

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК \*\*

В. К. Кононенко <sup>a\*</sup>, Г. В. Кунерт <sup>b</sup>, И. С. Манак <sup>b</sup>, Д. В. Ушаков <sup>b</sup>

УДК 539.293:621.38

<sup>a</sup> Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, просп. Ф. Скорины, 70; e-mail: lavik@dragon.bas-net.by

<sup>b</sup> Университет Претории, ЮАР

<sup>c</sup> Белорусский государственный университет, Минск

(Поступила 2 сентября 2002)

С учетом хвостов плотности состояний, возникающих в результате флуктуаций концентрации примесей, рассчитаны спектры спонтанного испускания легированных полупроводниковых сверхрешеток. В рамках развитой модели дано объяснение наблюдаемых длинноволнового крыла и сдвига спектров фотолюминесценции с ростом уровня возбуждения и температуры. Обсуждается роль образующихся при  $\alpha$ -облучении дефектов, оценено время жизни носителей тока в зависимости от конструктивных параметров и условий возбуждения легированных сверхрешеток на GaAs.

**Ключевые слова:** легированная сверхрешетка, спектр фотолюминесценции, время жизни,  $\alpha$ -облучение.

Taking into account the density state tails appearing due to fluctuations of impurity concentrations, the spontaneous emission spectra of doping semiconductor superlattices are calculated. In the framework of the model developed, the explanation of the experimentally observed longwave edge and shift of the photoluminescence spectra with increase in the excitation level and temperature is given. The role of the defects formed on  $\alpha$ -irradiation is discussed, the lifetime of current carriers is evaluated depending on the design parameters and excitation conditions of the GaAs doping superlattices.

**Keywords:** doping superlattice, photoluminescence spectrum, lifetime,  $\alpha$ -irradiation.

**Введение.** Легированные сверхрешетки со структурой типа  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристалла относятся к полупроводниковым материалам с перестраиваемым энергетическим спектром. Их выращивают при периодическом легировании полупроводникового кристалла донорными и акцепторными примесями. При изменении степени легирования или уровня возбуждения в таких кристаллах перестраивается структура энергетических уровней и, соответственно, трансформируются спектры поглощения и люминесценции [1]. Введение дефектов путем облучения, например,  $\alpha$ -частицами и их перезарядка в процессе термической обработки структур также могут изменять потенциальный рельеф сверхрешетки, что должно отражаться на спектрах люминесценции. Радиационные дефекты заметно влияют на время жизни носителей тока и квантовый выход люминесценции. Поэтому анализ и сравнение наблюдаемых изменений спектров испускания легированных сверхрешеток с расчетными спектрами дают возможность определить конструктивные параметры сверхрешеток, выяснить роль возникающих неоднородностей, природу дефектов и их влияние на процессы рекомбинации и переноса носителей тока. Кроме того, исследование изменения оптических и электрических характеристик легированных сверхрешеток при введении дефектов важно для установления эффективности работы в условиях радиационного облучения различных оптоэлектронных приборов на их основе [2].

В настоящей работе с учетом хвостов плотности состояний, возникающих в результате флуктуаций концентрации примесей, рассчитаны спектры спонтанного испускания легированных сверхрешеток на GaAs. В рамках развитой модели объяснены наблюдаемые длинноволновое крыло и сдвиг спектров фотолюминесценции с ростом уровня возбуждения и температуры, обсуждается роль образующихся при  $\alpha$ -облучении дефектов.

## TUNABLE PHOTOLUMINESCENCE SPECTRA OF DOPING SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

V. K. Kononenko <sup>a\*</sup>, H. W. Kunert <sup>b</sup>, I. S. Manak <sup>c</sup>, and D. V. Ushakov <sup>c</sup> (<sup>a</sup>B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, 70 F. Skorina Ave., Minsk, 220072, Belarus; e-mail: lavik@dragon.bas-net.by; <sup>b</sup> University of Pretoria, Pretoria South Africa; <sup>c</sup> Belarusian State University, Minsk, Belarus)

\*\* Доложено на Международной конференции по люминесценции, Москва, 17—19 октября 2001 г.

**Свойства легированных сверхрешеток.** Из-за пространственного разделения электронов и дырок в  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристаллах в отличие от объемных кристаллов экранирование флуктуирующего электростатического потенциала осуществляется отдельно электронами в  $n$ -областях и дырками в  $p$ -областях [3]. При возбуждении легированной сверхрешетки сокращаются длины экранирования, что изменяет распределение уровней энергии и спектр испускания полупроводника.

Хвосты плотности состояний играют основную роль в компенсированных сильнолегированных сверхрешетках, особенно при слабых уровнях возбуждения [4]. Это связано с тем, что в этих условиях длины экранирования в  $n$ - и  $p$ -областях оказываются достаточно велики и поэтому наблюдается далеко простирающееся в длинноволновую область крыло спектра люминесценции. В некомпенсированных легированных сверхрешетках основное влияние на форму спектра люминесценции оказывает хвост плотности состояний в областях только одного  $n$ - или  $p$ -типа. Распределение примесей и толщина  $n$ - и  $p$ -слоев, а также размеры промежуточных нелегированных  $i$ -областей определяют форму потенциального рельефа и его глубину [5, 6].

Для оценки глубины потенциального рельефа  $2\Delta V$  можно воспользоваться приближением эффективной ширины области пространственного заряда [7] или приближением эффективной концентрации ионизированных примесей [6]. Первое приближение применимо при достаточно низких температурах для сверхрешеток с большим периодом. Для короткопериодичных сверхрешеток при комнатной и более высоких температурах подходит второе приближение. Вводя параметр накачки  $r = n/N_d d_n$ , где  $n$  — двумерная концентрация электронов,  $N_d$  — концентрация доноров,  $d_n$  — толщина  $n$ -слоев сверхрешетки, в приближении пространственного заряда [1, 5] имеем:

$$2\Delta V = 2\Delta V_0 (1-r) \left( 1 - \frac{r}{1 + 4N_a d_i / (N_a + N_d) d_n} \right). \quad (1)$$

При термодинамическом равновесии, когда при  $N = N_a d_p - N_d d_n \geq 0$  концентрация  $n \approx 0$ , глубина рельефа максимальна и составляет

$$2\Delta V_0 = \frac{\pi e^2}{\varepsilon} N_d d_n \left( 2d_i + \frac{N_a + N_d}{2N_a} d_n \right), \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — статическая диэлектрическая постоянная полупроводника.

В приближении эффективной концентрации примесей для сверхрешетки  $p$ -типа ( $N \geq 0$ ) аналогично находим

$$2\Delta V = 2\Delta V_0 (1-r) = \frac{\pi e^2}{\varepsilon} \frac{N_d d_n}{2} (d + 2d_i) (1-r), \quad (3)$$

где  $d = d_n + d_p + 2d_i$  — период сверхрешетки. Для некомпенсированной сверхрешетки целесообразно использовать смешанное приближение [1], когда потенциал в более сильно легированной части описывается эффективным пространственным зарядом, а в менее легированной части — эффективным зарядом примесей. В этом случае, решая уравнение Пуассона, для сверхрешетки  $p$ -типа получаем

$$2\Delta V = 2\Delta V_0 (1-r) \left( 1 - \frac{r}{1 + (N_a / N_d) (1 + 4d_i / d_n)} \right). \quad (4)$$

Здесь  $2\Delta V_0$  задается выражением (2). Очевидно, что формула (4) дает промежуточное значение  $2\Delta V$  между (1) и (3). При достаточно мощном возбуждении ( $r \geq 1$ ) потенциальный рельеф легированной сверхрешетки задается практически синусоидальным распределением концентрации нелокализованных носителей тока и, в частности, при  $N = 0$  глубина рельефа изменяется как  $r^{-1/3}$  [1].

В общем случае следует решать самосогласованно уравнения Шредингера и Пуассона. Расчеты показывают, что, хотя распределения пространственного заряда в различных приближениях могут заметно отличаться друг от друга, потенциальный рельеф практически одинаков [1]. Наиболее близко к точному профилю и глубине потенциального рельефа подходит приближение эффективной концентрации ионизированных примесей или смешанное приближение.

Дефекты, возникающие, например, при облучении  $\alpha$ -частицами, приводят к появлению дополнительных уровней в запрещенной зоне полупроводника [8—11]. Локализованные заряды на этих уровнях изменяют распределение электростатического потенциала и, следовательно, искажают форму потенциального рельефа, а также участвуют в излучательной и безызлучательной рекомбинации [12]. В результате радиационные дефекты не только изменяют скорость спонтанной рекомбинации и время жизни носителей тока в пространственно разделенных квантовых ямах потенциального рельефа, но и приводят к появлению дополнительных линий люминесценции.

При анализе трансформации спектров испускания необходимо учитывать также сужение запрещенной зоны с ростом температуры и эффекты коллективных взаимодействий [13]. Возбуждение сверхрешет-

ки увеличивает эффективную ширину запрещенной зоны из-за уменьшения глубины потенциального рельефа. Соответственно спектр люминесценции смещается в коротковолновую область.

При оценке времени жизни носителей тока надо учитывать влияние на скорость спонтанной рекомбинации таких конструктивных параметров сверхрешетки, как концентрация легирующих примесей, период сверхрешетки, распределение дефектов, а также условия возбуждения (т. е. интенсивность и частоту оптической накачки, температуру структуры). В квазиравновесном состоянии электронов и дырок двумерная концентрация  $n$  и параметр накачки  $r$  однозначно связаны с разностью квазиуровней Ферми  $\Delta F$ . Скорость оптической генерации носителей тока в единице объема сверхрешетки при плотности светового потока  $P$  на частоте  $\nu_{\text{ex}}$  составляет  $kP/h\nu_{\text{ex}}$ , где  $k(\nu_{\text{ex}})$  — коэффициент поглощения,  $h\nu_{\text{ex}}$  — энергия возбуждающих квантов. Если ввести эффективное время жизни носителей тока  $\tau$ , то в стационарных условиях  $kP/h\nu_{\text{ex}} = (n - n_0)/\tau d = rN_d d_n/\tau d$ , где  $n_0 \approx 0$  — равновесная концентрация электронов. При наличии дополнительного канала безызлучательной рекомбинации с постоянной времени  $\tau_{\text{nr}}$  (из-за дефектов) скорость рекомбинации неравновесных носителей тока при достаточно низких уровнях возбуждения контролируется практически этим каналом, поскольку постоянная времени жизни носителей при спонтанной излучательной рекомбинации  $\tau_{\text{sp}}$  оказывается намного больше [14]. Кроме того, при мощном оптическом возбуждении могут проявляться нелинейные процессы насыщения поглощения [15].

**Обсуждение результатов.** Основное внимание уделено компенсированным легированным сверхрешеткам на GaAs, содержащим  $i$ -слои ( $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -структуры) и без них ( $n$ - $p$ - $n$ - $p$ -структуры) [16]. Толщины слоев  $n$ -,  $p$ - и  $i$ -типа составляли 20, 40 или 60 нм, концентрации легирующих примесей Te и Zn достигали  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (табл. 1). Глубина потенциального рельефа  $2\Delta V_0$  предварительно оценивалась по формуле (2). Для структур с большим периодом, имеющих  $i$ -слои, начальная эффективная ширина запрещенной зоны  $E'_{g0}$  получается отрицательной, т. е. имеет место вырожденное распределение электронов и дырок, и для более точного определения потенциального рельефа необходимо учитывать обменное взаимодействие и другие коллективные эффекты [7, 13]. В табл. 1 для этих структур приведены значения глубины потенциального рельефа и эффективной ширины запрещенной зоны, найденные путем самосогласованного расчета.

Т а б л и ц а 1. Параметры легированных сверхрешеток на GaAs

Структура	Концентрация доноров и акцепторов $N_d = N_a, \text{ см}^{-3}$	Толщина слоев $n$ - и $p$ -типа $d_n = d_p, \text{ нм}$	Толщина $i$ -слоя $d_i, \text{ нм}$	Глубина потенциального рельефа $2\Delta V_0, \text{ эВ}$	Эффективная ширина запрещенной зоны $E'_{g0}, \text{ эВ}$
2	$10^{18}$	20	0	0.14	1.28
4	$10^{18}$	40	0	0.58	0.84
6	$10^{18}$	60	0	1.30	0.12
4 <i>i</i>	$10^{18}$	40	40	1.37	0.05
6 <i>i</i>	$10^{18}$	60	60	1.41	0.01

Структуры выращены методом газовой фазной эпитаксии при низком давлении на подложках GaAs. Число периодов сверхрешетки составляет от одного до нескольких десятков при полной толщине структур порядка 2.4 мкм. Спектры фотолюминесценции измерены при возбуждении излучением  $\text{Ag}^+$ -лазера интенсивностью до  $50 \text{ Вт/см}^2$  в интервале температур 11—300 К. Изучалось также влияние облучения  $\alpha$ -частицами и температурного отжига свехрешеток на спектры фотолюминесценции и комбинационного рассеяния [17—20].

Расчеты спектров спонтанного испускания структур проводились с учетом всех основных факторов, определяющих процесс излучательной рекомбинации в легированных сверхрешетках (размерное квантование, перекрытие волновых функций электронов и дырок, флуктуации концентрации примесей, экранирование электростатического потенциала, перенормировка запрещенной зоны). Методика вычисления спектра люминесценции легированных сверхрешеток подробно описана в [1, 4, 13].

Результаты расчета для структур 4*i* и 4 показаны на рис. 1 и 2. Как видно, при комнатной температуре трансформация спектра спонтанного испускания с ростом возбуждения сверхрешетки сводится практически к расширению полосы испускания в коротковолновую область, при этом максимум спектра испускания  $h\nu_{\text{max}}$  располагается вблизи ширины запрещенной зоны полупроводника  $E_g$ . При азотной и более низких температурах сильнее выражено изменение глубины потенциального рельефа с увеличением накачки и  $h\nu_{\text{max}}$  отслеживает фактически разность квазиуровней Ферми  $\Delta F$ . Эффект сокращения хвостов плотности состояний из-за изменения длин экранирования в  $n$ - и  $p$ -областях более существен в структурах с  $i$ -слоями.

Оценки времени жизни неравновесных носителей тока показывают (рис. 3), что при комнатной температуре значение  $\tau_{\text{sp}}$  становится порядка 1 мкс при уровне накачки, соответствующем  $\Delta F = 1.2 \text{ эВ}$ .

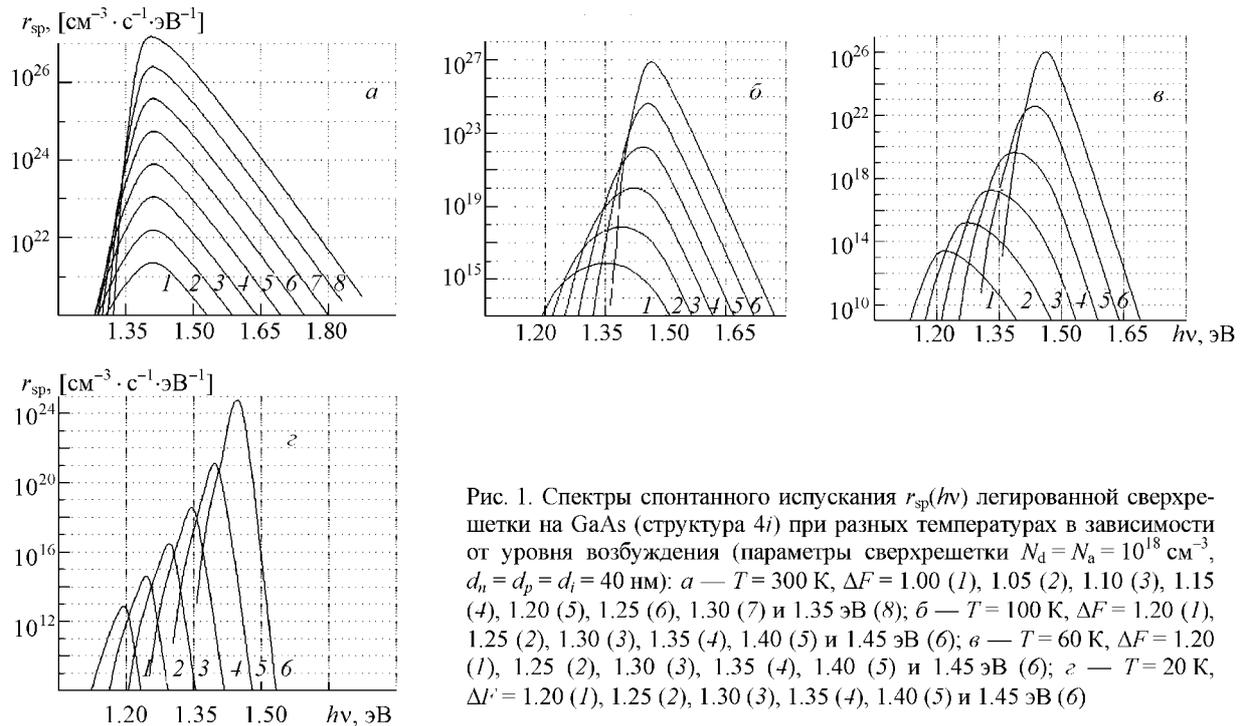


Рис. 1. Спектры спонтанного испускания  $r_{sp}(h\nu)$  легированной сверхрешетки на GaAs (структура 4i) при разных температурах в зависимости от уровня возбуждения (параметры сверхрешетки  $N_d = N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $d_n = d_p = d_i = 40 \text{ нм}$ ): а —  $T = 300 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.00$  (1), 1.05 (2), 1.10 (3), 1.15 (4), 1.20 (5), 1.25 (6), 1.30 (7) и 1.35 эВ (8); б —  $T = 100 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.20$  (1), 1.25 (2), 1.30 (3), 1.35 (4), 1.40 (5) и 1.45 эВ (6); в —  $T = 60 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.20$  (1), 1.25 (2), 1.30 (3), 1.35 (4), 1.40 (5) и 1.45 эВ (6); г —  $T = 20 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.20$  (1), 1.25 (2), 1.30 (3), 1.35 (4), 1.40 (5) и 1.45 эВ (6)

При азотной и более низких температурах это значение  $\tau_{sp}$  достигается при  $\Delta F$ , близком к  $E_g$ . Таким образом, в условиях слабого возбуждения сверхрешетки скорость рекомбинации электронов и дырок контролируется процессом захвата носителей тока имеющимися дефектами — центрами безызлучательной рекомбинации, причем роль дефектов при одном и том же значении  $\Delta F$  более существенна в структурах с  $i$ -слоями, так как в этом случае больше пространственное разделение электронов и дырок.

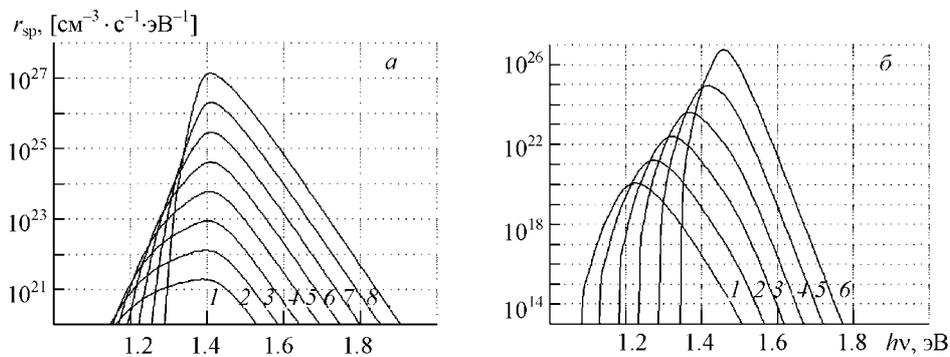


Рис. 2. Спектры спонтанного испускания  $r_{sp}(h\nu)$  легированной сверхрешетки на GaAs (структура 4) при разных температурах в зависимости от уровня возбуждения (параметры сверхрешетки  $N_d = N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $d_n = d_p = 40 \text{ нм}$ ,  $d_i = 0$ ): а —  $T = 300 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.00$  (1), 1.05 (2), 1.10 (3), 1.15 (4), 1.20 (5), 1.25 (6), 1.30 (7) и 1.35 эВ (8); б —  $T = 100 \text{ К}$ ,  $\Delta F = 1.20$  (1), 1.25 (2), 1.30 (3), 1.35 (4), 1.40 (5) и 1.45 эВ (6)

Изменение спектров фотолюминесценции в зависимости от температуры исследуемых структур показано на рис. 4. Структуры 4i и 6i подвергались облучению  $\alpha$ -частицами дозой  $3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и отжигались изохронно при 400, 500 и 600 °С в течение 1 ч. Фотолюминесценция возбуждалась излучением  $\text{Ar}^+$ -лазера мощностью 50 мВт ( $h\nu_{ex} = 2.4 \text{ эВ}$ ). С ростом температуры выше 80 К интенсивность люминесценции  $S_{ph}$  заметно падает. Это свидетельствует о снижении квантового выхода люминесценции и уменьшении уровня возбуждения и, соответственно, концентрации неравновесных носителей тока. В обеих структурах наряду с широкой перестраиваемой полосой излучения наблюдается полоса в области 1.51 эВ, связанная с зона-зонными переходами, по-видимому, преимущественно в  $i$ -слоях.

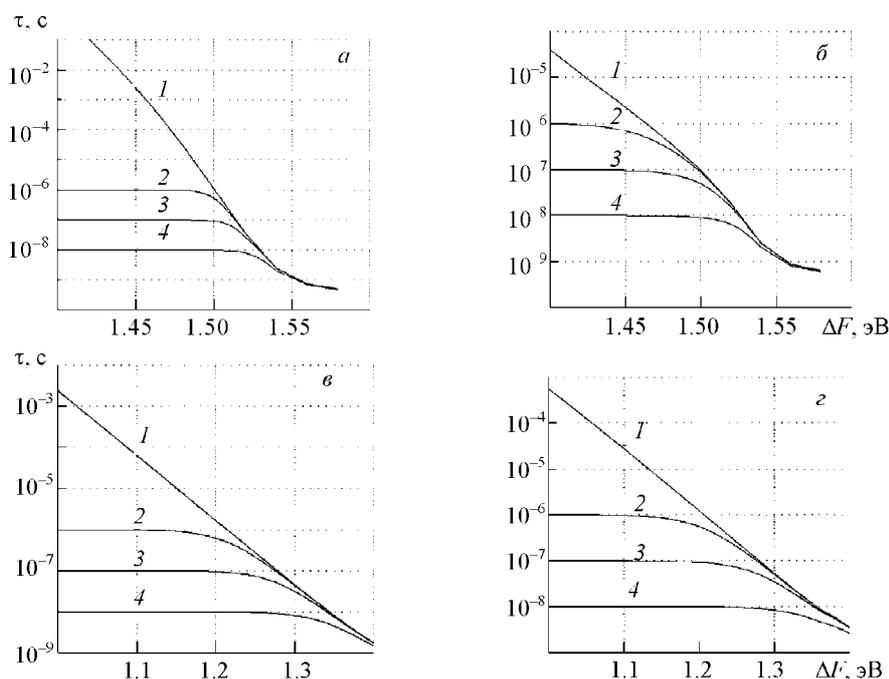


Рис. 3. Зависимости времени жизни неравновесных носителей тока  $\tau$  от разности квазиуровней Ферми  $\Delta F$  в легированных сверхрешетках со структурой 4i (а, в) и 4 (б, г) при постоянной времени безызлучательной рекомбинации  $\tau_{nr} = \infty$  (1), 1 мкс (2), 100 нс (3) и 10 нс (4) и температуре  $T = 20$  (а, б) и 300 К (в, г)

Кроме того, в спектрах структуры 6i с периодом сверхрешетки  $d = 240$  нм присутствует узкая полоса свечения с энергией квантов 1.49 эВ, которая не сдвигается с изменением температуры. Эта новая дополнительная полоса может быть связана с радиационными дефектами, возникающими в результате облучения  $\alpha$ -частицами. Однако эти дефекты эффективно отжигаются термическим способом в структурах с меньшим периодом и практически не проявляются в спектрах излучения при  $d = 160$  нм, как видно для структуры 4i. Наличие дополнительного канала рекомбинации влияет на уровень возбуждения неравновесных носителей тока, что отражается на положении перестраиваемой полосы испускания с изменением температуры и определяет характер смещения ее спектрального максимума.

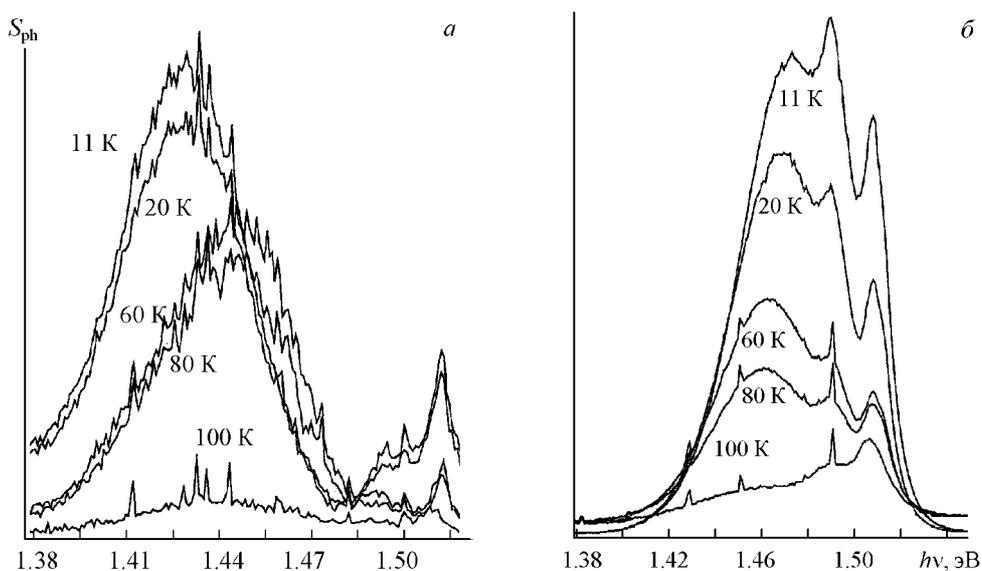


Рис. 4. Температурные зависимости спектров фотолюминесценции  $S_{ph}(h\nu)$  облученных  $\alpha$ -частицами и термически отожженных легированных сверхрешеток на GaAs со структурой 4i (а) и 6i (б);  $h\nu_{ex} = 2.4$  эВ,  $P = 50$  Вт/см<sup>2</sup>

**Закключение.** При изменении степени легирования и уровня возбуждения легированных полупроводниковых сверхрешеток перестраивается структура энергетических уровней и, соответственно, трансформируются их спектры люминесценции. Учет хвостов плотности состояний, возникающих из-за флуктуаций концентраций примесей, позволяет дать объяснение наблюдаемых длинноволнового крыла и сдвига спектра фотолюминесценции.

По сравнению с известными моделями [21, 22] развитая модель расчета спектров испускания более адекватно описывает все основные особенности изменений потенциального рельефа легированных сверхрешеток при возбуждении неравновесных носителей тока. Из-за пространственного разделения электронов и дырок в легированных сверхрешетках экранирование флуктуирующего электростатического потенциала осуществляется отдельно электронами в *n*-областях и дырками в *p*-областях. При возбуждении происходит сокращение длин экранирования, что изменяет распределение уровней энергии и спектр испускания.

Оценки времени жизни носителей тока показывают, что постоянная времени излучательной рекомбинации сильно зависит от уровня возбуждения легированной сверхрешетки. Облучение  $\alpha$ -частицами и последующий термический отжиг компенсированных легированных сверхрешеток на GaAs приводят к появлению в спектрах фотолюминесценции, измеренных в интервале температур 11—300 К, дополнительных линий и стабилизации времени жизни носителей тока на уровне  $\approx 10$  нс.

Работа частично финансировалась Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (проекты № Ф99Р-119/620 и Ф02Р-095/698). Экспериментальные исследования выполнены (Г.В.К.) в Университете Претории (ЮАР).

- [1] V.K.Kononenko, I.S.Manak, D.V.Ushakov. Proc. SPIE, **3580** (1998) 10—27
- [2] V.K.Kononenko, D.V.Ushakov. Proc. ICTON'2001, 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Transparent Optical Networks, Cracow (2001) 64—67
- [3] V.K.Kononenko, D.V.Ushakov. Phys. Status Solidi (b), **211** (1999) 743—749
- [4] Д.В.Ушаков, В.К.Конonenко, И.С.Манак. Журн. прикл. спектр., **66** (1999) 711—715
- [5] D.V.Ushakov, V.K.Kononenko, I.S.Manak, V.A.Shevtzov. Advances in Synergetics, **8** (1997) 343—351
- [6] D.V.Ushakov, V.K.Kononenko. In “Physics, Chemistry and Application of Nanostructures”, Singapore (1997) 121—124
- [7] G.H.Döhler, H.Künzel, H.Ploog. Phys. Rev. B, **25** (1982) 2616—2626
- [8] В.И.Губская, В.И.Звягин, П.В.Кучинский, В.М.Ломако. ФТП, **13** (1979) 171—173
- [9] Ф.П.Коршунов. Вестн. АН СССР, № 11 (1982) 80—87
- [10] В.И.Губская, П.В.Кучинский, В.М.Ломако. ФТП, **20** (1986) 1055—1059
- [11] В.А.Козлов, В.В.Козловский. ФТП, **35** (2001) 735—761
- [12] H.W.Kunert, D.J.Brink, A.Donnadieu, K.Zeaiter, C.Llinares, J.Allegre, G.Leveque, J.Camassel. Phys. Status Solidi (b), **210** (1998) 699—705
- [13] D.V.Ushakov, V.K.Kononenko, I.S.Manak. Proc. ASDAM 2000, Third Int. EuroConf. on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, Smolenice Castle (2000) 243—246
- [14] V.K.Kononenko, D.V.Ushakov, I.S.Nefedov, V.N.Gusyatnikov, Ya.A.Morozov. Proc. LFNМ'2001, 3<sup>rd</sup> Int. Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv (2002) 97—99
- [15] Д.В.Ушаков, В.К.Конonenко, И.С.Манак. Журн. прикл. спектр., **68** (2001) 501—505
- [16] В.К.Конonenко, Г.В.Кунерт, И.С.Манак, Д.В.Ушаков. Тез. докл. Междунар. конф. по люминесценции, Москва (2001) 58
- [17] H.W.Kunert, J.B.Malherbe, D.J.Brink. Appl. Surf. Sci., **135** (1998) 29—36
- [18] H.W.Kunert, D.J.Brink, J.Matjila, T.S.Modise. Superlattices and Microstructures, **25** (1999) 389—395
- [19] H.W.Kunert, J.B.Malherbe, D.J.Brink, R.Q.Odendaal, L.C.Prinsloo, J.Camassel, J.Allegre, K.Zeaiter, C.Llinares. Appl. Surf. Sci., **166** (2000) 77—81
- [20] H.W.Kunert. Abstr. ICSSC'2000, Int. Conf. on Solid State Crystals – Materials Science and Applications, Zakopane (2000) 109
- [21] M.Renn, C.Metzner, G.H.Döhler. Phys. Rev. B, **48** (1993) 11220—11227
- [22] C.Metzner, K.Schrüfer, U.Wieser, M.Luber, M.Kneissl, G.H.Döhler. Phys. Rev. B, **51** (1995) 5106—5115