

DOI: 10.5862/JPM.253.6

УДК: 535.3

*М.Я. Винниченко¹, И.С. Махов¹, А.В. Селиванов¹,
А.М. Сорокина¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹,
Л.М. Штеренгас², Г.Л. Беленький²*

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Российская Федерация;

² Университет штата Нью-Йорк в Стоуни Брук, США

ВЛИЯНИЕ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ InGaAsSb /AlGaAsSb

Экспериментально исследованы спектры межзонной фотолюминесценции структур с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb различной ширины. Проведен расчет зависимости концентрации носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации, от интенсивности накачки. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальной зависимостью интенсивности фотолюминесценции в максимуме спектра от интенсивности накачки. В одном из исследуемых образцов обнаружена резонансная оже-рекомбинация с участием двух дырок и электрона, которая приводит к значительному уменьшению концентрации носителей заряда. Для повышения эффективности инжекционных полупроводниковых лазеров на длины волн около 3 мкм даны рекомендации по подавлению безызлучательной оже-рекомбинации.

ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИЯ, КВАНТОВАЯ ЯМА, ПОЛУПРОВОДНИК, ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ.

Введение

В данной работе рассмотрены процессы, связанные с рекомбинацией неравновесных носителей заряда в наноструктурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb. Интерес к изучению данных структур обуславливается возможностью создания на их основе полупроводниковых инжекционных лазеров диапазона длин волн 2 – 4 мкм, работающих в непрерывном режиме генерации и имеющих достаточную мощность. Лазеры среднего инфракрасного (ИК) диапазона могут широко применяться в таких областях, как спектроскопия различных веществ, передача информации по беспроводным линиям связи, в области охранных и пожарных систем, в медицине, военной промышленности и в других. Стоит отметить, что прозрачность атмосферы в этом спектральном диапазоне [1] существенно расширяет область применения таких лазеров. Несмотря на широкий круг применения ИК лазеров, создание источников на

диапазон длин волн вблизи 3 мкм остается важной, до конца не реализованной задачей.

Использование квантовокаскадных лазеров в диапазоне длин волн около 3 мкм представляется проблематичным в силу сложности конструирования полупроводниковой структуры со значительными разрывами зон между двумя полупроводниковыми материалами. К решению проблемы создания лазеров этого диапазона можно подойти с другой стороны – путем расширения в длинноволновую область спектра рабочего диапазона инжекционных лазеров на основе гетероструктур InGaAsSb/AlGaAsSb, работающих на длинах волн менее 2 мкм. Однако из экспериментов известно, что с увеличением длины волны излучения повышается пороговый ток генерации и падает излучаемая мощность инжекционных лазеров [2].

Одной из возможных причин ухудшения характеристик лазеров при высоких

уровнях инжекции в материалах с малой шириной запрещенной зоны может являться безызлучательная оже-рекомбинация, которая при определенных условиях может иметь резонансный характер, что приводит к заметному росту скорости рекомбинации [3]. Изучение механизмов рекомбинации, в частности оже-рекомбинации, о которой пойдет речь далее, играет важную роль при конструировании лазеров с улучшенными характеристиками. Такие исследования также интересны и с фундаментальной точки зрения.

Основным методом исследования в нашей работе был анализ спектров межзонной фотолюминесценции, которые дают существенную информацию о концентрации носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации.

Объекты и методы исследований

Объектами исследования являлись структуры с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb различной ширины: 4, 5, 7 и 9 нм. Составы твердых растворов квантовых ям и барьеров подбирались таким образом, чтобы не выйти за пределы областей неперемешиваемости [4] и обеспечить отсутствие механических напряжений в относительно толстых слоях, образующих барьеры. Все структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием реактора Veeco GEN-930 на подложках GaSb.

Спектры межзонной фотолюминесценции измерялись с помощью вакуумного инфракрасного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Оптическое возбуждение неравновесных носителей заряда в исследуемых образцах производилось излучением импульсным лазером ($h\nu = 1,17$ эВ). Длительность импульса оптического возбуждения составляла $\Delta t = 100$ нс, частота повторения — 800 Гц, а максимальная средняя мощность — 2,4 мВт. Излучение регистрировалось с помощью фотоприемника InSb, охлаждаемого жидким азотом. Межзонная фотолюминесценция в данной работе изучалась при температурах $T = 77$ и 300 К. Образец располагался в заливаемом азотом криостате с контролем температуры на об-

разце в диапазоне от 77 до 320 К.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Одной из целей данной работы было определение вклада безызлучательной резонансной оже-рекомбинации в процессы рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах InGaAsSb/AlGaAsSb. Резонансная оже-рекомбинация в квантовых ямах может наблюдаться, например тогда, когда разность энергий между первым уровнем размерного квантования электронов $e1$ и первым уровнем размерного квантования тяжелых дырок $hh1$ приблизительно равна расстоянию между уровнем $hh1$ и уровнем энергии $so1$ — первым уровнем подзоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием [3]. Таким образом, данный процесс резонансной оже-рекомбинации проходит с участием двух дырок и электрона, а разница энергий примерно равна эффективной ширине запрещенной зоны E_g^* :

$$E(hh1) - E(so1) \cong E(e1) - E(hh1) = E_g^* \quad (1)$$

На рис. 1, *a, b* приведены примеры такой резонансной оже-рекомбинации с выполнением равенства (1). В случае, когда это равенство не выполняется, возможно наблюдение так называемой нерезонансной оже-рекомбинации с участием двух дырок и одного электрона с различными значениями квазиимпульса \mathbf{k} (рис. 1, *c*). Процессы оже-рекомбинации происходят с выполнением законов сохранения импульса и энергии участвующих частиц:

$$E_1 - E_3 = E_4 - E_2, \quad (2)$$

$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}_2, \quad (3)$$

где $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ и E_1, E_2 — квазиимпульсы и энергии частиц в начальных состояниях 1 и 2; $\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4$ и E_3, E_4 — квазиимпульсы и энергии в конечных состояниях 3 и 4 (см. рис. 1, *c*).

Как показано в статье [3], вероятность резонансной оже-рекомбинации, при которой квазиимпульсы частиц не изменяются, значительно превышает вероятность нерезонансных процессов.

Для исследования процессов рекомбинации были выбраны четыре образца с раз-

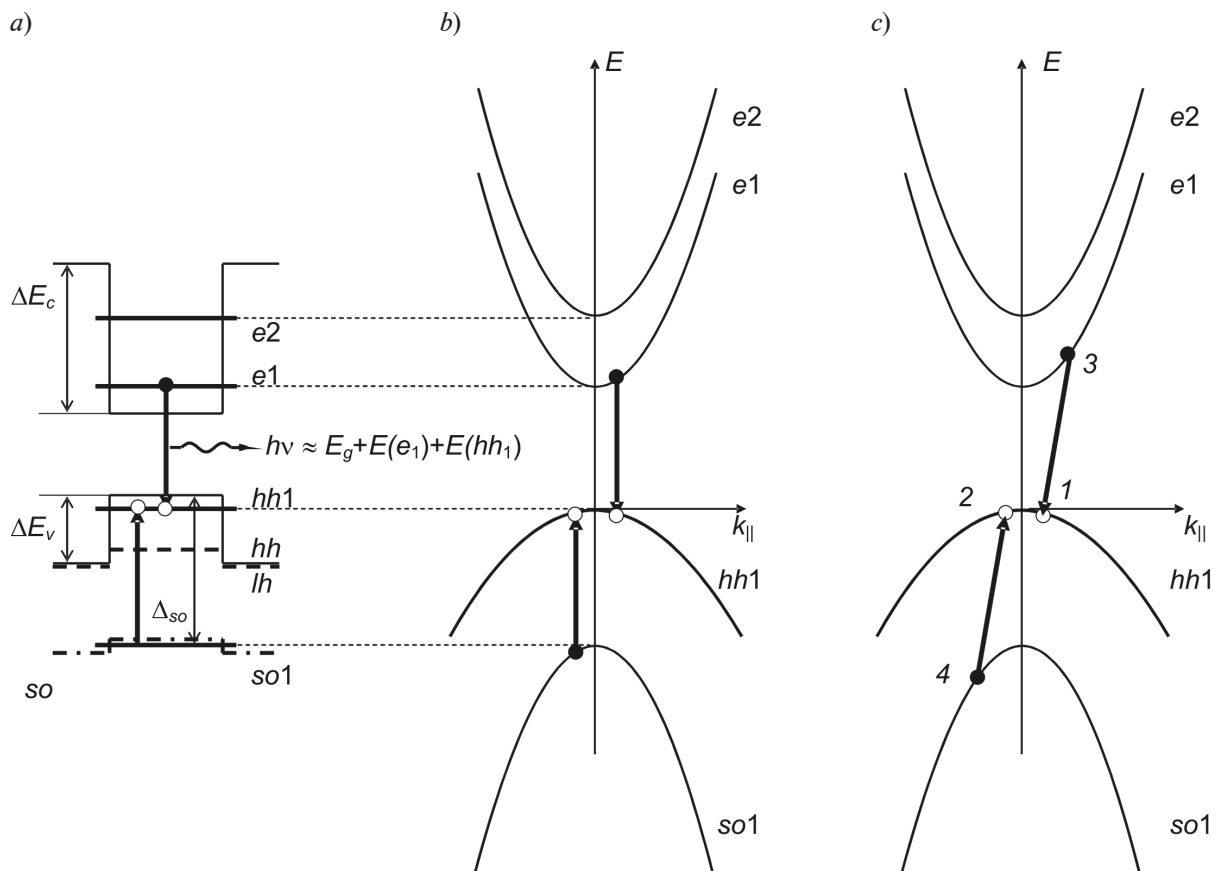


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма (a) и энергетическая диаграмма переходов в квантовых ямах, где может происходить резонансная (b) и нерезонансная (c) оже-рекомбинация с участием двух дырок (пустые кружки) и одного электрона (затушеванные кружки)

личной шириной квантовых ям InGaAsSb/AlGaAsSb: 4, 5, 7 и 9 нм. В рамках модели Кейна [5], учитывающей непараболичность закона дисперсии, были рассчитаны положения энергетических уровней во всех структурах. Данное приближение необходимо использовать, поскольку энергия электронов в подзонах размерного квантования исследуемых структур составляет величину порядка ширины запрещенной зоны и более нее. Параметры свойств твердых растворов для расчета были взяты из работы [6]. Напряжение сжатия в квантовой яме уменьшает плотность состояний в подзонах тяжелых дырок [7]. Поэтому при расчетах использовалась меньшая, по сравнению с объемным материалом, эффективная масса тяжелых дырок. Для экспериментального определения положений основных уровней

размерного квантования \$e_1\$ и \$hh1\$ в исследуемых наноструктурах с различной шириной квантовых ям были зарегистрированы спектры фотолюминесценции при температурах \$T = 77\$ и \$300\$ К. Положения пиков фотолюминесценции хорошо согласуются с расчетными значениями эффективной ширины запрещенной зоны. Зависимости интенсивности пиков фотолюминесценции для всех четырех исследуемых структур, измеренные при температуре кристаллической решетки \$T = 77\$ К, при максимальной интенсивности оптической накачки, представлены на рис. 2. Очевидно, что пиковая интенсивность в спектре фотолюминесценции определяется оптическими переходами электронов между энергетическими состояниями вблизи дна электронной подзоны \$e_1\$ и потолка подзоны тяжелых дырок \$hh1\$.

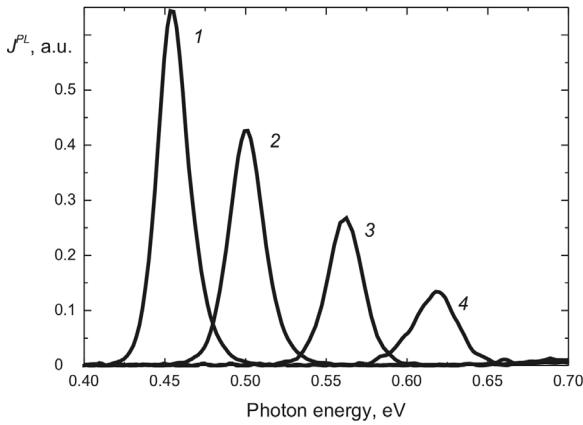


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции структур с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb разной ширины, нм: 9 (кривая 1), 7 (2), 5 (3), 4 (4); интенсивность оптической накачки максимальна; температура решетки $T = 77$ К

Зависимость положения этого пика в спектре от ширины квантовых ям представлена на рис. 3 экспериментальными точками. Отметим, что поглощение возбуждающего излучения разными структурами неодинаковое, что также может приводить к различиям интенсивности фотолюминесценции для разных структур.

На рис. 3 также представлены теоретические зависимости энергии разрешенных переходов от ширины квантовых ям InGaAsSb/AlGaAsSb при температуре жидкого азота. Штрихпунктирная линия 1 соответствует рассчитанной энергии переходов между основным состоянием тяжелых дырок и первым уровнем подзоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием: $E(hh1) \rightarrow E(so1)$. Сплошной линией 2 представлена рассчитанная зависимость энергии перехода между основными состояниями электронов и тяжелых дырок $E(e1) \rightarrow E(hh1)$. Штриховая линия 3 соответствует энергии переходов между первыми двумя электронными уровнями в квантовых ямах: $E(e2) \rightarrow E(e1)$. Видно, что положение пиков фотолюминесценции хорошо согласуется с теоретически рассчитанными положениями энергий переходов $E(e1) \rightarrow E(hh1)$, что говорит о достаточной точности расчетов зонной структуры.

Из рис. 3 видно, что только в квантовых ямах шириной 5 нм при $T = 77$ К выполняется равенство (1), что позволяет наблюдать резонансную оже-рекомбинацию с участием двух дырок и одного электрона. Для других структур равенство (1) не выполняется. Таким образом, как указывалось ранее, в них может иметь место только нерезонансная оже-рекомбинация. Отметим, что резонансная оже-рекомбинация с участием двух электронов и дырки в наших структурах не может наблюдаться, так как нет пересечения между кривыми 2 и 3.

Информацию о концентрации неравновесных носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации, можно получить из анализа спектров фотолюминесценции при разных уровнях оптической накачки. На рис. 4 представлены измеренные зависимости интенсивности фотолюминесценции (экспериментальные точки) в спектральном максимуме (т. е. в спектральной области, приблизительно соответствующей эффективной ширине запрещенной зоны) от уровня оптической накачки для всех образцов при температуре 77 К. Видно, что в структуре с шириной ямы 5 нм, где ожи-

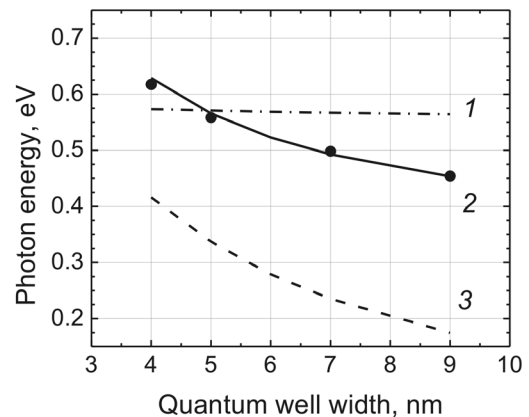


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и расчетные (линии) зависимости энергии разрешенных переходов от ширины квантовых ям InGaAsSb/AlGaAsSb ($T = 77$ К). Экспериментально определены положения пиков фотолюминесценции для переходов $E(e1) \rightarrow E(hh1)$. Рассчитаны значения энергетических зазоров $E(hh1) \rightarrow E(so1)$ (1), $E(e1) \rightarrow E(hh1)$ (2), $E(e2) \rightarrow E(e1)$ (3)

дается возникновение резонансной оже-рекомбинации (1), зависимость является линейной, в отличие от других структур. Это, скорее всего, связано с тем, что безызлучательная оже-рекомбинация уменьшает концентрацию носителей заряда в квантовых ямах, которые участвуют в излучательной рекомбинации и дают вклад в межзонную фотолюминесценцию. Данное объяснение можно подтвердить расчетом зависимости интенсивности фотолюминесценции на выделенной длине волны от концентрации носителей заряда.

Основываясь на методике, описанной в работе [8], мы рассчитали зависимости концентрации носителей заряда от интенсивности фотолюминесценции на выделенной длине волны. Заметим, что в наших экспериментах возбуждение неравновесных носителей заряда осуществлялось непосредственно в квантовых ямах, т. е. энергия кванта излучения накачки (1,17 эВ) была меньше ширины запрещенной зоны барьера (1,72 эВ). При таком типе возбуждения электроны и дырки рождаются в квантовой яме на тех уровнях

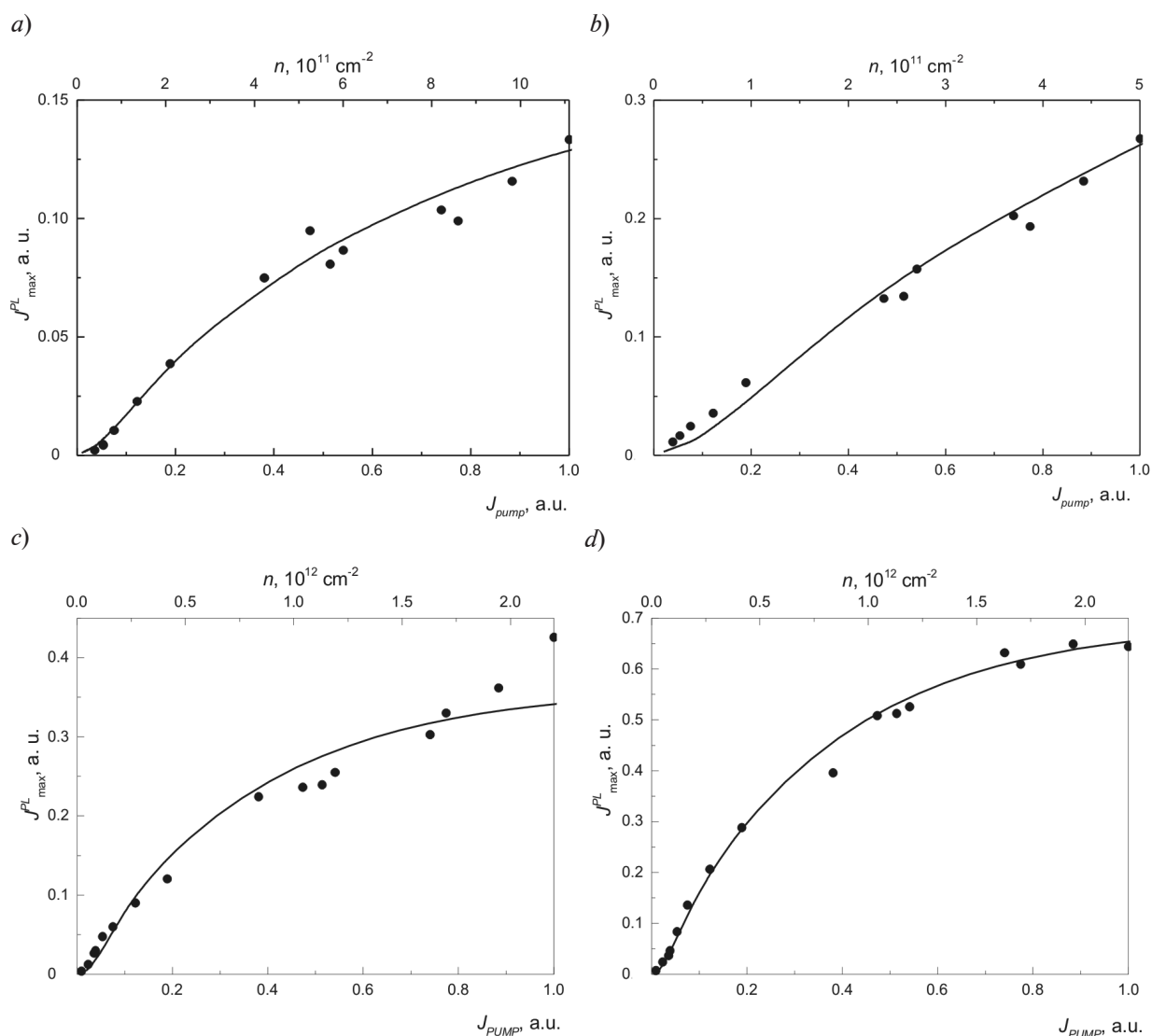


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости интенсивности в максимуме фотолюминесценции от интенсивности оптической накачки (точки) и от концентрации носителей заряда (линии) для структур с разной шириной квантовых ям, нм: 4 (a), 5 (b), 7 (c), 9 (d)

размерного квантования, расстояние между которыми меньше величины энергии кванта излучения накачки.

Для расчета была рассмотрена система из трех уровней тяжелых дырок и двух электронных уровней (см. рис. 5, на котором показана схема оптических переходов, которые могут давать вклад в межзонную фотолюминесценцию). Следует отметить, что переходы $e2 \rightarrow hh3$ имеют наименьшую вероятность и нами не учитывались. Кроме того, в квантовой яме конечной глубины при $\mathbf{k} = 0$, согласно правилам отбора, разрешены только переходы между уровнями одинаковой четности ($e1 \rightarrow hh1$ и $e2 \rightarrow hh2$). Однако с ростом значения k данный запрет снимается, следовательно, при больших уровнях накачки вклад от запрещенных переходов может быть существенным.

Введем обозначения величин энергии

переходов следующим образом:

$$\Delta^{e1-hh1} = E_g + E(e1) + E(hh1) = E_g^*,$$

$$\Delta^{e1-hh2} = E_g + E(e1) + E(hh2) = E_g^* + \Delta_{12}^h,$$

$$\Delta^{e1-hh3} = E_g + E(e1) + E(hh3) = E_g^* + \Delta_{13}^h, \quad (4)$$

$$\Delta^{e2-hh1} = E_g + E(e2) + E(hh1) = E_g^* + \Delta_{12}^e,$$

$$\Delta^{e2-hh2} = E_g + E(e2) + E(hh2) = E_g^* + \Delta_{12}^e + \Delta_{12}^h,$$

где $\Delta_{12}^e = E(e1) - E(e2)$, $\Delta_{12}^h = E(hh1) - E(hh2)$, $\Delta_{13}^h = E(hh1) - E(hh3)$.

Известно, что концентрация носителей заряда следует выражению

$$N_{e,h}(T, E) = \int_0^\infty g_{e,h}(E) f_{e,h}(E) dE,$$

где плотность состояний $g_{e,h}$ для квантовых ям представляет собой ступенчатую функцию с шагом ступеньки

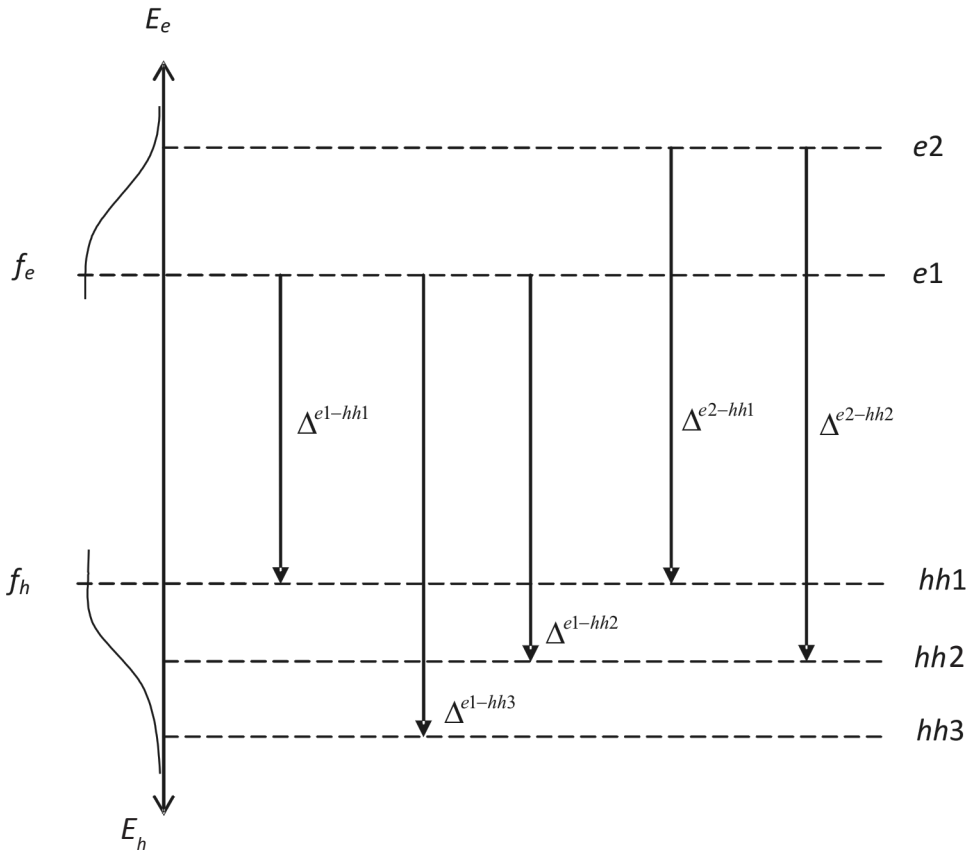


Рис. 5. Схематическая энергетическая диаграмма межзонных излучательных оптических переходов в квантовой яме с тремя дырочными и двумя электронными уровнями.

Стрелками показаны наиболее вероятные оптические переходы.

Кривые слева — функции распределения электронов и дырок

$$g_{e,h}(E) = \frac{m_{e,h}^*}{\pi \hbar^2}$$

($m_{e,h}^*$ – эффективная масса электронов и дырок), $f_{e,h}$ – функции распределения носителей заряда по энергиям,

$$f_{e,h}(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - F_{e,h}}{k_B T}\right) + 1}$$

(k_B – постоянная Больцмана, $F_{e,h}$ – положения уровней Ферми для электронов и дырок, соответственно).

Для квантовых ям интеграл для определения концентрации носителей заряда имеет аналитическое выражение, которое позволяет найти уравнения, определяющие положения уровней Ферми для электронов и для дырок:

$$(1 + e^{\frac{F_e}{k_B T}})(1 + e^{\frac{F_e - \Delta_{12}^e}{k_B T}}) = e^{\frac{N_e}{N_C}}, \quad (5)$$

$$(1 + e^{\frac{F_h}{k_B T}})(1 + e^{\frac{F_h - \Delta_{12}^h}{k_B T}})(1 + e^{\frac{F_h - \Delta_{13}^h}{k_B T}}) = e^{\frac{N_h}{N_V}}, \quad (6)$$

где N_C , N_V – эффективные плотности состояний электронов и дырок в двумерной подзоне, соответственно;

$$N_C = \frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2}, \quad N_V = \frac{m_h^* k_B T}{\pi \hbar^2}.$$

Будем считать, что при оптическом возбуждении выполняется равенство $N_e = N_h$, и найдем зависимость положения квазиуровней Ферми электронов и дырок от температуры и концентрации носителей заряда. Число квантов, испущенных в единице объема в единицу времени в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ для переходов носителей заряда с электронного уровня i на уровень дырок j , можно записать следующим образом [8]:

$$dq_{sp}^{i \rightarrow j} = \frac{2}{\pi} \frac{n}{\hbar} \frac{e^2}{m_0^2} \frac{m_{eh}}{L_{QW}} (h\nu) \times \frac{P^2}{c^3} I_{i \rightarrow j}(\mathbf{k}^2) f_e f_h d(h\nu), \quad (7)$$

где L_{QW} – ширина квантовой ямы, n – показатель преломления, m_{eh} – приведенная масса, $I_{i \rightarrow j}$ – интегралы перекрытия (рас-

считаны в работе [9]), P – кейновский матричный элемент оператора импульса.

Указанный матричный элемент выражается через объемную ширину запрещенной зоны E_g и массу электрона m_0 следующим образом:

$$P^2 = \frac{m_0}{2} \left(\frac{m_0}{m_e^*} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta_{so})}{\left(E_g + \frac{2}{3} \Delta_{so} \right)}. \quad (8)$$

Таким образом, полное число испущенных квантов света при всех возможных переходах (см. рис. 5) записывается в следующем виде:

$$Q_{sp} = \sum_{i,j} \int dq_{sp}^{i \rightarrow j}. \quad (9)$$

Подставив в формулу (9) выражение (7), с учетом зависимости функции распределения от уровня Ферми (он, в свою очередь, зависит от температуры и концентрации носителей заряда), мы определили теоретическую зависимость интенсивности люминесценции в максимуме от концентрации носителей заряда для каждой структуры при температуре 77 К (см. рис. 4). Масштабируя ось абсцисс, мы определили значения концентрации носителей заряда, соответствующие хорошему совпадению экспериментальных точек с теоретической кривой. Из рис. 4 видно, что в структуре с шириной квантовых ям 4 нм концентрация носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации, ниже, поскольку, согласно расчетам зонной диаграммы, при оптической накачке носители заряда возбуждаются только на основных уровнях размерного квантования. Концентрации носителей заряда в структурах с квантовыми ямами шириной 7 и 9 нм существенно не различаются ввиду незначительного различия в зонных диаграммах.

Зависимости интенсивности фотолюминесценции от уровня накачки во всех этих трех образцах можно разбить на три участка. На начальном участке, при низком уровне оптической накачки, количество инжектированных носителей заряда невелико, следовательно, распределение электронов и дырок по энергиям описы-



вается невырожденной статистикой. Таким образом, интенсивность фотолюминесценции в максимуме спектра прямо пропорциональна произведению концентраций инжектированных электронов и дырок, т. е. зависимость квадратичная. Далее, при средних уровнях накачки (второй участок), происходит вырождение электронного газа. При этом дырки, в силу большей плотности состояний, остаются невырожденными. Таким образом, концентрация электронов в области энергий, из которой идут излучательные переходы, остается постоянной, и интенсивность фотолюминесценции при средних накачках зависит только от изменения концентрации инжектированных дырок, т. е. линейно зависит от уровня оптической накачки. При высоких уровнях накачки (третий участок) и дырочный газы вырождены. В этом случае в излучательной рекомбинации участвуют носители заряда из областей зоны проводимости и валентной зоны, где концентрации электронов и дырок остаются постоянными. Интенсивность фотолюминесценции на выделенной длине волны в этом случае не зависит от уровня накачки и стремится к насыщению.

Из рис. 4 видно, что для структуры с шириной квантовых ям 5 нм зависимость интенсивности оптической накачки в максимуме фотолюминесценции от накачки ведет себя примерно линейно. Это соответствует средним значениям концентрации носителей заряда, участвующих в фотолюминесценции. Видно, что из всех образцов наименьшая концентрация носителей заряда существует именно в структуре с шириной квантовых ям 5 нм. Как было показано выше, в данной структуре инжектированные носители заряда участвуют в безызлучательной резонансной оже-рекомбинации, что уменьшает их вклад в излучательную рекомбинацию.

Таким образом, безызлучательная резо-

нансная оже-рекомбинация может почти на порядок уменьшить концентрацию носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации. Это явление понижает квантовый выход и эффективность лазеров. Чтобы избавиться от безызлучательной оже-рекомбинации, при конструировании полупроводниковых инжекционных лазеров на длину волны излучения около 3 мкм необходимо проводить тщательный расчет зонной диаграммы и проверку, имеется ли невыполнение условия равенства эффективной ширины запрещенной зоны и энергетического интервала между основным состоянием тяжелых дырок и первым уровнем зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием.

Заключение

В данной работе исследованы зависимости интенсивности фотолюминесценции в максимуме спектра от интенсивности оптической накачки для наноструктур с различной шириной квантовых ям InGaAsSb/AlGaAsSb. В структуре с квантовыми ямами шириной 5 нм, где ожидалось наблюдение резонансной оже-рекомбинации, данная зависимость имела линейный характер. С целью анализа полученных экспериментальных результатов были рассчитаны зависимости концентрации неравновесных носителей заряда от уровня оптической накачки.

Проведенное исследование позволило сделать вывод, что концентрация носителей заряда, участвующих в излучательной рекомбинации, снижается в структуре, для которой выполнены условия безызлучательной резонансной оже-рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Санкт-Петербурга, Минобрнауки России (государственное задание), гранта РФФИ № 16-02-00863, гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук МК-4616.2016.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Прохоров А.М. (гл. ред.). Физическая энциклопедия. Т. 2. М.: Советская энциклопедия, 1990. С. 183.
[2] Shterengas L., Belenky G., Kipshidze G.,

Hosoda T. Room temperature operated 3.1 μm type-I GaSb-based diode lasers with 80 mW continuous-wave output power // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. No. 17. P. 171111.

[3] Данилов Л.В., Зегря Г.Г. Теоретическое исследование процессов Оже-рекомбинации в глубоких квантовых ямах // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. Вып. 5. С. 566–572.

[4] Фирсов Д.А., Штеренгас Л., Кипшидзе Г. и др. Динамика фотолуминесценции и рекомбинационные процессы в Sb-содержащих лазерных наноструктурах // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. Вып. 1. С. 53–61.

[5] Kane E.O. Band structure of indium antimonide // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1957. Vol. 1. No. 4. Pp. 249–261.

[6] Vurgaftman I., Meyer J., Ram-Mohan L. Band parameters for III – V compound semiconductors and their alloys // Journal of Applied Physics. 2001. Vol. 89. No. 11. Pp. 5815–5875.

[7] Chen J., Donetsky D., Shterengas L., et al. Effect of quantum well compressive strain above 1% on differential gain and threshold current density in type-I GaSb-based diode lasers // IEEE J. Quant. Electron. 2008. Vol. 44. No. 12. Pp. 1204–1210.

[8] Воробьев Л.Е., Зерова В.Л., Борщев К.С. и др. Концентрация и температура носителей заряда в квантовых ямах лазерных гетероструктур в режимах спонтанного и стимулированного излучения // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. Вып. 6. С. 753–761.

[9] Соколова З.Н., Халфин В.Б. Расчеты вероятностей излучения переходов и времен жизни в квантоворазмерных структурах // Физика и техника полупроводников. 1989. Т. 23. Вып. 10. С. 1806–1812.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ВИННИЧЕНКО Максим Яковлевич – кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
mvin@spbstu.ru

МАХОВ Иван Сергеевич – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
Makhoviv@gmail.com

СЕЛИВАНОВ Анатолий Викторович – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
a_selivanov@mail.ru

СОРОКИНА Анастасия Максимовна – студентка Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
anastasia.sorokina.10@gmail.com

ВОРОБЬЕВ Леонид Евгеньевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
LVor@rphf.spbstu.ru

ФИРСОВ Дмитрий Анатольевич – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
dmfir@rphf.spbstu.ru

ШТЕРЕНГАС Леонид Максович – доктор физико-математических наук, профессор Университета штата Нью-Йорк в Стоуни Брук, Соединенные Штаты Америки.

США, Нью-Йорк 11794-2350
leon.shterengas@stonybrook.edu

БЕЛЕНЬКИЙ Григорий Львович – доктор физико-математических наук, почетный профессор
 Университета штата Нью-Йорк в Стоуни Брук, Соединенные Штаты Америки.

США, Нью-Йорк 11794-2350
 gregory.belenky@stonybrook.edu

Vinnichenko M.Ya., Makhov I.S., Selivanov A.V., Sorokina A.M., Vorobjev L.E., Firsov D.A., Shterengas L.M., Belenky G.L. AUGER-RECOMBINATION EFFECT ON THE NONEQUILIBRIUM CHARGE CARRIERS CONCENTRATION IN InGaAsSb / AlGaAsSb QUANTUM WELLS.

The interband photoluminescence spectra of InGaAsSb/AlGaAsSb quantum wells with different well widths have been experimentally studied. The dependence of the concentration of the charge carriers participating in the radiative recombination on the pumping intensity level was calculated. Results of theoretical calculations appeared to be in good agreement with the experimental relationship between the photoluminescence intensity at spectral maxima and the pumping intensity. The resonant Auger recombination involved two holes and one electron and caused a significant decrease in the charge carrier concentration was detected in one of the samples. Recommendations were made to increase the operating efficiency of semiconductor injection lasers at wavelengths of about 3 μm for suppressing the parasitic nonradiative Auger recombination.

AUGER RECOMBINATION, QUANTUM WELL, SEMICONDUCTOR, PHOTOLUMINESCENCE.

REFERENCES

- [1] **A.M. Prokhorov** (Editor-in-chief), *Fizicheskaya entsiklopediya* [Encyclopaedia on Physics], Vol. 2, Moscow, Sovetskaya entsiklopediya (1990) 183.
- [2] **L. Shterengas, G. Belenky, G. Kipshidze, T. Hosoda**, Room temperature operated 3.1 μm type-I GaSb-based diode lasers with 80mW continuous-wave output power, *Applied Physics Letters*. 92(17) (2008) 171111.
- [3] **L.V. Danilov, G.G. Zegrya**, Theoretical study of Auger recombination processes in deep quantum wells, *Semiconductors*. 42(5) (2008) 550–556.
- [4] **D.A. Firsov, L. Shterengas, G. Kipshidze, et al.**, Dynamics of photoluminescence and recombination processes in Sb-containing laser nanostructures, *Semiconductors*. 44(1) (2010) 50–58.
- [5] **E.O. Kane**, Band structure of indium antimonide, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1(4) (1957) 249–261.
- [6] **I. Vurgaftman, J. Meyer, L. Ram-Mohan**, Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *Journal of Applied Physics*. 89(11) (2001) 5815–5875.
- [7] **J. Chen, D. Donetsky, L. Shterengas, et al.**, Effect of quantum well compressive strain above 1 % on differential gain and threshold current density in type-I GaSb-based diode lasers, *IEEE J. Quant. Electron.* 44(12) (2008) 1204–1210.
- [8] **L.E. Vorob'ev, V.L. Zerova, K.S. Borshchev, et al.**, Charge-carrier concentration and temperature in quantum wells of laser heterostructures under spontaneous-and stimulated-emission conditions, *Semiconductors*. 42(6) (2008) 737–745.
- [9] **Z.N. Sokolova, V.B. Khalfin**, Calculation of the probabilities of radiative transitions and lifetimes in size-quantized structures, *Semiconductors*. 23(10) (1989) 1117–1121.

THE AUTHORS

VINNICHENKO Maksim Ya.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
 29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
 mvin@spbstu.ru

MAKHOV Ivan S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
 29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
 Makhoviv@gmail.com

SELIVANOV Anatoliy V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
a_selivanov@mail.ru

SOROKINA Anastasiya M.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
anastasia.sorokina.10@gmail.com

VOROBYEV Leonid E.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
LVor@rphf.spbstu.ru

FIRSOV Dmitriy A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
dmfir@rphf.spbstu.ru

SHTERENGAS Leonid M.

State University of New York at Stony Brook
New York 11794-2350, USA
leon.shterengas@stonybrook.edu

BELENKY Grigoriy L.

State University of New York at Stony Brook
New York 11794-2350, USA
gregory.belenky@stonybrook.edu