

Многопериодная структура для фонтанного режима генерации униполярного лазера

Ю.А.Алещенко, В.В.Капаев, Ю.В.Копяев, Ю.Г.Садофьев, М.Л.Скориков

На основе расчетов потенциального профиля и времен релаксации для активного элемента униполярного лазера с сильно асимметричными по высоте барьерами выполнена оптимизация параметров, обеспечивающих подавление межподзонной безызлучательной релаксации между лазерными уровнями. Исследованы спектры фотолюминесценции, возбуждения фотолюминесценции и ИК поглощения структуры с многократно повторяющимся оптимизированным активным элементом. Сопоставление результатов эксперимента и расчетов продемонстрировало хорошее согласие полученных данных.

Ключевые слова: униполярный лазер, фонтанный режим, квантовая яма, электронное состояние, фотолюминесценция.

1. Введение

С момента демонстрации в 1994 г. сотрудниками Bell Laboratories во главе с Ф.Капассо лазерного эффекта в среднем ИК диапазоне в структуре квантового каскадного лазера (ККЛ) [1] эти приборы непрерывно совершенствовались, и в настоящее время налажен их коммерческий выпуск для работы в среднем и дальнем ИК диапазонах. Генерация излучения в инжекционном лазере нового типа происходит благодаря межподзонным переходам в зоне проводимости туннельно-связанных квантовых ям (КЯ), т.е. используются носители заряда одного типа (электроны). Поэтому ККЛ является униполярным прибором. В отличие от диодных лазеров длина волны униполярного лазера определяется размерным квантованием, а именно толщиной слоев в активной области, а не шириной запрещенной зоны материала. К достоинствам униполярных лазеров относятся также высокая температурная стабильность и возможность работы при комнатной температуре вследствие подавления процессов оже-релаксации, что связано с одинаковым знаком эффективной массы в параллельных рабочих подзонах униполярного лазера. Вместе с тем сходство начальных и конечных электронных состояний в униполярном лазере приводит к тому, что фактически одного LO-фонона с отличным от нуля импульсом достаточно для релаксации между параллельными подзонами независимо от расстояния между ними. В то же время невозможно повысить время жизни электронов путем уменьшения перекрытия волновых функций (ВФ), поскольку это приводит к уменьшению оптической эффективности лазера. Поэтому времена жизни электронов для межподзонных переходов в структурах унипо-

лярных лазеров лежат в пикосекундном диапазоне. В этих условиях для достижения значительного усиления обычно применяют эффект каскадирования, который заключается в том, что активная область повторяется в лазерной структуре несколько десятков раз, чередуясь с инжекторами в виде аперриодических сверхрешеток. В результате, несмотря на значительные достижения последних лет [2], структура ККЛ остается чрезвычайно сложной, что препятствует широкому применению новых приборов.

В качестве одного из способов упрощения ККЛ Ф.Жюльеном с сотрудниками [3,4] была предложена и реализована конструкция квантового «фонтанного» лазера, в которой для создания инверсной населенности используется селективное оптическое возбуждение электронов из основного состояния в верхнее лазерное состояние активной области. Основные преимущества фонтанного лазера перед ККЛ связаны с отсутствием тока в структуре. В этом случае отпадает необходимость в переносе и охлаждении носителей заряда в области инжектора, не требуется «тонкой настройки» энергетических уровней структуры с целью обеспечения беспрепятственного туннелирования электронов от каскада к каскаду, не столь остра проблема деградации материала, актуальная для сильноточных приборов. Конструкция фонтанного лазера в результате оказывается более простой, а к материалам, образующим структуру, предъявляются менее жесткие требования. Еще одним важным преимуществом оптической накачки является то обстоятельство, что фонтанный лазер может работать без значительного разогрева при мощностях накачки гораздо выше пороговых. Основные недостатки фонтанного лазера – необходимость во внешнем источнике оптической накачки и, опять же, малые времена жизни электронов на верхнем лазерном уровне, требующие многократного повторения активного элемента для получения значительной эффективности.

С целью повышения эффективности униполярного лазера нами предложен активный элемент [5], окруженный сильно асимметричными по высоте барьерами (рис.1). Эта конструкция основана на физической идее подавления межподзонной безызлучательной релаксации за счет зависимости ВФ в структурах КЯ с сильно асимметрич-

Ю.А.Алещенко, В.В.Капаев, Ю.В.Копяев, Ю.Г.Садофьев, М.Л.Скориков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: yuriale@sci.lebedev.ru, kapaev@sci.lebedev.ru, kopaev@sci.lebedev.ru, sadofyev@hotmail.com, skor@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 19 апреля 2010 г., после доработки – 4 июня 2010 г.

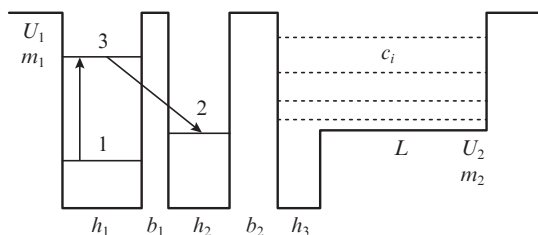


Рис.1. Активный элемент униполярного фонтанного полупроводникового лазера с подавлением межподзонной релаксации. Оптическая накачка происходит между состояниями 1–3, лазерная генерация – между состояниями 3–2; U_1, m_1 и U_2, m_2 – потенциал и эффективная масса в высоком и низком барьерах соответственно, c_i – состояния квазинепрерывного спектра, L – ширина низкого барьера, h_i и b_i – ширины КЯ и барьеров. Барьер b_2 служит для предотвращения ухода электронов с верхнего лазерного уровня 3 в квазинепрерывный спектр.

ными барьерами от квазиимпульса [6]. В таких структурах локализованное электронное состояние существует только в ограниченной области волновых векторов k в плоскости слоев. При волновых векторах, превышающих критическое значение, происходит 2D–3D трансформация размерности электронных состояний. Этот эффект может быть использован для резкого повышения времени безызлучательной релаксации между лазерными подзонами в активном элементе униполярного лазера, если нижняя лазерная подзона обладает свойством подобной трансформации. Таким путем могут быть исключены однофононные межподзонные переходы. Следует отметить, что данный эффект осуществим в структурах униполярного лазера как с инжекционной, так и с оптической накачкой. Для подтверждения эффекта трансформации при межзонном возбуждении в работе [5] были выполнены расчеты времен межподзонной релаксации для нелегированной структуры и проведена оптимизация параметров активного элемента на основе решения уравнения Шредингера.

В настоящей работе представлены результаты теоретического моделирования и оптимизации предложенного нами активного элемента униполярного полупроводникового лазера с межподзонным возбуждением на основе легированной многопериодной трехъямной структуры с асимметричными барьерами, а также первые результаты экспериментальных исследований электронного спектра полученной структуры при температурах 2–300 К.

2. Моделирование активного элемента униполярного лазера

Моделирование потенциального профиля многопериодной структуры униполярного лазера с асимметричными барьерами осуществлялось на основе решения системы уравнений Шредингера (1) и Пуассона (2):

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \frac{2m_n}{\hbar^2} [E - E_{c0}(x) + e\varphi(x)] \Psi = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [n(x) - N_D^+(x)], \quad (2)$$

где Ψ – ВФ электронов; φ – электростатический потенциал; m_n – эффективная масса в n -м слое (для учета не-

параболичности закона дисперсии использовались эмпирические зависимости эффективных масс от энергии); E_{c0} – положение края зоны проводимости в слоях. Целью моделирования являлся подбор параметров, при которых происходит трансформация размерности в легированной структуре, предназначенной для межподзонного возбуждения. Выражения для концентрации электронов $n(x)$ и ионизованных доноров N_D^+ в квантовой области i -го периода структуры имеют следующий вид:

$$n(x) = \frac{m_n k T}{\pi \hbar^2} \sum_i |\Psi_i(x)|^2 \ln \left[1 + \exp \left(\frac{F - E_i}{k T} \right) \right], \quad (3)$$

$$N_D^+ = N_D \frac{\exp[(E_c - \delta - F)/kT]}{2 + \exp[(E_c - \delta - F)/kT]}, \quad (4)$$

где F – энергия Ферми; N_D – концентрация доноров; δ – энергия ионизации примеси; $E_c(x) = E_{c0}(x) - e\varphi(x)$ – положение края зоны проводимости; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Для рассматриваемой нами многопериодной структуры достаточно решить задачу для одного периода $(0, D)$, используя граничное условие

$$\varphi(0) = \varphi(D) = \phi, \quad (5)$$

где величина ϕ определяется из условий электронейтральности.

Для решения уравнения Шредингера потенциал в квантовой области аппроксимировался кусочно-постоянной функцией и использовался метод матрицы переноса.

Уравнение Пуассона решалось методом конечных разностей. Оно является нелинейным, более того, связь концентрации электронов (3) с потенциалом определяется решением уравнения Шредингера и не является локальной. В результате использование простых итерационных схем решения оказывается неэффективным.

Для существенного улучшения ситуации можно воспользоваться процедурой улучшения сходимости, предложенной в [7]. Хотя этот метод не имеет строгого обоснования, он основывается на простых физических соображениях, заключающихся во введении зависящей от координаты в соответствии с квадратом модуля ВФ плотности состояний. Концентрация на j -й итерации при этом определяется выражением

$$n^{j+1}(x) = \frac{m_n k T}{\pi \hbar^2} \sum_i |\Psi_i^j(x)|^2 \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{F - E_c^{j+1}(x) - \tilde{E}_i^j(x)}{k T} \right) \right], \quad (6)$$

где $\tilde{E}_i^j(x) = E_i^j - E_c^j(x)$ – зависящая от координаты энергия. Введение этого параметра делает аргумент функции распределения также зависящим от координаты через E_c (как и в классическом случае). При $E_c^{j+1} = E_c^j$ эта зависимость исчезает и (6) переходит в (3), т.е. при достижении сходимости мы получаем правильный результат. В процессе же итераций собственное значение энергии как бы зависит от локального значения потенциала, и для решения нелинейного уравнения (2) можно использовать метод Ньютона. Скорость счета можно увеличить, вводя два

вида итераций: внешние, на которых итерируется уравнение Шредингера, и внутренние, на которых решается уравнение Пуассона. При этом $n(x)$ определяется из (6) при значениях E_i , полученных на предыдущей внешней итерации. Увеличение суммарной скорости счета в этом случае обусловлено тем, что решение уравнения Шредингера на собственные значения является существенно более трудоемкой процедурой, чем решение уравнения Пуассона, требующее нескольких внутренних итераций (менее пяти). При этом количество внешних итераций для достижения точности в потенциале 10^{-5} в большинстве случаев не превышает десяти (по сравнению с несколькими сотнями в простейшей итерационной схеме со стабилизационным параметром γ).

В результате решения системы (1), (2) мы получаем распределение $E_c(x)$ и значения ВФ для подзон размерного квантования электронов, исходя из которых, следуя [8], вычисляем времена межподзонной релаксации τ_{if} (i – начальное состояние, f – конечное) с участием оптических фононов:

$$\frac{1}{\tau_{if}} = \frac{m_f e^2 \eta \omega}{2 \hbar^3 \varepsilon_p} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int_0^{2\pi} \frac{I^{if}(Q, k_i, k_f)}{Q} d\theta, \quad (7)$$

где m_f – эффективная масса конечного состояния; $\hbar\omega$ – энергия оптического фонона; $N_q = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$; верхний знак (+) соответствует испусканию, нижний (–) – поглощению оптического фонона;

$$I^{if}(Q, k_i, k_f) = \iint \psi_{ik_i}(z) \psi_{ik_f}(z') \exp(iQ|z - z'|) \times \psi_{ik_f}(z) \psi_{ik_i}(z') dz dz'; \quad (8)$$

$$Q = (k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta)^{1/2}; \quad \varepsilon_p^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}; \quad (9)$$

ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости,

Для интерпретации результатов экспериментов по фотолуминесценции (ФЛ) на основе вычисленного распределения $E_c(x)$ находим потенциал для дырок

$$E_{hh}(x) = E_g(x) - E_c(x), \quad (10)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны. Решив уравнение Шредингера для (10) (аналогичное (1)), получим распределение ВФ для дырок $\Psi_{hk}(x)$ и интеграл перекрытия

$$I_{nk} = \int_0^D \Psi_{en} \Psi_{hk} dx, \quad (11)$$

величина которого определяет интенсивность межзонного перехода, т. е. интенсивность сигнала ФЛ.

На основе моделирования структур, а также результатов выполненных ранее исследований межзонной ФЛ в структурах GaAs/AlGaAs с сильно асимметричными по высоте барьерами [9–11] были сконструированы многопериодные структуры двух типов.

Структуры первого типа предназначались для исследований межзонной ФЛ, а также спектроскопии возбуждения и кинетики ФЛ и содержали следующие слои (в направлении подложки): верхний защитный легированный Si слой n^+ -GaAs ($N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 20 нм; легированный Si высокий барьер n^+ -Al_{0.35}Ga_{0.65}As ($N_D = 3.2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) толщиной 30 нм; активный элемент, вклю-

чающий в себя: 1) легированный Si высокий барьер n^+ -Al_{0.35}Ga_{0.65}As ($N_D = 1.1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) толщиной 5 нм; 2) КЯ GaAs шириной 8.2 нм; 3) разделительный высокий барьер i -Al_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 1.4 нм; 4) КЯ GaAs шириной 4.9 нм, легированную Si ($N_D = 1.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$); 5) разделительный высокий барьер i -Al_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 3.0 нм; 6) КЯ GaAs шириной 2.5 нм; 7) низкий барьер i -Al_{0.09}Ga_{0.91}As толщиной 36 нм; 8) высокий барьер i -Al_{0.35}Ga_{0.65}As толщиной 15 нм (активный элемент 1–8 повторялся 70 раз); буферный слой GaAs толщиной 750 нм; обкладочный слой Al_{0.9}Ga_{0.1}As толщиной 5000 нм. Структуры второго типа предназначались для ИК исследований межподзонных переходов.

Оба типа структур содержали повторяющийся 70 раз идентичный активный элемент из трех КЯ, окруженных сильно асимметричными барьерами. Состав каждого периода активного элемента можно было выразить стандартным соотношением 5.0/8.2/1.4/4.9/3.0/2.5/36.0/15.0, где обычным шрифтом указаны ширины высоких барьеров, жирным шрифтом – КЯ и курсивом – низких барьеров. Основное различие между двумя типами структур состояло в необходимости приблизить квантоворазмерную структуру к поверхности для зондирования ее видимым излучением при исследованиях ФЛ (поэтому в структуре первого типа толщина поверхностного герметизирующего слоя GaAs составляла всего 20 нм) и сформировать волновод для ИК излучения в структуре с целью исследования межподзонных переходов (такой волновод в структуре второго типа формировался нижним слоем GaAs толщиной 750 нм и верхним слоем GaAs толщиной 1750 нм).

Структура второго типа фактически является структурой униполярного лазера с межподзонной накачкой излучением CO₂-лазера («фонтанный» лазер). По этой причине расстояние между верхним лазерным уровнем E_3 и основным состоянием E_1 , локализованными в КЯ шириной 8.2 нм, близко к энергии кванта излучения CO₂-лазера (121 мэВ), уровень легирования структуры подобран таким образом, чтобы концентрация N_s носителей в нижней подзоне E_1 составляла 10^{11} см^{-2} , а расстояние между нижней лазерной подзоной E_2 и основным состоянием E_1 было близко к энергии оптического фонона, равной 36 мэВ (для эффективного отвода электронов с нижней лазерной подзоны). Распределение примеси в структуре должно обеспечить условие плоских зон для низкого барьера. Как показывают расчеты, этого удастся добиться, локализовав встроенное поле вне области низкого барьера введением примесей в левый ограничивающий барьер толщиной 5.0 нм и в КЯ шириной 4.9 нм, формирующую лазерный уровень E_2 . Расчетное значение τ_{32} при этом достигло 6.05 пс, что вполне приемлемо, поскольку в стандартной схеме [12], не использующей эффект трансформации размерности электронных состояний, это время составляет 1.5 пс.

Наряду с требованием подавления релаксации между активными уровнями структуры с испусканием оптических фононов необходимо минимизировать время ухода со второго уровня (для этого расстояние между уровнем 2 и уровнем 1, см. рис.1, должно быть близким к энергии оптического фонона) и получить для увеличения усиления достаточно большое ($\sim 200 \text{ \AA}^2$) произведение дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$. При этом $E_{21} = 38.4 \text{ мэВ}$, что несколько выше оптимального значения (36 мэВ). Такой выбор E_{21} был сделан сознательно, чтобы гарантировать быстрое опустошение нижней лазерной подзоны

при отклонении фактических параметров изготовленных структур от номинальных.

Отметим, что полученные оптимальные параметры структур несколько отличаются от параметров исследованных ранее структур с межзонным возбуждением [5], где последовательность слоев была 8.1/1.4/5.2/3.0/2.5/34. Это обусловлено искривлением зон из-за наличия носителей в структуре.

3. Методика эксперимента

Структуры выращивались на установке EPINEAT (Riber) методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (100) GaAs при температуре 610 °С. Установка содержала по два молекулярных источника галлия и алюминия. Для испарения мышьяка применялась молекулярная ячейка фирмы Veeco с крекинг-зоной и вентилем, управляемым от компьютера и позволяющим быстро изменять плотность молекулярного пучка мышьяка. Температура крекинг-зоны была равна 980 °С. Большое внимание уделялось точности калибровок скоростей роста и состава выращиваемых слоев AlGaAs. В качестве калибровочных структур использовались специально выращиваемые двойные брэгговские отражатели GaAs/AlAs с микрорезонатором GaAs, соответствующим длине волны 900 нм. Информация о скоростях роста GaAs и AlAs с погрешностью менее 1% извлекалась из сопоставления экспериментальных и расчетных спектров отражения структур. Кроме того, для слоев с молярной долей Al менее 0.1 использовался метод ФЛ. В последнем случае эпитаксиальная структура содержала относительно толстые (100 нм) слои GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$, ограниченные барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 50 нм. Молярную долю Al определяли по величине сдвига энергетического положения пика ФЛ $Al_xGa_{1-x}As$ относительно полосы ФЛ слоя GaAs с использованием известных соотношений для ширины запрещенной зоны AlGaAs прямозонных составов.

Качество полученных структур оценивалось на рентгеновском дифрактометре PANalytical X'PERT PRO MRD Extended. На рис.2 сопоставлены экспериментальная и расчетная дифракционная кривые качания образца на рефлексе (004). Последняя получена с помощью программы X'PERT Eritaxu. Для большей достоверности к расчетной кривой добавлен фон (100 имп./с) и шум (10 имп./с). Из-за большого числа повторений основной характеристикой кривой качания является присутствие множества сателлитных рефлексов, угловое расстояние между которыми соответствует периоду 76 нм, т.е. номинальному периоду структуры. Основными отличиями эксперимен-

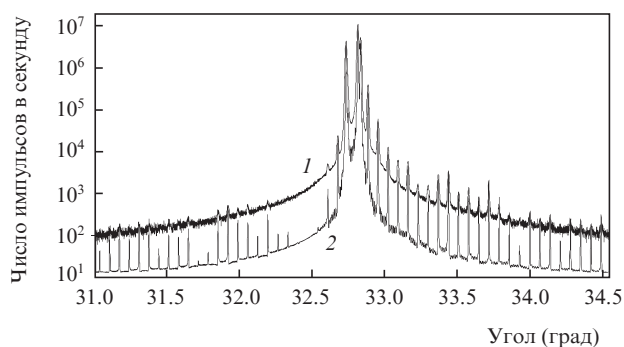


Рис.2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые качания на рефлексе (004).

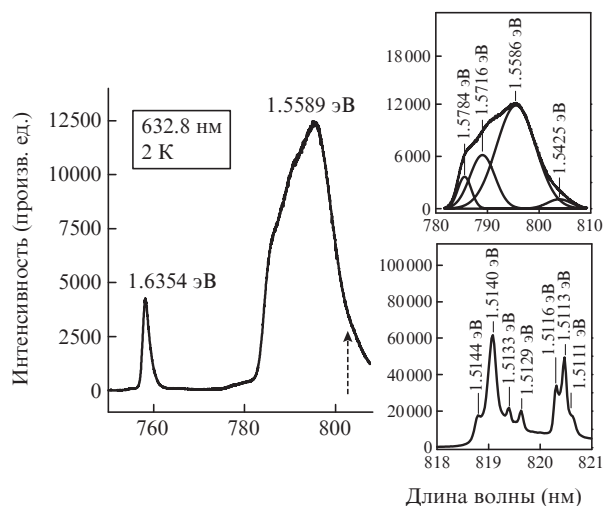


Рис.3. Спектры ФЛ многопериодной структуры GaAs/AlGaAs с асимметричными барьерами. На нижней вставке – спектр буферного GaAs-слоя структуры, на верхней вставке – разложение пика с максимумом при 1.5589 эВ на гауссовы контуры. Штриховой стрелкой отмечена длина волны регистрации спектров возбуждения ФЛ.

тальной кривой от расчетной являются пониженная интенсивность сателлитных рефлексов со стороны малых углов и общее снижение интенсивности сателлитов по мере их удаления от центральных пиков. Это свидетельствует о небольшом «дрейфе» в периодичности структуры, при этом изменение периода не превышает 0.2 нм. Сравнение центральных областей экспериментальной и расчетной кривых качания позволяет заключить, что концентрация алюминия в слоях соответствует заданной.

Межзонные и межподзонные переходы в квантоворазмерных структурах GaAs/AlGaAs, содержащих 70 идентичных активных элементов, исследовались методами стационарной ФЛ, спектроскопии возбуждения ФЛ и ИК фурье-спектроскопии пропускания.

На рис.3 представлены спектры ФЛ структуры, снятые при температуре 2 К и возбуждении излучением He–Ne-лазера с длиной волны 632.8 нм. В спектре буферного слоя GaAs структуры (нижняя вставка) удается разрешить пики переходов между состояниями свободных (1.5144 эВ) и связанных электрона и дырки, а также пики экситонно-примесных комплексов при более низких энергиях, что свидетельствует о высоком качестве выращенных образцов. В спектре доминирует широкий асимметричный пик с максимумом в области 1.5589 эВ, связанный с квантовой областью структуры. При низких температурах основной вклад в уширение пиков ФЛ дают флуктуации толщин квантоворазмерных слоев, которые, в свою очередь, описываются гауссовым распределением. С учетом этого обстоятельство выполнен анализ составляющих пика при 1.5589 эВ с разложением его огибающей на гауссовы контуры (верхняя вставка). Получены четыре пика с максимумами при 1.5425, 1.5586, 1.5716 и 1.5784 эВ. В области 1.6354 эВ в спектре на рис.3 также проявляется пик, природа которого обсуждается ниже.

Для изучения более высоких электронных и дырочных состояний исследуемых структур измерены спектры возбуждения ФЛ многопериодной структуры GaAs/AlGaAs при регистрации в области низкоэнергетического крыла пика 1.5589 эВ на рис.3. Длина волны регистрации отмечена на рис.3 штриховой стрелкой. Пример спектра возбуждения ФЛ, снятого при температуре 2 К, приведен на

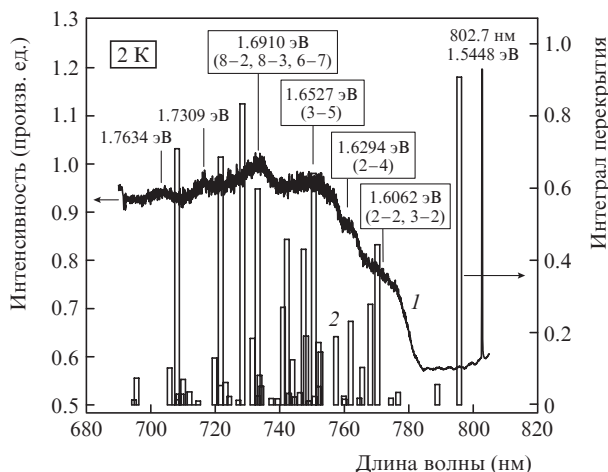


Рис.4. Спектр возбуждения ФЛ многопериодной структуры GaAs/AlGaAs (1) и интегралы перекрытия I_{nk} (2) для структуры с номинальными параметрами.

рис.4 (кривая 1). Спектр регистрировался при энергии 1.5448 эВ и был нормирован на распределение мощности перестраиваемого излучения титан-сапфирового лазера, служившего источником возбуждения. В спектре четко проявились переходы при 1.6062, 1.6294, 1.6527, 1.6910, 1.7309 и 1.7634 эВ.

Межподзонное ИК поглощение многопериодных структур измерялось фурье-спектрометром Tensor 27 (Bruker) при температуре 300 К и спектральном разрешении 1 см^{-1} . В измерениях применялась приставка A121, в которой использовался метод 25-кратного нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) ИК пучка от образца. Геометрия эксперимента изображена на вставке рис.5. ИК излучение падало на рабочую пластину из Ge под углом 45° ; к пластине с двух сторон плотно прижимались полоски квантоворазмерной структуры длиной 48 и 52 мм и шириной 10 мм. На рис.5 приведен спектр поглощения многопериодной структуры GaAs/AlGaAs, полученный из спектра НПВО путем преобразования по следующему алгоритму: Поглощение = НПВО $\times 1000/X$, где X – волновое число. В спектрах проявились полосы поглощения на частотах 1447.0 см^{-1} (179.4 мэВ), 1299.6 см^{-1} (161.2 мэВ), 1106.6 см^{-1} (137.2 мэВ) и 967.3 см^{-1} (120.0 мэВ).

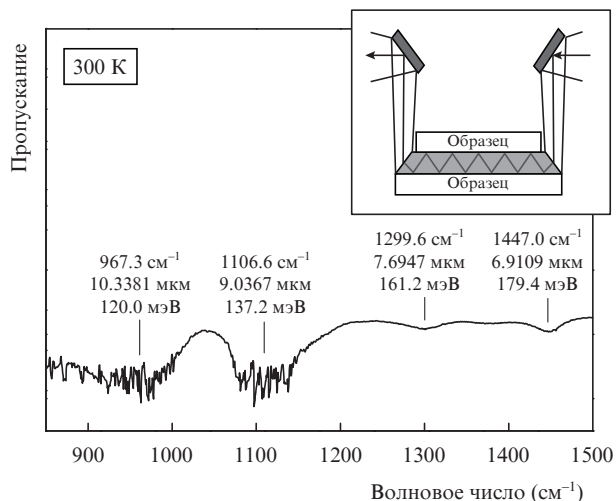


Рис.5. Спектр поглощения многопериодной структуры GaAs/AlGaAs. На вставке – геометрия эксперимента.

4. Обсуждение результатов

С использованием описанной в разд.2 процедуры рассчитан спектр электронных и дырочных состояний и выполнена интерпретация экспериментальных результатов. Для достижения наилучшего согласия с экспериментом параметры структуры при расчетах варьировались. Основной пик ФЛ (верхняя вставка на рис.3) с энергией 1.5586 эВ с учетом энергии связи экситона ($\sim 10 \text{ мэВ}$) хорошо соответствует переходу 1–1 (энергия 1.568 эВ) между состояниями электрона и тяжелой дырки, локализованными в КЯ с номинальной шириной 8.2 нм. Тогда пик 1.5716 эВ соответствует непрямому переходу 1–2 (второе состояние тяжелых дырок преимущественно локализовано в КЯ шириной 4.9 нм). Третий пик в спектре ФЛ при 1.5784 эВ, скорее всего, обусловлен переходом 1–2 в части структуры, расположенной в приповерхностной области, в которой имеется сдвигающее уровни размерного квантования встроенное поле. Четвертый пик в разложении на контуры при 1.5425 эВ имеет незначительную интенсивность, и в дальнейшем его природа не обсуждается. Таким образом, можно сделать вывод, что спектр ФЛ соответствует переходу из основного электронного состояния широкой КЯ с номинальными параметрами. Наличие в спектре ФЛ наряду с основным пиком высокоэнергетического пика 1.6354 эВ может быть обусловлено переходами между состояниями, локализованными в области низкого барьера. При номинальных параметрах структуры этот пик соответствует переходам 2–4 (энергия без учета энергии экситона 1.638 эВ, $I_{24} = 0.23$) и 4–4 (энергия без учета энергии экситона 1.648 эВ, $I_{44} = 0.19$). Электронный уровень 2 частично (с вероятностью $w = 0.1$) локализован в области КЯ шириной 2.5 нм и в области низкого барьера ($w = 0.36$), электронный уровень 4 в основном локализован в области низкого барьера ($w = 0.8$). Дырочный уровень 4 локализован в КЯ шириной 2.5 нм ($w = 0.72$) и в области низкого барьера ($w = 0.24$). Фактически это состояние оказывается изолированным от состояний, локализованных в КЯ шириной 8.2 и 4.9 нм. Именно этим и объясняется наличие переходов с участием обсуждаемого состояния в спектре ФЛ.

На рис.4 положение прямоугольников 2 соответствует расчетным энергиям переходов между состояниями электронов и тяжелых дырок $E_{en} - E_{hk}$ с учетом сдвига на энергию связи экситона. Высота каждого прямоугольника соответствует величине I_{nk} , т.е. пропорциональна интенсивности ФЛ. Из предыдущих результатов следует, что размер широкой (8.2 нм) КЯ в исследуемом образце соответствуют номинальному значению. Поэтому при анализе спектров возбуждения ФЛ мы в основном варьировали параметры низкого барьера. Сопоставление с результатами эксперимента позволяет сделать вывод о том, что наилучшее согласие достигается при номинальных значениях параметров. На рис.4 под энергиями наблюдаемых пиков спектров возбуждения указаны номера электронных и дырочных состояний, участвующих в переходах с близкими к наблюдаемым энергиями. Для нас наиболее значимым является наблюдение переходов с участием электронных уровней 2 и 8, т.к. уровень 8 соответствует верхнему лазерному уровню (уровень 3 на упрощенной схеме, см. рис.1), а 2 – нижнему лазерному уровню.

Таким образом, спектры ФЛ и спектры возбуждения ФЛ удается удовлетворительно описать, исходя из расчетов для структур с номинальными параметрами. Посколь-

Табл.1. Энергии уровней размерного квантования электронов и области их локализации.

Электронный уровень	Энергия (мэВ)	Вероятность
Низкий барьер		
13	306.3	0.545
12	294.6	0.344
11	263.6	0.853
10	228.6	0.882
9	196.6	0.878
7	168.0	0.886
6	144.5	0.892
5	126.4	0.885
4	114.3	0.835
3	108.9	0.750
Квантовая яма (8.2 нм)		
8	183.8	0.752
1	63.2	0.887
Квантовая яма (4.9 нм)		
2	103.4	0.503

Табл.2. Сопоставление положений полос поглощения и энергий межподзонных переходов.

Полоса поглощения (мэВ)	Энергия перехода (мэВ)	Номера состояний
179.4	180.2	4–12
	179.8	5–13
161.2	161.7	6–13
	160.3	2–11
137.2	137.2	5–11
	138.3	7–13
120.0	120.7	1–8
	119.1	6–11
	122.4	8–13

ку при интерпретации этих экспериментов остается некоторая неопределенность, связанная с учетом энергии связи экситонов, представляется интересным сопоставить расчет с результатами измерений межподзонного ИК поглощения.

В табл.1 даны расчетные значения энергий уровней размерного квантования электронов и вероятности их нахождения в соответствующих слоях. Исходное состояние 1 для межподзонного возбуждения и состояние, формирующее верхний лазерный уровень 8, локализованы, в основном, в первой КЯ (8.2 нм), состояние, соответствующее нижнему лазерному уровню 2, локализовано во второй КЯ (4.9 нм), состояния 3–7 и 9–13 формируют квазинепрерывный спектр.

В табл.2 представлены энергии наблюдаемых полос поглощения и расчетные энергии перехода. Видно хоро-

шее соответствие наблюдаемых значений и результатов расчета. Переходы с участием состояний 3, 9 и 10 лежат вне диапазона, в котором выполнены измерения.

Данные табл.2 свидетельствуют о хорошем соответствии между результатами экспериментов и расчетами при номинальных значениях параметров структуры. Это позволяет надеяться на возможность подавления в данной структуре безызлучательной релаксации с верхнего лазерного уровня.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведено моделирование потенциального профиля и времен релаксации лазерного элемента с сильно асимметричными по высоте барьерами. Оптимизированы параметры, обеспечивающие подавление безызлучательной межподзонной релаксации. Изготовлены экспериментальные образцы с многократным повторением оптимизированного активного элемента. Проведены исследования спектров ФЛ, спектров возбуждения ФЛ и ИК поглощения. Сопоставление результатов эксперимента с расчетами продемонстрировало хорошее согласие полученных данных. Это свидетельствует о том, что приготовленная структура пригодна для дальнейших экспериментов, непосредственно нацеленных на получение лазерной генерации.

Авторы благодарят В.П.Мартовичко за проведение рентгеноструктурных исследований.

1. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Chu S.N.G., Cho A.Y. *Science*, **264**, 553 (1994).
2. Lyakh A., Maulini R., Tsekoun A., Go R., Pflügl C., Diehl L., Wang Q.J., Capasso F., Kumar N., Patel C. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 141113 (2009).
3. Julien F.H., Sa'ar A., Wang J., Leburton J.-P. *Electron. Lett.*, **31**, 838 (1995).
4. Gauthier-Lafaye O., Boucaud P., Julien F.H., Sauvage S., Cabaret S., Lourtioz J.-M., Thierry-Mieg V., Planel R. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3619 (1997).
5. Aleshchenko Yu.A., Капаев V.V., Копяев Yu.V., Korniyakov N.V. *Nanotechnology*, **11**, 206 (2000).
6. Капаев В.В., Копяев Ю.В. *Письма в ЖЭТФ*, **65**, 188 (1997).
7. Pacelli A. *IEEE Transactions on Electron. Devices*, **44**, 1169 (1997).
8. Ferreira R., Bastard G. *Phys. Rev.*, **40**, 1074 (1989).
9. Алещенко Ю.А., Казаков И.П., Капаев В.В., Копяев Ю.В. *Письма в ЖЭТФ*, **67**, 207 (1998).
10. Алещенко Ю.А., Жуков А.Е., Капаев В.В., Копяев Ю.В., Копьев П.С., Устинов В.М. *ЖЭТФ*, **125**, 879 (2004).
11. Алещенко Ю.А., Жуков А.Е., Капаев В.В., Копяев Ю.В., Копьев П.С., Устинов В.М. *ФТП*, **42**, 856 (2008).
12. Gauthier-Lafaye O., Sauvage S., Boucaud P., Julien F.H., Glotin F., Prazeres R., Ortega J.-M., Thierry-Mieg V., Planel R. *J. Appl. Phys.*, **83**, 2920 (1998).