

Качество оптического пучка мощного поперечно-одномодового AlGaAs-гетеролазера ($\lambda = 0.81$ мкм) с гребнёвой конструкцией резонатора

С.А.Плисюк, И.В.Акимова, А.Е.Дракин, А.В.Бородаенко,
А.А.Стратонников, В.В.Поповичев, А.П.Богатов

С использованием разработанной ранее методики была произведена оптимизация параметров гребнёвого гетеролазера с длиной волны излучения 0.81 мкм, что позволило получить в одномодовом режиме генерации выходную мощность на уровне 200 мВт с сохранением дифракционного качества пучка. Экспериментально показано, что для исследованных лазеров двумерное распределение интенсивности в ближней зоне можно с хорошим приближением представлять в факторизованном виде, что свидетельствует о применимости метода «эффективного» показателя преломления при моделировании данных лазеров.

Ключевые слова: гетеролазер, дифракционная расходимость, яркость.

1. Введение

Полупроводниковые инжекционные лазеры, работающие в спектральной области 0.8 мкм, являются одними из перспективных источников излучения для систем открытой связи, накачки твердотельных и волоконных лазеров. Хорошо известно, что основные энергетические характеристики современных лазерных диодов, такие как выходная мощность пучка, КПД или дифференциальная эффективность, могут достигать значений, близких к предельным. Тем не менее, остается ряд параметров лазера, которые еще далеки от совершенства и являются предметом исследований. К ним относится качество оптического пучка, в наиболее простой форме характеризующееся его расходимостью. Очевидно, что физически предельно малая расходимость любого оптического пучка определяется дифракцией на его апертуре (диаметре пучка). Однако реальная расходимость пучка мощного лазерного диода обычно в несколько раз или даже в десятки раз превышает дифракционную. В работе [1] сообщалось о достижении высокого качества оптического пучка лазера с близкой к дифракционному пределу расходимостью, работающего в области длин волн 0.98 мкм с выходной мощностью свыше 200 мВт. Это было достигнуто за счет оптимизации «гребнёвой» конструкции волновода резонатора.

В настоящей работе подход, развитый в работе [1], использован для создания мощного поперечно-одномодового лазера, излучающего в области 0.8 мкм. Поскольку режим работы лазера чувствителен к параметрам оптического волновода, а те, в свою очередь, зависят от

характеристик конкретной многослойной гетероструктуры, то потребовались дополнительные исследования, результаты которых представлены ниже. Кроме того, в работе [1] остался не до конца выясненным вопрос о точности, с которой реальное двумерное распределение интенсивности пучка гребнёвых лазеров можно представить в факторизованном виде, т.е. в виде произведения двух одномерных распределений для взаимно перпендикулярных поперечных направлений. Это тоже составило предмет исследований настоящей работы.

2. Методика эксперимента

Параметры слоев гетероструктуры, содержащей квантоворазмерный активный слой, на основе которой изготавливались исследуемые лазеры, приведены в табл.1. Волноводный эффект в горизонтальной плоскости обеспечивался гребнем, имеющим форму трапеции с шириной верхнего основания 3.5 и нижнего 5 мкм. Найденная в ходе оптимизации по методике [1] остаточная толщина травления (вне гребня) р-эмиттерного слоя составляла 0.4 мкм для параметров структуры, представленной в табл.1. Исследуемые образцы лазеров имели длину резонатора 1 мм и коэффициенты отражения глухого и выходного зеркал 97 % и 2 % соответственно. Длина волны генерации была равна примерно 812 нм. Все измерения проводились при комнатной температуре и в непрерывном режиме лазерной генерации.

Регистрация распределения интенсивности пучка лазера в дальней зоне проводилась с помощью автоматизированной установки [2]. Для измерения ватт-амперной характеристики использовался термопарный фотоприемник с набором светофильтров. Спектральные измерения выполнялись на монохроматоре ДФС-12, в плоскости выходной щели которого была установлена ПЗС-линейка. Время накопления данных составляло ~ 0.5 с. Точность определения спектральной компоненты ограничивалась размером пикселя используемой линейки, на одну моду генерации приходилось ~ 4 пикселя.

Распределение поля на выходном зеркале лазера ре-

С.А.Плисюк, И.В.Акимова, А.Е.Дракин, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский проспект, 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

А.В.Бородаенко, А.А.Стратонников. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

В.В.Поповичев. ФГУП «НИИ "Полнос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Табл.1.

Слой	Состав	Толщина слоя (мкм)	Показатель преломления	Концентрация легирующей примеси (см ⁻³)
Контактный	GaAs : Zn	0.4	3.659	2×10^{19}
Обкладочный	p-Al _{0.37} Ga _{0.63} As : Zn	1.8	3.384	7.4×10^{17}
Волноводный	Al _{0.31} Ga _{0.69} As	0.12	3.427	—
Активный	Al _{0.08} Ga _{0.92} As	0.011	3.657	—
Волноводный	Al _{0.31} Ga _{0.69} As	0.12	3.427	—
Обкладочный	n-Al _{0.37} Ga _{0.63} As : Si	2.4	3.384	7×10^{17}
Буферный	GaAs : Si	0.5	3.659	1.5×10^{18}
Подложка	n-GaAs : Si	100	3.659	2×10^{18}

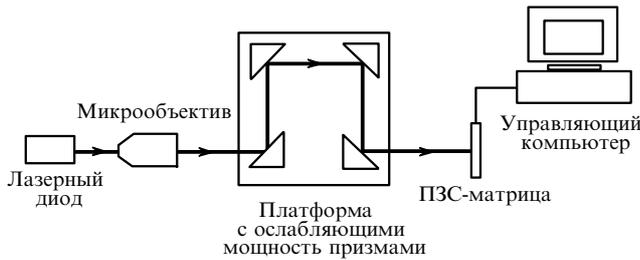


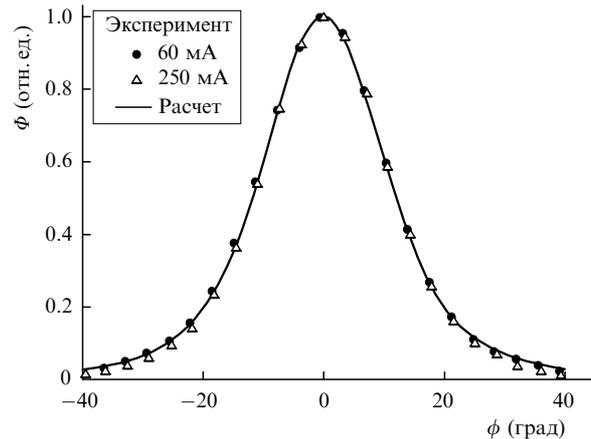
Рис.1. Схема оптической установки для измерения ближнего поля.

гистрировалось с помощью оптической схемы, представленной на рис.1. Изображение выходной грани диода проецировалось на ПЗС-матрицу видеокамеры с увеличением $235\times$ микрообъективом планохромат $0/\infty$ с числовой апертурой 0.65. Сигнал с видеокамеры регистрировался компьютером с помощью платы видеозахвата. Для ослабления светового потока использовались зеркальные ослабители, представляющие собой грани стеклянных призм без специального покрытия. Это обеспечивало необходимое ослабление оптического пучка с сохранением его качества и линейности сигнала при плотностях потока на выходном зеркале лазера заведомо выше чем 10^7 Вт/см².

Результаты измерений поля в ближней зоне записывались на компьютер в виде растрового изображения. Затем проводилось построение 2D-уровней постоянной интенсивности. (Двумерная картина поля в ближней зоне дает более полное описание поведения поля в резонаторе по сравнению с методом интегрального усреднения по одному из направлений.) Данные, получаемые в ходе регистрации распределений в ближней и дальней зонах, были использованы для нахождения M^2 -фактора по методике, описанной в [1]. Численное значение M^2 -фактора характеризует качество оптического пучка.

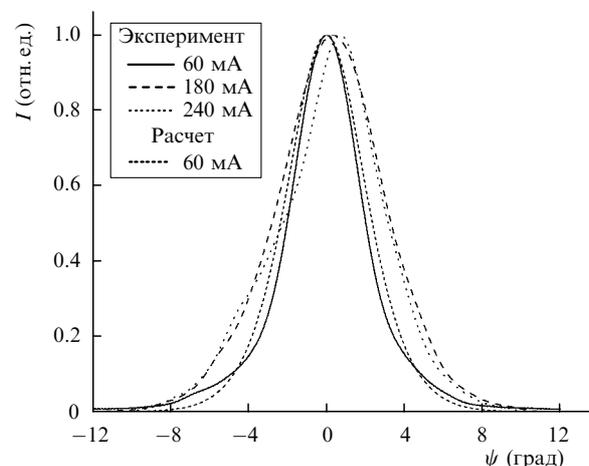
3. Результаты эксперимента и обсуждение

На рис.2 приведены типичные распределения интенсивности в дальней зоне в вертикальной плоскости $\Phi(\phi)$ при двух токах накачки. Видно, что $\Phi(\phi)$ практически не зависит от тока. Это говорит о том, что изменение диэлектрической проницаемости ϵ в активном слое с изменением концентрации инжектированных носителей и тепловое изменение ϵ значительно меньше ее скачка на границах слоев гетероструктуры. Здесь же показано расчетное поле в дальней зоне в вертикальной плоскости для планарного волновода, параметры слоев которого приведены в табл.1. Расчетное распределение оказывается немного уже экспериментально измеренных распределений. Совпадение экспериментального и расчетного рас-

Рис.2. Распределения интенсивности излучения лазера в дальней зоне в вертикальной плоскости $\Phi(\phi)$ при различных токах накачки.

пределений можно было обеспечить, изменив показатели преломления волноводных слоев структуры в пределах технологической погрешности ($\sim 2\%$) определения состава слоя. Это свидетельствует о том, что незначительное расхождение между расчетным и экспериментальным вертикальными распределениями интенсивности имеет технологическую природу.

Экспериментальные и расчетные распределения интенсивности в дальней зоне для горизонтального направления $I(\psi)$ (вдоль p-n-перехода) приведены на рис.3. Распределение интенсивности $I(\psi)$ рассчитано в приближении «эффективного» показателя преломления по методике [1]. Геометрические параметры профиля гребня получены путем обработки фотографий выходного зеркала

Рис.3. Распределения интенсивности в дальней зоне для горизонтальной плоскости $I(\psi)$ при различных токах накачки.

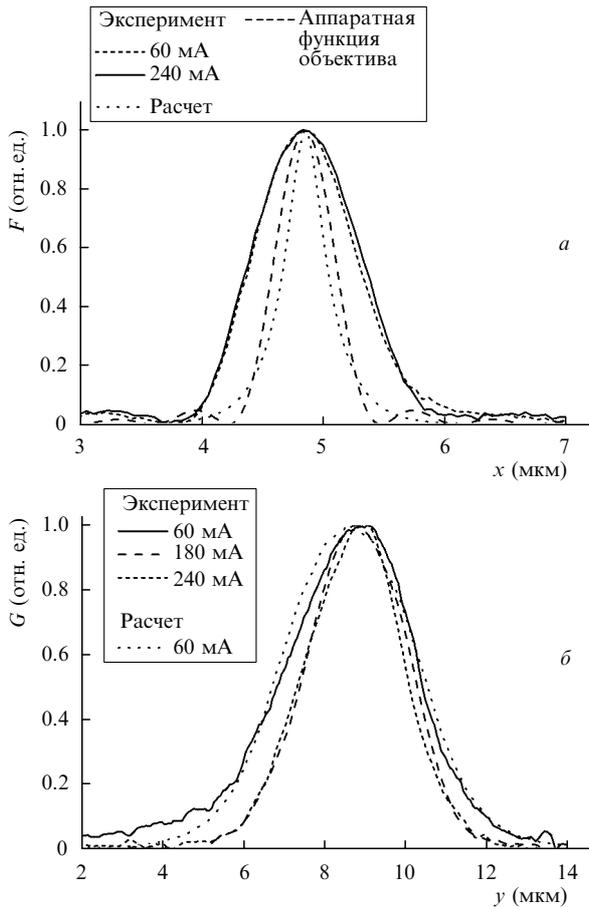


Рис.4. Распределения интенсивности в ближней зоне для вертикальной $F(x)$ (а) и горизонтальной $G(y)$ (б) плоскостей.

лазера, сделанных с помощью электронного сканирующего микроскопа.

Соответствующие распределения интенсивности в ближней зоне лазера показаны на рис.4. Для горизонтального распределения наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом. Что касается вертикального распределения, то здесь расхождение связано с тем, что расчетное ближнее поле в этом направлении уже аппаратной функции микрообъектива (рис.4,а). Экспериментально измеренное распределение интенсивности в ближней зоне лазера для вертикального направления есть фактически свертка истинного распределения с аппаратной функцией объектива. Поскольку для диаграммы направленности в этой плоскости наблюдается хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными (рис.2), можно считать, что реальное распределение интенсивности в ближнем поле в вертикальном направлении тоже близко к расчетному.

Анализ данных рис.3 показывает, что при токе накачки вблизи порогового (60 мА) экспериментально полученное распределение дальнего поля практически совпадает с расчетным. Имеющееся расхождение на уровне 10 % может быть связано с неточностью учета растекания тока и нахождения температурного профиля в лазерном диоде. При увеличении тока накачки вплоть до ~180 мА наблюдается уширение кривой при сохранении её колоколообразной формы. Это означает, что распределение интенсивности в ближней зоне сужается. Как отмечалось ранее [1], такое поведение есть следствие увеличения волноводного эффекта в горизонтальной плоскости

под влиянием двух факторов: пространственного выгорания носителей и разогрева волноводных слоев. Действительно, пространственное выгорание носителей за счет стимулированных переходов приводит к тому, что с ростом оптической мощности их концентрация в пространственной области вблизи оси резонатора уменьшается, стремясь к концентрации, при которой наступает просветление слоя. В это же время концентрация в периферийных по отношению к оси областях (на «крыльях» моды) будет, наоборот, увеличиваться с ростом оптической мощности. Все это связано с тем, что в среднем концентрация должна сохранять свое пороговое значение. В итоге формируется наведенный носителями профиль показателя преломления, который и приводит к увеличению горизонтального волноводного эффекта. Кроме того, из-за более интенсивного нагрева активной области в центре пучка по сравнению с окружающими пассивными областями тоже образуется дополнительный оптический волновод, но наведенный уже пространственным профилем температуры и количественно характеризующийся положительным коэффициентом зависимости показателя преломления от температуры $\partial n / \partial T$. В результате этих двух процессов и происходит вышеупомянутое «сжатие» оптического пучка в горизонтальном направлении.

При токе свыше 180 мА изменение волноводных свойств резонатора настолько значительно, что дополнительно наблюдается и некоторое искривление распределения дальнего поля. По-видимому, при сильном выгорании инверсии горизонтальное распределение оптического потока из-за самовоздействия становится очень чувствительным к случайным дефектам волновода, например к несимметричности гребня. Тем не менее можно констатировать, что распределение поля остается поперечно-одномодовым, о чем свидетельствует спектр на рис.5, соответствующий режиму одночастотной генерации. Здесь уместно отметить, что «сжатие» оптического пучка сопровождается также переходом из режима генерации на многих продольных модах к режиму генерации на одной продольной моде (рис.5).

Одним из объяснений такого спектрального поведения может быть то, что при сжатии пучка улучшается поперечно-пространственная однородность активной среды, занятой полем. Действительно, если диаметр оптического потока сравним с длиной диффузии носителей или

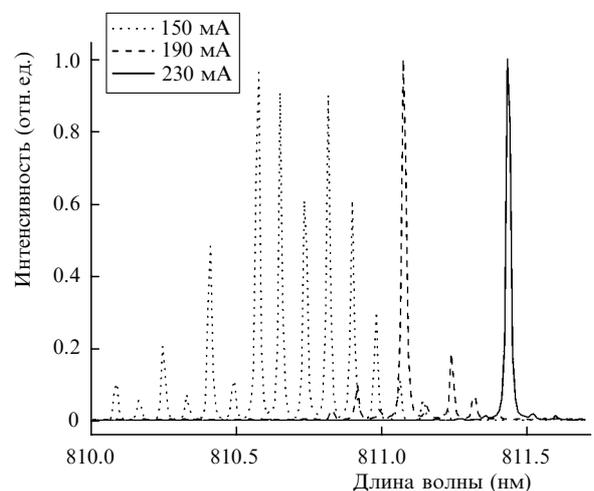


Рис.5. Спектры излучения лазера при различных токах накачки.

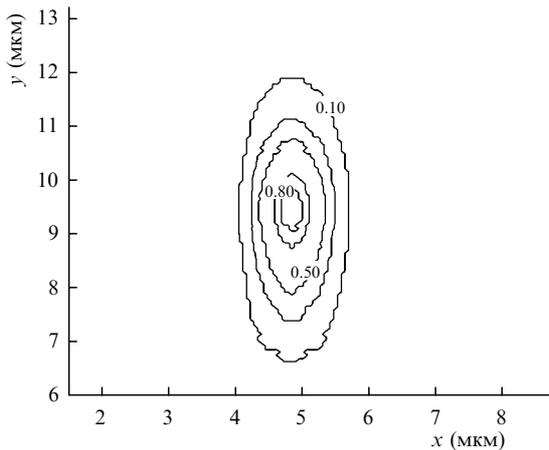


Рис.6. Экспериментальное двумерное распределение нормированной интенсивности в ближней зоне лазера.

близок к ней, то можно считать, что по сечению пучка концентрация носителей почти постоянна. Как правило, улучшение степени пространственной однородности способствует режиму одночастотной генерации. Другим фактором, ответственным за такое поведение, может быть переход из режима незатухающих пульсаций интенсивности, характерного для лазеров со «слабым» волноводом, к режиму стационарной генерации при усилении волноводных свойств резонатора. Хорошо известно, что в режиме пульсаций имеет место генерация на многих продольных модах [3, 4], в то время как стационарная генерация с устойчивым поперечным распределением поля обладает также и повышенной устойчивостью одночастотного режима при увеличении выходной мощности [5].

На рис.6 показаны линии одинаковой нормированной интенсивности, дающие представление о двумерном распределении интенсивности в ближней зоне лазера. На рис.7 показано двумерное факторизованное распределение, полученное из экспериментально измеренных одномерных распределений $F(x)$ и $G(y)$ по следующей формуле:

$$I(x, y) = F(x)G(y).$$

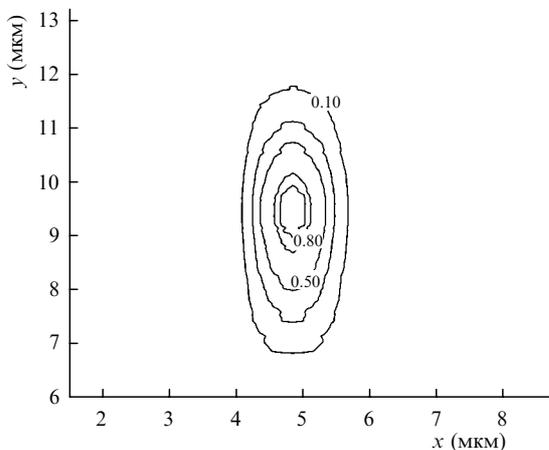


Рис.7. Факторизованное двумерное распределение нормированной интенсивности в ближней зоне, полученное в результате перемножения двух одномерных $F(x)$ и $G(y)$.

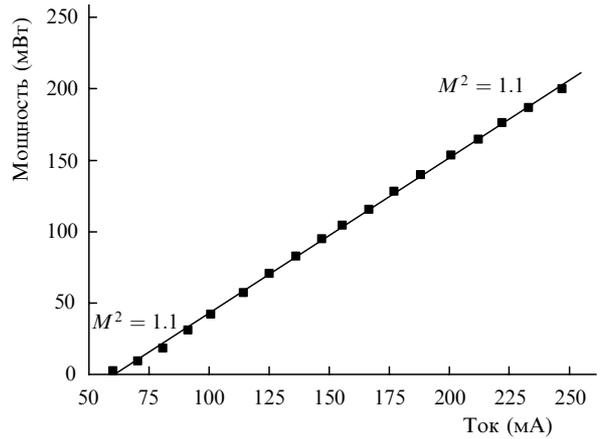


Рис.8. Типичная ватт-амперная характеристика лазера с высокой яркостью излучения и длиной волны 0.812 мкм. Значение $M^2 = 1.1$ неизменно во всем диапазоне мощности излучения.

Из сравнения картин, представленных на рис.6 и 7, можно видеть, насколько факторизованное 2D-распределение соответствует реальному 2D-распределению интенсивности в ближнем поле лазера. Эти данные свидетельствуют о том, что для гребнёвого лазера соответствие распределений находится в пределах погрешности измерений.

На рис.8 приведена характерная для исследованных образцов ватт-амперная характеристика с отмеченными на ней значениями M^2 -фактора. В пределах точности измерений ватт-амперная характеристика линейна и $M^2 \approx 1.1$. Принято, что для $M^2 \leq 1.1$ качество пучка можно считать дифракционным.

Важной характеристикой каждого лазера является на-

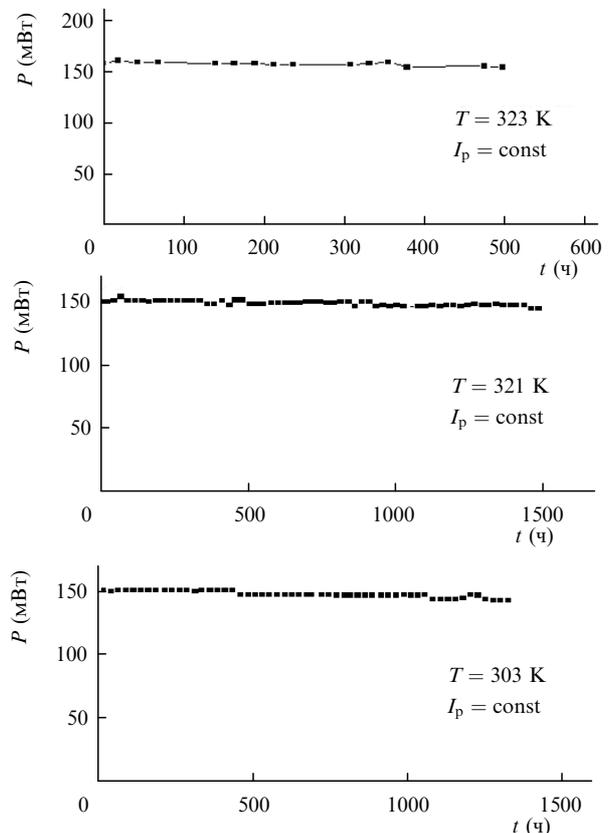


Рис.9. Зависимость выходной мощности излучения лазера от времени наработки при постоянном токе для трех значений температуры.

дежность. Для выяснения последней определялся срок службы изготовленных лазеров последовательно при трех различных температурах и уровне постоянного тока, обеспечивающего начальную мощность излучения 150 мВт. Типичные результаты этих испытаний представлены на рис.9. Падение мощности за 1000 ч не превышает 3 %, что вполне приемлемо для многих практических задач.

4. Выводы

Как для лазера с $\lambda = 0.98$ мкм [1], так и для лазера с $\lambda = 0.81$ мкм, созданного в настоящей работе, оптимизация гребнёвого волновода позволила обеспечить режим поперечно-одномодовой генерации с мощностью до 200 мВт при сохранении дифракционного качества пучка. Для каждого из этих лазеров была использована своя гетероструктура, соответственно различались и оптимальные геометрии гребней. Общим является то обстоятельство, что эту оптимизацию можно выполнить для каждой структуры в рамках единого подхода, используя метод эффективного показателя преломления. Следует отметить, что хотя качество пучка разработанных лазеров соответствует дифракционному пределу, тем не менее параметры этого пучка испытывают некоторую вариацию при высокой мощности (~180 мВт). Это может быть нежелательным обстоятельством для ряда применений и является предметом дальнейшего совершенствования конструкции лазера.

Показано, что для исследованных лазеров двумерное распределение интенсивности в ближней зоне можно с хорошим приближением представлять в факторизованном виде как произведение двух соответствующих одномерных распределений. Это в значительной степени может упростить как моделирование распределения интенсивности по сечению пучка, так и регистрацию 2D-распределения интенсивности излучения лазеров гребнёвого типа.

Результаты экспериментов свидетельствуют, что увеличение мощности в режиме поперечно-одномодовой генерации ведет к установлению одночастотной генерации, т. е. к режиму, в котором подавлены все аксиальные моды за исключением одной – лазерной.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума РАН в рамках программ «Низкоразмерные квантовые структуры» и «Полупроводниковые лазеры».

1. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002).
2. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30** (5), 401 (2000).
3. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Пантелеев В.И., Шевченко Е.Г. *Квантовая электроника*, № 1, 93 (1971).
4. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Manko M.A., Ivanov L.P., Logginov A.S., Senatorov K.Ya. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9** (2), 392 (1973).
5. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33** (11), 941 (2002).