

05

## Зависимость коэффициента распространения пучка от конструкции волновода торцевых диодных лазеров

© Н.Ю. Гордеев<sup>1</sup>, М.В. Максимов<sup>2</sup><sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский  
Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: gordeev@switch.ioffe.ru

Поступила в редакцию 18.03.2024 г.

В окончательной редакции 16.05.2024 г.

Принята к публикации 29.05.2024 г.

С использованием алгоритма расчета коэффициента распространения пучка  $M^2$ , соответствующего методике его измерения, изложенной в международном стандарте ISO 11146, проанализирована зависимость значений  $M^2$  от толщины вертикальных волноводов торцевых диодных лазеров различных конструкций. Показано, что качество лазерного пучка заметно ухудшается при наличии дополнительных максимумов в профиле интенсивности оптической моды.

**Ключевые слова:** оптический волновод, диодный лазер, коэффициент распространения пучка.

DOI: 10.61011/OS.2024.05.58458.6163-24

### Введение

Полупроводниковые лазеры являются важнейшим технологическим элементом широкого спектра оборудования и систем, начиная от оптических систем передачи информации и заканчивая сверхмощными установками лазерной сварки и резки. Технические особенности приборов диктуют определенный набор требований к используемым в них диодным лазерам. Это могут быть компактные маломощные вертикально излучающие лазеры для передачи данных или мощные лазеры, линейки или матрицы для накачки волоконных лазеров в промышленных системах обработки материалов. Важным отличием любого полупроводникового лазера от других типов лазера является их небольшой размер. Такая компактность приводит к тому, что диодный лазер независимо от конструкции волновода или резонатора имеет достаточно большую расходимость лазерного пучка, достигающую, например, в торцевых лазерах  $40^\circ$  по быстрой оси (в направлении, перпендикулярном эпитаксиальным слоям). Поэтому для практического применения как правило используются различного рода оптические системы фокусировки лазерного пучка. Для эффективных схем фокусировки предпочтительно иметь гауссов пучок, который считается эталонным пучком с дифракционным пределом расходимости. На практике профиль лазерного пучка может существенно отличаться от гауссова, и численной мерой этого отличия является коэффициент распространения пучка  $M^2$ , предложенный в начале 1990-х годов Сигманом (Siegman) [1]. В настоящее время параметр лазерного пучка  $M^2$  включен в международный стандарт ISO 11146 [2] и идентич-

ный российский национальный стандарт. Безразмерный инвариантный параметр  $M^2$  определяется следующим образом [1]:

$$M^2 = \frac{d\theta}{d_0\theta_0}, \quad (1)$$

где  $d, \theta$  — диаметр и расходимость пучка в перетяжке,  $d_0, \theta_0$  — диаметр и расходимость для гауссова пучка. Если исследуемый пучок является гауссовым, то для него  $M^2$  равен 1, а любое отклонение от гауссова профиля приводит к увеличению  $M^2$ . Коэффициент распространения пучка может быть определен как для всего пучка, так и отдельно для главных оптических осей. Для торцевых диодных лазеров таковыми являются быстрая (вертикальная) и медленная (горизонтальная) оси.

Дизайн вертикального волновода полупроводникового лазера существенным образом влияет не только на расходимость и форму лазерного пучка, но и на такие важнейшие характеристики как внутренние оптические потери, тепловое и электрическое сопротивление и, как следствие, на КПД. Применение того или иного решения определяется поиском компромисса по влиянию на лазерные параметры. Например, расширение вертикального волновода приводит к лучшей локализации фундаментальной моды, уменьшению ее перекрытия с высоколегированными эмиттерами и, как результат, уменьшению внутренних оптических потерь [3]. Использование узких волноводов позволяет уменьшить оптические потери за счет уменьшения перекрытия оптической моды и части волноводного слоя, примыкающего к  $p$ -эмиттеру. Для максимального сдвига активной области в сторону поверхности лазерного кристалла, направленного на уменьшение теплового и электрического сопро-

тивлений, и сохранения одномодовости вертикального излучения могут использоваться экстремально асимметричные волноводы [4], волноводы с подавлением мод высокого порядка [5]. При разработке новых волноводов нужно учитывать и параметры качества лазерного пучка. В стандарте ISO 11146 описаны методы измерения  $M^2$ , реализованные в коммерческих и лабораторных системах. Физические принципы, лежащие в основе параметра  $M^2$ , позволяют определять его аналитически и полуаналитически [6]. Адекватность получаемого результата зависит от учета влияния режима работы лазера, например температуры, на характеристики светового пучка. Расчет или моделирование коэффициента распространения пучка позволяет, как правило, оценить его минимальное значение для исследуемого волновода, поскольку реальная работа лазера приводит к ухудшению качества пучка и соответственно увеличению  $M^2$ .

В настоящей работе посредством численного моделирования мы рассматриваем влияние толщины и конструкции вертикального волновода торцевого диодного лазера на коэффициент распространения пучка вдоль быстрой оси ( $M_y^2$ ), приводим расчеты для нескольких вариантов вертикального волновода и обсуждаем наиболее критичные для качества лазерного пучка параметры.

## Методика расчета $M^2$

Для расчета  $M^2$  (1) необходимо знать ширину ближнего поля излучения и расходимость пучка в дальнем поле. В [1] и соответствующем стандарте ISO 11146 эти величины определяются из моментов второго порядка распределения интенсивности в поперечном сечении пучка: ширина  $d_\sigma$  — из пространственного момента, расходимость  $\Theta_\sigma$  — из углового:

$$d_\sigma = 4\sigma_y, \quad (2)$$

$$\Theta_\sigma = 4\sigma_\theta, \quad (3)$$

где  $\sigma_y, \sigma_\theta$  — среднее квадратическое отклонение распределения интенсивности в ближнем поле  $I_i(y)$  и дальнем  $I_j(\theta)$  соответственно. Значения  $\sigma_y$  и  $\sigma_\theta$  вычисляются по стандартным формулам:

$$\sigma_y^2 = \frac{\sum_{i=1}^N I_i(y)(y_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^N I_i(y)}, \quad (4)$$

$$\sigma_\theta^2 = \frac{\sum_{j=1}^L I_j(\theta)(\theta_j - \bar{\theta})^2}{\sum_{j=1}^L I_j(\theta)}, \quad (5)$$

где суммирование производится по числу точек  $N$  и  $L$  для ближнего и дальнего полей соответственно;  $\bar{y}, \bar{\theta}$  — центры масс распределения интенсивности в ближнем и дальнем полях соответственно. Поскольку мы используем численное моделирование по конечному числу точек, вместо интегрирования используется суммирование, и для распределений интенсивности введены индексы  $i$

и  $j$ . Центры масс также рассчитываются по стандартным формулам:

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^N I_i(y)y_i}{\sum_{i=1}^N I_i(y)}, \quad (6)$$

$$\bar{\theta} = \frac{\sum_{j=1}^L I_j(\theta)\Theta_j}{\sum_{j=1}^L I_j(\theta)}. \quad (7)$$

С учетом дифракционной расходимости гауссова пучка с длиной волны излучения  $\lambda$  коэффициент распространения пучка вычисляется по формуле [6]

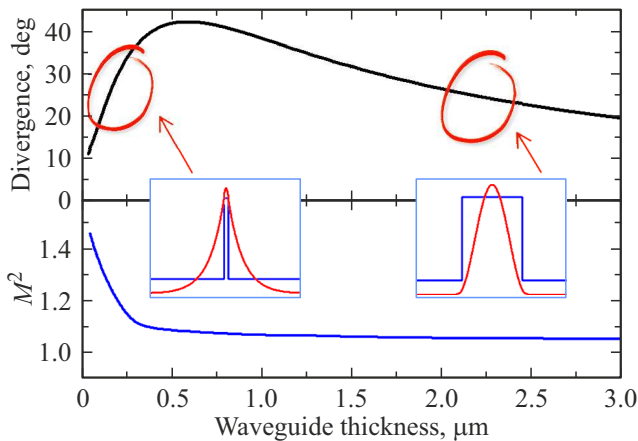
$$M_y^2 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{d_\sigma \Theta_\sigma}{4}. \quad (8)$$

Численное моделирование распределения интенсивности в вертикальном направлении в ближнем и дальнем полях было сделано с помощью программного пакета FIMMWAVE (Photon Design) методом эффективного показателя преломления. Для обоих распределений вычисление велось по равномерной сетке с 500 ячейками, что позволило опустить шаг сетки в формулах (4)–(7) расчета коэффициента распространения пучка. Отметим, что в дальнейшем изложении индекс  $y$  в обозначении  $M_y^2$  мы опускаем.

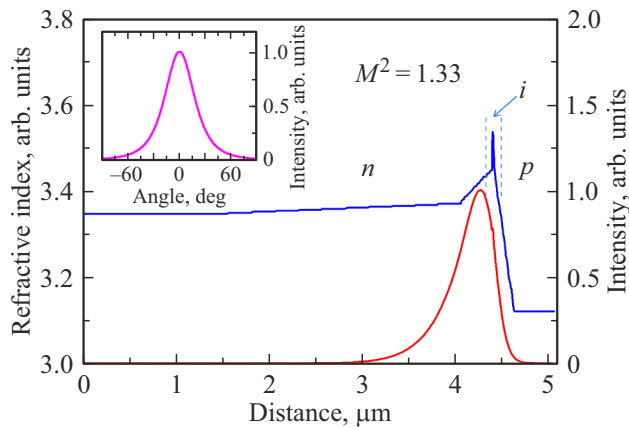
## Результаты и обсуждение

Рассмотрение зависимости  $M^2$  от конструкции волновода мы начнем с анализа влияния толщины волновода. Критерий узкого и широкого волновода очень условный, но обычно волноводы толщиной менее примерно  $0.3 \mu\text{m}$  считаются узкими. На характеристики оптической моды влияет не только толщина волновода, но и его контраст (разность показателей преломления между волноводным слоем и эмиттерами). Оба эти параметра определяют эффективный показатель преломления оптической моды — чем он выше, тем сильнее локализация моды в пределах волноводного слоя. Ранее [3] мы рассматривали параметры вертикальной оптической моды с длиной волны излучения  $980 \text{ nm}$  в зависимости от толщины модельного лазерного симметричного волновода GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и показали, что высокий эффективный показатель преломления фундаментальной моды достигается в многомодовом волноводе. В общем случае в торцевом лазере для уменьшения оптических потерь предпочтительно использовать расширенный вертикальный многомодовый волновод и подавлять в нем моды высоких порядков.

Для некоторых применений эффективны и решения на основе узких волноводов, которые позволяют уменьшить толщины слоев со стороны  $p$ -области, а значит, и уменьшить тепловое и электрическое сопротивления [7]. В настоящей работе мы провели вычисления  $M^2$  для модельного волновода (рис. 1), идентичного рассмотренному в [3]. Анализ коэффициента распространения пучка



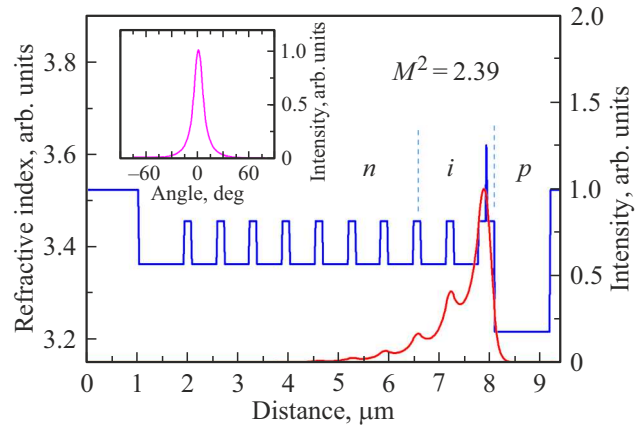
**Рис. 1.** Зависимость расходимости лазерного пучка и коэффициента распространения пучка  $M^2$  от толщины модельного волновода GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As (длина волны излучения 980 nm). На вставках схематически показаны профили оптической моды узкого и широкого волноводов.



**Рис. 2.** Профиль показателя преломления и оптической моды волновода ETAS с тройной экстремальной асимметрией [4]. На вставке — распределение интенсивности в дальнем поле излучения.

мы ограничили рассмотрением фундаментальной вертикальной моды. Широкие волноводы могут быть многомодовыми, что требует специальных мер для подавления возможной генерации на модах высокого порядка. В общем случае эти меры предполагают уменьшение пространственного перекрытия мод высокого порядка и активной области или селективное увеличение оптических потерь для мод высокого порядка. Первый подход реализуется, например, при смещении активной области от середины волновода [8]. Примером селективного подавления мод высокого порядка являются лазеры со связанными волноводами [3].

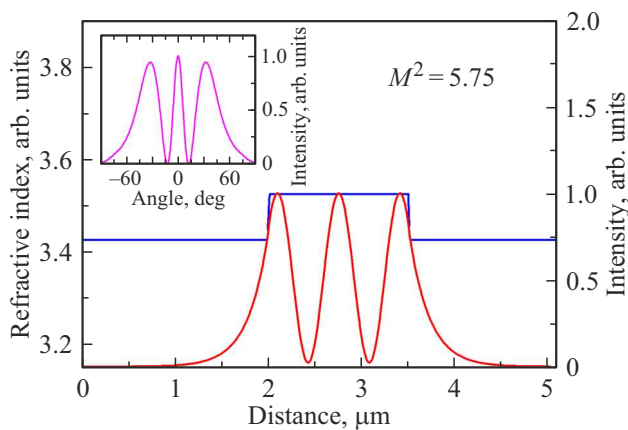
Эволюцию  $M^2$  удобнее рассматривать при изменении ширины волновода от больших значений к меньшим. В широком волноводе, где профиль оптической моды максимально близок к гауссову, коэффициент рас-



**Рис. 3.** Профиль показателя преломления и оптической моды волновода с одномерным фотонным кристаллом PBC [9]. На вставке — распределение интенсивности в дальнем поле излучения.

пространения пучка близок к своему минимальному значению 1. При уменьшении толщины волноводного слоя  $M^2$  плавно увеличивается, что отражает более сильное проникновение оптической моды в эмиттеры, в которых интенсивность убывает по экспоненциальному закону. При этом плавно увеличивается расходимость лазерного пучка. В узком волноводе профиль моды существенно меняется, большая доля интенсивности находится в экспоненциальных „крыльях“. Этот переход сопровождается уменьшением расходимости пучка и более интенсивным ростом  $M^2$ . Характерно, что переход наблюдается примерно в области отсечки для моды первого порядка. В экстремально узком волноводе толщиной 50 nm  $M^2$  увеличивается до 1.5, что тем не менее является приемлемой величиной.

Оптические потери в лазерном волноводе во многом определяются перекрытием оптической моды с областями с высокой концентрацией дырок, имеющими большее сечение поглощения, чем электроны. По этой причине в настоящее время интенсивно разрабатываются асимметричные волноводы, в которых, во-первых, оптическая мода минимально проникает в  $p$ -эмиттер, во-вторых, активная область в пределах волноводного слоя максимально смещена к  $p$ -эмиттеру для минимизации перекрытия моды и области накопления инжектированных дырок. Примером является волновод с тройной экстремальной асимметрией (ETAS — extreme triple asymmetric) [4], для которого мы также рассчитали коэффициент распространения пучка (рис. 2). Особенности этого волновода: асимметричное расположение активной области, высокий контраст со стороны  $p$ -эмиттера и очень низкий контраст со стороны  $n$ -эмиттера, разная толщина градиентных слоев, примыкающих к активной области. Тройная асимметрия позволяет лазеру эффективно работать при непрерывной накачке, при этом  $M^2$  лишь незначительно превышает 1.3.



**Рис. 4.** Профиль показателя преломления и оптической моды второго порядка модельного волновода GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As толщиной 1.5  $\mu\text{m}$ .

Другим вариантом асимметричного волновода является конструкция с так называемым одномерным фотонным кристаллом [9], представляющим собой периодическое чередование в волноводе слоев AlGaAs с высоким и низким содержанием алюминия, имеющих разный показатель преломления. Это позволяет существенно расширить волновод и уменьшить вертикальную расходимость лазерного пучка. На рис. 3 представлены расчетные профили излучения в ближнем и дальнем полях. Обращает на себя внимание существенно асимметричный профиль интенсивности оптической моды и наличие в нем дополнительных максимумов. Эти два фактора негативно сказываются на величине  $M^2$ , которая по расчетам близка к 2.4. Можно предположить, что именно дополнительные максимумы существенно ухудшили качество лазерного пучка, поскольку они одновременно увеличивают и ширину ближнего поля излучения, и расходимость пучка в дальнем поле. Для иллюстрации этого эффекта мы рассчитали коэффициент распространения пучка для вертикальной моды второго порядка в модельном волноводе толщиной 1.5  $\mu\text{m}$  (рис. 4). Значение  $M^2$ , равное 5.75, неприемлемо с практической точки зрения.

## Заключение

Таким образом, используя методы численного моделирования, была проанализирована зависимость коэффициента распространения пучка  $M^2$  от толщины симметричного модельного волновода GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As и показано, что при сужении вплоть до минимальных величин  $M^2$  увеличивается примерно до 1.5, что является приемлемым значением. Качество лазерного пучка существенно ухудшается при наличии дополнительных максимумов в профиле интенсивности лазерной моды. Используемый простой алгоритм расчета  $M^2$  соответствует методике его измерения, изложенной в между-

народном стандарте ISO 11146, и может быть применен при проектировании вертикальных волноводов торцевых диодных лазеров.

## Финансирование работы

М.В. Максимов благодарит Министерство науки и высшего образования РФ (проект FSRM-2023-0010) за поддержку работы.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A.E. Siegman. Proc. SPIE 1224, Optical Resonators, **1224**, 2 (1990). DOI: 10.1117/12.18425
- [2] ISO 11146-2:2021 [ISO standard].  
URL: <https://www.iso.org/standard/77770.html>
- [3] N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. Laser Phys., **27** (8), 086201 (2017). DOI: 10.1088/1555-6611/aa7cdc
- [4] T. Kaul, G. Erbert, A. Maassdorf, D. Martin, P. Crump. Proc. SPIE 10514, High-Power Diode Laser Technology XVI, **10514**, 105140A (2018). DOI: 10.1117/12.2288284
- [5] A.S. Payusov, A.A. Beckman, G.O. Kornyshev, Yu.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov, N.Yu. Gordeev. Opt. Laser Technol., **164**, 109479 (2023). DOI: 10.1016/j.optlastec.2023.109479
- [6] G. Hatakoshi. Opt. Rev., **10** (4), 307 (2003). DOI: 10.1007/s10043-003-0307-1
- [7] A.A. Marmalyuk, Y.L. Ryaboshtan, P.V. Gorlachuk, M.A. Ladugin, A.A. Padalitsa, S.O. Slipchenko, A.V. Lyutetskiy, D.A. Veselov, N.A. Pikhtin. Quantum Electron., **48** (3), 197 (2018). DOI: 10.1070/QEL16545
- [8] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov, Z.I. Alferov. Electron. Lett., **40** (22), 1413 (2004). DOI: 10.1049/el:20045885
- [9] S. Zhao, Y. Wang, H. Qu, Y. Liu, X. Zhou, A. Liu, W. Zheng. IEEE Photonics Technol. Lett., **29** (23), 2005 (2017). DOI: 10.1109/LPT.2017.2758904