

## Широкополосные суперлюминесцентные диоды на основе квантовых ям

А. А. Михеева<sup>1,\*</sup>, А. Н. Туркин<sup>1,†</sup>, А. А. Мармалюк<sup>2,‡</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт «Полюс» имени М.Ф. Стельмаха  
Россия, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

(Поступила в редакцию 25.05.2025; подписана в печать 09.06.2025)

Сегодня усиленное спонтанное излучение (суперлюминесценция) является важным эффектом как в инжекционных лазерах, так и в суперлюминесцентных диодах. В последних это явление позволяет добиться наиболее широкого спектра излучения прибора при достаточно высокой выходной мощности, что является неоспоримым преимуществом для широкого класса практических применений. В связи с актуальностью проблемы создания широкополосных суперлюминесцентных диодов (СЛД) представляется перспективным анализ наилучшего способа уширения спектра этих приборов в зависимости от конструкции их активной области. Для этого необходимо провести теоретическое моделирование оптического усиления в различных конструкциях активных областей СЛД, а также исследовать поведение скорости спонтанной излучательной рекомбинации с ростом длины волны в этих структурах. При построении спектра усиления можно сделать вывод о том, какие именно оптические переходы в квантовой яме вносят наибольший вклад в усиление при определенном токе инжекции. Анализ таких важных эффектов позволяет построить расчетные спектры выходной мощности СЛД и рассчитать ширину каждого спектра на полувысоте при разных токах инжекции. Кроме того, для того чтобы разобраться, какая из конструкций активных сред позволяет создать эффективный широкополосный суперлюминесцентный диод, необходимо проанализировать величину спектрального провала между максимумами в соответствующем спектре излучения. В работе показано, что наиболее широкополосный СЛД с малой величиной спектрального провала можно создать на основе одной квантовой ямы, в которой в процесс излучения вовлекается два оптических перехода.

PACS: 42.72.Ai, 42.70.Hj, 42.82.Et      УДК: 535.3

Ключевые слова: суперлюминесцентный диод, оптическое усиление, спонтанная излучательная рекомбинация, полуширина спектра, спектральный провал.

### ВВЕДЕНИЕ

Суперлюминесценция — свечение веществ с инверсной населённостью энергетических уровней, которое вызвано усилением спонтанного излучения за счёт вынужденного испускания. Известно, что лазеры имеют узкий спектр, вследствие направленности и когерентности своего излучения. Спектр излучения суперлюминесцентных диодов более широкий по сравнению с лазерами, однако, он уже, чем спектр светодиодов. Выделим важные преимущества суперлюминесцентных диодов помимо большой ширины спектра [1]:

- высокая выходная мощность;
- возможность создания излучателей в широком оптическом диапазоне (от 660 до 1700 нм);
- простота ввода излучения в одномодовый световод;
- большой ресурс работы (до десятков тысяч часов);

Высокая выходная мощность и большая ширина спектра позволяют использовать СЛД для различ-

ных практических применений. В частности, в такой области, как оптическая спектроскопия, при создании газоанализаторов (детектирование метана, CO и CO<sub>2</sub>) используются длины волн от 800 до 2000 нм и мощности излучения от 5 до 50 мВт [2]. Другой областью, где требуется использовать широкополосные СЛД, являются системы оптической когерентной томографии (ОКТ). Требованиями, предъявляемыми к источникам оптического излучения для ОКТ, являются высокая яркость, которая обеспечивает достаточно глубокое проникновение излучения в анализируемые ткани, а также низкая степень когерентности, определяющая пространственное разрешение метода. Наиболее широкое распространение системы ОКТ получили в офтальмологии [3]. Итак, для рассматриваемых систем требуются источники со спектром большой ширины, форма которого близка к гауссовой. Широкий спектр позволяет добиться малой длины когерентности излучения, что в свою очередь определяет наличие узкого центрального пика автокорреляционной функции (АКФ), а также он обеспечивает высокое аксиальное разрешение томограмм. Спектр, близкий по форме к функции Гаусса, наиболее желателен для систем ОКТ, так как это означает наличие единственного центрального пика АКФ, что повышает чувствительность интерференционных измерений.

\* mikheeva.aa19@physics.msu.ru

† andrey@turkin.su

‡ almarm@mail.ru

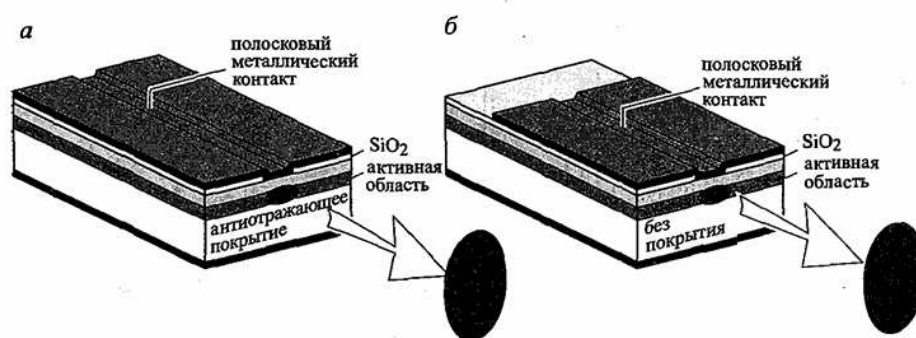


Рис. 1. Структуры двух типовых суперлюминесцентных светодиодов: а — суперлюминесцентный светодиод со сколотыми гранями, на одну из которых нанесено антиотражающее покрытие; б — суперлюминесцентный светодиод со сколотыми гранями без антиотражающего покрытия и с полосковым контактом для ввода тока, частично покрывающим поверхность устройства [4]

## 1. КОНСТРУКЦИЯ СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ДИОДА

Суперлюминесцентные диоды похожи на полупроводниковые лазеры, но с одним серьезным отличием: в них отсутствует оптическая обратная связь, обеспечиваемая отражательными покрытиями в лазерах. Задняя грань СЛД, изображенного на рис. 1, а [4], обладает высоким коэффициентом отражения, а на переднюю грань нанесено антиотражающее покрытие. Чтобы предотвратить лазерную генерацию, коэффициент отражения передней грани должен быть  $\leq 10^{-6}$  [4]. Для этого антиотражающее покрытие должно иметь высокое качество, что увеличивает стоимость изготовления этих полупроводниковых излучателей. Более экономичный вариант СЛД изображен на рис. 1, б [4]. В структуру такого прибора входит область потерь, расположенная рядом с задней гранью диода. Эта область не покрыта верхним металлическим контактом и по этой причине не накачивается током. Если длина области потерь намного больше длины поглощения активной области ( $\alpha^{-1}$ ), то в устройстве нет обратной связи. Коэффициент поглощения полупроводников  $A^{III}B^V$  на краю запрещенной зоны  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Именно поэтому при длине области потерь больше нескольких десятков микрон, оптическая обратная связь через заднюю грань пренебрежимо мала [4].

В целом, суперлюминесцентные диоды можно разделить на два типа в зависимости от конструкции полосковой активной области, накачиваемой током. Первый тип включает в себя диоды с полосковой областью, которая перпендикулярна сколотым граням кристалла, в них накачивается только часть полосковой области, а ненакачиваемая часть служит для устранения обратной связи за счет поглощения в ней излучения (рис. 1, б). Второй тип СЛД — это те излучатели, полосковый контакт которых наклонен под некоторым углом к сколотым граням кристалла. В таких приборах может накачиваться и вся активная область, и ее

часть (как в первом случае), при этом угол наклона контакта выбирается так, чтобы мощность излучения, отраженная от границы кристалл–воздух, не попадала обратно в полосковую область. Исследования показали, что в СЛД первого типа получение коэффициента отражения менее  $10^{-4}$  вызывает большие технологические трудности, тогда как в СЛД второго типа можно получить коэффициенты отражения менее  $10^{-6}$  [5].

## 2. АКТИВНАЯ ОБЛАСТЬ СЛД. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В данной работе исследовались суперлюминесцентные диоды, разработанные на основе одной и двух квантовых ям. Схематично прямоугольная квантовая яма показана на рис. 2 [6]:

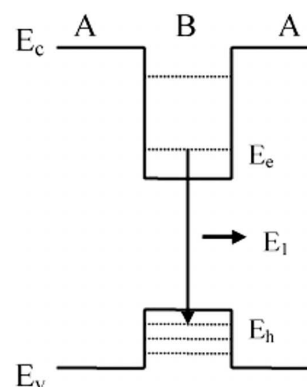


Рис. 2. Квантовая яма, где  $E_c$  и  $E_v$  — края зоны проводимости и валентной зоны, соответственно,  $E_e$  и  $E_h$  — уровни размерного квантования для электронов и дырок [6]

Решая стационарное уравнение Шредингера в области такой ямы, можно получить значения уровней

энергии размерного квантования электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, а затем рассчитать энергию того или иного оптического перехода по формуле [7]:

$$E_{opt} = E_g + E_{en} + E_{hn}, \quad (1)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны узкозонного материала ямы,  $E_{en}$  — энергия уровня размерного кванто-

вания электронов в зоне проводимости,  $E_{hn}$  — энергия уровня размерного квантования тяжелых дырок в валентной зоне.

Используя найденные значения, можно рассчитать коэффициент усиления и скорость спонтанной излучательной рекомбинации в яме для разных оптических переходов по следующим формулам [5]:

$$g(\hbar\omega) = \frac{A_{cv}}{\pi v_{gr} \phi(\hbar\omega) \hbar^2 L_{qw}} \times \sum_n \sum_i m_{ri} \int [f_c(\mathcal{E}_{cni}) - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(\hbar\omega - E) dE, \quad (2)$$

$$r_{sp}(\hbar\omega) = \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 L_{qw}} \times \sum_n \sum_i m_{ri} \int f_c(\mathcal{E}_{cni}) [1 - f_v(\mathcal{E}_{vni})] L(\hbar\omega - E) dE, \quad (3)$$

где  $A_{cv} = \frac{e^2 \hbar \omega n}{\pi \epsilon_0 \hbar^2 c^3 m_0^2} |M_{cv}|^2$  — коэффициент Эйнштейна;  $|M_{cv}|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{6 m_e (E_g + \frac{2\Delta}{3})}$  — усредненный квадрат матричного элемента зонных переходов;  $L(\hbar\omega - E) = \frac{1}{\pi} \frac{cv}{(\hbar\omega - E)^2 + cv^2}$  — функция Лоренца.

Важно отметить, что выражение для суммарной концентрации инжектированных дырок (тяжелых и легких) получается из условия зарядовой нейтральности, то есть концентрации инжектированных электронов и дырок равны в нашем рассмотрении. Тогда это условие позволяет рассчитать уровни Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне, с помощью которых могут быть вычислены соответствующие функции Ферми  $f_c$  и  $f_v$ , входящие в формулы 2 и 3. Для заданной концентрации электронов  $N$  и дырок  $P$  запишем выражения, с помощью которых в данной работе вычислялись соответствующие уровни Ферми [8]:

$$N = \sum_n \frac{m_c k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \ln(1 + e^{(F_c - E_{en})/k_B T}), \quad (4)$$

$$P = \sum_m \frac{m_h(l) k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \ln(1 + e^{(-F_v + E_{h(l)m})/k_B T}), \quad (5)$$

Здесь суммирование ведётся по всем номерам уровней размерного квантования, причём в формуле для  $P$  суммируются уровни энергии и для тяжелых (обозначены индексом  $h$ ), и для легких дырок (обозначены индексом  $l$ ),  $F_c$  и  $F_v$  — уровни Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно.

Чтобы описывать спектры суперлюминесцентных диодов, обычно используют скоростные уравнения для спектральной плотности фотонов, распространяющихся в положительном ( $N_\Sigma^+$ ) и отрицательном ( $N_\Sigma^-$ ) направлении оси  $z$ . Решая эти уравнения, можно получить выражения для ( $N_\Sigma^+$ ) и ( $N_\Sigma^-$ ) [5]:

$$N_\Sigma^+(z, E) = \frac{r_{sp}(E)}{2v_{gr}} \frac{\exp\{[g(E) - \alpha_0]z\} - 1}{g(E) - \alpha_0}, \quad (6)$$

$$N_\Sigma^-(z, E) = \frac{r_{sp}(E)}{2v_{gr}} \frac{\exp\{[g(E) - \alpha_0](L - z)\} - 1}{g(E) - \alpha_0}, \quad (7)$$

где  $L$  — длина накачиваемой током полосковой области СЛД.

Если учесть, что  $dP = P_s d\lambda$ , то спектральную мощность излучения  $P_s$  в зависимости от  $\lambda = hc/E$  можно записать в виде [5]:

$$P_s(\lambda) = (1 - R)v_{gr} S_a \frac{(hc)^2}{\lambda^3} N_\Sigma^+(L, \lambda), \quad (8)$$

где  $h$  — постоянная Планка. Именно формула (8) позволяет определить спектр излучения на выходе СЛД.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данной работе были рассчитаны уровни энергии электронов и дырок в квантовой яме GaAs с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ , которая являлась активной областью одного из исследуемых СЛД. Рассматривался СЛД традиционной конструкции, активный канал которого представлял собой гребневидный волновод шириной 4 мкм. Длина активного канала принималась равной 1200 мкм. Для подавления оптической обратной связи на торцевые грани таких полупроводниковых кристаллов обычно наносят просветляющие покрытия. В работе [9] сказано, что в этих приборах наносят двухслойные просветляющие покрытия  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2$ . При ширине ямы 5,5 нм и токе инжекции 150 мА энергия основного перехода (1e-1hh) в таком активном слое, рассчитанная по формуле (1), составила 1.471 эВ. Это соответствует длине волны 843 нм. Для такой ямы по формулам (2) и (3) были рассчитаны значения скорости спонтанной излучательной рекомбинации и коэффициента усиления при разных значениях длин волн. Соответствующие зависимости представлены на рис. 3 и 4.

Из построенных графиков видно, что с ростом тока инжекции увеличивается скорость спонтанной излучательной рекомбинации  $r_{sp}$  между первой электронной подзоной и первой подзоной тяжелых дырок. При этом с ростом тока увеличивается и коэффициент оптического усиления  $g$  на соответствующей длине

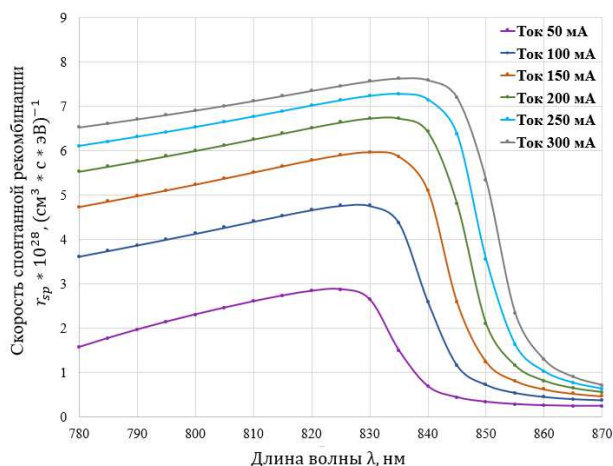


Рис. 3. Зависимость скорости спонтанной излучательной рекомбинации от длины волны для оптического перехода 1e-1hh в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As

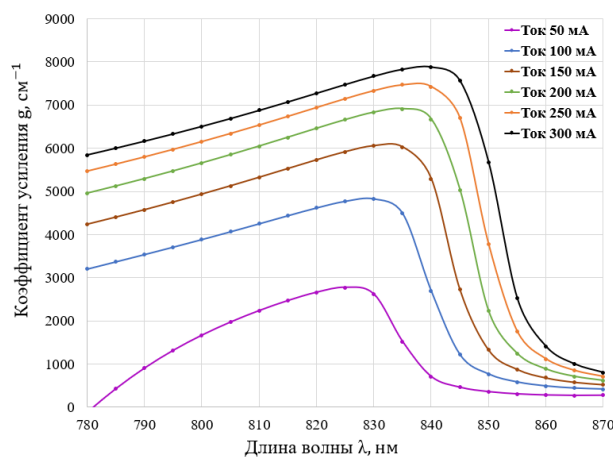


Рис. 4. Зависимость коэффициента оптического усиления от длины волны для оптического перехода 1e-1hh в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As

волны. При этом спектр усиления строился с учетом эффекта уширения спектральных линий, что привело к небольшому сдвигу максимумов усиления в коротковолновую область относительно максимумов, которые могли быть получены без учета уширения. Также стоит отметить, что из-за эффекта сокращения ширины запрещенной зоны с ростом концентрации носителей в яме максимумы  $r_{sp}$  и  $g$  сдвигаются в длинноволновую область. Аналогичное поведение максимумов соответствующих зависимостей наблюдается для всех оптических переходов в разных квантоворазмерных структурах, рассмотренных в данной работе.

Рассмотрим теперь ту же квантовую яму, но предположим, что СЛД на ее основе сконструирован таким образом, чтобы в процесс излучения в активном слое вовлекалось сразу несколько оптических переходов. При токе инжекции 232 мА можно получить

следующие длины волн оптических переходов в такой яме:

- «разрешенный» переход 1e-1hh  $\lambda = 847.8$  нм;
- «запрещенный» переход 1e-3hh  $\lambda = 802.3$  нм;
- «разрешенный» переход 2e-2hh  $\lambda = 716.5$  нм.

Оказывается, что в квантовых ямах с конечной высотой барьеров запрещенные правилами отбора по главному квантовому числу оптические переходы теоретически могут проявляться (в данной работе — переход 1e-3hh). Проанализируем поведение коэффициента усиления в такой квантовой яме, который рассчитывался по формуле (2) и в котором производилось суммирование сразу по трем указанным переходам (рис. 5).

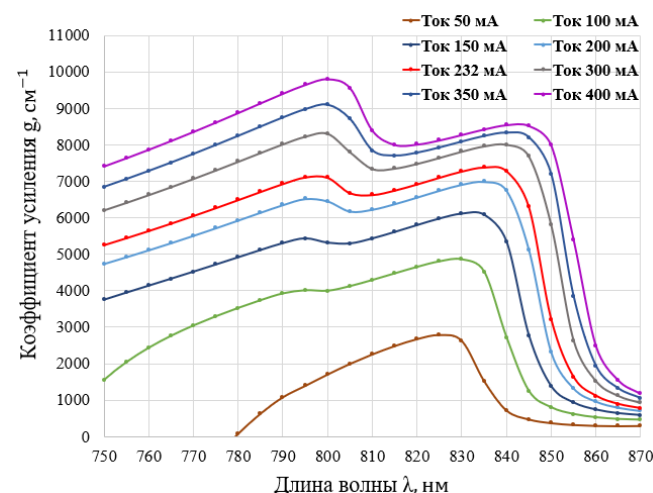


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от длины волны для оптических переходов 1e-1hh, 2e-2hh и 1e-3hh в квантовой яме GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As

С учетом рассчитанных длин волн трех оптических переходов в такой яме можно сделать вывод о том, что длинноволновый максимум спектра усиления соответствует оптическому переходу между первой электронной подзоной и первой подзоной тяжелых дырок (1e-1hh), а коротковолновый максимум — запрещенному правилами отбора по главному квантовому числу оптическому переходу (1e-3hh). Также стоит отметить, что условием возникновения усиления в квантовой яме является то, что при определенном токе инжекции уровни Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне отдаляются друг относительно друга настолько, что расстояние между ними становится больше энергии оптического перехода. Из построенных спектров усиления видно, что уже при токе инжекции 100 мА наблюдается небольшое усиление коротковолнового максимума, и дальше с ростом концентрации носителей этот максимум начинается все больше усиливаться. При этом при токе инжекции около 300 мА оба максимума выравниваются (одинаково усиливаются).

Построим зависимость скорости спонтанной излучательной рекомбинации в такой структуре, рассчитанную по формуле 3 для оптических переходов  $1e-1hh$  и  $1e-3hh$ , от длины волны (рис. 6). Из рисунка видно, что с ростом тока инжекции скорость спонтанной рекомбинации для каждого максимума увеличивается. При этом уже при токе 200 мА скорость спонтанной рекомбинации коротковолнового максимума, соответствующего «запрещенному» переходу, превышает  $r_{sp}$  длинноволнового максимума, соответствующего «разрешенному» переходу.

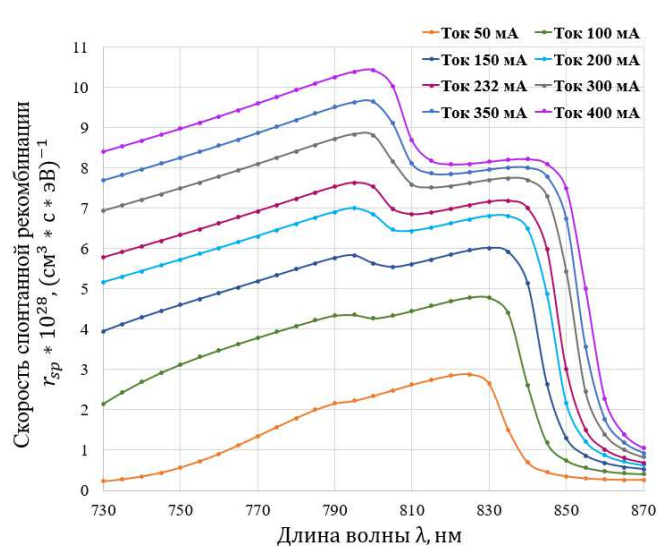


Рис. 6. Зависимость скорости спонтанной излучательной рекомбинации от длины волны для оптических переходов  $1e-1hh$  и  $1e-3hh$  в квантовой яме  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

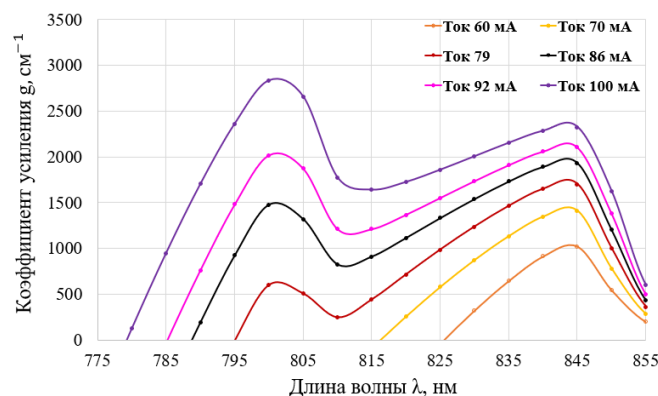


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления от длины волны для оптических переходов  $1e-1hh$  в квантовых ямах  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0.054}\text{Ga}_{0.946}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

Теперь рассмотрим зонную структуру активного слоя СЛД, разработанного на основе двух квантовых ям. Первая квантовая яма —  $\text{GaAs}$  с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ , а вторая яма —  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ . Пусть ширина ямы  $\text{GaAs}$  составля-

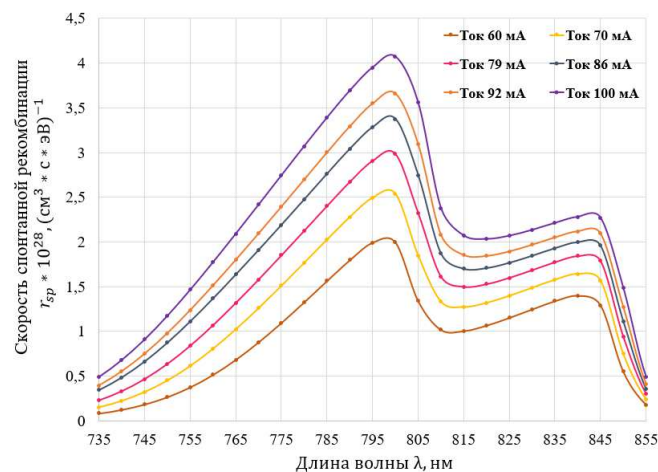


Рис. 8. Зависимость скорости спонтанной излучательной рекомбинации от длины волны для оптических переходов  $1e-1hh$  в квантовых ямах  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0.054}\text{Ga}_{0.946}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

ет 7 нм, а ямы  $\text{Al}_{0.054}\text{Ga}_{0.946}\text{As}$  — 5.5 нм. Для начала примем  $x = 5.4\%$  во второй квантовой яме. В остальном конструкция рассматриваемого СЛД аналогична тому, который был разработан на основе одной ямы: ширина гребневидного волновода составляла 4 мкм, а длина активного канала — 1200 мкм. Ширина и состав каждой из ям выбирается таким образом, чтобы в процессе теоретического моделирования усиления и выходного излучения можно было получить два максимума в спектрах на тех же длинах волн, на которых наблюдаются максимумы при моделировании структуры с одной ямой. Это позволит провести грамотное сравнение обеих структур. Будем считать, что мы можем подать некоторое значение тока инжекции в этой структуре, и этот ток распределится по каждой из ям, а именно поделится пополам. Считая, что в каждую из ям подается ток инжекции 35 мА, мы получим следующие значения длин волн оптических переходов между первой электронной подзоной и первой подзоной тяжелых дырок:

- КЯ  $\text{GaAs}$   $\lambda = 848$  нм;
- КЯ  $\text{Al}_{0.054}\text{Ga}_{0.946}\text{As}$   $\lambda = 804$  нм.

Теперь для рассматриваемой структуры может быть рассчитан коэффициент усиления и скорость спонтанной излучательной рекомбинации соответственно (формулы (2) и (3)), их зависимости от длины волны представлены на рис. 7 и 8.

В данном случае мы считаем, что в процесс излучения вовлекается только основной оптический переход в каждой из ям. В этом случае суммирование в формулах (2) и (3) осуществляется по каждой из ям. Из построенных зависимостей видно, что при малом токе инжекции в процесс излучения вовлекается только основной оптический переход в яме  $\text{GaAs}$ . Однако с ростом концентрации носителей в яме начинает

больше усиливаться коротковолновый максимум, соответствующий основному оптическому переходу в яме  $\text{Al}_{0.054}\text{Ga}_{0.946}\text{As}$ , причем при определенном токе максимумы выравниваются.

#### 4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ, СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Рассмотрим результаты экспериментов, в которых исследовались суперлюминесцентные диоды, разработанные на основе одной квантовой ямы GaAs с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ . Данная работа основана исключительно на теоретическом моделировании усиления и излучения в разных активных областях СЛД, поэтому все экспериментальные результаты были взяты из научной статьи [10].

Сначала в эксперименте рассматривался СЛД с одной ямой, ширина которой была выбрана таким образом, чтобы в процесс излучения вовлекался только основной оптический переход (1e-1hh). Для этой структуры были получены спектр выходного излучения и зависимость полуширины этого спектра с ростом тока инжекции (рис. 9, кривая 3 [10]). Видно, что с ростом тока инжекции полуширина спектра излучения такого СЛД возрастает, но этот рост довольно плавный. Максимально достижимая полуширина такого спектра составляет чуть больше 40 нм, исходя из экспериментальных данных.

Построим расчетные спектры излучения такого СЛД с одной квантовой ямой при разных токах инжекции. Для этого воспользуемся уже полученными значениями коэффициента усиления и скорости спонтанной рекомбинации для разных длин волн (рис. 3 и 4) в структуре с одной квантовой ямой GaAs, в которой в процессе излучения задействован только один оптический переход: 1e-1hh. Рассчитаем выходную мощность и построим теоретические спектры излучения рассматриваемого СЛД, где для удобства по вертикальной оси отложим нормированное значение  $P_s$ , рассчитанное по формуле (8) (рис. 10).

На построенных спектрах излучения наблюдается один максимум, который соответствует основному оптическому переходу, что подтверждается экспериментом. Отличие теоретических спектров от экспериментальных составляет лишь сдвиг максимума спектра излучения в длинноволновую область с ростом тока инжекции, что связано с проявлением этого же эффекта в уже рассмотренном спектре усиления. Построим теперь зависимость полуширины спектров излучения от тока инжекции (рис. 11).

Сравнивая рис. 11 и 9, можно сделать вывод, что теоретическое моделирование излучения дает ясное понимание того, что спектр излучения СЛД уширяется с ростом тока, это подтверждает экспериментальная кривая зависимости полуширины спектра излучения от тока инжекции, это говорит о правильности выбора теоретической модели для описания спектров СЛД.

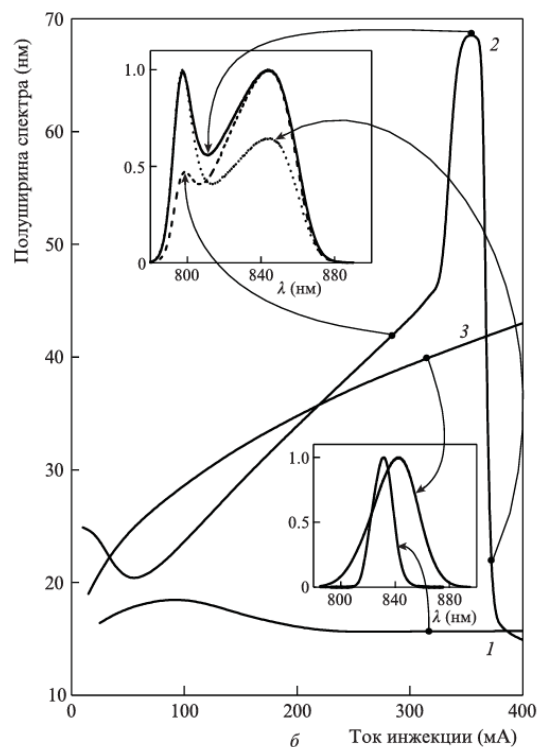


Рис. 9. Типичные зависимости полуширины спектра излучения от тока инжекции «объемного» (1) и квантоворазмерных (2, 3) СЛД с одинаковой конфигурацией активного канала  $1200 \times 4 \times 0.24$  мкм и толщинами активного слоя 28 (1), 8.5 (2), 6.0 нм (3). На вставках — спектры СЛД при различных токах инжекции [10]

Однако уширить спектр значительно в такой конфигурации активной области прибора, где реализуется только один излучательный переход, невозможно, так как при токе инжекции 300 мА полуширина спектра не доходит даже до 45 нм.

В другом эксперименте исследовался СЛД, разработанный на основе одной квантовой ямы GaAs с барьерными слоями  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ , ширина активной области была намеренно сделана больше, чем в предыдущем эксперименте, чтобы в процесс излучения вовлекалось сразу два оптических перехода на длинах волн 799 и 845 нм (рис. 9). Из полученной экспериментальной зависимости полуширины спектра от тока инжекции (рис. 9, кривая 2) видно, что максимальная полуширина достигается при таком токе, при котором максимумы спектра излучения имеют одинаковую интенсивность. До этой точки наблюдается плавный рост полуширины спектра, который обеспечивается уширением длинноволнового максимума спектра излучения, так как он имеет большую интенсивность излучения и вносит наибольший вклад в расчет полуширины при малых токах инжекции. На больших токах инжекции наблюдается резкий спад рассматриваемой зависимости, обусловленный довольно интенсивным ростом коротковолнового узкого максимума.

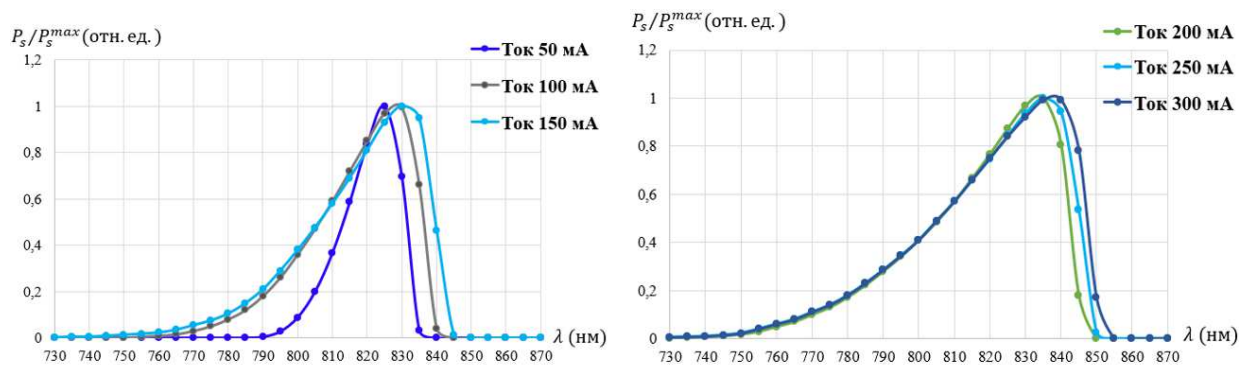


Рис. 10. Теоретические нормированные спектры излучения СЛД с одной квантовой ямой при разных токах инжекции. Переход  $1e-1hh$

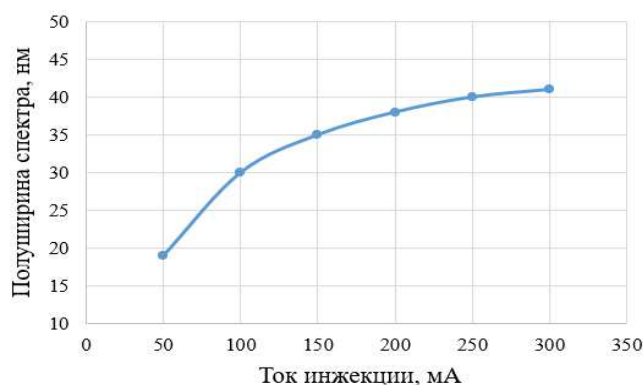


Рис. 11. Зависимость полуширины спектра излучения СЛД с одной квантовой ямой от тока инжекции. Переход  $1e-1hh$

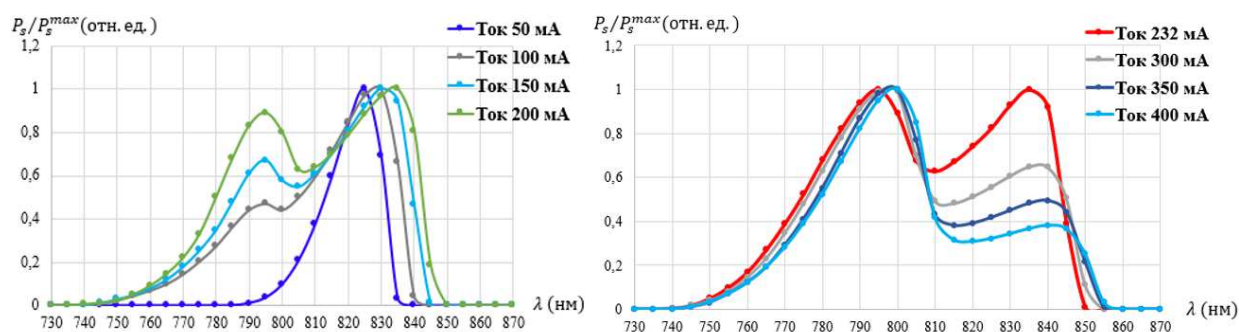


Рис. 12. Теоретические нормированные спектры излучения СЛД с одной квантовой ямой при разных токах инжекции. Переходы  $1e-1hh$  и  $1e-3hh$

Рассмотрим теперь спектры излучения этого же СЛД, рассчитанные по формуле (8) в рамках теоретического моделирования для данной квантоворазмерной структуры (рис. 12).

Из рассчитанных спектров излучения СЛД видно, что при разных токах инжекции в процессе излучения участвуют два оптических перехода, именно им соответствуют спектральные максимумы. Это переходы на длинах волн 845 нм и 799 нм, которые наблюдались в эксперименте. Согласно проведенным ранее расче-

там усиления и скорости спонтанной рекомбинации, эти длины волн соответствуют «разрешенному» оптическому переходу  $1e-1hh$  и «запрещенному» переходу  $1e-3hh$ . Таким образом, теоретическое моделирование дает возможность точно сказать о том, что коротковолновый максимум в экспериментальном спектре излучения СЛД соответствует именно запрещенному переходу. Приведем ниже рассчитанную зависимость полуширины спектра излучения СЛД от тока инжекции (рис. 13). Она имеет очевидные совпадения с экспери-

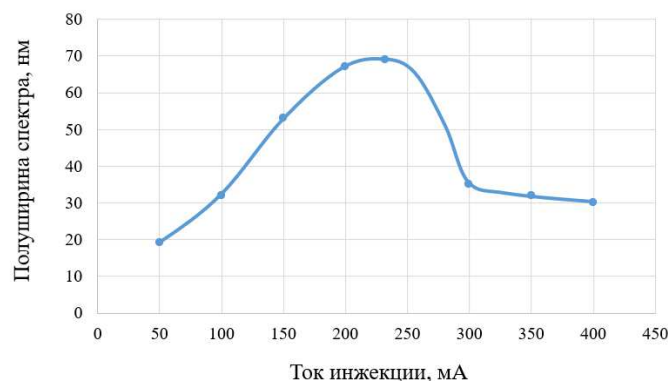


Рис. 13. Зависимость полуширины спектра излучения СЛД с одной квантовой ямой от тока инжекции. Переходы 1e-1hh 1e-3hh

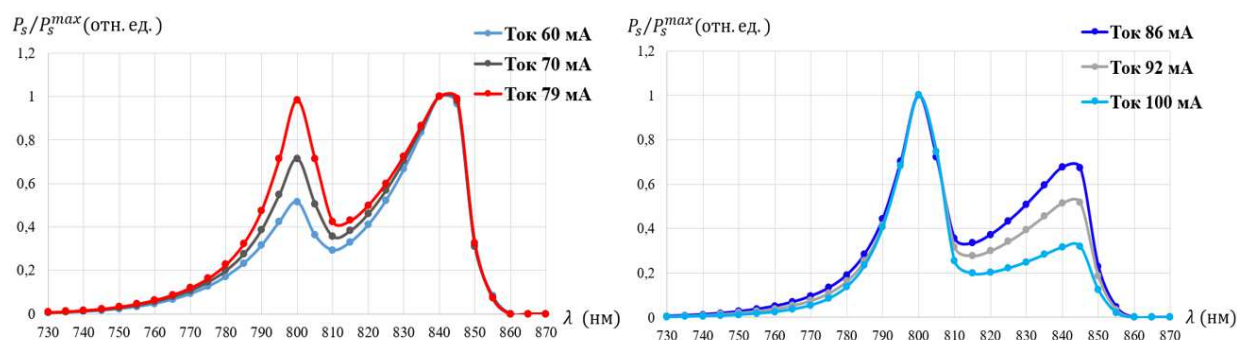


Рис. 14. Теоретические нормированные спектры излучения СЛД с двумя квантовыми ямами при разных токах инжекции;  $x = 5,4\%$  в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Переход 1e-1hh

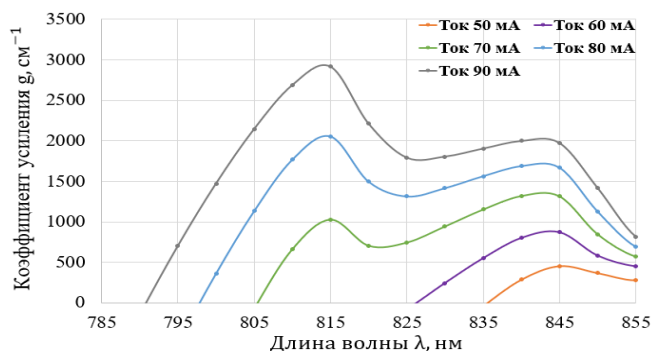


Рис. 15. Зависимость коэффициента усиления от длины волны для оптических переходов 1e-1hh в квантовых ямах GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  и  $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.98}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

ментальной зависимостью на рис. 9 (кривая 2), а именно, единственная точка, отвечающая максимальной полуширине спектра излучения, соответствует току, при котором максимумы спектра излучения (как в теории, так и в эксперименте) выровнены. Эта полуширина в расчете составила 69 нм, что согласуется с экспериментальным результатом. При других токах инжекции не удастся добиться такого широкого спектра излуче-

ния СЛД, это видно из теоретических расчетов и подтверждается в эксперименте.

Спектральный провал в спектре излучения, как и ширина спектра, является очень важным параметром для практических применений широкополосного СЛД. По этой причине в данной работе крайне важно оценить этот спектральный провал для случая, когда максимумы спектра излучения выровнены. Ранее в работе упоминалось, что для систем ОКТ, в которых требуется использовать широкополосные СЛД, необходимо, чтобы провал в спектре излучения соответствующего прибора был минимален, ведь это повышает чувствительность интерференционных измерений. Заметим, что для рассматриваемой в данной работе конкретной гетероструктуры с одной ямой при токе инжекции 232 мА можно рассчитать спектральный провал: он составляет именно 37%. Этот параметр рассчитан как разность величины мощности излучения в максимуме спектра и мощности в минимуме, который находится между двумя спектральными максимумами. Затем для удобства анализа результатов величина провала была переведена в проценты. Такой же значение спектрального провала получается и в эксперименте. Полученный результат является хорошим с точки зрения поставленных в работе целей.

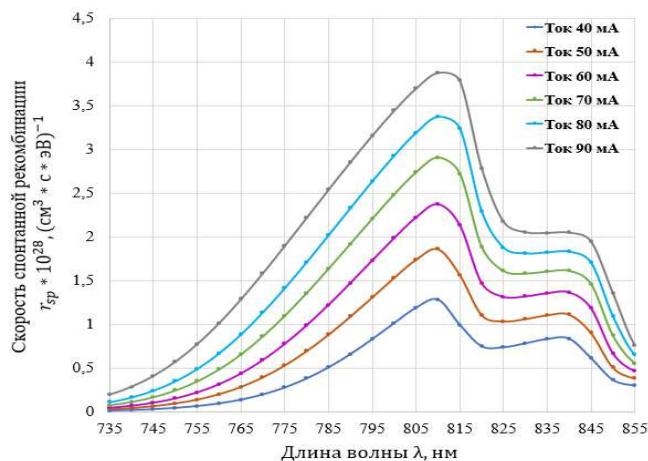


Рис. 16. Зависимость скорости спонтанной излучательной рекомбинации от длины волны для оптических переходов 1e-1hh в квантовых ямах GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As и Al<sub>0.03</sub>Ga<sub>0.98</sub>As/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As

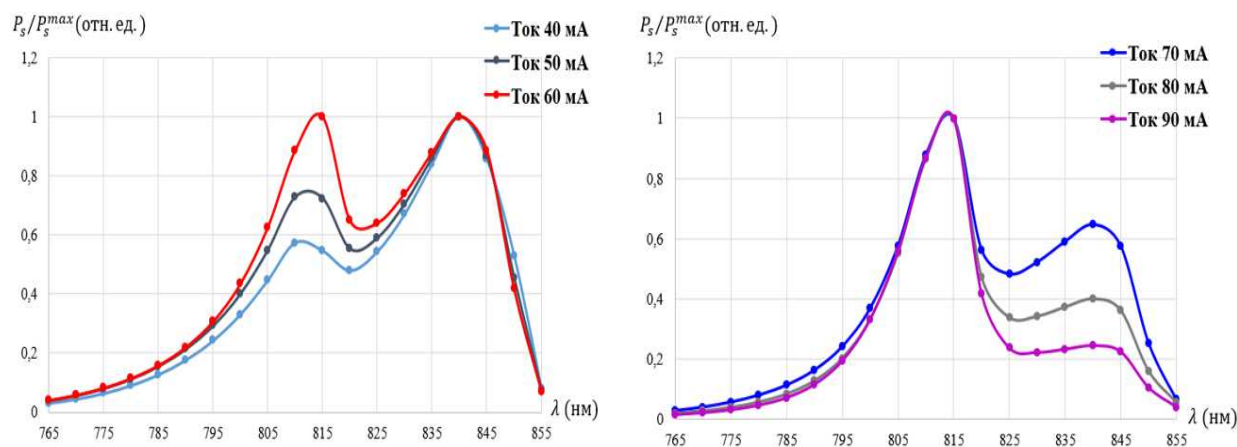


Рис. 17. Теоретические нормированные спектры излучения СЛД с двумя квантовыми ямами при разных токах инжекции;  $x = 3\%$  в Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Переход 1e-1hh

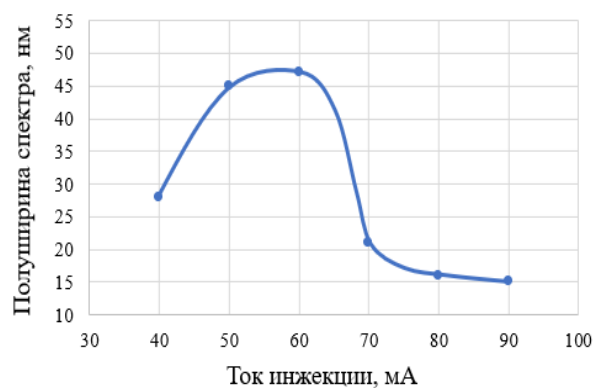


Рис. 18. Зависимость полуширины спектра излучения СЛД с двумя квантовыми ямами от тока инжекции;  $x = 3\%$  в Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Переход 1e-1hh

## 5. СРАВНЕНИЕ СТРУКТУР: ОДНА И ДВЕ КВАНТОВЫЕ ЯМЫ

Ранее уже был представлен вариант создания СЛД с двумя квантовыми ямами: первая — GaAs с барьерами Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As, а вторая яма — Al<sub>0.054</sub>Ga<sub>0.946</sub>As с барьерами Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As. Используя уже найденные значения коэффициента усиления и скорости спонтанной излучательной рекомбинации для такой структуры с двумя ямами при разных длинах волн, можно рассчитать теоретическую выходную мощность излучения СЛД при различных токах инжекции по формуле (8). На рис. 14 представлены расчетные спектры излучения рассматриваемого СЛД.

При концентрации алюминия  $x = 5.4\%$  провал в спектре излучения оказывается слишком большим, а именно он составляет 60% при токе 79 мА. Чтобы его уменьшить, мы изменим концентрацию алюминия в одной из ям и проанализируем поведение

спектра излучения уже для новой активной области с ростом тока инжекции. Рассмотрим структуру с двумя квантовыми ямами: первая — GaAs с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ , а вторая яма —  $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.98}\text{As}$  с барьерами  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ . По аналогии с приведенными выше расчетами для двух ям с концентрацией алюминия 5.4% можно рассчитать (по формулам (2) и (3)) и затем построить соответствующие графики зависимостей коэффициента усиления и скорости спонтанной излучательной рекомбинации от длины волны для структуры с концентрацией алюминия 3% в одной из ям. Приведем ниже полученные зависимости (рис. 15 и 16).

Построим спектры излучения СЛД, разработанного на основе двух квантовых ям, в одной из которых концентрация алюминия теперь составляет 3% (рис. 17).

Из рис. 17 видно, что с ростом тока инжекции в процесс излучения поочередно вовлекаются основные переходы в каждой из ям. Важно отметить, что спектральный провал в спектре излучения при токе инжекции, при котором максимумы выравниваются (60 мА), составляет 38%, что меньше, чем в структуре с двумя ямами с концентрацией алюминия 5.4% в одной из ям. Однако в такой конструкции активной области с двумя ямами не удастся достичь широкого спектра излучения, при этом по-прежнему можно ожидать, что наибольшей полушириной обладает спектр, максимумы которого выровнены. Построим зависимость полуширины спектров излучения СЛД с такой рассматриваемой активной областью от тока инжекции (рис. 18).

Проанализировав полученную на рис. 18 зависимость, можно однозначно отметить, что наибольшая достижимая в такой конструкции активной области СЛД полуширина спектра составляет всего 47 нм. Это значение не очень велико по сравнению с желаемым результатом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены несколько излучательных переходов в различных квантоворазмерных

(GaAl)As-структурах.

Для каждой такой структуры проведено теоретическое моделирование оптического усиления и скорости спонтанной рекомбинации, затем:

- построены теоретические спектры выходного излучения;
- проанализирована полуширина спектров при разных токах инжекции и величина спектрального провала между максимумами.

Было установлено, что в СЛД, разработанном на основе одной квантовой ямы, в котором в процесс излучения вовлекается два оптических перехода, можно добиться широкого спектра излучения, имеющего не слишком большой спектральный провал между максимумами. Это дает возможность использовать такой прибор для разных практических применений, например, в системах ОКТ. При этом в СЛД на основе одной квантовой ямы, в котором в процесс излучения вовлекается только основной переход, не удастся достичь значительного уширения спектра.

В ходе работы было также установлено, что недостаток СЛД с двумя квантовыми ямами по сравнению с рассмотренным источником с одной ямой состоит в наличии чрезмерно большого провала между максимумами в его спектре излучения, а попытки уменьшить этот спектральный провал приводят к значительному сокращению полуширины спектра. Из-за этого использование такого СЛД с двумя ямами для некоторых практических применений может быть затруднено и требует дополнительного анализа других его характеристик.

Авторы статьи выражают благодарность начальнику отдела НИИ Полус им. М. Ф. Стельмаха Мармалюку Александру Анатольевичу за помощь в написании статьи.

- 
- [1] Вольхин И.Л., Ажеганов А.С. «Исследование суперлюминесцентного диода». Практикум. Пермь: Перм. гос. нац. исслед. ун-т, 2017.
  - [2] Прохоров В.В. «Источники излучения на основе суперлюминесцентных диодов с экстремальными рабочими характеристиками»: дисс. — ФГУП НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, 2007.
  - [3] Лапин П.И., Мамедов Д.С., Мармалюк А.А. и др. // Квантовая электроника. **36**, № 4. 315 (2006).
  - [4] Шуберт Ф. Светодиоды. М.: «ФИЗМАЛИТ», 2008.
  - [5] Журавлева О.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. // Квантовая электроника. **34**, № 1. 15 (20040).
  - [6] Садыков С.А. Квантовая и оптическая электроника, Махачкала: «Издательство ДГУ», 2012.
  - [7] Жуков А.Е. Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур. Санкт-Петербург: «Элмор», 2007.
  - [8] Chuang S.L. Physics of optoelectronic devices. New York: «John Wiley & Sons. Inc.», 1995.
  - [9] Ильченко С.Н., Костин Ю.О., Кукушкин И.А. и др. // Квантовая электроника. **41**, № 8. 677 (2011).
  - [10] Андреева Е.В., Ильченко С.Н., Ладугин М.А. и др. // Квантовая электроника. **49**, № 10. 931 (2019).

**Broadband superluminescent diodes based on quantum wells****A.A. Mikheeva<sup>1,a</sup>, A.A. Turkin<sup>1,b</sup>, A.A. Marmalyuk<sup>2,c</sup>**<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*<sup>2</sup>*POLYUS Research Institute of M.F. Stelmakh  
Moscow 117342, Russia**E-mail: <sup>a</sup>mikheeva.aa19@physics.msu.ru, <sup>b</sup>andrey@turkin.su, <sup>c</sup>almarm@mail.ru*

Today, amplified spontaneous emission (superluminescence) is an important effect both in injection lasers and in superluminescent diodes. In the latter, this phenomenon allows achieving the widest emission spectrum of the device at a sufficiently high output power, which is an undeniable advantage for a wide class of practical applications. Due to the relevance of the problem of creating broadband superluminescent diodes (SLDs), it seems promising to analyze the best way to broaden the spectrum of these devices depending on the design of their active region. To do this, it is necessary to carry out theoretical modeling of optical gain in various designs of SLD active regions, as well as to study the behavior of the spontaneous radiative recombination rate with increasing wavelength in these structures. When constructing the gain spectrum, it is possible to draw a conclusion about which optical transitions in the quantum well make the greatest contribution to the gain at a certain injection current. The analysis of such important effects allows to construct the calculated spectra of the SLD output power and to calculate the width of each spectrum at half-height at different injection currents. In addition, in order to understand which of the active media designs allows to create an effective broadband superluminescent diode, it is necessary to analyze the magnitude of the spectral dip between the maxima in the corresponding emission spectrum. The work shows that the broadest SLD with a small spectral dip can be created on the basis of one quantum well, in which two optical transitions are involved in the emission process.

PACS: 42.72.Ai, 42.70.Hj, 42.82.Et.

*Keywords:* superluminescent diode, optical gain, spontaneous radiative recombination, spectral half-width, spectral dip.  
*Received 25 May 2025.***Сведения об авторах**

1. Михеева Анна Андреевна — студентка; e-mail: mikheeva.aa19@physics.msu.ru
2. Туркин Андрей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: andrey@turkin.su.
3. Мармалюк Александр Анатольевич — доктор техн. наук, профессор, начальник отдела; e-mail: almarm@mail.ru.