

# Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек для систем оптической связи

А.Е.Жуков, А.Р.Ковш

*Рассматриваются основные технологические и физические аспекты инжекционных лазеров в системах оптической связи спектрального диапазона 1.2–1.3 мкм, в которых в качестве активной области используются массивы самоорганизующихся полупроводниковых квантовых точек InAs/InGaAs на подложках GaAs. Демонстрируется возможность одновременной генерации большого числа продольных мод с высоким уровнем мощности и низким уровнем шумов и обосновывается применимость подобных лазеров в системах со спектральным уплотнением каналов, основанных на частотном разделении выходного лазерного спектра.*

**Ключевые слова:** квантовые точки, квантовые ямы, коэффициент усиления, спектр излучения, оптическая связь.

## 1. Введение

В общем случае для оптической связи требуется источник лазерного излучения с длиной волны, которой соответствуют минимальные оптические потери в среде распространения. Поэтому основное внимание уделяется лазерным диодам, излучающим в С-диапазоне длин волн (1530–1565 нм). Именно в этом диапазоне благодаря низким потерям (менее 0.2 дБ/км) в оптическом волокне работают системы дальней связи. В то же время для оптической связи средней дальности (десятки километров и менее) весьма привлекательным является спектральный О-диапазон (1.26–1.36 мкм). Использование длин волн, близких к нулевой дисперсии групповых скоростей (около 1310 нм в стандартном одномодовом световоде) позволяет повысить частоту передачи бита информации. Для оптической связи на сверхмалых расстояниях (в пределах оптоэлектронного чипа) перспективным является применение SiGe-волноводов, захороненных в кремниевой подложке под кремниевыми транзисторными интегральными схемами. Такие волноводы с содержанием Ge около 2%–5% прозрачны для излучения с длиной волны более 1.2 мкм (технология изготовления планарных SiGe-волноводов в кремниевой матрице описана, например, в [1]). Их использование в процессорах ЭВМ позволит существенно повысить тактовую частоту, преодолев проблемы, связанные с электрической передачей сигнала. Все это обуславливает повышенный интерес к разработке лазерных диодов с рабочей длиной волны в диапазоне около 1.2–1.3 мкм.

Хорошо развитая технология полупроводниковых лазеров на спектральную область 1.55 мкм основана на применении InGaAsP- или InGaAlAs-гетероструктур на подложках InP. Длительное время эти же материалы рас-

сматривались в качестве единственных кандидатов и для лазерных источников, работающих на более коротких длинах волн. Однако более коротковолновые лазеры в этой системе материалов характеризуются низкой температурной стабильностью, что обусловлено уменьшением разрывов зон на гетерограницах. Так, в случае InP-лазеров на  $\lambda = 1.3$  мкм энергетический зазор между квантовой ямой (КЯ) и наиболее широкозонным соединением составляет всего 0.4–0.45 эВ, а характеристическая температура порогового тока обычно равна 60 К для InGaAsP/InP [2] и 90–110 К для InGaAlAs/InP [3]. В то же время лазеры на подложках GaAs (область 0.98 мкм), для которых разрыв запрещенной зоны составляет около 0.55 эВ, имеют существенно более высокие типичные значения  $T_0$  (~150 К), а рекордные значения  $T_0$  превышают 300 К [4].

Гетероструктуры на подложках GaAs позволяют преодолеть проблему теплового выброса носителей заряда [5] благодаря возможности использования широкозонных эмиттерных слоев AlGaAs или In(Al)GaP. Основная трудность при разработке лазеров спектрального диапазона 1.2–1.3 мкм именно на подложках GaAs заключается в отсутствии соединений с подходящей шириной запрещенной зоны, согласованных по параметру решетки с GaAs. Напряженные КЯ вследствие ограничений, накладываемых границей бездислокационного роста на содержание в них In и их толщину, оказываются неспособными обеспечить длину волны, заметно превышающую 1.2 мкм [6]. В то же время оказалось, что для продвижения в этот спектральный диапазон весьма привлекательно использование самоорганизующихся квантовых точек (КТ) InAs. Это позволяет сочетать возможность достижения требуемой длины волны в лазерах на подложках GaAs со всеми преимуществами, ожидаемыми для лазера с активной областью на основе нуль-мерной квантовой системы [7]. В частности лазеры на основе КТ позволяют достичь одновременной генерации большого числа продольных мод, обладающих высокой мощностью и низким уровнем шумов. Подобные лазеры могут найти применение в системах оптической связи со спектральным уплотнением каналов, позволяя избежать многих трудностей, свя-

**А.Е.Жуков.** Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Россия, 194021 Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3; e-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

**A.R.Kovsh.** Innolume GmbH, Konrad-Adenauer-Allee 11, 44263, Dortmund, Germany

занных с использованием традиционных одночастотных лазерных диодов.

## 2. Формирование самоорганизующихся квантовых точек

Плотность состояний двумерной КЯ представляет собой ступеньку высотой  $m/(\pi\hbar^2)$ , начинающуюся от энергии квантовой подзоны (здесь  $m$  – эффективная масса). Таким образом, носители заряда могут заселять состояния в широком интервале энергий выше края подзоны. Плотность тока прозрачности (т.е. тока, необходимого для достижения инверсии населенности активной области) задается высотой ступеньки плотности состояний, умноженной на тепловое уширение функции Ферми, и составляет при комнатной температуре примерно  $50 \text{ А/см}^2$ . Поскольку плотность состояний практически не зависит от структурных параметров КЯ, последнюю нельзя сконструировать так, чтобы обеспечить заметно меньшее значение плотности тока прозрачности.

В то же время плотность состояний массива КТ определяется поверхностной плотностью массива  $n_{\text{QD}}$ , которая, вообще говоря, может быть сколь угодно малой. Например, в случае абсолютно однородного массива КТ плотность состояний может быть представлена в виде дельта-функции  $2n_{\text{QD}}\delta(E - E_{\text{QD}})$ , находящейся на квантовом уровне  $E_{\text{QD}}$ . Следовательно, подобрав соответствующим образом плотность массива КТ, можно достичь меньшей плотности тока прозрачности по сравнению со случаем двумерной КЯ. Так, для поверхностной плотности массива  $n_{\text{QD}} \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$  плотность тока прозрачности может быть  $\sim 5 \text{ А/см}^2$ . Другим важным преимуществом лазера на основе идеального массива КТ является температурная нечувствительность порогового тока, являющаяся следствием узкого (по сравнению с тепловой энергией) распределения плотности состояний.

Поиск метода, пригодного для формирования однородных массивов бездефектных полупроводниковых объектов достаточно малого размера, был в конце 80-х – начале 90-х гг. XX века одним из основных направлений развития полупроводниковой технологии синтеза материалов. Впервые наблюдавшаяся в 1984 г. [8] самоорганизация напряженных островков, часто также называемая ростом по механизму Странского – Крастанова, на сегодня является наиболее успешной практической технологией формирования КТ, свойства которых близки к идеальным. Массив самоорганизующихся КТ формируется при эпитаксиальном осаждении тонкого слоя InAs на подложку GaAs. Рассогласование постоянных решеток в этой системе составляет около 7%. Возможность частичной релаксации упругих напряжений на вершинах трехмерных островков и является движущей силой для формирования массива КТ по достижении критической толщины в 1.7 монослоя ( $\sim 0.5 \text{ нм}$ ). В зависимости от условий осаждения и количества осажденного InAs типичные размеры КТ составляют в основании 8–15 нм при высоте 3–5 нм; плотность массива при этом равна  $(3 - 5) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (рис.1).

Квантовые точки InAs остаются упругонапряженными (бездислокационными) в узком диапазоне эффективных толщин (от 1.7 до 3–3.5 монослоя), так что точный контроль количества осажденного материала представляется весьма важным. В связи с этим молекулярно-лучевая эпитаксия является удобным методом их синтеза

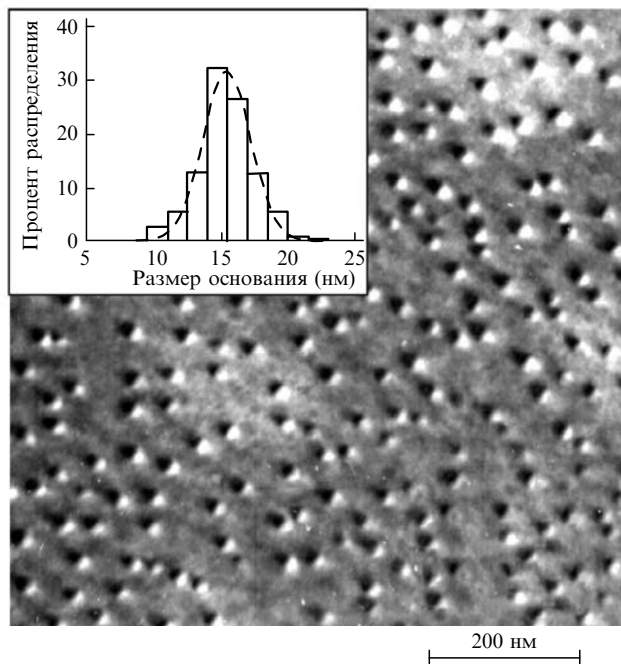


Рис.1. Светлопольное изображение планарной геометрии, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии в рефлексе ( $g = 220$ ) структуры с КТ. Квантовые точки сформированы осаждением 3.5 монослоев InAs в матрице GaAs. Плотность массива  $(3.7 \pm 0.4) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . На вставке – гистограмма распределения КТ по размерам основания  $15.4 \pm 2.1 \text{ нм}$ .

благодаря низким скоростям роста слоев (типичная скорость осаждения InAs составляет около  $0.025 \text{ нм/с}$ ), быстрому переключению потоков и возможности визуального наблюдения процесса формирования массива КТ по изменению картины дифракции быстрых электронов, возникающей при их отражении от поверхности роста. Для достижения высокой интенсивности люминесценции КТ чрезвычайно важны высокая чистота загружаемых материалов и атмосферы вакуумной камеры, поскольку КТ обычно осаждаются при низких (около  $480^\circ \text{C}$ ) температурах, позволяющих избежать переиспарения и перемешивания осажденного материала.

Управление длиной волны излучения КТ InAs в матрице GaAs может быть осуществлено изменением  $Q_{\text{QD}}$  – эффективной толщины осажденного InAs (рис.2,а), и других условий осаждения (например, температуры роста). Большая эффективная высота КТ по сравнению с высотой двумерной КЯ позволяет достичь длины волны излучения  $\sim 1.2 \text{ мкм}$  при комнатной температуре [9]. Дальнейшее увеличение длины волны ограничено снижением интенсивности люминесценции островков большего размера вследствие пластической релаксации напряжений.

Продвинуться в более длинноволновый диапазон позволило формирование КТ более крупного размера в режиме атомно-слоевой эпитаксии (АСЭ), т.е. поочередного осаждения элементов [10, 11]. Однако сформированные этим методом КТ с длиной волны вблизи  $1.3 \text{ мкм}$  характеризуются малой поверхностной плотностью [12], которая в 3–5 раз ниже типичных значений для самоорганизующихся КТ на GaAs, выращенных в стандартном режиме эпитаксиального роста. Избежать этого недостатка позволяет использование массивов КТ, помещенных в более узкозонную (по сравнению с GaAs) матрицу [13]. Например, заравнивание массива КТ InAs сло-

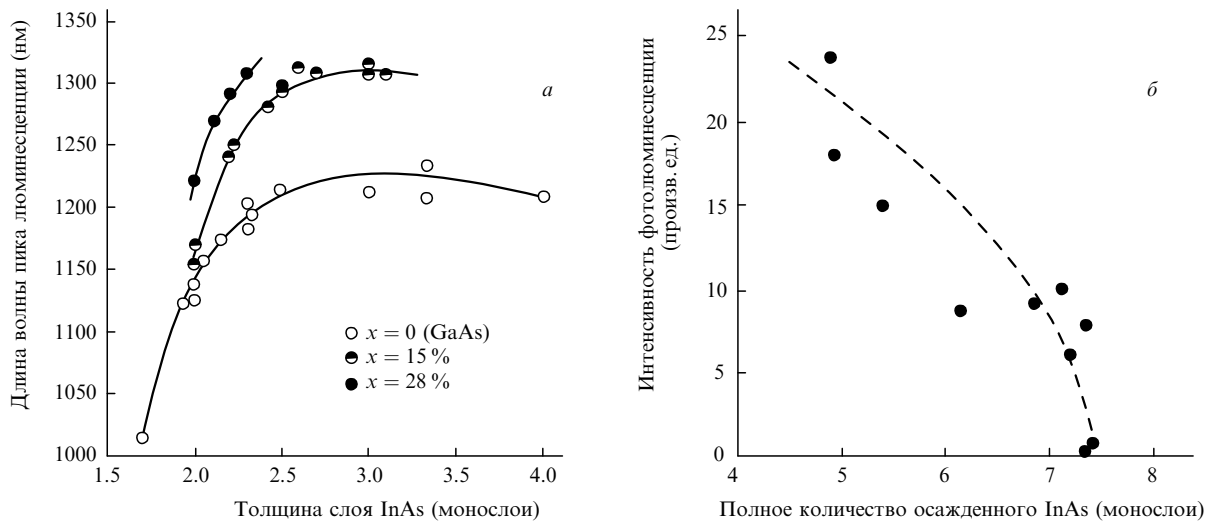


Рис.2. Зависимость длины волны максимума фотолюминесценции КТ, покрытых слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  различного состава, от толщины осажденного слоя  $\text{InAs}$   $Q_{\text{OD}}$  (а) и зависимость интенсивности фотолюминесценции КТ с длиной волны излучения  $\sim 1.3$  мкм от полного количества осажденного  $\text{InAs}$  (б).

ем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \sim 10\% - 20\%$ ) толщиной 4–12 нм позволяет изменять максимум излучения в пределах 1.1–1.34 мкм. Длина волны излучения КТ  $\text{InAs}/\text{InGaAs}$  управляется тремя параметрами: эффективной толщиной  $\text{InAs}$   $Q_{\text{OD}}$ , использованной для формирования островков, а также толщиной квантовой ямы  $L_{\text{QW}}$  и содержанием  $\text{In}$  в яме  $x_{\text{QW}}$ , совместно определяющими эффективную ширину запрещенной зоны ямы. В качестве примера на рис.2,а показано положение пика фотолюминесценции для КТ  $\text{InAs}$ , покрытых слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщиной около 5 нм с содержанием индия 15% или 28%. Видно, что по мере уменьшения ширины запрещенной зоны матрицы, окружающей КТ, происходит сдвиг максимума линии излучения в длинноволновую сторону. Отметим, что на положение линии излучения КТ, помимо ширины запрещенной зоны матрицы, оказывают влияние также некоторые изменения их формы, размеров и состояния напряжения, имеющие место при зарастивании слоем  $\text{InGaAs}$  [14].

Достоинством метода, при котором управление длиной волны КТ осуществляется с помощью изменения химического состава матрицы, является то, что сам массив островков может быть сформирован в условиях, наиболее оптимальных с точки зрения его однородности, интенсивности люминесценции и т. д. Например, одна и та же длина волны может быть достигнута при разном наборе параметров  $Q_{\text{OD}}$ ,  $L_{\text{QW}}$  и  $x_{\text{QW}}$ , однако интенсивность люминесценции и пороговая плотность тока в лазере при этом будут различными. Как оказалось, для достижения наивысшей интенсивности люминесценции в структурах с заданной длиной волны требуется минимизация полного количества осажденного  $\text{InAs}$ ,  $Q_{\Sigma} = Q_{\text{OD}} + L_{\text{QW}}x_{\text{QW}}$  (рис.2,б), т. к. в этом случае снижается полное механическое напряжение и, следовательно, риск формирования дислокаций.

### 3. Пороговая плотность тока и оптическое усиление в КТ-лазере

Лазерная генерация в структуре с самоорганизующимися КТ впервые была продемонстрирована в 1994 г. [15] при температуре жидкого азота. Дальнейшие исследова-

ния лазеров полосковой геометрии [16] выявили насыщение оптического усиления и тепловой выброс носителей в вышележащие энергетические состояния, что проявлялось в резком возрастании пороговой плотности тока при увеличении оптических потерь и/или температуры и в коротковолновом сдвиге длины волны генерации. Ограничение, накладываемое на плотность состояний массива КТ его поверхностной плотностью, приводит к тому, что оптическое усиление приобретает некоторое конечное значение, называемое насыщенным усилением  $G_{\text{sat}}$ . Разброс размеров островков вызывает уширение энергии оптического перехода и пропорциональное снижение величины  $G_{\text{sat}}$ . Экспериментально определенные значения  $G_{\text{sat}}$  на переходе основного состояния в длинноволновых лазерах на основе КТ  $\text{InAs}/\text{InGaAs}$  в пересчете на один ряд КТ лежат в диапазоне  $3 - 6 \text{ см}^{-1}$  [17–19] в зависимости от режимов формирования КТ и конструкции оптического волновода. Большая энергия локализации приводит к существованию, кроме основного оптического перехода  $G_S$ , нескольких возбужденных состояний  $E_S$ , оптические переходы которых следуют друг за другом примерно на одинаковом энергетическом расстоянии около 70 мэВ (рис.3,а). Если оптические потери в лазерном резонаторе превышают насыщенное усиление основного оптического перехода, то лазерная генерация происходит на меньшей длине волны возбужденного оптического перехода, характеризующегося большим насыщенным усилением (рис.3,б).

Поскольку для практических применений наибольший интерес представляет лазерная генерация на самом длинноволновом (основном) оптическом переходе, было предложено несколько способов увеличения насыщенного усиления в КТ-лазере, включая формирование более плотных или более упорядоченных массивов КТ. Однако легче всего реализуемым на практике оказалось использование в активной области лазера нескольких рядов КТ, что позволило увеличить насыщенное усиление в разы. Расчет зависимости пороговой плотности тока от числа рядов КТ, базирующийся на современных представлениях о значениях плотности тока прозрачности и насыщенного усиления, приходящихся на один ряд КТ, представлен на рис.4,а для различных значений полных оп-

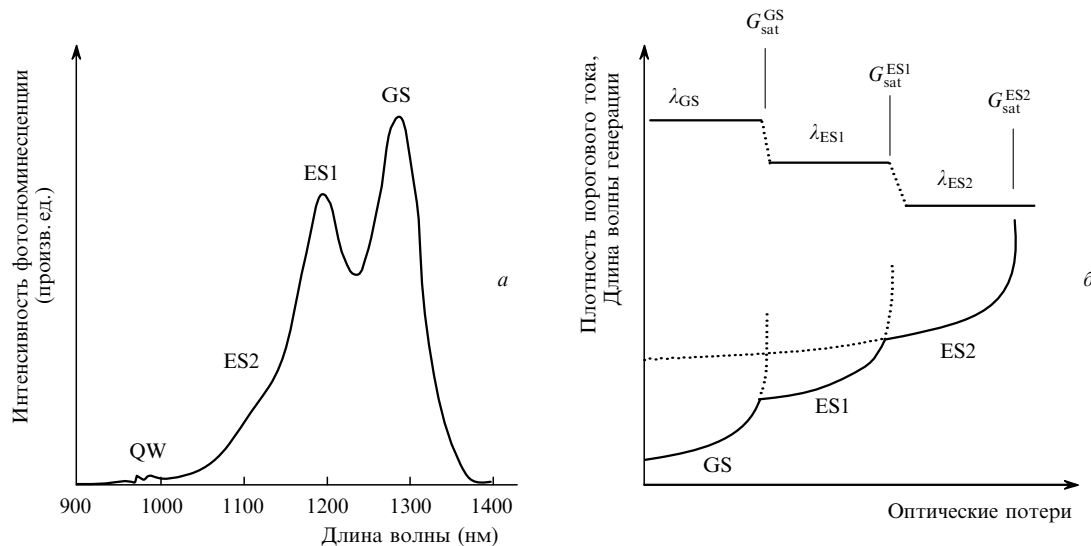


Рис.3. Спектр фотолуминесценции массива КТ InAs/InGaAs, иллюстрирующий оптические переходы с возбужденных состояний (а), и схема зависимости пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации от оптических потерь с учетом основного и возбужденных оптических переходов.

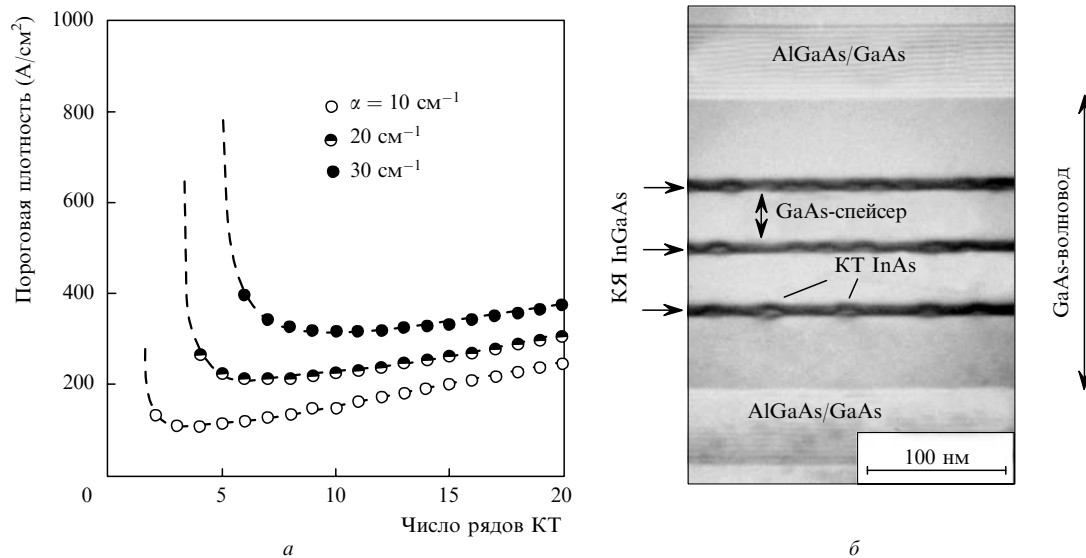


Рис.4. Расчетные зависимости пороговой плотности тока при генерации через основное состояние ( $\lambda \sim 1.3$  мкм) от числа рядов КТ при различных полных потерях в лазерном резонаторе (а) и полученное методом просвечивающей электронной микроскопии изображение сечения лазерной структуры с тремя рядами КТ InAs/InGaAs (б).

тических потерь  $\alpha$ . Наличие минимума в этой зависимости обусловлено тем, что при изменении числа рядов КТ масштабируется не только величина  $G_{\text{sat}}$ , но и полная плотность тока прозрачности [17]. Видно, что при типичных для полосковых лазеров значениях  $\alpha \sim 20 - 30 \text{ см}^{-1}$  оптимальное число рядов составляет  $\sim 10$ .

Последовательное формирование нескольких рядов КТ возможно, если они разделены прослойками ненапряженного материала, так называемыми спейсерами [20] (рис.4,б). Применение многослойных массивов, излучающих в области около 1 мкм, позволило в лазере на основе КТ снизить пороговую плотность тока при комнатной температуре примерно до  $100 \text{ А/см}^2$  и впервые достичь непрерывного режима генерации [21].

Лазерная генерация на  $\lambda = 1.3$  мкм впервые была продемонстрирована в 1998 г. в структуре с квантовыми точками, сформированными методом АСЭ [22]. Однако низкая поверхностная плотность КТ, существенно ограничивающая оптическое усиление, вынудила сосредото-

чить усилия на развитии лазеров, в которых используются квантовые точки InAs, помещенные в квантовую яму InGaAs. Генерация при комнатной температуре с использованием КТ InAs/InGaAs была получена в 1999 г. [23, 24], а вскоре был достигнут и непрерывный режим генерации [25]. Однако длина волны первых таких лазеров составляла 1.24–1.25 мкм, и попытки ее дальнейшего увеличения приводили к заметному росту пороговой плотности тока (рис.5,а) вследствие формирования дефектов в сильно напряженной активной области. К настоящему времени граница низкороговой лазерной генерации продвинута до 1.33 мкм благодаря обсуждавшейся выше оптимизации многослойных массивов КТ и снижению напряжения в каждом из слоев.

Более длинноволновые КТ, содержащие больше напряженного материала, требуют более широких спейсерных слоев. Кроме того, увеличение толщины последних приводит к снижению фактора оптического ограничения для боковых рядов, лежащих вдали от центра волновода.

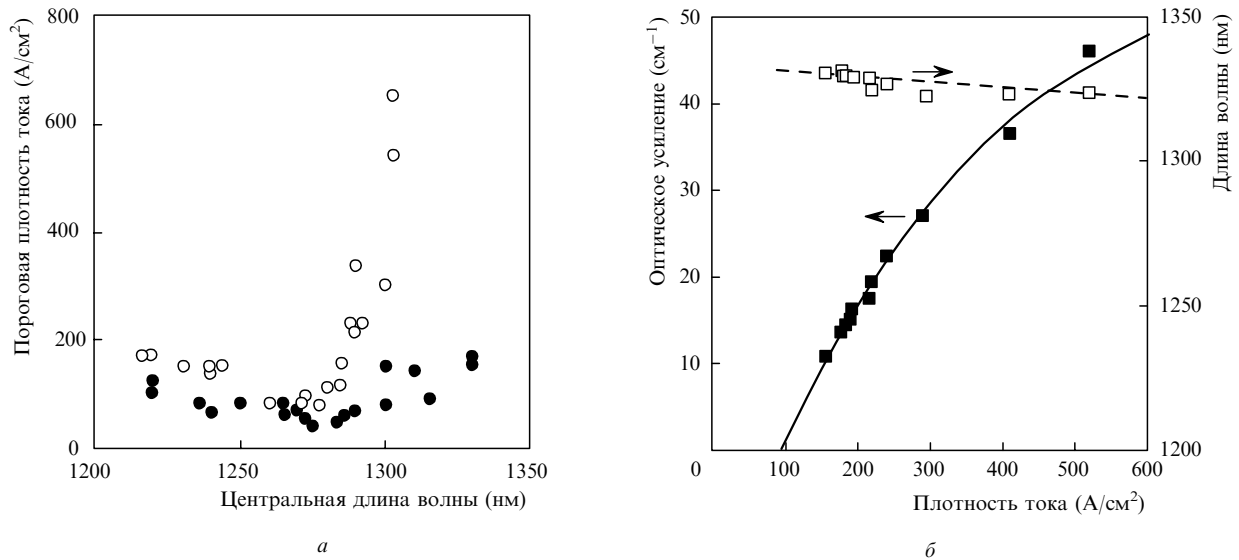


Рис.5. Зависимости наименьшей пороговой плотности тока от длины волны генерации для различных лазеров на основе КТ InAs/InGaAs полученные в начальных экспериментах (белые кружки) и при оптимизации параметров активной области (черные кружки) (а), а также зависимости оптического усиления и длины волны генерации от плотности тока накачки для лазера на основе 10 рядов КТ (б).

На сегодня представляется оптимальным использование спейсеров толщиной 30–35 нм в структуре с 10 рядами КТ. На рис.5,б показана зависимость оптического усиления, а также длины волны генерации от тока накачки для лазера с такой активной областью [26]. Видно, что наибольшее оптическое усиление составляет 45–46 см<sup>-1</sup>, длина волны при этом может превышать 1.32 мкм.

Высокое оптическое усиление подобной активной области позволяет использовать конструкции лазерных диодов с большими потерями на вывод излучения. Благоприятным является и то обстоятельство, что в должным образом оптимизированных лазерах на основе КТ внутренние оптические потери снижаются при увеличении насыщенного усиления [27], а также при увеличении энергии локализации [28]. На рис.6 показана экспериментальная зависимость внутренних потерь от числа рядов КТ в лазерах, излучающих в спектральной области 1.3 мкм. В лазере с 10 рядами КТ внутренние потери составляют всего 1.2 см<sup>-1</sup>, что в сочетании с внутренней дифференциальной эффективностью, превышающей 90 %, позволяет достичь высокой внешней дифференциальной эффективности (вплоть до 88 % [29]), рис.6.

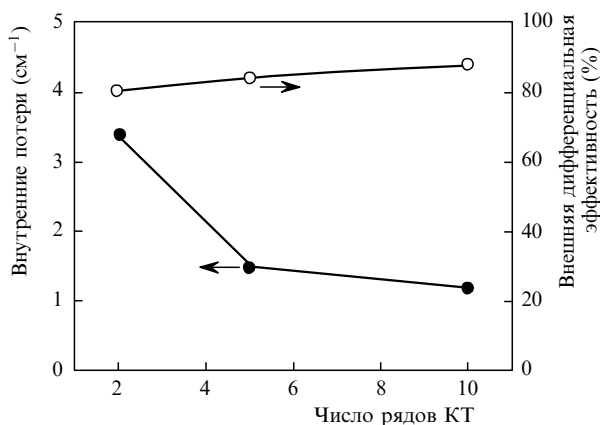


Рис.6. Зависимости внутренних потерь (черные кружки) и максимальной внешней дифференциальной эффективности (белые кружки) от числа рядов КТ в активной области лазеров с длиной волны ~1.28 мкм.

Если же потери на вывод излучения малы вследствие применения резонатора большой длины и/или высокоотражающих зеркал, использование в активной области лазеров массивов длинноволновых КТ позволяет достичь чрезвычайно низкой пороговой плотности тока. Так, общалось о пороговой плотности тока 24 и 25 А/см<sup>2</sup> в лазерах длиной 19.2 и 14.2 мм с  $\lambda = 1.285$  и 1.32 мм соответственно [30, 31]. Рекордно низкая пороговая плотность тока (19 А/см<sup>2</sup>) была достигнута в полосковом лазере на  $\lambda = 1.33$  мкм с оксидированными слоями и высокоотражающими покрытиями граней (внешняя дифференциальная эффективность лазера составляла 2 %) [32]. Эти значения пороговой плотности являются самыми низкими для всех полупроводниковых лазеров полосковой конструкции, работающих при комнатной температуре. Предыдущий рекорд, принадлежавший лазеру на КЯ, составлял ~50 А/см<sup>2</sup> [33, 34]. Подчеркнем, что снижение пороговой плотности тока в лазерах, работающих в режиме низких потерь, достигается благодаря не только низкой плотности электронных состояний в массиве КТ, но и большой длине волны генерации этих лазеров, означающей сильную локализацию основного состояния по отношению к окружающей матрице.

Применение резонаторов длиной несколько миллиметров имеет принципиальное значение для лазеров с синхронизацией мод, поскольку частота следования импульсов  $F$  обратно пропорциональна длине резонатора. Так, для достижения  $F = 5$  ГГц (рис.7,а) требуется длина резонатора около 8 мм. Получение достаточно мощных коротких импульсов с частотой следования 5–10 ГГц открывает дорогу для использования лазеров с синхронизацией мод в качестве генераторов тактовой частоты в микросхемах с оптической передачей сигнала [35]. Лазеры на основе КТ являются превосходными кандидатами для подобных применений, т. к. их низкие внутренние потери позволяют получить приемлемую внешнюю эффективность даже при использовании длинных резонаторов, а низкая плотность электронных состояний дает возможность легко просветлить пассивную область с КТ.

Пассивный режим синхронизации мод в КТ-лазере впервые был продемонстрирован в 2001 г. ( $F = 7.4$  ГГц)

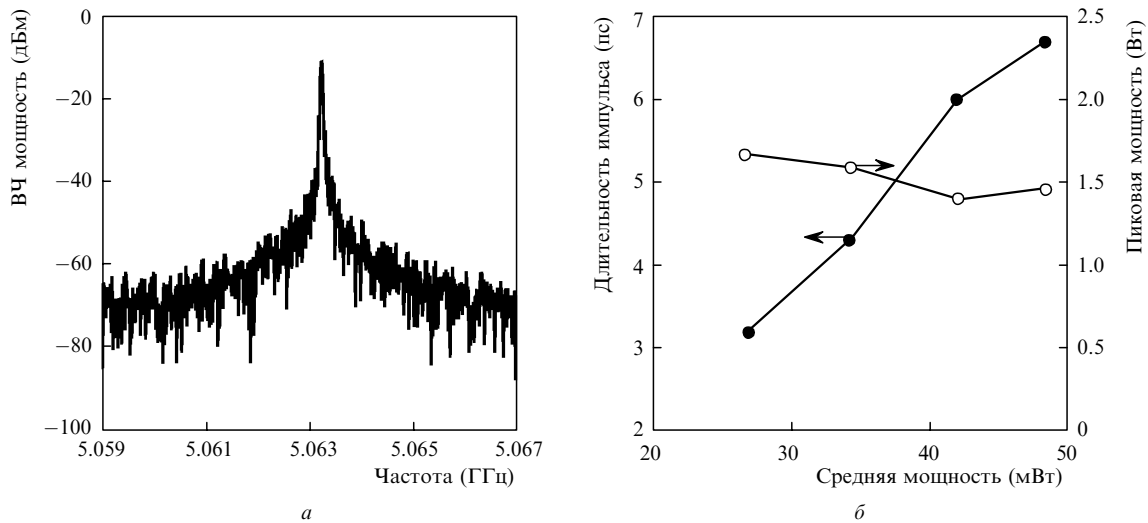


Рис.7. Частотный спектр (а) и зависимость длительности (черные кружки) и мощности (белые кружки) импульсов от средней мощности излучения КТ-лазера с пассивной синхронизацией мод (б).

[36], а гибридный режим синхронизации – в 2003 г. ( $F = 10$  ГГц) [37]. Наибольшая на сегодняшний день мощность импульсов в полностью монолитном лазере (1.7 Вт) была достигнута в [38]. На рис.7,б показана зависимость мощности и длительности импульсов от средней мощности, излучаемой лазером. Хотя при увеличении тока, протекающего через активную секцию лазера, средняя мощность возрастает, большие токи накачки приводят к уширению излучаемых импульсов. Эти две тенденции, противоположно влияющие на пиковую мощность, позволяют установить оптимальную рабочую точку лазера в режиме синхронизации мод. Наиболее мощные импульсы достигаются при относительно невысокой средней мощности, при которой ширина импульсов минимальна. Режим синхронизации мод перспективен и для получения импульсов, частота следования которых превышает предельную частоту прямой токовой модуляции. Так, для КТ лазеров сообщалось о достижении частоты следования 50 ГГц [39].

Нужно отметить, что по современной оценке частота прямой модуляции в лучших КТ-лазерах диапазона 1.3

мкм составляет только 7–8 ГГц. С их помощью была продемонстрирована передача информации со скоростью 10 Гбит/с [40, 41]. В отличие от лазеров на основе КЯ, где частота прямой модуляции обычно ограничена частотой релаксационных колебаний, в КТ-лазерах релаксационные колебания сильно подавлены, и ограничение частоты модуляции определяется  $K$ -фактором. Несмотря на относительно небольшую максимальную частоту модуляции, КТ-лазеры имеют важное преимущество по сравнению с лазерами на основе КЯ, заключающееся в высокой температурной стабильности их характеристик. Так, в работе [41] прямая модуляция на скорости 10 Гбит/с была продемонстрирована при фиксированных (без температурной подстройки) токах как смещения, так и модуляции в диапазоне температур  $T = 20 - 90$  °С.

Еще в работе [7] была предсказана независимость порогового тока КТ-лазеров от температуры. Действительно, уже первые лазеры на основе самоорганизующихся КТ продемонстрировали в области низких ( $T < 200$  К) температур близкую к бесконечности [42] и даже

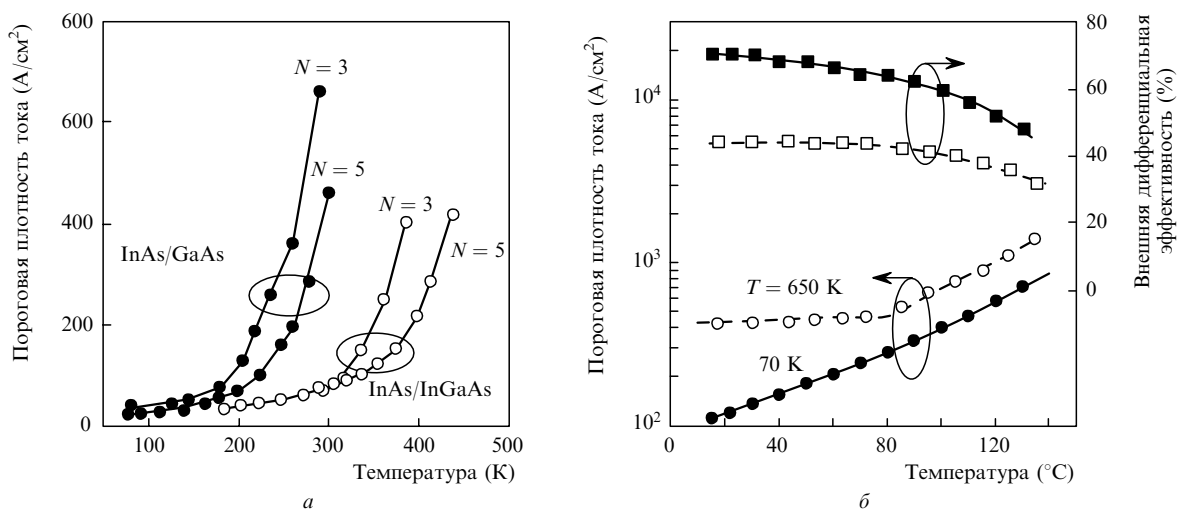


Рис.8. Зависимости пороговой плотности тока от температуры для лазеров с различным числом  $N$  рядов КТ и различным дизайном активной области: черные кружки – КТ InAs в матрице GaAs ( $\lambda \sim 1.05$  мкм), белые кружки – КТ InAs в квантовой яме InGaAs ( $\lambda \sim 1.27$  мкм) (а), а также температурные зависимости пороговой плотности тока (кружки) и внешней дифференциальной эффективности (квадраты) для нелегированной структуры (черные символы) и при уровне р-легирования  $2 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> на один ряд КТ (белые символы).

отрицательную характеристическую температуру [43], т. е. снижение порога генерации с ростом температуры. Однако вблизи комнатной температуры экспериментальные измерения длительное время давали низкие значения характеристической температуры:  $T_0 \sim 50 - 60$  К. Было обнаружено, что с ростом температуры наблюдения высокая температурная стабильность порогового тока сменяется его резким возрастанием, что дает характерный излом на зависимости  $J_{th}(T)$ . Из рис.8,а следует, что область высоких значений  $T_0$  расширяется в сторону больших температур  $T$  при увеличении энергии локализации основного состояния КТ (длины волны генерации), а также насыщенного усиления (числа рядов КТ) [24]. Такое поведение показывает, что существенный вклад в пороговую плотность тока КТ-лазера, во всяком случае в области повышенных температур, может вносить рекомбинация (в том числе безызлучательная) носителей заряда, заселяющих состояния матрицы. Успехи технологии получения многослойных длинноволновых КТ позволили существенно увеличить характеристическую температуру в КТ-лазерах (до  $T_0 = 150$  К для температур  $T \lesssim 80 - 90$  °С [44]).

Применение технологии модулированного легирования [45] позволило существенно повысить температурную стабильность порогового тока. Метод заключается во введении акцепторной примеси в спейсерные слои между рядами КТ, так что уровень р-легирования соответствует нескольким десяткам дырок в пересчете на одну КТ в активной области. Как отмечалось, на снижение температурной чувствительности влияет уменьшение теплового заселения близкорасположенных дырочных подзон в КТ [45], а также снижение темпа оже-рекомбинации [46]. Уже в первых экспериментах была продемонстрирована характеристическая температура, превышающая 200 К в диапазоне измерений  $T = 0 - 80$  °С [47]. Дальнейшая оптимизация позволила добиться полной независимости порогового тока от температуры ( $T_0 = \infty$  до температуры  $T = 75$  °С [46]). На рис.8,б показано, как изменяется ход температурной зависимости пороговой плотности тока КТ-лазера при увеличении уровня р-легирования. Следует, однако, отметить, что возрастание  $T_0$  с ростом концентрации примесей сопровождается увеличением абсолютного значения пороговой плотности тока, а также снижением внешней дифференциальной эффективности вследствие роста внутренних потерь.

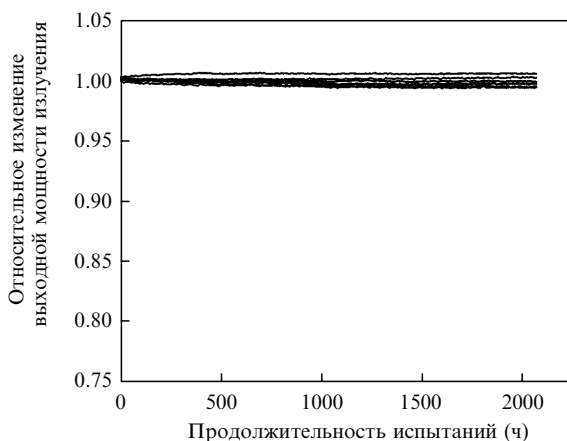


Рис.9. Изменение приведенной выходной мощности группы КТ-лазеров, работающих при  $T = 65$  °С в непрерывном режиме, в течение времени испытания.

Длительное время деградационная устойчивость длинноволновых лазеров на основе КТ вызывала сомнения вследствие значительного механического напряжения активной области. Тесты по ускоренному старению были проведены для 15 лазеров диапазона 1.3 мкм на основе КТ в течение 2070 ч при  $T = 65$  и  $85$  °С и постоянном рабочем токе 350 мА (рис.9) [48]. За время испытаний ни один из лазеров не достиг критерия отказа (уменьшение исходной выходной мощности на 20 %). Оцененный с помощью экстраполяции полученных данных средний срок службы лазеров, работающих при 65 и 85 °С, составил  $1.4 \times 10^5$  и  $3.2 \times 10^3$  ч соответственно. Средний срок службы работающего при нормальных условиях эксплуатации лазера (40 °С), рассчитанный из его температурной зависимости, равен  $1.2 \times 10^6$  ч.

#### 4. Формирование широких спектров усиления и генерации

Лазерная генерация в резонаторе Фабри – Перо возникает на продольной моде, чья длина волны наиболее близка к максимуму спектра усиления в активной области. Однако, если не предприняты специальные меры для осуществления одночастотного режима лазерной генерации, увеличение тока накачки за порогом генерации приводит к возбуждению дополнительных (боковых) мод. В результате растет полная ширина спектра излучения лазера. Многочастотная лазерная генерация обусловлена малым (по сравнению с шириной спектра усиления) спектральным интервалом соседних продольных мод в сочетании с неоднородным насыщением усиления. Последнее явление, известное также как выгорание спектральных провалов, состоит в уменьшении оптического усиления на длине волны лазерной генерации при увеличении числа фотонов в резонаторе. Коротко говоря, образовавшееся в результате акта вынужденного излучения пустое состояние должно быть вновь заполнено носителем заряда, прежде чем сможет произойти излучение следующего фотона. Конечность скорости процесса заполнения состояний может привести к уменьшению числа носителей, способных поддерживать генерацию, что и вызывает уменьшение усиления на данной длине волны, способствуя возбуждению соседних мод.

Ширина спектра многочастотной лазерной генерации не может превосходить ширину спектра оптического усиления. Для достижения широкого спектра усиления в качестве активной области лучше использовать массив самоорганизующихся КТ, чем квантовые ямы. Если заполнением вышележащих состояний можно пренебречь, то при плотности тока накачки, равной удвоенной плотности тока прозрачности, основное состояние массива КТ полностью заселено. При этом ширина спектра усиления равна неоднородному уширению оптического перехода, которое может составлять несколько десятков нанометров. Тот факт, что плотность тока прозрачности определяется только плотностью массива КТ и не зависит от величины неоднородного уширения, позволяет варьировать независимо друг от друга ширину спектра усиления и уровень накачки, при котором данная ширина достигается. К тому же невысокая поверхностная плотность массива КТ позволяет достигать значительной ширины спектра усиления уже при сравнительно низких токах.

Для заметного проявления эффекта неоднородного насыщения усиления скорость заполнения электронных

состояний активной области должна быть в значительной степени снижена. В лазере на основе массива КТ, в противоположность случаю квантовой ямы, имеющие разную энергию электронные состояния принадлежат различным пространственно-разделенным квантовым точкам, входящим в состав массива. Следовательно, процесс заполнения электронных состояний в КТ-лазере может быть в значительной степени подавлен [49], а значит, уширение лазерного спектра может быть существенно больше, чем у лазера на КЯ. Так, время заполнения свободного основного состояния КТ, излучающих в области 1.3 мкм, было оценено в 2.5 пс [50].

В работе [51] приведены спектры генерации КТ-лазера шириной около 50–60 мЭВ при температуре 80 К. В [52–54] были продемонстрированы спектры КТ-лазеров при комнатной температуре, полная ширина которых составляет 8–15 нм. Однако спектральная плотность мощности излучения либо спектральная ширина линии оказывалась недостаточной для практического использования. Нами впервые была продемонстрирована возможность одновременного достижения в полупроводниковом лазере на основе массива самоорганизующихся КТ спектральной ширины линии более 15 нм и спектральной плотности мощности более 10 мВт/нм [55]. Эта комбинация параметров в сочетании с центральной длиной волны около 1.3 мкм делает подобные лазерные источники кандидатами для использования в системах многоканальной оптической связи.

Если почти все КТ массива  $N_{\text{QD}}$  участвуют в лазерной генерации, ширина спектра излучения  $\Delta_{\text{las}}$  будет примерно совпадать со спектральной шириной  $\Delta$  неоднородно уширенного оптического перехода основного состояния. Если же в генерации принимает участие меньшее число КТ ( $N_{\text{las}}$ ), ширина спектра генерации соответственно уменьшается:  $\Delta_{\text{las}} \approx (N_{\text{las}}/N_{\text{QD}})\Delta$ . Число  $N_{\text{las}}$  может быть оценено как отношение тока накачки  $I$  к максимальному току рекомбинации, который может протекать через одну квантовую точку ( $2e/\tau_c$ ), определяемому эффективным временем  $\tau_c$  заполнения частично заселенного основного состояния КТ [50, 56]. В свою очередь средняя спектральная плотность мощности есть отношение полной мощности излучения, зависящей от тока накачки, к ширине спектра генерации.

Из рис.10,а видно, как ток накачки влияет на ширину спектра излучения и спектральную плотность мощности.

С ростом тока накачки ширина спектра излучения увеличивается вследствие выгорания спектральных провалов, одновременно с этим полная излученная мощность также растет. При малых токах (ниже 90 мА) полная мощность растет быстрее ширины спектра, поэтому спектральная плотность мощности увеличивается. При больших токах (свыше 180 мА) выходная мощность и ширина спектра оказываются линейно связанными друг с другом, благодаря чему спектральная плотность мощности насыщается на определенном уровне, который для данного набора параметров составляет около 13 мВт/нм. При этом, как видно из рис.10, спектральная ширина может быть больше 15 нм при условии, что ток накачки превышает 280 мА. Результаты расчетов показывают, что для одновременного достижения высоких значений как ширины спектра генерации, так и спектральной плотности мощности необходимы высокие токи накачки.

Параметры лазерной структуры (поверхностная плотность массива КТ, длина и ширина лазерной полоски и ток накачки) воздействуют на ширину спектра излучения и спектральную плотность мощности как непосредственно, через число КТ в активной области  $N_{\text{QD}}$ , так и опосредованно, через их влияние на пороговую плотность тока и дифференциальную квантовую эффективность. Когда при постоянном токе накачки полное число КТ в активной области лазера тем или иным способом уменьшается, ширина линии излучения увеличивается и одновременно уменьшается спектральная плотность мощности. В качестве примера на рис.10,б проиллюстрировано влияние поверхностной плотности массива КТ на эти характеристики. При эффективной поверхностной плотности КТ в интервале  $(2.9 - 3.7) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (для параметров, использованных в расчете) ширина спектра излучения лазера может превышать 15 нм, а спектральная плотность мощности – 10 мВт/нм. В то же время при меньших значениях  $n_{\text{QD}}$  спектральная плотность мощности оказывается недостаточной, а при больших  $n_{\text{QD}}$  недостаточной оказывается спектральная ширина излучения. При типичной плотности самоорганизующихся КТ около  $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , подходящей к один эпитаксиальный ряд, оптимальное значение  $n_{\text{QD}}$  будет приходиться примерно на семь рядов КТ в активной области лазера.

Экспериментально измеренные спектры лазерной генерации в КТ-лазерах, оптимизированных в соответствии с предсказаниями рассмотренной модели, имели ши-

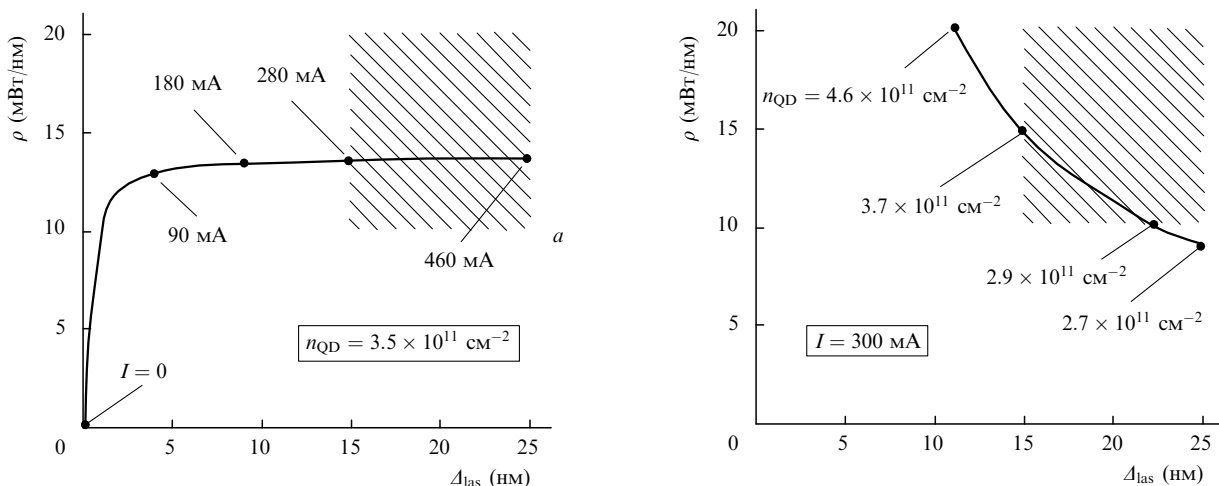


Рис.10. Расчетные зависимости спектральной плотности мощности от ширины спектра излучения при различных значениях тока накачки  $I$  ( $n_{\text{QD}} = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) (а) и эффективной поверхностной плотности массива КТ  $n_{\text{QD}}$  ( $I = 300 \text{ мА}$ ) (б).



рину 17 нм [55] и 26 нм [57] при средней спектральной плотности мощности 10.2–10.4 мВт/нм. Эволюция спектра генерации с током накачки лазерного диода показана на рис.11,а.

Отметим, что эффект уширения линии генерации наблюдается и в лазерах на КЯ, однако, в отличие от лазеров на КТ, для его проявления требуются значительно большие плотности тока накачки. Например, в лазере с InGaAs/GaAs КЯ, излучающей на  $\lambda = 1.04$  мкм, полная ширина линии на половине высоты достигала около 13 нм при плотности тока накачки 67 кА/см<sup>2</sup> [58]. Схожий результат был получен в работе [59] для лазера на 1.55 мкм с квантовой ямой на подложке InP: при плотности тока накачки 74 кА/см<sup>2</sup> полная ширина линии на половине высоты составила около 15 нм. На рис.11,б сравниваются зависимости ширины линии генерации от плотности тока накачки для многочастотных лазеров на основе КТ и КЯ. Видно, что в случае квантовых точек для достижения ширины линии около 15 нм требуется более чем в 20 раз меньшая ( $\sim 3$  кА/см<sup>2</sup>) плотность тока накачки, чем в случае квантовых ям. В существенной степени это обусловлено меньшей плотностью состояний массива КТ.

Как видно из данных, представленных на рис.11,а, при высоких токах накачки в спектре генерации КТ-лазера появляется дополнительная группа продольных мод, спектральное положение которых соответствует длине волны возбужденного оптического перехода ( $\lambda \sim 1.22$  мкм). При дальнейшем увеличении тока накачки мощность излучения основного состояния и его спектральная плотность остаются практически неизменными, а дальнейшее приращение излучаемой мощности происходит благодаря возбужденному оптическому переходу. Одновременная генерация на двух квантовых состояниях в лазерах на основе КТ обусловлена тем, что с ростом накачки концентрация носителей, заселяющих возбужденное состояние КТ, увеличивается постепенно, поскольку основное состояние заполняется относительно медленно [50, 60].

Таким образом, и уширение спектра генерации основного перехода, и появление генерации на возбужденном переходе имеют общую причину. Однако в большинстве

случаев линии генерации, относящиеся к этим двум переходам, сильно разнесены, так что спектр генерации содержит два явно выраженных максимума. В то же время для практических применений было бы весьма желательно иметь спектр генерации с приблизительно однородным распределением плотности мощности по всей ширине. Это может быть достигнуто в том случае, когда оптические переходы основного и возбужденного состояний перекрываются, что, в свою очередь, может иметь место при большой величине неоднородного уширения. В работе [61] была продемонстрирована возможность формирования массивов КТ с помощью циклического монослойного осаждения InAs/GaAs, в результате которого ширина спектра люминесценции достигает 82 нм, а ширина спектра генерации – 20 нм, что обусловлено одновременной перекрывающейся генерацией на двух оптических переходах. Недостатком подобной активной области является короткая длина волны излучения ( $\sim 1.17$  мкм), обусловленная методом формирования.

Плотность состояний массива КТ может быть дополнительно уширена и в случае более длинноволновых квантовых точек, если при осаждении их многослойного массива постепенно, от слоя к слою, изменяется какой-либо параметр, влияющий на спектральное положение центральной длины волны [62]. Таким параметром может служить, например, толщина слоя InGaAs, покрывающего КТ. С помощью этого метода нам удалось достичь ширины спектра лазерной генерации 75 нм на половине высоты [63]. Активная область лазера содержала три группы КТ InAs/InGaAs, различающихся шириной покрывающего слоя InGaAs (1.5, 3 и 4 нм). На рис.12 приведен спектр лазерной генерации при токе 3.7 А (18.5 кА/см<sup>2</sup>), наложенный на спектр электролюминесценции активной области, записанный при малой накачке. Видно, что спектр лазерной генерации содержит спектральные компоненты, обусловленные как основным (GS), так и первым возбужденным (ES1) оптическими переходами. Перекрывание этих переходов благодаря дополнительно внесенному неоднородному уширению, а также примерное выравнивание их интенсивностей при определенной накачке приводит к достижению большой спектральной ширины и высокой однородности спектральной плотно-

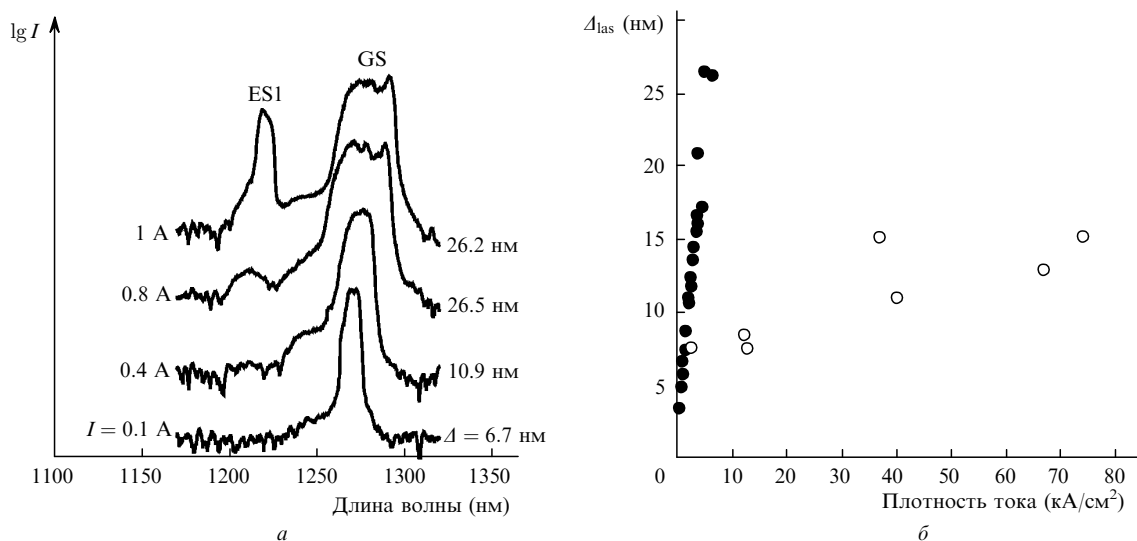


Рис.11. Спектры генерации лазера (4 мкм × 2 мм, 7 рядов КТ), записанные при комнатной температуре со спектральным усреднением 2 нм при различных постоянных токах накачки  $I$  (а) и зависимости ширины линии генерации (на половине высоты) от плотности тока накачки в лазерах с резонатором Фабри–Перо на основе КТ (черные кружки) и КЯ (белые кружки) (б).

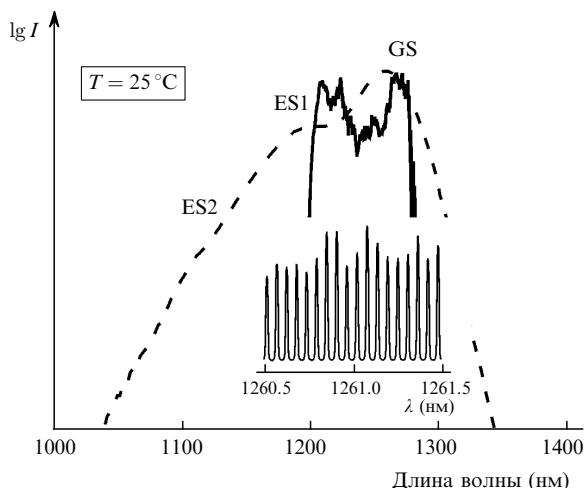


Рис.12. Спектры электролюминесценции (плотность тока 50 А/см<sup>2</sup>) (штриховая кривая) и генерации ( $I = 3.7$  А) (сплошная кривая) лазера, содержащего массив преднамеренно разупорядоченных КТ. На вставке – часть спектра лазерной генерации в непрерывном режиме, записанная с разрешением 0.01 нм.

сти мощности. Полная мощность излучения составляет 750 мВт, а средняя спектральная плотность мощности – 10 мВт/нм. При этом спектральная неоднородность плотности мощности равна 4.5 дБ. На вставке к рис.12 приведен спектр генерации, записанный с высоким спектральным разрешением в непрерывном режиме генерации и состоящий из серии продольных мод резонатора. Это подтверждает, что уширение спектра происходит вследствие возбуждения дополнительных мод, тогда как каждая из мод остается весьма узкой (около 0.015 нм).

### 5. Широкополосные лазерные диоды для систем со спектральным уплотнением каналов

Одновременная передача несколько информационных каналов по одному оптическому волноводу на разных несущих длинах волн позволяет существенно увеличить пропускную способность оптической линии связи. Для спектрального уплотнения каналов (WDM) в настоящее время в качестве оптического источника используют массив одночастотных лазеров, например лазеров с распределенной обратной связью (РОС) (рис.13,а). Однако сложность изготовления одного РОС-лазера, помноженная на их большое число, приводит к высокой стоимости подобных источников излучения и препятствует их широкому распространению для передачи данных на малые и сверхмалые расстояния. Кроме того, длина волны оптического канала задается для каждого одночастотного лазера индивидуально, что приводит к необходимости их индивидуальной стабилизации и контроля и затрудняет построение массива с эквидистантным набором длин волн. Недостаток системы WDM также заключается в том, что излучение каждого из лазеров должно быть введено в индивидуальный волновод. С ростом числа оптических каналов все перечисленные проблемы традиционного оптического источника только усугубляются.

В этом отношении привлекательной альтернативой является использование многочастотного лазерного диода, простого и дешевого в изготовлении. Этот подход снижает требования к точности достижения необходимых длин волны множества одночастотных источников, поскольку спектральное разделение каналов, которое соответствует межмодовому интервалу продольных мод

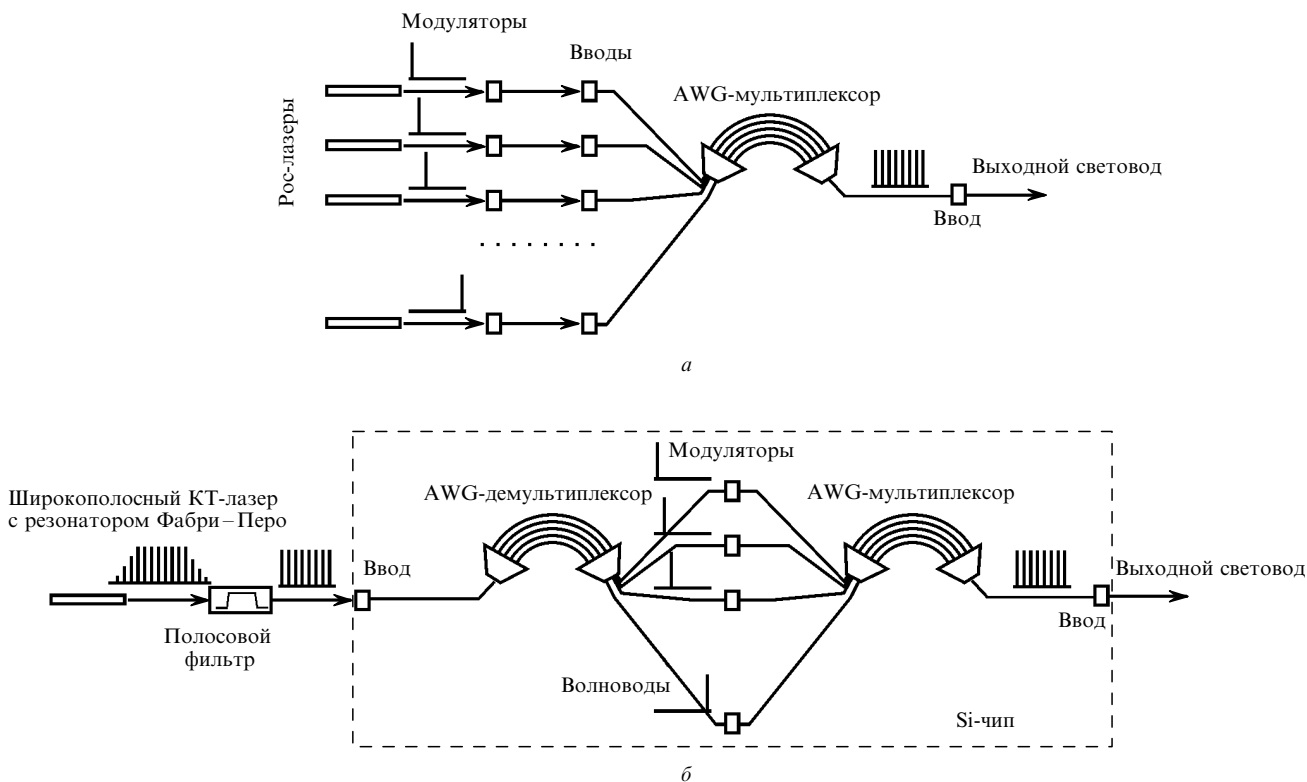


Рис.13. Архитектура оптического передатчика со спектральным уплотнением каналов на основе массива одночастотных РОС-лазеров (а) и широкополосного многочастотного лазера на основе КТ (б).

резонатора Фабри-Перо, естественным образом задается единственным параметром – длиной лазерного резонатора. При этом все каналы могут быть стабилизированы одновременно, а точность удержания несущей длины волны всех каналов отслеживается по длине волны одного канала.

Следует отметить, что частотное разделение продольных мод  $\Delta f = c/(2nL)$ , получаемое при типичных размерах инжекционного лазера, хорошо согласуется с современными требованиями к разнесению частот в системах со спектральным уплотнением каналов. Так, для межмодового интервала 50 ГГц требуется длина резонатора около 0.9 мм. При таком интервале различные длины волн, соответствующие разным продольным модам резонатора, могут быть спектрально разделены с помощью существующих оптических средств демультиплексирования (например, дифракционной решетки на массиве волноводов), затем раздельно кодированы внешним модулятором и, таким образом, использованы в качестве информационного сигнала независимого оптического канала. Последующее мультиплексирование позволит ввести излучения всех каналов в передающее волокно или планарный волновод. Возможная архитектура оптического передатчика со спектральным уплотнением каналов на основе широкополосного многочастотного лазера схематически изображена на рис.13,б [64].

Наиболее предпочтительной представляется схема, у которой все внешние оптические устройства (мультиплексоры, демультиплексоры, модуляторы) монолитно интегрированы на одном кремниевом чипе и соединены между собой планарными оптическими волноводами, например на основе SiGe. Благодаря своим малым размерам лазерный диод может располагаться непосредственно на кремниевом чипе. Ввод излучения в волновод может быть осуществлен, например, в вертикальном направлении через подложку [65], а поворот части лазерного излучения – с помощью монолитно интегрированной дифракционной решетки второго порядка, сформированной травлением канавок, перпендикулярных оси резонатора лазера. Кроме того, лазерное излучение можно ввести в волновод с торца, используя стандартные оптические средства как непосредственно, так и с волоконным выводом. В последнем случае лазерный диод

может находиться на некотором расстоянии от кремниевых оптоэлектронного чипа, что необходимо в ряде случаев (например, для развязки тепловых полей). Оптический передатчик на 64 канала с разделением в 50 ГГц требует спектральной полосы излучения лазера около 15 нм. Как было показано выше, это вполне достижимо с помощью лазеров на основе самоорганизующихся КТ. Оптический источник может содержать спектральный фильтр, предназначенный для отбора необходимого числа каналов из более широкого спектра излучения лазерного диода [66].

Наиболее существенным вопросом, требующим детального рассмотрения, является шумовая характеристика подобной передающей системы, количественно выражаемая вероятностью появления ошибочных битов (BER). В свою очередь величина BER зависит от отношения сигнал/шум системы, определяемого дробовым и тепловым шумами фотодетектора и в существенной степени – шумом оптической интенсивности. В случае равной вероятности появления 0 и 1 битов и одинакового шума на обоих уровнях наименьшая вероятность появления ошибочных битов, отвечающая оптимальному уровню срабатывания детекторной схемы, дается выражением [67]  $BER = 0.5 \operatorname{erfc}(Q/\sqrt{2})$ , где  $\operatorname{erfc}(x)$  – комплементарная функция ошибок;  $Q = (v_1 - v_0)/(\sigma_1 + \sigma_0)$ ;  $v_{1,0}$  и  $\sigma_{1,0}$  – средние значения и среднеквадратичные отклонения для сигналов, отвечающих уровню 1 и 0. Безошибочной обычно считается передача, при которой BER не превышает  $10^{-12}$ . Как видно из данных, приведенных на рис.14,а, для безошибочной передачи требуется  $Q$ -фактор по крайней мере не меньше 8.5 дБ.

Значение  $Q$ -фактора в оптической передающей системе зависит от максимальной оптической мощности  $P$ , приходящей на фотодетектор, глубины модуляции оптического сигнала ER, чувствительности детектора  $R_{sp}$ , частотного диапазона электрической цепи детектора  $B_e$ , эквивалентного тока теплового шума детектора  $i_{th}$  и от усредненного в частотном диапазоне  $B_e$  приведенного шума интенсивности оптической мощности  $\langle RIN \rangle$ . На рис.14,б представлены результаты расчета зависимости  $Q$ -фактора от мощности оптического сигнала при различных значениях глубины модуляции для частотного диапазона 10 ГГц в предположении  $R_{sp} = 0.5$  А/Вт,  $i_{th} =$

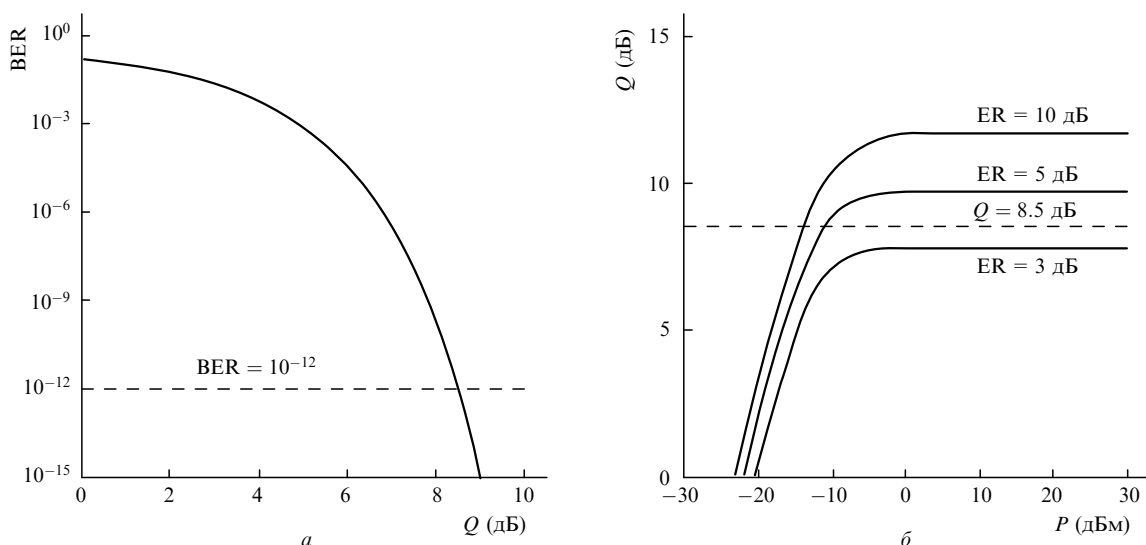


Рис.14. Зависимость частоты появления ошибочных битов от  $Q$ -фактора (вероятность передачи для битов 0 и 1 предполагается одинаковой) (а) и зависимость  $Q$ -фактора от мощности оптического сигнала при различных значениях глубины модуляции ER (б).

10 пА/Гц<sup>1/2</sup>, и  $\langle \text{RIN} \rangle = -125$  дБ/Гц. Видно, что для получения  $Q = 8.5$  дБ, обеспечивающего безошибочную передачу сигналов, требуется средняя оптическая мощность более  $-10$  дБм и глубина модуляции по крайней мере 5 дБ.

Фотодетекторы типа металл–полупроводник–металл на основе InGaAs/InP-гетероструктур на длину волны 1.3 мкм имеют чувствительность 0.71–0.73 А/Вт [68]. Учитывая, что стандартный одномодовый волоконный световод имеет в области 1.3 мкм удельный коэффициент ослабления около 0.4 дБ/км и полагая потери на ввод излучения в такой световод равными  $-3$  дБ (для пространственно-одномодовых инжекционных лазеров спектрального диапазона 1.3 мкм эффективность ввода в световод составила 75 %–80 % [69]), можно сделать вывод о том, что передача на расстояние около 10 км потребует выходной мощности лазера, приходящейся на один оптический канал, более  $-3$  дБм, т. е. 0.5 мВт. Если спектральный интервал между продольными модами составляет около 0.2 нм, то средняя спектральная плотность мощности излучения лазера должна превышать 3 мВт/нм. Таким образом, достигнутая в многочастотных КТ-лазерах средняя спектральная плотность мощности 10 мВт/нм обеспечивает трехкратный запас по необходимому уровню мощности, что позволяет компенсировать какие-либо неучтенные потери, связанные, например, с изгибами световода и потерями в модуляторе. В случае оптической связи на сверхкороткие расстояния (например, в пределах оптоэлектронной интегральной схемы) ослабление сигнала при распространении будет практически отсутствовать. Однако здесь следует учесть меньшую эффективность ввода в планарный волновод и меньшую чувствительностью монолитно-интегрированного фотодетектора.

Как видно из рис.14,б, при достаточно большой оптической мощности  $Q$ -фактор перестает зависеть от уровня мощности, т. к. целиком определяется шумом оптического сигнала. В этом случае вероятность появления ошибочных битов зависит только от глубины модуляции и интегрального значения шума интенсивности оптического сигнала:  $\text{BER} \approx 0.5 \text{erfc}(m/\sqrt{2\langle \text{RIN} \rangle B_c})$ , где  $m = (ER - 1)/(ER + 1)$ . Как следует из расчетов, приведен-

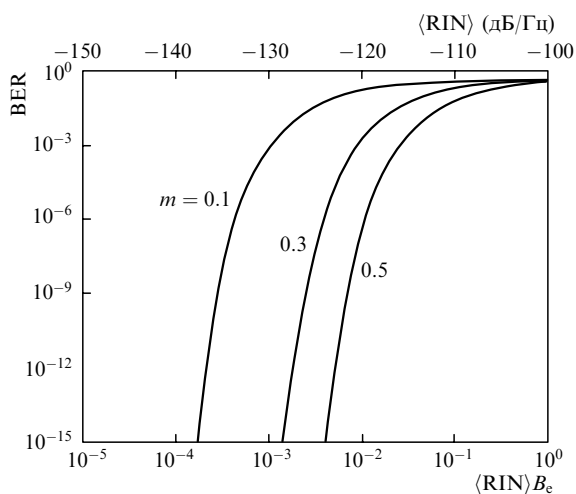


Рис.15. Зависимости частоты появления ошибочных битов от интегрального значения шума интенсивности оптического сигнала при различных уровнях амплитудной модуляции (верхняя шкала – среднее значение шума интенсивности для  $B_c = 10$  ГГц).

ных на рис.15, для безошибочной передачи информации по оптическому каналу при уровне амплитудной модуляции  $m = 0.5$  ( $ER = 4.7$  дБ) интегральное значение шума интенсивности оптического сигнала  $\langle \text{RIN} \rangle B_c$  должно быть по крайней мере не хуже 0.5 %, что для частотного диапазона 10 ГГц соответствует среднему значению приведенного шума интенсивности  $\langle \text{RIN} \rangle$  не менее  $-125$  дБ/Гц.

Такое значение глубины модуляции может быть легко достигнуто при помощи средств внешней модуляции. В то же время достижение низких значений приведенного шума интенсивности оптического сигнала представляется проблематичным, во всяком случае при использовании традиционных лазерных источников. В одночастотном лазере с большим коэффициентом подавления боковых мод (свыше 40дБ) значения приведенного шума интенсивности оказываются приемлемо низкими, что позволяет использовать такой лазер в системе оптической связи. Когда коэффициент подавления боковых мод уменьшается, т. е. лазер становится многочастотным, приведенный шум интенсивности одной продольной моды возрастает до неприемлемо высокого уровня (см., напр., [70]). Это обусловлено так называемым эффектом биения (или распределения) мод, проявляющимся в случайном перераспределении интенсивности излучения между сосуществующими продольными модами лазерного спектра. Таким образом, спектральное разделение излучения лазера на основе КЯ на несколько частотных каналов, хотя и возможно на практике с помощью существующих средств спектральной селекции, не позволит реализовать безошибочную оптическую передачу.

Как оказалось, отличная ситуация возможна в полупроводниковых лазерах, активная среда которых характеризуется выраженным эффектом нелинейного насыщения усиления, или, более широко, в лазерах, в которых релаксационные колебания сильно демпфированы. Так, в [71] было показано, что при учете нелинейного насыщения усиления шум интенсивности основной моды двухчастотного лазера уменьшается. В работе [72] на основании численного моделирования характеристик 21 продольной моды был сделан аналогичный вывод и для многочастотного лазера: сильное демпфирование релаксационных колебаний подавляет флуктуации плотности фотонов в резонаторе, приводя к уменьшению шума интенсивности оптической мощности выделенной продольной моды.

Как отмечалось, в КТ-лазерах релаксационные колебания сильно демпфированы, что обусловлено большим значением фактора компрессии усиления  $\varepsilon$ . Компрессия усиления, известная также как нелинейное насыщение усиления, или самонасыщение, описывает уменьшение усиления активной среды при увеличении плотности фотонов. Величина  $\varepsilon$  в КТ-лазерах составляет около  $5 \times 10^{-16}$  см<sup>3</sup> [73, 74], что по крайней мере на порядок больше значений, измеренных в лазерах на КЯ. Для объяснения высоких значений фактора  $\varepsilon$  в КТ-лазерах были высказаны предположения о его связи с большим временем захвата носителей заряда на состояния КТ, участвующие в лазерной генерации [75], и с уменьшением дифференциального усиления в активной области КТ в том случае, когда пороговое усиление близко к насыщенному усилению [73]. Показано также, что учет кулоновского рассеяния в КТ-лазере приводит к сильному демпфированию релаксационных колебаний [76].

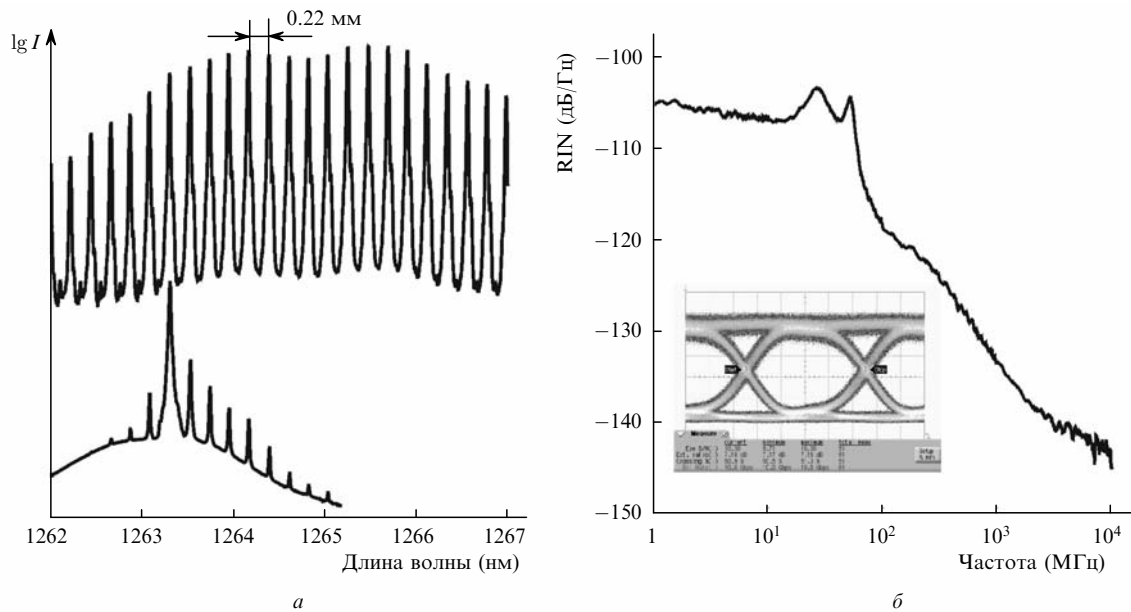


Рис.16. Участок спектра излучения многочастотного КТ-лазера и спектр, полученный в результате спектрального выделения одной продольной моды ( $\lambda = 1263.3$  нм) (а), а также частотный спектр приведенного шума интенсивности спектрально-выделенной продольной моды ( $\lambda = 1265.5$  нм) многочастотного КТ-лазера (б). На вставке – eye-диаграмма, полученная при внешней модуляции со скоростью 10 Гбит/с излучения спектрально-выделенной продольной моды.

Ранее было продемонстрировано, что приведенный шум полной мощности многочастотного КТ-лазера составляет около  $-159$  дБ/Гц в частотном диапазоне до 10 ГГц [77, 78]. Однако вопрос о стабильности мощности, приходящейся на одну продольную моду, оставался открытым, поскольку в полупроводниковом лазере интенсивность выделенной продольной моды может сильно флукутировать, даже если полная мощность остается стабильной (см., напр., [79]). Нами впервые было экспериментально показано [80], что и приведенный шум интенсивности выделенной продольной моды многочастотного КТ-лазера оказывается заметно ниже значений, характерных для лазеров на основе КЯ.

На рис.16,а показан участок спектра излучения многочастотного КТ-лазера, на который наложен спектр, полученный в результате спектрального выделения одной продольной моды. В эксперименте для выделения использовался внешний эталон Фабри–Перо, коэффициент подавления боковых мод составлял 19–20 дБ. На рис.16,б приведен частотный спектр приведенного шума интенсивности спектрально выделенной продольной моды (1265.5 нм) многочастотного КТ-лазера, измеренный в диапазоне 1 МГц–10 ГГц. В этой полосе частот интегральное значение оптического шума составило 0.21 %, что соответствует  $\langle \text{RIN} \rangle = -126$  дБ/Гц. Согласно данным расчетов (см. рис.15), это значение является приемлемо низким для безошибочной оптической передачи при глубине модуляции не менее 5 дБ.

Излучение одной спектрально выделенной продольной моды КТ-лазера было модулировано псевдослучайной двоичной последовательностью  $2^{31} - 1$  с частотой 10 Гбит/с с помощью внешнего LiNbO<sub>3</sub>-модулятора. На вставке к рис.16,б приведен пример eye-диаграммы при мощности излучения на фотоприемнике  $-3$  дБм. Глубина модуляции составляет 7 дБ, а измеренное значение Q-фактора равно 9.7–10.3 дБ. Для этого случая, а также для девяти других продольных мод частота появления ошибочных битов BER не превысила  $10^{-13}$ . Насколько нам известно, это первая демонстрация возможности безо-

шибочной высокоскоростной оптической передачи с помощью спектрально выделенного излучения многочастотного лазерного источника.

## 6. Заключение

Полупроводниковые КТ давно привлекли к себе внимание как предельный случай размерного квантования. Однако лазеры на их основе долго время оставались в стороне от практических применений, поскольку уже существовала хорошо развитая технология лазеров на КЯ. Развитие методов управления длиной волны КТ, благодаря которым была достигнута генерация на длинах волн 1.2–1.3 мкм, кардинально изменило ситуацию и позволило КТ-лазерам занять нишу, практически недоступную для лазеров на КЯ. Этот спектральный диапазон, слишком коротковолновый для КЯ на InP и в то же время слишком длинноволновый для КЯ на GaAs, является во многом оптимальным для КТ InAs/InGaAs. Большая энергия локализации такой активной области, подавляющая заселение носителями заряда состояний матрицы, приводит к возможности достижения сверхнизких порогов и высокой температурной стабильности характеристик. В то же время этот диапазон длин волн имеет большой потенциал для оптической связи – как дальней (волоконной), так и сверхкороткой.

Сравнительно медленный темп заполнения электронных состояний, участвующих в лазерной генерации, и большие значения коэффициента нелинейного насыщения усиления в КТ, приводящие к сильному демпфированию релаксационных колебаний, не позволили КТ-лазерам продемонстрировать какие-либо преимущества по сравнению с лазерами на КЯ с точки зрения частоты прямой модуляции. Однако это же свойство активной области приводит к уникальной особенности КТ-лазера – низким шумам интенсивности продольных мод, излучаемых в режиме многочастотной генерации. Это открывает широкие возможности для использования лазеров на КТ в качестве оптического источника в системах мно-

гоканальной связи, чему способствует их другая особенность – способность одновременно излучать большое число продольных мод. По всей вероятности, нас ожидает значительный прогресс в области разработки лазерных источников на КТ и систем на их основе, специально оптимизированных для спектрального уплотнения каналов.

Работа выполнена при поддержке проектов Европейского сообщества SANDiE и ZODIAC, гранта Н.П.2.1.2215 Министерства образования и науки РФ, гранта МД-3858.2007.2 Президента Российской Федерации, программы Фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовые наноструктуры», программы ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур».

1. Патент США 6,770,134 от 03.08.2004.
2. Temkin H., Coblenz D., Logan R. A., van der Ziel J.P., Tanbun-Ek T., Yadavish R.D., Sergent A.M. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2402 (1993).
3. Takemasa K., Munakata T., Kobayashi M., Wada H., Kamijoh T. *Electron. Lett.*, **34**, 1231 (1998).
4. Schaefer F., Mayer B., Reithmaier J.P., Forchel A. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2863 (1998).
5. Kondow M., Uomi K., Niwa A., Kitatani T., Watahiki S., Yazawa Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 1273 (1996).
6. Sato S., Satoh S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, L990 (1999).
7. Arakawa Y., Sakaki H. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982).
8. Goldstein L., Glas F., Marzin J. Y., Charasse M. N., Le Roux G. *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 1099 (1985).
9. Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Устинов В.М., Цацульников А.Ф., Алферов Ж.И., Федоров Д.Л., Бимберг Д. *ФТП*, **30**, 1345 (1996)
10. Mukai K., Ohtsuka N., Sugawara M., Yamazaki S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**, L1710 (1994).
11. Mirin R.P., Ibbetson J.P., Nishi K., Gossard A.C., Bowers J.E. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3795 (1995).
12. Huffaker D.L., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 520 (1998).
13. Жуков А.Е., Ковш А.Р., Егоров А.Ю., Малеев Н.А., Устинов В.М., Воловик Б.В., Максимов М.В., Цацульников А.Ф., Леденцов Н.Н., Шерняков Ю.М., Лунев А.В., Мусихин Ю.Г., Берт Н.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **33**, 180 (1999).
14. Воловик Б.В., Цацульников А.Ф., Бедарев Д.А., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Ковш А.Р., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Малеев Н.А., Мусихин Ю.Г., Суворова А.А., Устинов В.М., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д., Вернер П. *ФТП*, **33**, 990 (1999).
15. Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Устинов В.М. *ФТП*, **28**, 1439 (1994).
16. 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., Gosele U., Heydenreich J. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
17. 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., Kopchatov V.I., Lunev A.V., Kop'ev P.S., Bimberg D., Alferov Zh.I. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 118 (1999).
18. Salli A., Martiradonna L., Visimberga G., Tasco V., Fortunato L., Todaro M.T., Cingolani R., Passaseo A., De Vittorio M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1735 (2006).
19. Amano T., Aoki S., Sugaya T., Komori K., Okada Y. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **13**, 1273 (2007).
20. Алферов Ж.И., Берт Н.А., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Копьев П.С., Косонов А.О., Крестников И.Л., Леденцов Н.Н., Лунев А.В., Максимов М.В., Сахаров А.В., Устинов В.М., Цацульников А.Ф., Шерняков Ю.М., Бимберг Д. *ФТП*, **30**, 351 (1996).
21. Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Kovsh A.R., Zhukov A.E., Maksimov M.V., Tsatsul'nikov A.F., Gordeev N.Yu., Zaitsev S.V., Shernyakov Yu.M., Bert N.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bohrer J., Bimberg D., Kosogov A.O., Werner P., Gosele U.J. *Cryst. Growth*, **175/176**, 689 (1997).
22. Huffaker D.L., Park G., Zou Z., Shchekin O.B., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2564 (1998).
23. Lester L.F., Stinz A., Li H., Newell T.C., Pease E.A., Fuchs B.A., Malloy K.J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 931 (1999).
24. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Maleev N.A., Mikhlin S.S., Ustinov V.M., Tsatsul'nikov A.F., Maximov M.V., Volovik B.V., Bedarev D.A., Shernyakov Yu.M., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1926 (1999).
25. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Ustinov V.M., Shernyakov Yu.M., Mikhlin S.S., Maleev N.A., Kondrat'eva E.Yu., Livshits D.A., Maximov M.V., Volovik B.V., Bedarev D.A., Musikhin Yu.G., Ledentsov N.N., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Bimberg D. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1345 (1999).
26. Maximov M.V., Gordeev N.Yu., Novikov I.I., Shernyakov Yu.M., Zhukov A.E., Ustinov V.M., Krestnikov I.L., Livshits D.A., Mikhlin S.S. *Intern. Workshop on Quantum Dots and Laser Applications* (Wroclaw, Poland, July 12–24, 2007, QDLP11).
27. Михрин С.С., Жуков А.Е., Ковш А.Р., Малеев Н.А., Васильев А.П., Семенова Е.С., Устинов В.М., Кулагина М.М., Никитина Е.В., Сошников И.П., Шерняков Ю.М., Лившиц Д.А., Крыжановская Н.В., Сизов Д.С., Максимов М.В., Цацульников А.Ф., Леденцов Н.Н., Бимберг Д., Алферов Ж.И. *ФТП*, **36**, 1400 (2002).
28. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Ustinov V.M., Alferov Zh.I. *Las. Phys.*, **13**, 319 (2003).
29. Kovsh A.R., Maleev N.A., Zhukov A.E., Mikhlin S.S., Vasil'ev A.P., Shernyakov Yu.M., Maximov M.V., Livshits D.A., Ustinov V.M., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Electron. Lett.*, **38**, 1104 (2002).
30. Huang X., Stinz A., Hains C.P., Liu G.T., Cheng J., Malloy K.J. *Electron. Lett.*, **36**, 41 (2000).
31. Park G., Shchekin O.B., Csutak S., Huffaker D.L., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3267 (1999).
32. Park G., Shchekin O.B., Huffaker D.L., Deppe D.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 230 (2000).
33. Chand N., Becker E.E., van der Zeil J.P., Chu S.N.G., Dutta N.K. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1704 (1991).
34. Turner G.W., Choi H.K., Manfra M.J. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 876 (1998).
35. Патент США 7,043,106 от 09.05.2006.
36. Huang X., Stintz A., Li H., Lester L.F., Cheng J., Malloy K.J. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2825 (2001).
37. Thompson M.G., Marinelli C., Tan K.T., Williams K.A., Pentz R.V., White I.H., Kaiander I.N., Sellin R.L., Bimberg D., Kang D.-J., Blamire M.G., Visinka F., Jochum S., Hansmann S. *Electron. Lett.*, **39**, 1121 (2003).
38. Gubenko A., Livshits D., Krestnikov I., Mikhlin S., Kozhukhov A., Kovsh A., Ledentsov N., Zhukov A., Portnoi E. *Electron. Lett.*, **41**, 1124 (2005).
39. Kuntz M., Fiol G., Lammlin M., Bimberg D., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Kozhukhov A.V., Ledentsov N.N., Schubert C., Ustinov V.M., Zhukov A.E., Shernyakov Yu.M., Jacob A., Umbach A. *Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»* (St Petersburg, June 20–25, 2005, paper LOED.010).
40. Kuntz M., Fiol G., Laemmlin M., Schubert C., Kovsh A.R., Jacob A., Umbach A., Bimberg D. *Electron. Lett.*, **41**, 244 (2005).
41. Ishida M., Hatori N., Otsubo K., Yamamoto T., Nakata Y., Ebe H., Sugawara M., Arakawa Y. *Electron. Lett.*, **43**, 219 (2005).
42. Kovsh A.R., Zhukov A.E., Odnoblyudov M.A., Egorov A.Yu., Ustinov V.M., Ledentsov N.N., Maksimov M.V., Tsatsul'nikov A.F., Gordeev N.Yu., Zaitsev S.V., Kop'ev P.S., in «Advanced Electronic Technologies and Systems Based on Low-Dimensional Quantum Devices». Ed. by M.Balkanski, N.Andreev (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998, p. 207).
43. Zhukov A.E., Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Kovsh A.R., Tsatsul'nikov A.F., Ledentsov N.N., Zaitsev S.V., Gordeev N.Yu., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, 4216 (1997).
44. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Vasil'ev A.P., Semenova E.S., Maleev N.A., Ustinov V.M., Kulagina M.M., Nikitina E.V., Soshnikov I.P., Shernyakov Yu.M., Livshits D.A., Kryzhanovskaya N.V., Sizov D.S., Maximov M.V., Tsatsul'nikov A.F., Ledentsov N.N., Bimberg D., Alferov Zh.I. *Physica E*, **17**, 589 (2003).
45. Shchekin O.B., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3277 (2002).
46. Fatpour S., Mi Z., Bhattacharya P., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Krestnikov I.L., Kozhukhov A.V., Ledentsov N.N. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5164 (2004).

47. Shchekin O.B., Ahn J., Deppe D.G. *Electron. Lett.*, **38**, 712 (2002).
48. Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Kozhukhov A., Kovsh A., Ledentsov N., Zhukov A. *Electron. Lett.*, **41**, 1330 (2005).
49. Benisty H., Sotomayor-Torres C.M., Weisbuch C. *Phys. Rev. B*, **44**, 10945 (1991).
50. Zhukov A.E., Kovsh A.R., Livshits D.A., Ustinov V.M., Alferov Zh.I. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 774 (2003).
51. Sugawara M., Mukai K., Nakata Y. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1561 (1999).
52. Grundmann M., Heinrichsdorf F., Ledentsov N.N., Ribbat C., Bimberg D., Zhukov A.E., Kovsh A.R., Maximov M.V., Shernyakov Yu.M., Ustinov V.M., Alferov Zh.I. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 2341 (2000).
53. Михрин С.С., Жуков А.Е., Ковш А.Р., Малеев Н.А., Устинов В.М., Шерняков Ю.М., Каяндер И.Н., Кондратьева Е.Ю., Лившиц Д.А., Тарасов И.С., Максимов М.В., Цацульников А.Ф., Леденцов Н.Н., Копьев П.С., Бимберг Д., Алферов Ж.И. *ФТП*, **34**, 117 (2000).
54. Лившиц Д.А., Ковш А.Р., Жуков А.Е., Малеев Н.А., Михрин С.С., Васильев А.П., Никитина Е.В., Устинов В.М., Леденцов Н.Н., Lin G., Chi J. *Письма в ЖТФ*, **30**, 21 (2004).
55. Жуков А.Е., Ковш А.Р., Никитина Е.В., Устинов В.М., Алферов Ж.И. *ФТП*, **41**, 625 (2007).
56. Mukai K., Ohtsuka N., Shoji H., Sugawara M. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3013 (1996).
57. Zhukov A.E., Ustinov V.M., Kovsh A.R. *15th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»* (Novosibirsk, Russia, 25–29 June, 2007).
58. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
59. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **41**, 1003 (2007).
60. Markus A., Chen J. X., Paranthoen C., Fiore A., Platz C., Gauthier-Lafaye O. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1818 (2003).
61. Djie H.S., Ooi B.S., Fang X.-M., Wu Y., Fastenau J.M., Liu W.K., Hopkinson M. *Opt. Lett.*, **32**, 44 (2007).
62. Патент США 6,816,525 от 09.11.2004.
63. Kovsh A., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Weimert J., Zhukov A. *Opt. Lett.*, **32**, 793 (2007).
64. Патентная заявка США 11/295,943 от 07.12.2005.
65. Патентная заявка США 60/911,706 от 13.04.2007.
66. Патентная заявка США 11/737,946 от 20.04.2007.
67. *Optical signal-to-noise ratio and the Q-factor in fiber-optic communication systems*. Maxim application note HFAN 09.0.2 (www.maximic.com).
68. Matin M.A., Song K.C., Robinson B.J., Simmons J.G., Thompson D.A. *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **12**, 310 (1998).
69. Garbuzov D., Maiorov M., Menna R., Komissarov A., Khalfin V., Kudryashov I., Lunev A., DiMarco L., Connolly J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4651**, 92 (2002).
70. Henry C.H., Henry P.S., Lax M. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **2**, 209 (1984).
71. Agrawal G.P. *Phys. Rev. A*, **37**, 2488 (1988).
72. Nguyen L.V.T. *Technology Organization (Australia) research report DSTO-RR-0244* (2002).
73. Su H., Lester L.F. *J. Phys. D*, **38**, 2112 (2005).
74. Ghosh S., Pradhan S., Bhattacharya P. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3055 (2002).
75. Klotzkin D., Bhattacharya P. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **17**, 1634 (1999).
76. Malic E., Ahn K.J., Bormann M.J.P., Hoevel Ph., Schoell E., Knorr A., Kuntz M., Bimberg D. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 101107 (2006).
77. Krakowski M., Resneau P., Calligaro M., Huiyun L., Hopkinson M. *IEEE 20th Int. Semicond. Las. Conf.* (Hawaii, USA, Sept. 17–21, 2006, p. 17).
78. Capua A., Rozenfeld L., Mikhelashvili V., Einstein G., Kuntz M., Laemlin M., Bimberg D. *Opt. Express*, **15**, 5388 (2007).
79. Schimpe R.Z. *Phys. B – Condensed Matter*, **52**, 289 (1983).
80. Gubenko A., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Kovsh A., West L., Bornholdt C., Grote N., Zhukov A. *Electron. Lett.*, **43**, 1430 (2007).