТ при увеличении плотности мощности возбуждения, обусловленный уменьшением темпа захвата экситонов в КТ вследствие принципа Паули, запрещающего попадание более чем двух электронов (или дырок) в одно квантовое состояние, ярко проявляется в InAs/GaAs-КТ [6,24–26]. Поскольку в режиме насыщения ФЛ в КТ захватывается предельно возможное количество экситонов, интенсивность ФЛ КТ также может быть пропорциональна количеству КТ, несмотря на большой темп захвата экситонов из СС в КТ. Поэтому для проверки предположения (iii) были измерены спектры стационарной ФЛ InAs/AlAs-КТ при различной плотности мощности возбуждения. Набор типичных спектров представлен на рис. 6. Из рисунка

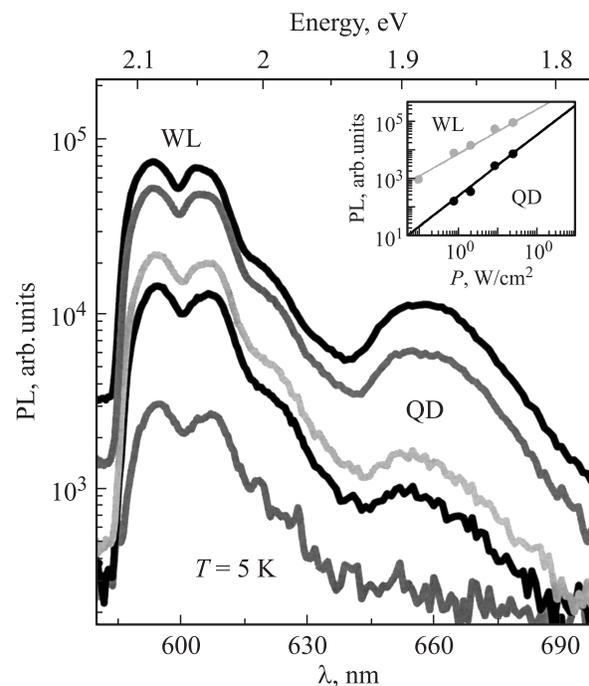


Рис. 6. Спектры стационарной ФЛ структуры В, измеренные при температуре 5 К и плотностях возбуждения (сверху вниз, Вт/см²): 25, 8.6, 2.1, 0.8, 0.1. На вставке показаны зависимости интегральной ФЛ полос WL и QD от мощности возбуждения.

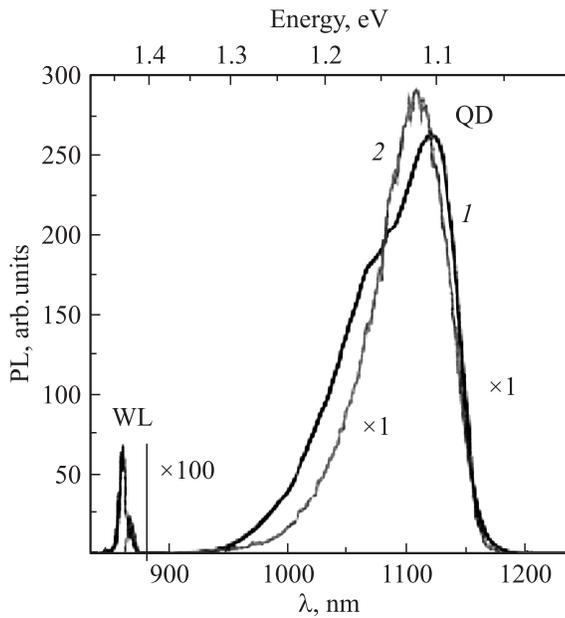


Рис. 7. Спектры стационарной ФЛ структур с InAs/GaAs-КТ, измеренные при температуре 5 К. Плотность КТ составляет, см^{-2} : 1 — $3 \cdot 10^9$, 2 — $2 \cdot 10^{10}$.

видно, что при изменении плотности мощности возбуждения больше чем на порядок величины (от 0.1 до 25 Вт/см^2) энергетическое положение и форма полос ФЛ СС и КТ не изменяются. На вставке к рисунку показаны зависимости интегральной интенсивности ФЛ СС и КТ от плотности мощности возбуждения. Эти экспериментальные зависимости хорошо описываются степенными функциями вида $I = k \cdot P^\alpha$, где I — интенсивность, P — плотность мощности возбуждения. С повышением плотности мощности возбуждения интегральная интенсивность полосы WL возрастает сублинейно ($I_{WL} \propto P^{0.77 \pm 0.07}$), а интегральная интенсивность полосы QD — линейно ($I_{QD} \propto P^{1.05 \pm 0.07}$). Последняя зависимость свидетельствует о справедливости предположения (iii). Сублинейная зависимость интегральной интенсивности ФЛ СС от плотности мощности возбуждения может быть объяснена ростом количества экситонов, рекомбинирующих безызлучательно в СС.

Отметим, что для InAs/GaAs-КТ наблюдается другая зависимость интегральной интенсивности стационарной люминесценции КТ от суммарной площади КТ. Это видно из рис. 7, на котором представлены спектры стационарной ФЛ структур с различной плотностью InAs/GaAs-КТ. В спектрах этих структур присутствуют полосы ФЛ QD и WL, связанные соответственно с рекомбинацией в КТ и СС и идентифицированные ранее в работах [5–8]. Кроме того, в спектре образца с малой плотностью КТ ($N_{qd} = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$) на плече полосы QD видно плечо, обусловленное рекомбинацией экситонов с возбужденных состояний КТ [27,28]. Из рисунка видно, что интегральная интенсивность ФЛ КТ

в InAs/GaAs-структурах значительно превосходит интегральную интенсивность ФЛ СС и практически не изменяется с увеличением плотности КТ почти на порядок. В рамках проведенного теоретического анализа отсутствие зависимости интегральной интенсивности люминесценции КТ от суммарной площади КТ свидетельствует о доминировании захвата экситонов в КТ из СС, что хорошо согласуется с результатами проведенных ранее исследований захвата носителей заряда в системе InAs/GaAs-КТ [5–8].

4. Заключение

В работе исследована ФЛ структур с различной плотностью InAs-квантовых точек, сформированных в матрице AlAs. Обнаружена близкая к линейной зависимость интегральной интенсивности стационарной ФЛ InAs/AlAs-КТ от доли площади, занимаемой КТ в структуре, а также более медленное затухание ФЛ СС по сравнению с ФЛ КТ при температуре 5 К. Сравнение полученных экспериментальных данных с результатами теоретического анализа люминесценции структур с КТ, расположенными на СС, показало подавление захвата экситонов из СС в КТ. Таким образом, показано, что захват экситонов в InAs/AlAs-КТ идет преимущественно из AlAs-матрицы, а не из СС, как в системе InAs/GaAs.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-00240 и программы президиума РАН „Основы фундаментальных исследований, нанотехнологий и наноматериалов“, проект № 27.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, N.Y., 1999).
- [2] *Semiconductor Quantum Dots. Physics, Spectroscopy and Applications*, eds Y. Matsumoto, T. Takagahara. Springer Series in NanoScience and Technology (Springer Verlag, Berlin, 2002).
- [3] O. Brandt, L. Tapfer, R. Cingolani, K. Ploog, M. Hohenstein, F. Philipp. *Phys. Rev. B*, **41**, 12 599 (1990).
- [4] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev. *Phys. Rev. B*, **76**, 155 309 (2007).
- [5] D.G. Deppe, D.L. Huffaker. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3325 (2000).
- [6] D.R. Matthews, H.D. Summers, P.M. Smowton, P. Blood, P. Rees, M. Hopkinson. *IEEE J. Quant. Electron.*, **41**, 344 (2005).
- [7] F. Ding, Y.H. Chen, C.G. Tang, B. Xu, Z.G. Wang. *Phys. Rev. B*, **76**, 125 404 (2007).
- [8] A.V. Uskov, J. McInerney, F. Adler, H. Schweizer, M.H. Pilkuhn. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 58 (1998).
- [9] G.A. Narvaez, G. Bester, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **74**, 075 403 (2006); T. Piwonski, I. O’Driscoll, J. Houlihan, G. Huyet, R.J. Manning, A.V. Uskov. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 122 108 (2007).
- [10] J. Siegert, M. Marcinkevičius, Q.X. Zhao. *Phys. Rev. B*, **72**, 085 316 (2005).

- [11] Y. Yoda, O. Moriwaki, M. Nishioka, Y. Arakawa. Phys. Rev. Lett., **82**, 4114 (1999).
- [12] E.S. Moskalenko, V. Donchev, F.F. Karlsson, P.O. Holtz, B. Monemar, W.V. Schoenfeld, J.M. Garcia, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **68**, 155 317 (2003).
- [13] T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev. Appl. Phys. Lett., **92**, 213 101 (2008).
- [14] T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, A.K. Gutakovskii, A.K. Kalagin, K.S. Zhuravlev, M. Larsson, P.O. Holtz. Phys. Rev. B, **78**, 085 323 (2008).
- [15] Akihiro Ohtake, Masashi Ozeki. Appl. Phys. Lett., **78**, 431 (2001).
- [16] Z. Ma, K. Pierz, U.F. Keyser, R.J. Haug. Physica E, **17**, 117 (2003).
- [17] K. Muraki, S. Fukatsu, Y. Shiraki, R. Ito. Appl. Phys. Lett., **61**, 557 (1992).
- [18] P. Offermans, P.M. Koenraad, R. Notzel, J.H. Wolter, K. Pierz. Appl. Phys. Lett., **87**, 111 903 (2005).
- [19] Peter Y.Yu Manuel Cardona. *Fundamental of Semiconductors. Physics and material properties* (Springer, 2002).
- [20] *Properties of lattice-mismatched and strained Indium Gallium Arsenide*, ed. by P. Bhattacharya (INSPEC, 1993); *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ed. by S. Adachi (INSPEC, 1993).
- [21] M.V. Klein, M.D. Sturge, E. Cohen. Phys. Rev. B, **25**, 4331 (1982).
- [22] L.S. Braginsky, M.Yu. Zaharov, A.M. Gilinsky, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, K.S. Zhuravlev. Phys. Rev. B, **63**, 195 305 (2001).
- [23] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, A.I. Toropov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev. Semicond. Sci. Technol., **21**, 527 (2006).
- [24] C. Lobo, N. Perret, D. Morris. Phys. Rev. B, **62**, 2737 (2000).
- [25] R. Heitz, M. Veit, N.N. Ledentsov. Phys. Rev. B, **56**, 10 435 (1997); F.V. de Sales, J.M.R. Cruz, S.W. da Silva, M.A.G. Soler, P.C. Morais, M.J. da Silva, A.A. Quivy, J.R. Leite. J. Appl. Phys., **94**, 1787 (2003); S. Raymond, K. Hinzer, S. Fafard, J.L. Merz. Phys. Rev. B, **61**, R16331 (2000).
- [26] J.M.R. Cruz, F.V. de Sales, S.W. da Silva, M.A.G. Soler, P.C. Morais, M.J. da Silva, A.A. Quivy, J.R. Leite. Physica E, **17**, 107 (2003).
- [27] P. Aivaliotis, S. Menzel, E.A. Zibik, J.W. Cockburn, L.R. Wilson, M. Hopkinson. Appl. Phys. Lett., **91**, 253 502 (2007).
- [28] Zhixun Ma, Klaus Pierz. Surf. Sci., **511**, 57 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

Carriers capture in InAs/AlAs quantum dots at helium temperature

D.S. Abramkin, K.S. Zhuravlev, T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, A.K. Kalagin

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Using simple models we consider the influence of probability value of the carriers capture from the wetting layer into the quantum dots on continuous wave and time-resolved luminescence after excitation in the matrix. The analysis demonstrate that suppression of carriers capture from the wetting layer into the quantum dots leads to linear dependence of a luminescence intensity related to the quantum dots on an area occupied by the quantum dots. Moreover, the intensities of wetting layer and quantum dots luminescence decay independently after impulse excitation. Then continuous wave and time-resolved photoluminescence were investigated experimentally at 5 K. A set of structures with a different quantum dots density were grown by molecular-beam epitaxy at semi-insulated GaAs [100] substrates in a Riber-32P machine. It was found that the integrated steady-state photoluminescence intensity grows linear with increase of the area occupied by the quantum dots, besides the intensity of wetting layer photoluminescence decays slower than the intensity of quantum dots photoluminescence after impulse excitation. So our experimental data evidences in suppression of the carriers transfer from the wetting layer into the quantum dots at helium temperature.