

06.3;07

## Особенности фокусировки выходного излучения в лазере с распределенным брэгговским зеркалом с искривленными штрихами

© Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев, С.Н. Лосев,  
А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, Э.У. Рафаилов, В. Сиббет

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: gs@mail.ioffe.ru  
School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, North Haugh,  
St. Andrews, KY 16 9SS UK

Поступило в Редакцию 16 мая 2005 г.

Теоретически и экспериментально рассмотрены особенности фокусировки излучения в AlGaAs/GaAs лазерах с квантоворазмерной активной областью с распределенным брэгговским зеркалом с искривленными штрихами (и-РБЗ), обеспечивающим фокусировку выходного излучения. Показано, что размер фокуса в значительной степени определяется спектральным совершенством излучения и-РБЗ лазера.

Современные достижения в создании компактных источников когерентного излучения — полупроводниковых лазеров — сделали в настоящее время весьма привлекательными для их применения многие области науки и техники, яркими примерами которых являются оптоволоконная связь, фотомедицина, накачка оптоволоконных усилителей, твердотельных лазеров и нелинейных кристаллов. Однако для этих и большинства подобных приложений требуется хорошо сфокусированное одночастотное излучение высокой мощности.

Задача фокусировки излучения полупроводникового лазера требует достижения пространственного совершенства излучения, что может быть обеспечено за счет создания на структуре узкого полоска (до  $5\ \mu\text{m}$ ). Такие лазеры генерируют излучение мощностью 100–200 mW в одномодовом режиме при непрерывной накачке [1,2], причем пределом совершенствования этой конструкции является достижение мощности порядка 500 mW, что приближается к порогу

катастрофической оптической деградации зеркал или их перегреву [3]. Другие подходы к решению проблемы совмещения высокой мощности с пространственным совершенством излучения включают в себя лазерные линейки с узкими полосками с фазовым сдвигом накачки [4], лазеры с нестабильным резонатором [5] и усилители мощности с задающим осциллятором (МОРА — англ.) в дискретном или интегрально-оптическом исполнении [6]. Из всех перечисленных конструкций только МОРА демонстрирует излучение с мощностью более 1 W с расходимостью, определяемой дифракционным пределом. Однако технология изготовления МОРА очень сложна и накладывает многие ограничения на характеристики применимости прибора.

В настоящей работе предлагается развитие выдвинутой ранее [7,8] идеи фокусировки излучения в лазере с распределенным брегговским зеркалом, штрихи которого представляют собой дуги концентрических окружностей (и-РБЗ), тем самым придавая цилиндрическую симметрию выходному излучению и-РБЗ лазера и обеспечивая фокусировку всех мод лазерного излучения в общий фокус в плоскости  $p$ - $n$ -перехода (рис. 1, *a*). Одновременно с этим брегговское зеркало служит спектральным фильтром лазерного излучения, обеспечивая устойчивую одночастотную генерацию, а широкий ( $100\ \mu\text{m}$  и более) полосок снимает мощностные ограничения, свойственные большинству узкополосковых конструкций.

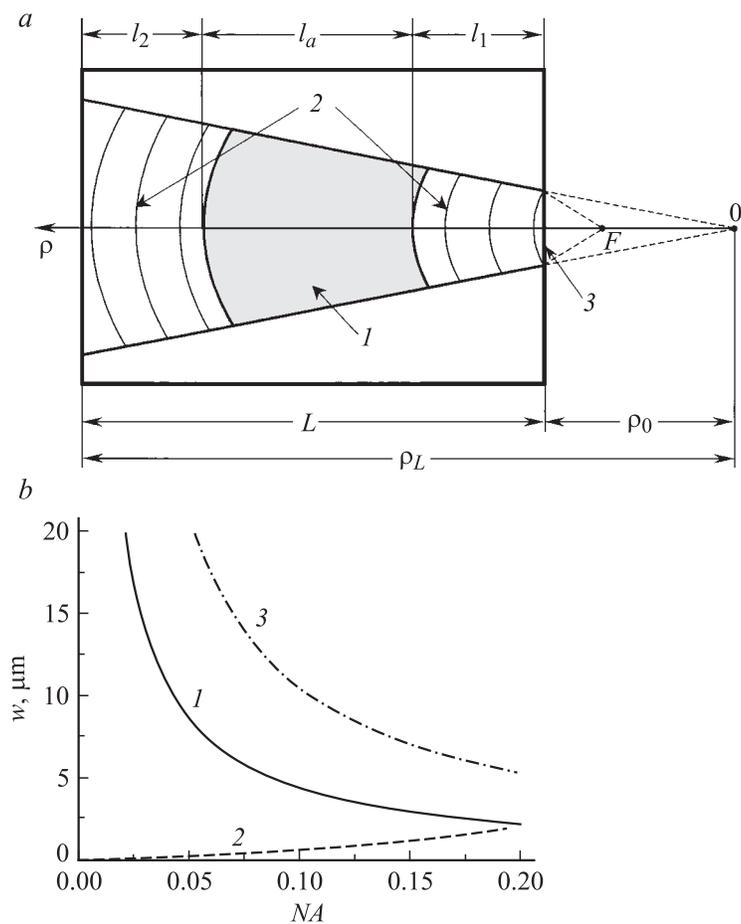
В ходе теоретических исследований нами было рассмотрено три механизма, определяющих размер фокусного пятна и-РБЗ лазера (рис. 1, *b*):

1. „Параксиальная“ фокусировка лазерного излучения за счет цилиндрической симметрии и-РБЗ резонатора легко описывается в приближении тонкой линзы и определяется числовой апертурой устройства, т.е. отношением фокусного расстояния к ширине выходного зеркала. В этом случае размер фокуса  $w_p$  описывается формулой

$$w_p = \frac{\lambda}{2NA}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны генерации,  $NA$  — числовая апертура, равная половине отношения ширины выходного зеркала к фокусному расстоянию и-РБЗ лазера.

2. „Размывание“ фокуса за счет преломления цилиндрического лазерного луча на плоском выходном зеркале. Этот эффект становится



**Рис. 1.** а) Упрощенная схема конструкции лазера с распределенным брэгговским зеркалом с искривленными штрихами (и-РБЗ). Цифрами обозначены: 1 — активная область, 2 — искривленные штрихи решетки, 3 — выходное зеркало. б) Теоретически рассчитанная зависимость размера фокуса  $w$  от числовой апертуры  $NA$  и-РБА лазера с шириной линии генерации 0.1 nm за счет параксиальной фокусировки (1), размывания фокуса за счет преломления цилиндрического лазерного луча на плоском выходном зеркале (2) и „спектральной“ фокусировки (3).

значительным для непараксиальных лучей, т.е. при выходе за рамки приближения тонкой линзы [8,9], причем величина „размывания“  $w_q$  пропорциональна квадрату числовой апертуры  $NA$ :

$$w_q \approx \frac{W_1}{2} NA^2, \quad (2)$$

где  $W_1$  — длина волны генерации.

3. Фокусировка выходного излучения за счет спектральной селективности „искривленной“ решетки. Физический смысл этого эффекта можно увидеть из сравнения и-РБЗ лазеров с „обычными“ лазерами с распределенным брегговским зеркалом. В „обычных“ РБЗ лазерах с широким полоском вследствие различия расходимости излучения мод разных порядков каждая из поперечных мод имеет собственную кривизну волнового фронта, существенно отличную от кривизны волнового фронта моды нулевого порядка. Это создает огромные трудности при фокусировке многомодового лазерного излучения. Подобное рассмотрение и-РБЗ резонатора показывает, что все моды излучения имеют одну и ту же кривизну волнового фронта, определяемую цилиндрической симметрией резонатора. Кроме того, „нецилиндрическое“ распространение луча в и-РБЗ резонаторе является причиной изменения эффективного брегговского периода цилиндрической решетки по ходу луча и, следовательно, приводит к спектральному уширению лазерной линии. Величина спектрального уширения зависит от длины решетки, ее кривизны и угла между направлением к центру симметрии и направлением распространения „немного нецилиндрического“ луча. С другой стороны, спектральное уширение ограничено спектральной селективностью и-РБЗ решетки [10,11]. Сравнение спектрального уширения из-за нецилиндрического распространения и спектральной селективности распределенного резонатора дает возможность теоретического расчета размера фокусного пятна, обусловленного „спектральной“ фокусировкой  $w_s$ :

$$w_s \approx \frac{nW_1}{NA} \sqrt{\frac{2\delta\lambda}{\lambda}}, \quad (3)$$

где  $\delta\lambda$  — ширина линии генерации,  $n$  — эффективный показатель преломления волновода.

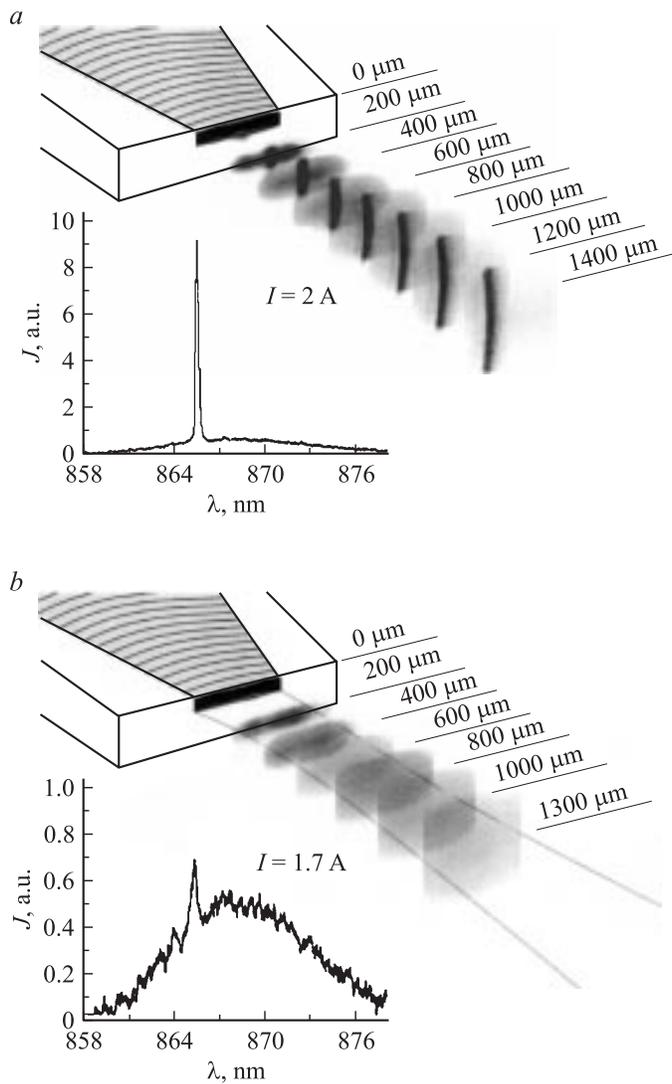
На рис. 1, *b* изображена расчетная зависимость размера фокуса от числовой апертуры и-РБЗ лазера с шириной линии генерации 0.1 nm,

шириной выходного зеркала  $100\ \mu\text{m}$  и длиной волны генерации  $860\ \text{nm}$ , рассчитанная по формулам (1)–(3). Из графика видно, что при малых значениях числовой апертуры  $NA$  непараксиальное размывание фокуса пренебрежимо мало по сравнению с размером фокуса, определяемым другими механизмами фокусировки. В то же время влияние ширины линии генерации за счет „спектрального“ механизма фокусировки на размер фокуса остается существенным даже при значительных величинах  $NA$ . Это позволяет сделать вывод о том, что наименьший размер фокуса достижим для и-РБЗ лазеров со значительной кривизной решетки (оптимальным  $NA$ ) и узкой линией генерации (минимальным  $\delta\lambda$ ).

Для изготовления и-РБЗ лазеров были использованы структуры  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  с двумя квантовыми ямами ( $\lambda = 860\ \text{nm}$ ). На структурах были изготовлены клиновидные полосы с шириной выходного зеркала  $100\ \mu\text{m}$ . Искривленные распределенные зеркала в виде дифракционной решетки 3-го порядка с шагом  $385\ \text{nm}$  были созданы на поверхности структуры с помощью электронно-лучевой литографии и вытравлены ионным травлением на глубину  $0.6\ \mu\text{m}$  (сила связи — „каплинг“  $\kappa = 17.5\ \text{cm}^{-1}$ ) [9]. Кривизна решеток  $\rho_0$  варьировалась от  $0.7$  до  $10\ \text{mm}$  (что соответствовало фокусному расстоянию от  $0.2$  до  $2.8\ \text{mm}$ ). Общая длина лазера, включая два брэгговских зеркала и активную область, составляла около  $1.5\ \text{mm}$ . Сколотые зеркала были покрыты антиотражающим покрытием для подавления мод Фабри–Перо и шпотования. Длина волны РБЗ-генерации составляла  $867\ \text{nm}$ . При этом пороговый ток лазеров находился в диапазоне  $1.2$ – $1.5\ \text{A}$  в зависимости от кривизны брэгговского зеркала (и соответственно площади накачиваемой области лазера). Высокие пороговые токи объясняются большой площадью накачиваемой области и поглощением в и-РБЗ областях.

На рис. 2 представлено распределение ближнего поля и-РБЗ лазера с шириной выходного зеркала  $100\ \mu\text{m}$  и фокусным расстоянием  $0.8\ \text{mm}$  вблизи порога генерации и над порогом. Из рисунка видно, что размер фокуса составляет около  $20\ \mu\text{m}$  для узкой лазерной линии, в то время как для широкой полосы генерации вблизи порога излучение может быть сфокусировано лишь до  $80\ \mu\text{m}$ . Это иллюстрирует действие механизма „спектральной“ фокусировки излучения и-РБЗ лазера.

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально рассмотрены особенности фокусировки излучения в лазерах с искривленными штрихами распределенного брэгговского зеркала и



**Рис. 2.** Распределение интенсивности ближнего поля и-РБЗ лазера с шириной выходного зеркала  $100 \mu\text{m}$  и фокусным расстоянием  $0.8 \text{ mm}$  в зависимости от расстояния до выходного зеркала при накачке вблизи порога (a) и над порогом лазерной генерации (b).

показано, что размер фокуса в значительной степени определяется спектральным совершенством лазерного излучения. Мы полагаем, что увеличение числовой апертуры и уменьшение размера ненакачиваемых областей за счет увеличения каплинга искривленных брегговских зеркал приведет к дальнейшему улучшению фокусировки и повышению эффективности и-РБЗ лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке правительства С.-Петербурга, Фонда содействия отечественной науке и INTAS.

## Список литературы

- [1] *Garbuzov D.Z., Antonishkis N.Y., Zhigulin S.N.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1993. V. 62. P. 1062–1064.
- [2] *Бородицкий М.Л., Дулькин А.Е., Кочнев И.В.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 1994. Т. 20. В. 6. С. 62–66.
- [3] *Garbuzov D.Z., Antonishkis N.Y., Bondarev A.D.* et al. // *IEEE J. Quant. El.* 1991. V. 27. P. 1531–1536.
- [4] *Botez D., Mawst L.J.* // *IEEE Circuits and Devices Magazine.* 1996. V. 12. P. 25–32.
- [5] *Francis D.A., Changhashain C.J., Eason K.* // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68. P. 1598–1600.
- [6] *J. Walpole N., Kintzer E.S., Chinn S.R.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61. P. 740–742.
- [7] *Sokolovskii G.S., Rafailov E.U., L. Birkin D.J.* et al. // *J. Opt. and Quant. El.* 1999. V. 31. P. 215–221.
- [8] *Sokolovskii G.S., Rafailov E.U., L. Birkin D.J.* et al. // *IEEE J. Quant. El.* 2000. V. 36. P. 1412–1420.
- [9] *Yanson D.A., Rafailov E.U., Sokilovskii G.S.* et al. // *J. of Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 1502–1509.
- [10] *Boucher Y., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I.* et al. // *Nanotechnology.* 2003. V. 14. P. 615–618.
- [11] *Boucher Y.G., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I.* et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2004. V. 19. P. 1010–1014.