

Оптическое усиление в структурах с квантовыми точками на основе InAs/InGaAs. Эксперименты и теоретическая модель

П.Г.Елисеев^{*/**}, Х.Ли^{**}, Г.Т.Лиу^{**}, А.Штинц^{**}, Т.С.Ньювел^{**}, Л.Ф.Лестер^{**}, К.Дж.Меллой^{**}

Зависимость модового оптического усиления от тока в InAs/InGaAs-структурах с квантовыми точками, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, получена при экспериментальном исследовании сверхнизкопороговых лазерных диодов. Рекордно малый порог инверсии при комнатной температуре составил около 13 А/см². Предложена теоретическая модель, описывающая оптическое усиление за счет переходов между основными состояниями в квантовой точке. Эффективное сечение усиления оценено величиной $\sim 7 \cdot 10^{-15}$ см².

Ключевые слова: квантовые точки, сверхнизкопороговые лазерные диоды, оптическое усиление.

Введение

Квантоворазмерные структуры пониженной размерности имеют определенные преимущества в ряде применений [1, 2]. В лазерных диодах с квантовыми точками (КТ) в активной области достигается наиболее низкий порог генерации среди всех полупроводниковых лазеров, работающих при комнатной температуре [3–6]. В структурах типа DWELL (dot-in-a-well – точки в яме) с InGaAs-квантовой ямой в активной области, содержащей один слой самоорганизованных InAs-квантовых точек, была получена пороговая плотность тока 26 А/см² [5].

Каждая КТ представляет собой атомоподобный объект с дискретным энергетическим спектром. Межзонное излучение КТ с наименьшей энергией принято называть излучением *основного состояния*, что соответствует переходам между основным состоянием электрона в яме зоны проводимости и основным состоянием дырки в яме валентной зоны (см. рис. 1). Мы используем эту терминологию для обозначения длинноволновой полосы излучения КТ, обеспечивающей достижение наиболее низкого порога.

Если плотность тока достаточно велика, но генерация отсутствует (ввиду высоких оптических потерь в резонаторе диода), излучение и усиление появляются в спектральных полосах так называемых *возбужденных состояний*, имеющих пик при более высокой энергии фотона. Например, в DWELL-лазерах с непокрытыми гранями [6] генерация в полосе основного состояния наблюдается только в длинных (более 1.5 мм) резонаторах и имеет энергию фотона около 1 эВ. Первая возбужденная полоса соответствует энергии 1.07 эВ.

Эволюция интенсивности излучения и оптического усиления с током являются важными характеристиками для конструирования лазеров на КТ. В данной статье представлены результаты экспериментальных исследо-

ваний и модель на основе скоростных уравнений, описывающая концентрации носителей в КТ и окружающей квантовой яме. Установлено соотношение между концентрацией носителей в основном состоянии и плотностью тока инжекции, а также рассчитано модовое усиление при низком уровне накачки с учетом эффективного сечения усиления и расчетного фактора оптического ограничения. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями порогового усиления от тока, полученными для трех различных типов сверхнизкопороговых лазеров на основе КТ.

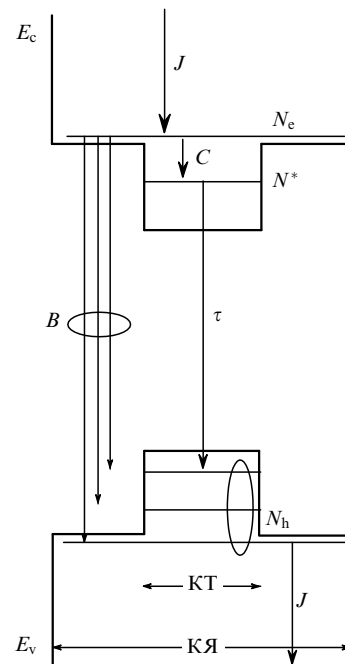


Рис. 1. Энергетическая схема переходов в лазере на квантовых точках (DWELL-структура). Рассматриваются одиночные верхний и нижний рабочие уровни КТ. Обозначения переходов: J – электронные переходы накачки; C – коэффициент захвата электронов из квантовой ямы (КЯ) на КТ; τ – рабочие переходы в КТ; B – коэффициент паразитной рекомбинации электронов в квантовой яме с дырками в яме и на КТ; N^* – концентрация верхних рабочих состояний в КТ.

^{*}Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 117924 Россия, Москва, Ленинский просп., 53

^{**}Center for High Technology Materials, University of New Mexico, 1313 Goddard, SE Albuquerque, NM 87106, USA

Табл.1. Параметры изученных МЛЭ-структур.

Структура	M	d (нм)	Двумерная плотность КТ (10^{10} см^{-3})	Трехмерная плотность КТ (10^{16} см^{-3})	Доля In в DWELL-слое	λ (нм)
SDWELL-577	1	10	2.5	2.5	0.15	1246
MDWELL-638	3	9.6	2.5	2.6	0.15	1250
SDWELL-432	1	10	7.5	7.5	0.20	1230

Примечания: M – число DWELL-слоев в структуре; d – толщина индивидуального DWELL-слоя; λ – центральная длина волны лазерного излучения.

1. Образцы и измерения

Образцы, использованные в данной работе, представляли собой сверхнизкопороговые лазерные диоды с широким (100 мкм) резонатором, которые изготавливались из трех эпитаксиальных структур с InAs-КТ, зарощенных в InGaAs-квантовых ямах. Две из структур (SDWELL) содержали одиночные слои КТ, третья (MDWELL-638) – три активных DWELL-слоя, разделенных слоями GaAs толщиной по 10 нм. Соответствующие данные приведены в табл.1. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках из GaAs в условиях, обеспечивающих самоорганизованный рост InAs-КТ. Типичные размеры индивидуальных КТ составляли ~15 нм в диаметре основания и ~7 нм в высоту. Плотность КТ определялась с помощью атомно-силовой микроскопии на параллельных структурах, которые не были зарощены материалами квантовой ямы и верхних слоев. Волноводные (GaAs) и активные слои не были легированы, обкладочный слой $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ легировался Ве с p -стороны и Si – с n -стороны. Полная толщина волновода для всех структур была одинакова (230 нм).

Из обработанных структур скальванием изготавливались лазерные диоды с длиной резонатора 285–7800 мкм. Пороговая плотность тока и оптическая мощность лазерных диодов с резонаторами разной длины (без торцевых покрытий) были измерены для получения коэффициента внутренних потерь в каждой структуре и зависимости модового усиления от плотности тока. Наиболее низкая пороговая плотность составила 21 А/см^2 в длинном диоде из структуры 577 со сколотыми гранями и 16 А/см^2 – в диоде с высокоотражающими покрытиями на торцах. Другие оптические характеристики лазерных диодов из этих структур приведены в [5,6].

2. Экспериментальные результаты

Для получения зависимости модового усиления от плотности тока инжекции J измерялась зависимость порогового тока от длины резонатора L в лазерных диодах с плоским резонатором. Внешние потери рассчитывались по простой формуле $(1/L) \ln(1/R)$, причем френелевский коэффициент отражения R брался для границы полупроводник – воздух. Коэффициент внутренних оптических потерь α_1 был определен из зависимости обратной внешней дифференциальной эффективности от L , которая близка к линейной в области $4 \text{ мм} < L < 1 \text{ мм}$. Самое низкое значение α_1 (1.3 см^{-1}) было получено в лазерах из структуры 432; в лазерах из структур 577 и 638 α_1 составило 1.5 см^{-1} .

На рис.2 показаны зависимости относительной спектральной плотности спонтанного излучения I и модового усиления g_{mod} от плотности тока. Плотность спонтанного излучения достигает насыщения уже при токе выше 30

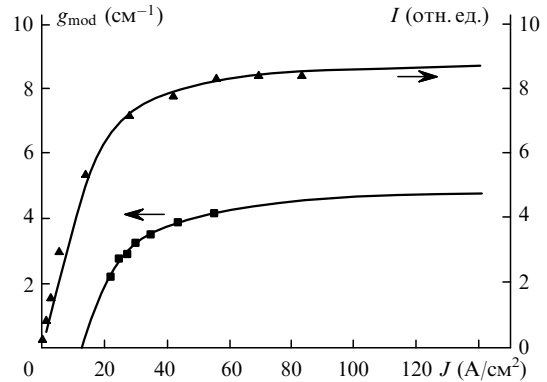


Рис.2. Зависимости относительной спектральной плотности спонтанного излучения I и модового усиления g_{mod} от плотности тока J для образца из структуры SDWELL-577; кривые – расчет.

А/см^2 . Модовое усиление также испытывает существенное насыщение. Сплошные кривые для указанных величин рассчитаны согласно представленной ниже теоретической модели с подгонными параметрами, одинаковыми для спонтанного излучения и усиления. Зависимости модового усиления от тока для диодов из разных эпитаксиальных структур показаны на рис.3.

3. Модель усиления

3.1. Вводные замечания

В детальной кинетической модели необходимо иметь дело с многочисленными переменными – концентрациями избыточных носителей в нескольких состояниях в КТ (включая основное и возбужденные состояния, нейтральные и заряженные состояния), а также в квантовой яме и волноводных слоях. В данной статье нас интересуют стационарные населенности электронного (верхнего) и дырочного (нижнего) основных состояний, которые да-

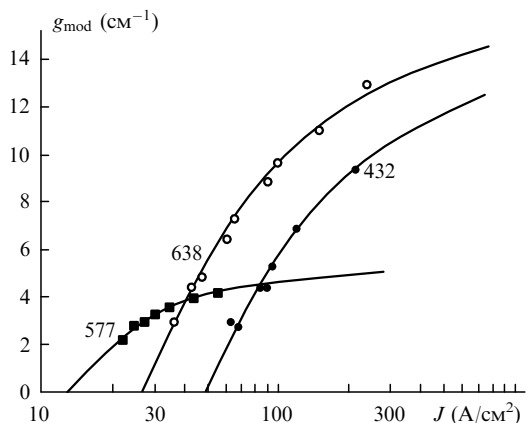


Рис.3. Зависимости модового усиления g_{mod} от плотности тока J в лазерах на КТ из трех эпитаксиальных структур (номера структур указаны около кривых).

ют вклад в лазерную генерацию. В рассматриваемой модели мы ограничиваемся относительно низким уровнем накачки, достаточным для инвертирования населенностей основных состояний. В этом случае можно пренебречь детальным распределением избыточных носителей по более высоким энергетическим состояниям.

Мы считаем, что эти носители пребывают в резервуаре (для определенности – в электронных состояниях в квантовой яме) и могут накапливаться там в существенном количестве. Электроны из резервуара захватываются на верхнее состояние КТ (это – *полезный* процесс) или рекомбинируют с любыми дырками (это – *паразитный* процесс). Вынужденное излучение в полосе основного состояния обусловлено только полезным процессом. Эффективный коэффициент захвата C введен для описания скорости полезного процесса (обратная эмиссия электронов в квантовую яму предполагается, но не рассчитывается). Все рекомбинационные процессы, которые не дают вклада в вынужденное излучение, описываются эффективным рекомбинационным коэффициентом B . Эти переходы показаны на диаграмме рис.1.

Электроны, захваченные КТ, создают населенность верхнего рабочего состояния, которое характеризуется единым временем жизни τ . Концентрация верхних рабочих состояний N^* является наиболее важной величиной. Мы предполагаем, что дырки легко заселяют нижнее рабочее состояние, так что концентрация инвертированных КТ равна N^* . Таким образом, положительное усиление достигается тогда, когда больше половины имеющихся верхних состояний заселено электронами. Мы не рассматриваем энергетическое распределение по уширенной полосе основных состояний и отклонение от нейтральности КТ, а также пренебрегаем избыточными носителями в волноводных слоях (предполагается, что приток носителей происходит непосредственно в квантовую яму). Эти упрощения представляются обоснованными для малого уровня накачки, но должны быть пересмотрены при произвольной накачке.

Известны другие подходы к расчету усиления в КТ-лазерах [7–12]. В недавней публикации по анализу усиления в лазерных структурах на КТ [12] было использовано эмпирическое приближение

$$g(J) = g_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\gamma(J - J_0)}{J_0} \right] \right\}, \quad (1)$$

где g_0 – максимальное усиление; γ и J_0 – подгоночные параметры (γ – коэффициент, близкий к единице, J_0 – порог инверсии). Используемая нами модель на основе скоростных уравнений не противоречит более общей модели случайного заселения (СЗ), представленной в работе [10]. В нашем случае резервуар носителей находится в InGaAs-квантовой яме, и целью расчета является только населенность основного состояния. СЗ-модель была предложена для соответственного описания населенности возбужденных состояний, не равной нулю при ненасыщенной населенности основного состояния. В нашей модели канал паразитной рекомбинации включает рекомбинацию через возбужденные состояния, и соответствующий выбор параметров приводит к ненулевому вкладу паразитной рекомбинации.

3.2. Уравнения

Мы рассматриваем скоростные уравнения для трех переменных концентраций: N^* (концентрация КТ в верх-

нем рабочем состоянии), N_e (концентрация электронов в квантовой яме) и N_h (полная концентрация дырок в активной области). Другие используемые параметры таковы: N^o – концентрация КТ в нижнем рабочем состоянии; N_{qd} – полная (трехмерная) концентрация КТ; τ – время жизни верхнего состояния КТ; B – коэффициент рекомбинации электронов в квантовой яме со всеми дырками; C – коэффициент захвата электронов из квантовой ямы на верхнее состояние КТ; d – толщина квантовой ямы; J – плотность тока инжекции.

В этой модели мы полагаем, что N^* относится к активным частицам и что их распад соответствует полезному излучению и усилению. Параметры N_e и N_h описывают носители обоих знаков, не включенные в полезные переходы, и их рекомбинация соответствует паразитному каналу потерь мощности. Здесь мы должны отметить, что данная модель позволяет поменять местами N_e и N_h . Таким образом, мы не настаиваем на том, что именно инжектированные электроны поделены между рабочими состояниями (N^*) и состояниями в резервуаре (N_e). В принципе инжектированные дырки могут быть поделены таким же образом. Модель включает в себя предположение, что носители одного сорта поделены между разными состояниями, образующими конкурентные каналы распада.

Скоростные уравнения представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dN^*}{dt} &= -\frac{N^*}{\tau} + CN_e N^o, \\ \frac{dN_e}{dt} &= \frac{J}{ed} - N_e(CN^o + BN_h), \\ \frac{dN_h}{dt} &= \frac{J}{ed} - BN_h N_e - \frac{N^*}{\tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

Мы рассматриваем стационарные условия ($d/dt = 0$) и принимаем, что $N^* + N^o = N_{qd}$ (единственное электронное состояние). Чтобы учесть тенденцию к электронной нейтральности в активной области, считаем также, что $N_e + N^* = N_h$. Для удобства вводим нормированные переменные и параметры $z = N^*/N_{qd}$, $G = J\tau/(edN_{qd})$, $A = 1/(C\tau N_{qd})$, $T = \tau BN_{qd}$. Заметим, что z – доля электронов в верхнем состоянии, которая может изменяться от нуля (полностью свободные состояния) до единицы (полностью заселенные состояния). При фиксированном τ малое значение T соответствует высокоэффективному лазеру. Предпочтительнее также иметь малое значение A , поскольку в этом случае велика эффективность захвата частиц на КТ.

3.3. Решение

Стационарное решение системы (2) в виде

$$G = z \left[1 + ATz(1 + A - z)/(1 - z)^2 \right] \quad (3)$$

имеет следующие частные случаи: при $G \ll 1$ параметр $z \sim G$ (линейный режим) и при $G \gg 1$ параметр $z \sim 1$ (режим, соответствующий насыщению усиления, когда усиление асимптотически приближается к максимальному значению). Последнее отвечает полной инверсии уровней основных состояний – все КТ находятся в верхнем состоянии. Модель учитывает, что при дальнейшем увеличении тока расход мощности происходит посред-

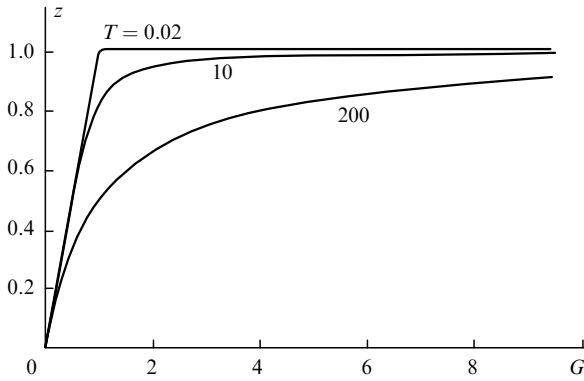


Рис.4. Расчетные зависимости относительной концентрации z инвертированных КТ от относительной скорости накачки G при $A = 0.005$ и $\tau = 1$ нс.

вом других механизмов рекомбинации, поскольку канал рекомбинации через основные состояния насыщен.

Расчетные кривые z как функции относительной скорости накачки показаны на рис.4. Величина z растет линейно с G при малых A и T до $z \approx 1$ и затем остается почти постоянной при $G > 1$. При больших T кривые сглаживаются, и z приближается к единице при существенно больших G . Отметим, что это поведение есть собственное свойство населенности КТ (вне режима вынужденного излучения) и не имеет отношения к динамическому насыщению в лазерном режиме. Равновесное поглощение в полосе основных состояний есть σN_{qd} , где σ – эффективное сечение усиления/поглощения индивидуальной КТ. Следовательно, оптическое усиление изменяется от $-\sigma N_{qd}$ при $z \approx 0$ до $\sim \sigma N_{qd}$ при $z \rightarrow 1$. Усиление как функция z может быть записано в виде соотношения

$$g(z) = 2\sigma N_{qd}(z - 0.5), \quad (4)$$

и при $z \geq 0.5$ имеет место инверсия.

Чтобы рассчитать модовое усиление, используем волноводную модель и найдем фактор оптического ограничения Γ для квантовой ямы в предположении, что материальное усиление $g(z)$, создаваемое КТ, относится ко всему слою квантовой ямы. В этом случае модовое усиление

$$g_{mod}(z) = \Gamma g(z). \quad (5)$$

Для однослойной SDWELL-структуры расчетное $\Gamma = 0.0302$, для трехслойной MDWELL-структуры – 0.0906. Зависимость расчетного модового усиления от тока накачки получена затем по формулам (4), (5) с подстановкой z из численного решения формулы (3). Расчеты проведены в соответствие с экспериментальными результатами с использованием подгоночных параметров σ , A и T .

На рис.5 представлены расчетные зависимости нормированного модового усиления $\Gamma g(z)/(\sigma N_{qd})$ от относительной скорости накачки. Форма кривых и порог инверсии зависят от параметров A и T . Усиление очень резко насыщается при малых A и T и замедленно – при больших A и T . Увеличение этих параметров соответствует росту вклада паразитной рекомбинации. Здесь же показана зависимость $1 - \exp[-(G - 1)]$, которая использовалась ранее для эмпирической подгонки экспериментальных данных [12]. Эта кривая описывает ограничение усиления с быстрым насыщением, но заметно завышает поглощение при $G < 1$.

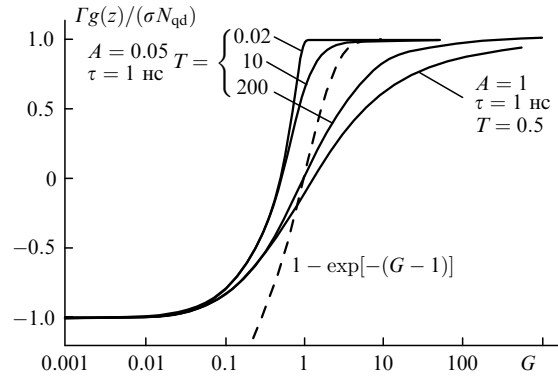


Рис.5. Расчетные зависимости нормированного на максимальное значение относительного усиления $\Gamma g(z)/(\sigma N_{qd})$ от относительной скорости накачки G ; $1 - \exp[-(G - 1)]$ – эмпирическая кривая.

4. Обсуждение

Подгонка экспериментальных данных расчетными кривыми (см. рис.2, 3) позволяет оценить порог инверсии и максимальное усиление, создаваемое основными состояниями КТ (табл.2). Видно, что минимальный порог инверсии $J_0 = 13$ А/см² достигается в лазерных диодах из структуры 577, что является, насколько нам известно, рекордно низким порогом для всех полупроводниковых лазеров, работающих при комнатной температуре. В такой структуре обеспечивается довольно малое модовое усиление (не более 5.4 см⁻¹), так что генерация в основной полосе достигается только в высокодобротных лазерах (с длинным резонатором или с высокоотражающими покрытиями).

Минимальная пороговая плотность тока, полученная в этой серии лазерных диодов путем оптимизации зеркал, составила 16 А/см². Более высокое усиление достигнуто в структурах MDWELL-638 и SDWELL-432 с большей концентрацией КТ. При увеличении числа КТ в активной среде пороги инверсии и генерации возрастают. Используя расчетный фактор оптического ограничения, мы определили материальное усиление в квантовой яме, создаваемое основными переходами. Это позволило оценить эффективное сечение σ усиления в КТ в диапазоне $6.9 \cdot 10^{-15} - 7.2 \cdot 10^{-15}$ см².

Параметры кинетической модели A и T также приведены в табл.2. Коэффициент C оценен из A как $(2 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$ см³/с. Это соответствует времени захвата электронов около 200 пс в пределе малой накачки и при $N_{qd} = 2.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Другая оценка получена для коэффициента паразитной рекомбинации: $B = (2.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-8}$ см³/с. Это эффективное значение включает в себя не только излучательные, но и безызлучательные процессы (при малой накачке).

Табл.2. Параметры, полученные из анализа экспериментальных данных.

Структура	J_0 (А/см ²)	g_{max} (см ⁻¹)	σ (10 ⁻¹⁵ см ²)	A	T
SDWELL-577	13	5.43	7.17	0.2	0.4
MDWELL-638	25.7	17	7.21	0.5	0.4
SDWELL-432	50	15.6	6.89	0.5	0.4

Примечание: g_{max} – максимальное модовое усиление.

Заключение

Из экспериментальных данных по влиянию длины резонатора на пороговый ток в сверхнизкопороговых лазерных диодах на основе InAs/InGaAs-структур с КТ, выращенных методом МЛЭ, получена зависимость модового усиления от тока. Минимальный порог генерации при комнатной температуре составил 16 А/см². Усиление в полосе основных состояний в диапазоне 1230–1250 нм асимптотически приближается к максимальному значению, соответствующему полной инверсной населенности рабочих состояний. Из максимального усиления определено среднее эффективное сечение, относящееся к основным состояниям InAs-КТ в квантовой яме из InGaAs. Оно составило около $7 \cdot 10^{-15}$ см². В этом приближении мы считаем, что σ является сечением взаимодействия излучения с атомоподобной КТ и не рассматриваем объем квантовой точки. Соответственно квантовая яма рассматривается в качестве активной среды с определенной концентрацией КТ.

Предложенная теоретическая модель описывает усиление как функцию тока. Она легко позволяет получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по усилению и найти важные характеристики InAs-КТ – минимальный порог инверсии (~ 13 А/см²) и коэффициент захвата C носителей, релаксирующих в основное состояние ($\sim 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с). Таким образом, мы считаем, что рассмотренная модель пригодна для описания режима малого уровня накачки (ниже полной инверсии населенности основных состояний).

Авторы благодарят Г.А.Смолякова из ЦВТМ Университета Нью-Мексико за численные расчеты волновода.

1. Arakawa Y., Sasaki H. *Appl.Phys.Letts*, **40**, 939 (1982).
2. Елисеев П.Г., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **11**, № 1, 178 (1984).
3. Hirayama H., Matsunaga K., Asada K., Suematsu Y. *Electron.Letts*, **30**, 142 (1994).
4. Kirstaedter N., Ledentsov N.N., Grundmann M., Bimberg D., Ustinov V.M., Ruvimov S.S., Maximov M.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Richter U., Werner P., Goesele U., Heydenreich J. *Electron.Letts*, **30**, 1416 (1994).
5. Liu G.T., Stintz A., Li H., Malloy K.J., Lester L.F. *Electron.Letts*, **35**, 1163 (1999).
6. Lester L.F., Stintz A., Li H., Newell T.C., Pease E.A., Fuchs B.A., Malloy K. *IEEE Photon.Technol.Letts*, **11**, 931 (1999).
7. Asada M., Miyamoto Y., Suematsu Y. *IEEE J.Quantum.Electron.*, **22**, 1915 (1986).
8. Mukai K., Ohtsuka N., Shoji H., Sugawara M. *Appl.Phys.Letts*, **68**, 3013 (1996).
9. Kirstaedter N., Schmidt O.G., Ledentsov N.N., Bimberg D., Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Zhukov A.E., Maximov M.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. *Appl.Phys.Letts*, **69**, 1226 (1996).
10. Grundmann M., Bimberg D. *Phys.Rev.B*, **55**, 9740 (1996).
11. Asryan V., Suris R.A. *Semicond.Sci.Technol.*, **11**, 554 (1996).
12. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Ledentsov N.N., Tsatsul'nikov A.F., Maximov M.V., Shernyakov Yu.M., Kopchatoiv V.I., Lunev A.V., Kop'ev P.S., Bimberg D., Alferov Zh.I. *Semicond.Sci.Technol.*, **14**, 118 (1999).

P.G.Eliseev, H.Li, G.T.Liu, A.Stintz, T.C.Newell, L.F.Lester, K.J.Malloy. Optical gain in InAs/InGaAs quantum dots structures. Experiments and theoretical model.

The dependence of modal optical gain on current density in MBE-grown InAs/InGaAs quantum dot structures is obtained from experimental study of ultra-low-threshold laser diodes. The record lowest room-temperature inversion threshold is found to be ~ 13 А/см². The theoretical model is proposed describing the optical gain related to the ground-state transitions in QDs. The gain cross-section for the ground-state emission is estimated as $\sim 7 \cdot 10^{-15}$ см².