

**ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИЯ И РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ  
ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ  
КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР  
InGaAsP/InP ( $\lambda=1.3$  мкм) И InGaAsP/GaAs ( $\lambda=0.85$  мкм)**

Гарбузов Д. З., Чалый В. П., Свелокузов А. Е., Халфин В. Б.,  
Тер-Мартirosян А. Л.

Приводятся результаты исследования зависимостей квантовой эффективности ( $\eta_e$ ) от уровня фотовозбуждения ( $I$ ) в двойных InGaAsP/InP- и InGaAsP/GaAs-гетероструктурах (ДГС) с толщиной активной области  $d_a=150-900$  Å. При  $T=300$  К обнаружено падение  $\eta_e$  с повышением интенсивности накачки как в InGaAsP/InP ДГС, так и в InGaAsP/GaAs ДГС. Показано, что в исследованном диапазоне  $d_a$  зависимости  $\eta_e=f(I)$  могут быть объяснены влиянием оже-рекомбинации, если принять, что соответствующие значения коэффициента оже-рекомбинации  $R$  составляют  $2 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с для InGaAsP/InP ДГС и  $0.7 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с для InGaAsP/GaAs ДГС. При 77 К спад  $\eta_e$  с увеличением уровня накачки наблюдался только в InGaAsP/InP-гетероструктурах. Анализ формы спектров краевого излучения исследованных в InGaAsP/InP и InGaAsP/GaAs ДГС показал, что при 77 К температура неравновесных носителей значительно выше решеточной. При толщине  $d_a=150$  Å и интенсивности накачки порядка  $6 \cdot 10^9$  А/см<sup>2</sup> превышение составляет около 90 К для InGaAsP/GaAs-структуры и 130 К для InGaAsP/InP-структуры.

Данное сообщение продолжает цикл работ [1-5], направленных на получение и исследование люминесцентных характеристик квантово-размерных (КР) гетероструктур InGaAsP/InP ( $\lambda=1.3$  мкм) и InGaAsP/GaAs ( $\lambda=0.85$  мкм).

Исследованные гетероструктуры были получены вариантом метода жидкостной эпитаксии, при котором рост их тонких активных областей происходил в процессе быстрого движения подложки под соответствующим расплавом. Более подробно данная методика и режимы выращивания описаны в [1, 2]. Как и ранее [1-5], исследования проводились на изотипных  $N-n-N$ -гетероструктурах с концентрацией свободных носителей порядка  $(1-3) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Зонные схемы исследованных гетероструктур представлены на рис. 1, а и 2, а. В случае гетероструктур InGaAsP/GaAs  $\langle 111 \rangle$  широкозонными эмиттерами служили слои In<sub>0.49</sub>Ga<sub>0.51</sub>P. В состав гетероструктур InGaAsP/InP  $\langle 100 \rangle$ , кроме активного слоя In<sub>0.7</sub>Ga<sub>0.3</sub>As<sub>0.65</sub>P<sub>0.35</sub> и InP-эмиттеров, входили еще слои In<sub>0.83</sub>Ga<sub>0.17</sub>As<sub>0.38</sub>P<sub>0.62</sub>, препятствующие подтраиванию активной области при наращивании эмиттерных слоев [2]. Малые толщины (~0.1 мкм) верхних эмиттерных слоев в обоих типах структур обеспечивали возможность эффективного возбуждения неравновесных носителей в активной области структур при использовании коротковолнового излучения ( $\lambda=0.514$  мкм) Ar<sup>+</sup>-лазера [6].

В предыдущих работах [4, 5] было показано, что в спектрах ФЛ рассматриваемых InGaAsP/InP- и InGaAsP/GaAs-структур с толщиной активной области менее 300 Å обнаруживаются особенности, связанные с размерным квантованием.

Главной отличительной чертой данных структур является сохранение даже при толщине активной области  $d_a \approx 100$  Å столь же высоких значений внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации ( $\eta_i \geq 70$  %,  $T=300$  К), как и в аналогичных структурах с толстыми активными областями. Указанные выше значения  $\eta_i$  были получены при измерениях, проводившихся

при уровнях оптического возбуждения, эквивалентных плотностям тока  $10 \div 20 \text{ A/cm}^2$  [3, 5].

Целью настоящей работы было исследование зависимости эффективности излучательной рекомбинации и других люминесцентных параметров InGaAsP/InP- и InGaAsP/GaAs-структур от уровня оптического возбуждения.

Основные измерения были выполнены при возбуждении ФЛ непрерывным Ar<sup>+</sup>-лазером с акустооптическим модулятором, позволявшим получать  $\tau_u = 0.8 \text{ мкс}$ ,  $f = 30 \text{ кГц}$  при малых и средних уровнях возбуждения, и Ar<sup>+</sup>-лазером Spectra Physics с  $\tau_u = 10 \text{ нс}$ ,  $f = 80 \text{ кГц}$  при средних и больших уровнях ( $\lambda_{\text{воз}} = 0.514 \text{ мкм}$ ). Перед исследованиями на поверхности структур устанавливались диафрагмы диаметром около 100 мкм. Неоднородность плотности лазер-

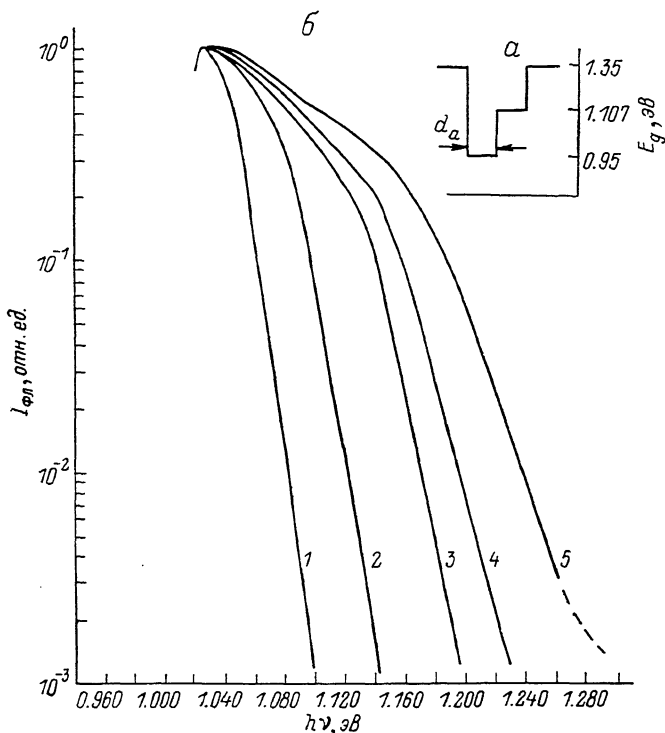


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы (а) и вид коротковолновых спадов спектров фотолюминесценции (б) при 77 К исследованной InGaAsP/InP-гетероструктуры с  $d_a = 150 \text{ \AA}$ .

Плотность возбуждения,  $\text{A/cm}^2$ : 1 — 1, 2 — 250, 3 — 700, 4 —  $1.4 \cdot 10^3$ , 5 —  $3 \cdot 10^4$ .

ного пучка внутри диафрагмы не превышала 10 %. Спектры излучения InGaAsP/GaAs-структур были записаны при использовании ФЭУ с GaAs-фотокатодом, а спектры InGaAsP/InP-структур регистрировались Ge-фотодиодом. Относительная эффективность люминесценции при данном уровне возбуждения определялась путем интегрирования по площади записанных спектров люминесценции. Измерения проводились при температурах 77 и 300 К. Как и в предыдущих работах, плотности оптического возбуждения приведены в единицах эквивалентной плотности тока.

На рис. 3 показаны результаты исследования зависимости относительной эффективности люминесценции при  $T = 300 \text{ К}$  от плотности оптического возбуждения ( $I$ ) для двух InGaAsP/InP-структур с  $d_a = 150$  и  $900 \text{ \AA}$  и для InGaAsP/GaAs-структуры с толщиной активной области  $150 \text{ \AA}$ . Для удобства сравнения для всех трех структур значения эффективности люминесценции при низком уровне возбуждения приравнены к единице. Измерения абсолютных значений внешней эффективности излучения, проведенные для этих структур, показывают, что значения  $\eta_e$  для них при низких уровнях возбуждения не отличаются от 100 % более чем на 30 %. Однако, как видно из рис. 3, повышение уровня

возбуждения приводит к возникновению значительной разницы в эффективности люминесценции рассматриваемых структур.

Зависимость внешней эффективности люминесценции от плотности оптического возбуждения для структур InGaAsP/InP ( $\lambda=1.3$  мкм) со сравнительно толстыми ( $d_a \sim 0.3$  мкм) активными областями была предметом исследования в одной из наших предыдущих работ [7]. В соответствии с результатами этой работы мы считаем, что спад внешней эффективности люминесценции при возрастании плотности возбуждения в случае InGaAsP/InP-структур с толстой активной областью (рис. 3, кривая 2) отражает уменьшение внутренней эффективности излучательных переходов, вызванное усилением оже-рекомбинации. Сплошная кривая 2 (рис. 3) представляет собой результат расчета зависимости

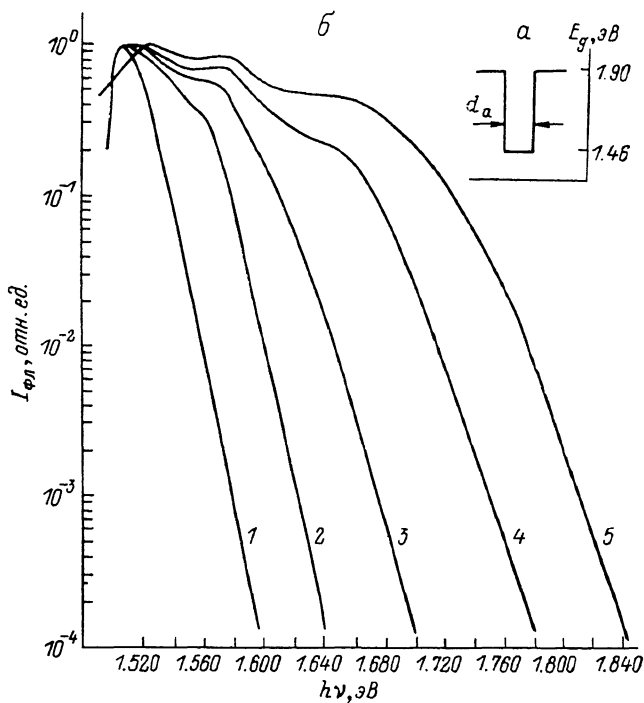


Рис. 2. Схематическое изображение зонной диаграммы (а) и вид коротковолновых спадов спектров фотолюминесценции (б) при 77 К исследованной InGaAsP/GaAs-гетероструктуры с  $d_a=150$  Å.

Плотность возбуждения, А/см<sup>2</sup>: 1 — 50, 2 — 800, 3 —  $1.4 \cdot 10^3$ , 4 —  $3 \cdot 10^3$ , 5 —  $5 \cdot 10^3$ .

$\eta_i = f(I)$ , выполненного для значения коэффициента оже-рекомбинации  $R = 2 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с при тех же предположениях, что и в [7]. Сравнение кривой 2 с кривой 1 (рис. 3), относящейся к квантово-размерной InGaAsP/InP-структуре с тонкой активной областью, показывает, что для структур с тонкой активной областью спад эффективности люминесценции происходит при плотностях возбуждения, уменьшенных пропорционально уменьшению толщины активной области сопоставляемых InGaAsP/InP-гетероструктур. Этот результат позволяет предположить, что переход к двумерным условиям не приводит к существенным изменениям скорости оже-рекомбинации [5].

Кривая 3 (рис. 3) относится к КР InGaAsP/GaAs-гетероструктуре, состав активной области которой близок к GaAs. Видно, что заметный спад эффективности люминесценции в этом случае имеет место лишь при плотностях возбуждения, на 2 порядка более высоких, чем в случае InGaAsP/InP-структуры с такой же толщиной активной области. Высокие плотности возбуждения, при которых наблюдался спад эффективности люминесценции для InGaAsP/GaAs-гетероструктур, заставили провести дополнительные эксперименты по выявлению влияния на этот спад таких факторов, как стимулированное излучение или выброс носителей в эмиттеры [7, 8]. Отрицательные результаты этих экс-

периментов позволили заключить, что, так же как и для InGaAsP/InP-структур, в случае InGaAsP/GaAs-структуры спад внешней эффективности люминесценции связан с уменьшением внутреннего квантового выхода излучательной

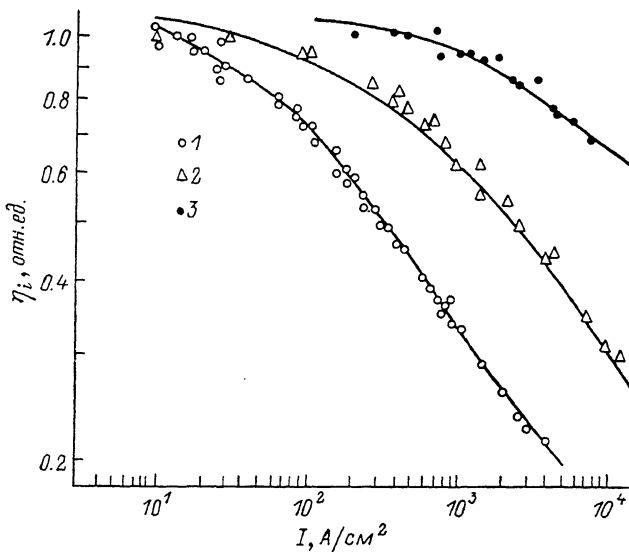


Рис. 3. Зависимость эффективности люминесценции от интенсивности оптического возбуждения для двух гетероструктур InGaAsP/InP (1, 2) и гетероструктуры InGaAsP/GaAs (3).  $d_a, \text{\AA}$ : 1, 3 — 150, 2 — 900. Сплошные кривые — результат расчетов для значений  $R, \text{см}^6/\text{с}$ : 1, 2 —  $2 \times 10^{-29}$ , 3 —  $0.7 \cdot 10^{-29}$ .

рекомбинации. Если предположить, что причиной уменьшения  $\eta_i$  и в этом случае является оже-рекомбинация, то величина оже-коэффициента должна составлять около  $0.7 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6/\text{с}$ .

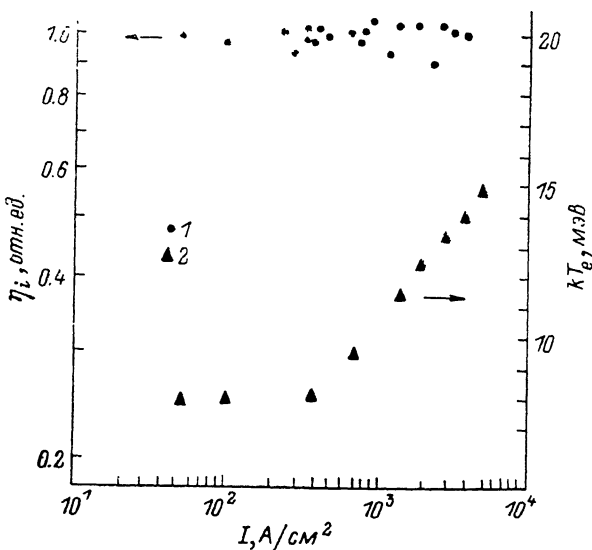


Рис. 4. Зависимость от плотности оптического возбуждения внутреннего квантового выхода (1) и эффективной температуры носителей (2) для гетероструктуры InGaAsP/GaAs.  $T=77 \text{ К}$ ;  $d_a=150 \text{ \AA}$ .

На рис. 4 и 5 приведены результаты исследования зависимостей  $\eta_i=f(I)$  для InGaAsP/GaAs и InGaAsP/InP КР гетероструктур при  $T=77 \text{ К}$ . В соответствии с представлением о температурной зависимости скорости оже-процесса для InGaAsP/GaAs-структуры при  $T=77 \text{ К}$  не было обнаружено спада

эффективности люминесценции (рис. 4, кривая 1). Напротив, в случае InGaAsP/InP такой спад отчетливо наблюдается и при  $T=77$  К (рис. 5, кривая 2), хотя по расчетам вследствие ускорения излучательных переходов и замедления оже-рекомбинации спад  $\eta_i$  в этом случае не должен был бы происходить.

Более детальные исследования формы спектров ФЛ InGaAsP/InP-гетероструктур позволили выявить причину этого противоречия. На рис. 1, б показана форма коротковолновых спадов спектров люминесценции InGaAsP/InP-структуры с  $d_n=150$  Å, записанных при  $T=77$  К. Как видно из этого рисунка, наклон спадов этих спектров заметно уменьшается при повышении плотности возбуждения. Подробная зависимость величины наклонов от  $I$  показана на рис. 5 (кривая 1). Из хода этой зависимости следует, что при возрастании плотности возбуждения от  $2 \cdot 10^2$  до  $6 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup> эффективная температура свободных носителей ( $T_e$ ) увеличивается от 90 до 130 К, а при уровне возбуждения

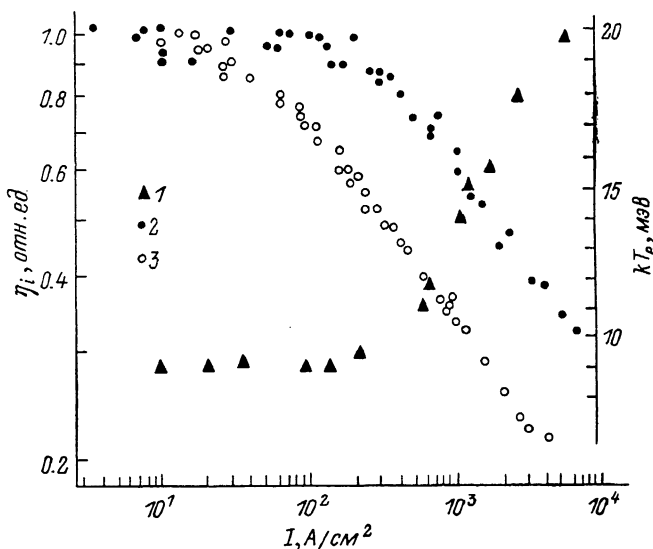


Рис. 5. Зависимость от плотности оптического возбуждения внутреннего квантового выхода (2, 3) и эффективной температуры носителей ( $I$ ) для InGaAsP/InP-гетероструктуры с  $d_n=150$  Å.

Температура решетки, К: 1, 2 — 77, 3 — 300.

порядка  $6 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>  $T_e$  составляет уже около 230 К. В условиях повышенной температуры электронной подсистемы скорость оже-рекомбинации может быть вполне достаточной для объяснения спада в ходе зависимости  $\eta_i=f(I)$ . При комнатной температуре повышение относительной интенсивности полос эмиттерного излучения препятствует записи коротковолновых спадов спектров излучения активных областей в достаточном для точного определения температуры носителей диапазоне уровней возбуждения.

Исследования при 77 К спектров излучения КР InGaAsP/GaAs-структуры (рис. 2, б) показывают, что и в этом случае в соответствующем диапазоне плотностей возбуждения имеет место повышение температуры электронного газа. Однако, как видно из сравнения кривой 1 (рис. 5) и кривой 2 (рис. 4), для активной GaAs-области подъем температуры с уровнем возбуждения происходит более медленно, и максимальные из наблюдаемых значений  $T_e$  в этом случае не превышают 170 К. Поскольку для InGaAsP/GaAs-структуры спад  $\eta_i$  при 300 К наблюдается лишь при наибольших из достижимых в наших экспериментах уровнях, естественно, что при 77 К, несмотря на некоторое повышение электронной температуры активной области InGaAsP/GaAs-гетероструктуры, внутренний квантовый выход практически не падает.

Представляет интерес сравнение результатов, касающихся зависимости  $\eta_i=f(I)$  для InGaAsP/GaAs-структуры, с данными по влиянию легирования акцепторами на внутренний квантовый выход в GaAs. Соответствующие данные работ [9, 10] приведены на рис. 6. Для сравнения результатов, полученных

в настоящей работе, с этими данными были проведены расчеты, позволяющие оценить плотность неравновесных носителей в экспериментах по накачке InGaAs/GaAs-структуры и перестроить зависимость  $\eta_i = f(I)$ , показанную кривой 3 (рис. 3), в зависимость  $\eta_i = f(\Delta p)$  (рис. 6, штрихпунктирная кривая 1). В этих расчетах предполагалось, что излучательная и безызлучательная оже-рекомбинации в квазидвумерных условиях при плотности носителей  $\Delta n_s = \Delta p$ , протекают с такой же скоростью, как в трехмерном материале с эффективной объемной концентрацией  $\Delta n_s/d_n$  [11]. Полагалось, что величина коэффициента излучательной рекомбинации уменьшается с ростом концентрации электронно-дырочной плазмы в соответствии с данными работы [12]. Для величины коэффициента оже-рекомбинации было использовано приведенное выше значение  $R = 0.7 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с. Как видно из рис. 6, имеет место удовлетворительное согласие в ходе зависимости  $\eta_i$  от концентрации неравновесных носителей и от концентрации основных дырок в легированном акцепторами GaAs.

Сформулируем теперь в краткой форме основные результаты настоящей работы и проведем их обсуждение.

1) Исследованная зависимость  $\eta_i = f(I)$  показывает, что при повышении плотности возбуждения оже-рекомбинация в КР структурах InGaAsP/InP

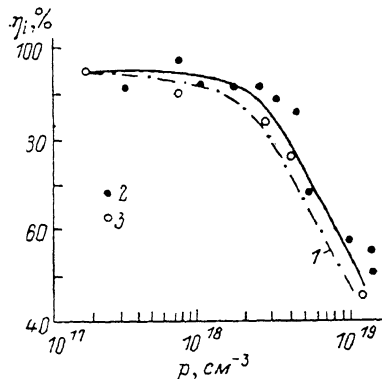


Рис. 6. Зависимость внутреннего квантового выхода при  $T=300$  К от концентрации неравновесных носителей для InGaAsP/GaAs-гетероструктуры (1), перестроенная на основе данных рис. 3; экспериментальные зависимости внутреннего квантового выхода от концентрации основных носителей для AlGaAs/GaAs-гетероструктур с различным легированием Ge (по данным работ [9, 10]) (2, 3).

Сплошная кривая проведена через точки, приведенные в работе [9].

( $\lambda = 1.3$  мкм) столь же успешно конкурирует с излучательным каналом рекомбинации, как и в трехмерном случае. Соответствующие значения коэффициента оже-рекомбинации составляют величину  $R = 2 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с, близкую к результатам расчета для межзонных переходов с забросом второй дырки в спин-отщепленную подзону. Таким образом, надежды на получение в квантово-размерных InGaAsP/InP-лазерах с  $\lambda = 1.3$  мкм более слабой температурной зависимости пороговой плотности тока пока что кажутся обосновательными.

2) Возможность создания без перехода к стимулированному режиму излучения высоких плотностей неравновесных носителей позволяет обнаружить влияние на эффективность люминесценции оже-рекомбинации и в случае InGaAsP/GaAs-структур с GaAs активной областью. Соответствующие величины коэффициента оже-рекомбинации ( $R = 0.7 \cdot 10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с) близки к тем значениям, которые следуют из анализа эффекта гашения люминесценции в сильно легированном акцепторами GaAs. Этот результат указывает на то, что присутствие заряженных акцепторов не меняет существенно скорости оже-переходов, и они, по-видимому, носят чисто межзонный характер. Определенные экспериментально значения  $R$  близки к результатам теоретических расчетов для GaAs, приведенных в [13]. Не исключено, что оже-процессы в GaAs активной области могут оказывать некоторое влияние на пороговые плотности тока в квантово-размерных InGaAsP/GaAs-лазерах с короткими длинами резонаторов, если плотности пороговых токов в них превышают 2—3 кА/см<sup>2</sup>.

3) Эффект отклонения температуры электронной подсистемы от температуры решетки при повышении плотности возбуждения обнаружен уже довольно давно [14], но до сих пор является предметом исследований и дискуссий. Наблюдение этого явления в InGaAsP/GaAs-структурах в условиях сохранения внутренней эффективности излучательных переходов, близкой к 100 % (рис. 4), свидетельствует о том, что этот эффект обусловлен фундаментальными особен-

ностями процесса охлаждения горячих неравновесных носителей. (В наших экспериментах основная часть неравновесных носителей генерируется в эмиттерах, и избыток энергии при их захвате в квантовую яму равен разрывам зон на гетерограницах). Возможно, что несколько более сильный разогрев электронной подсистемы для InGaAsP/InP-структур связан с передачей дополнительной энергии свободным носителям в результате эффективного процесса оже-рекомбинации.

В заключение авторы благодарят И. Н. Арсентьева, Н. Ю. Антонишкис, А. В. Овчинникова за изготовление образцов и Ж. И. Алфёрова за интерес и внимание к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Бер Б. Я., Вавилова Л. С., Красовский В. В., Чудинов А. В. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1108—1114; Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Конников С. Г., Погребницкий К. Ю., Свелокузов А. Е., Фалеев Н. Н., Чудинов А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2206—2211.
- [2] Чудинов А. В., Чалый В. П., Свелокузов А. Е., Васильев А. В., Тер-Мартirosян А. Л., Гарбузов Д. З. — ФТП, 1987, т. 21, в. 7, с. 1217—1222.
- [3] Антонишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Евтихийев В. П., Красовский В. В., Свелокузов А. Е., Чудинов А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 708—712.
- [4] Гарбузов Д. З., Чалый В. П., Чудинов А. В., Свелокузов А. Е., Овчинников А. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 437—441; Алфёров Ж. И., Антонишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Красовский В. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2145—2149.
- [5] Alferov Zh. I., Garbuzov D. Z. — In: 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1986, v. 1, p. 203.
- [6] Гарбузов Д. З., Агафонов В. Г., Агаев В. В., Лантратов В. М., Чудинов А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2168—2172; Арсентьев И. Н., Тулашвили Э. В., Вавилова Л. С., Гарбузов Д. З., Халфин В. Б. — ФТП, 1982, т. 16, в. 9, с. 1615—1619.
- [7] Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Халфин В. Б., Чалый В. П. — ФТП, 1983, т. 17, в. 9, с. 1557—1563; Чалый В. П., Гарбузов Д. З., Чудинов А. В., Агаев В. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 3, с. 464—468.
- [8] Чудинов А. В., Чалый В. П., Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Евтихийев В. П. — ФТП, 1983, т. 17, в. 4, с. 714—717.
- [9] Абдуллаев А., Агафонов В. Г., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Ермакова А. Н., Пущный Б. В. — ФТП, 1977, т. 11, в. 2, с. 272—279.
- [10] Nelson R. J., Sobers R. G. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 6103—6108.
- [11] Халфин В. Б., Гарбузов Д. З., Красовский В. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 10, с. 1816—1822.
- [12] Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Соколова З. Н., Халфин В. Б., Чалый В. П. — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 1069—1077.
- [13] Takishima M. — Phys. Rev., 1982, v. B25, p. 5390.
- [14] Kash K., Shah J., Block D., Cossard A. C., Wiegmann W. — Physica B+C, 1985, v. 134B, p. 189—198.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 10.09.1987  
Принята к печати 15.09.1987