

УДК 621.315.592:621.373

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ШИРОКИМ КОНТАКТОМ

© 2022 г. А. Г. Ржанов*

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия*

**E-mail: rjanov@mail.ru*

Поступила в редакцию 24.08.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Рассматриваются возможные методы определения числа нефазированных между собой когерентных каналов генерации излучения мощного лазерного диода с широким контактом. Обсуждаются критерии, по которым возможно выделить среди расчетных профилей излучения адекватные эксперименту образцы.

DOI: 10.31857/S0367676522010227

ВВЕДЕНИЕ

Мощные лазерные диоды (ЛД) нашли широкое применение в науке, промышленности, медицине и других областях. К таким лазерам относят ЛД с мощностью непрерывной генерации в сотни милливатт и выше [1–5]. Если такой ЛД имеет ширину W активной области равную 50 или более микрометров, то его относят к ЛД с широким контактом (ЛДШК). В процессе эксплуатации излучательные характеристики ЛДШК постепенно меняются в силу медленной деградации этих устройств. В результате в какой-то момент времени работы прибор либо отказывает, либо перестает удовлетворять потребителя по своим характеристикам. Прогноз времени функционирования и своевременная замена таких приборов необходимы на практике. Для понимания изменений в структуре ЛДШК, приводящих к его деградации и ограничению срока службы, необходим анализ модового состава излучения в лазерном резонаторе (на зеркале ЛД) и соответствующие ему изменения в частотном спектре.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Ранее было разработано несколько моделей ЛД, в которые входят: геометрическое описание структуры ЛД, состав слоев, самосогласованная система уравнений и алгоритм ее решения [6–9]. Такие модели успешно применялись для расчета

характеристик излучения ЛД с шириной активной области W менее 30 мкм, в которых практически всегда наблюдается когерентное излучение либо одномодового, либо многомодового характера. Описание самосогласованной модели, в которую входят кинетические уравнения, материальные соотношения и волновое уравнение, можно найти, например, в работе [8].

Особенностью функционирования ЛДШК, в отличие от ЛД с контактом менее 50 мкм, является многоканальность излучения, являющаяся следствием ограниченной длины продольной когерентности излучения ЛД [10–13]. Кроме того, на распределение оптического поля внутри резонатора ЛД оказывают влияние усиление, вынужденная рекомбинация носителей, нелинейная рефракция, термо-рефрактивный эффект и еще ряд менее значимых явлений. Основным физическим следствием действия таких механизмов является то, что каналы генерации оказываются не связанными между собой по фазе и, кроме того, разнесенными в спектральной и пространственной области. Это видно из экспериментальных данных по регистрации спектра и дальнего поля излучения ЛДШК в разные моменты времени функционирования прибора [14]. Экспериментально в работах [14, 15] было зарегистрировано существенное насыщение спектра излучения ЛДШК при длительной эксплуатации, свидетельствующее о появлении новых пиков, соответствующих новым каналам генерации. Спектр излучения рас-

смастриваемого ЛДШК с квантовой ямой [5] составляет 6 нм по длине волны и определяется энергетической шириной подзоны в квантовой яме (8 мэВ) – контуром усиления. В рамках этого частотного диапазона с центральной длиной волны 974 нм, наблюдалось по мере наработки от двух до пяти каналов генерации [14, 15], что соответствовало появлению в спектре излучения от двух до пяти линий с полушириной около 1.0–1.4 нм. Эти линии стремятся занять весь диапазон контура усиления и имеют возможность перекрывать друг друга. В пространственной области каналы генерации не имеют возможности перекрывать друг друга, так как это означало бы образование фазовой связи между ними, что ограничено конечной величиной длины когерентности. Таким образом, ограничивается возможное число нефазированных каналов.

В работах [8–10, 16] нами были проведены оценки типичных значений частотных и мощностных интервалов, соответствующих различным оптическим и электронным механизмам ограничения полосы частот оптического излучения и структуры спектра ЛДШК. Из этих оценок следует, что огибающая спектра одного канала генерации исследуемого ЛДШК наполнена 15–16 пиками продольных мод, каждый из которых захватывает несколько электронных состояний в зоне проводимости и в валентной зоне. Длина когерентности излучения ЛД, в свою очередь, определяется энергетической шириной этих состояний. Оценки, сделанные в [17], показали, что длине когерентности $L_{\text{ког}} = 2.5$ см соответствует энергетическая ширина уровня $\Delta E = 0.024$ мэВ при плотности состояний $\rho = 4 \cdot 10^5$ эВ⁻¹ в квантовой яме объемом $V = 0.012 \times 100 \times 2000 = 2400$ мкм³.

С точки зрения расчета и формирования адекватной модели ЛДШК в условиях многоканальной генерации необходим пересмотр подхода к расчету оптических полей в широкой пространственной апертуре ЛДШК. В этой ситуации становится необходимым отдельный расчет поля для каждого канала. Это означает, что с точки зрения оптической (волновой) части модели, ЛДШК необходимо рассматривать как набор отдельных нефазированных излучателей количеством N_k с шириной каналов w_0 . Таким образом, в модель должны входить N_k независимых уравнений для расчета полей в конкретных областях лазерного волновода. Определение числа каналов N_k путем теоретического анализа оказывается совсем не простой задачей. В данной работе рассматривается один из возможных подходов к решению этой проблемы.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ

Приближенная оценка для величин w_0 и $N_k = W/w_0$ была сделана в работе [12] на основе теории дифракции:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda L_{\text{ког}}}{2\pi n_{\text{эф}0}}}, \quad (1)$$

где λ_0 и $L_{\text{ког}}$ – соответственно, центральная длина волны ЛДШК излучения в вакууме и продольная длина когерентности [13–15], $n_{\text{эф}0}$ – эффективный показатель преломления фундаментальной латеральной моды, принимаемый в расчетах равным: $n_{\text{эф}0} = 3.56$. Учет самофокусировки излучения за счет нелинейной рефракции в этом случае позволяет рассмотреть в качестве модельного приближения локальный волновод с квадратичным профилем, а также оценить ширину установившегося канала генерации через длину когерентности [12]. Связь между длиной когерентности и модельным квадратичным фокусирующим профилем показателя преломления была указана в работах [12, 13]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 y_0}{2\pi n_{\text{эф}0}}}, \quad (2)$$

где y_0 – ширина модельного представления диэлектрической проницаемости. Ширину канала генерации w_0 мы отождествляем с поперечной длиной когерентности $L_{\text{ког}\perp}$, которая характеризует область когерентности излучения в пределах поперечного сечения пучка.

Из выражений (1), (2) следует, что адекватную картину ближнего поля в каналах генерации можно получить путем решения одномерного волнового уравнения в форме уравнения Гельмгольца [12] с функцией эффективной диэлектрической проницаемости, записанной в виде:

$$\epsilon(y) = \epsilon^0 \left(1 - \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right), \quad (3)$$

Величины $L_{\text{ког}}$ и y_0 оказываются равными друг другу:

$$y_0 = L_{\text{ког}}. \quad (4)$$

Этот результат говорит о том, что связь между длинами продольной и поперечной когерентности излучения (между временем когерентности и поперечной длиной когерентности), как следует из (1), (2) выражается как:

$$L_{\text{ког}} = k_0 (L_{\text{ког}\perp})^2, \quad (5)$$

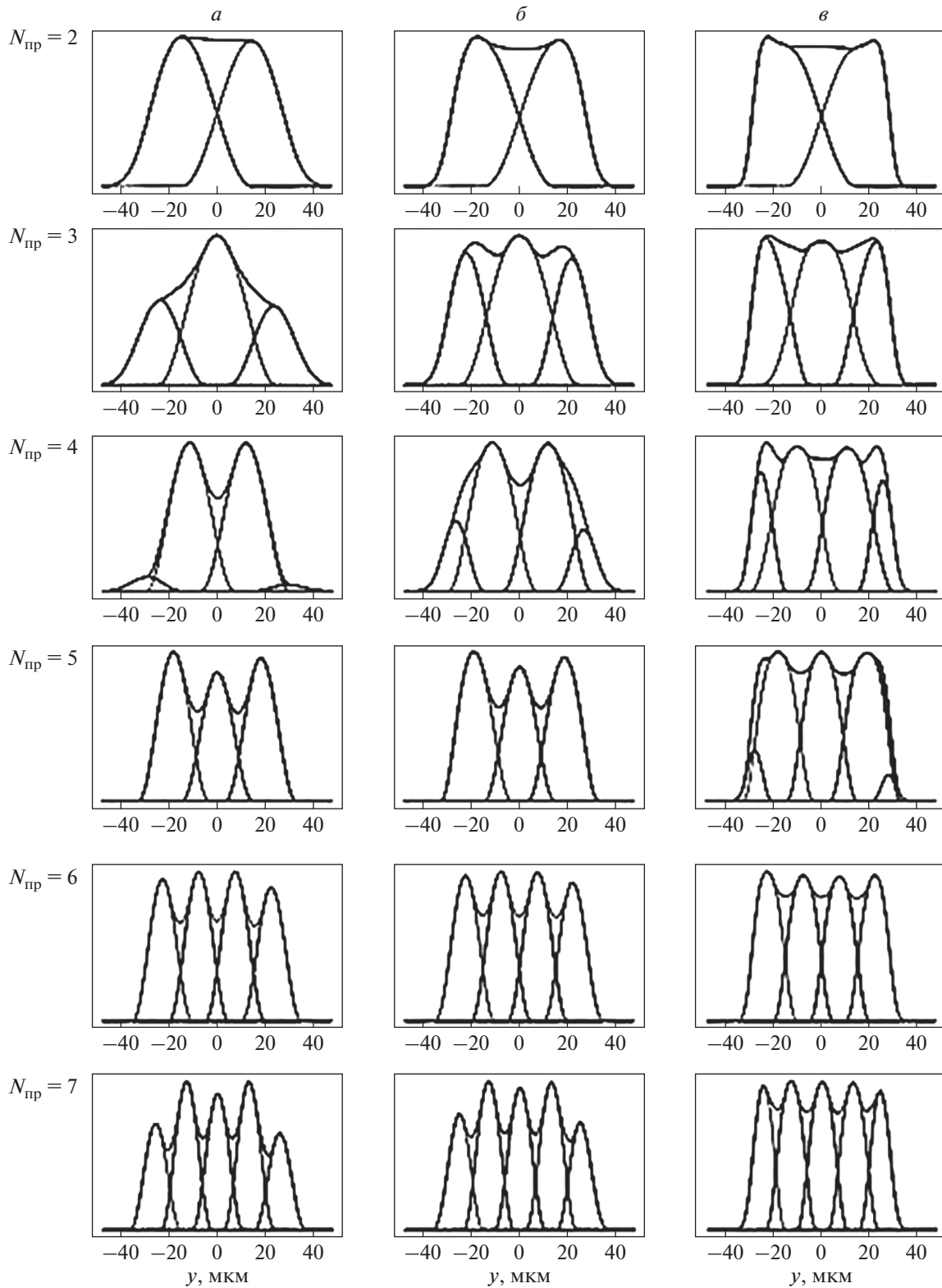


Рис. 1. Распределение интенсивности ближнего поля ЛДШК в относительных единицах для предполагаемого числа каналов $N_{\text{пр}}$ от 2 до 7 (строки) и различных значений коэффициента нелинейной рефракции $|dn/dN_c|$ (столбцы): $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-9}$ (a), $1.2 \cdot 10^{-8}$ ($б$), $1.2 \cdot 10^{-7} \text{ мкм}^{-3}$ ($в$).

где $L_{\text{ког.}\perp}$ – поперечная длина когерентности, k_0 – волновое число в вакууме.

Для наиболее адекватного выбора числа каналов N_k и формирования окончательной модели предлагается провести расчеты для нескольких пробных значений $N_{\text{пр}}$ в пределах от 2 до 7, а затем по определенным критериям выбрать наиболее подходящий вариант. Это и было проделано для трех разных значений параметра нелинейной рефракции $|dn/dN_c|$, где n – эффективный показатель преломления активного слоя, N_c – концентрация неравновесных носителей. Этот параметр отвечает за формирование областей самофокусировки внутри лазерного резонатора, которые удерживают излучение в канале генерации. Он должен быть согласован с величиной $L_{\text{ког.}}$. На рис. 1 показана матрица результатов расчета фундаментальных мод ЛДШК для трех значений $|dn/dN_c|$ и шести значений $N_{\text{пр}}$ – предполагаемого (пробного) числа каналов. В столбцах представлены решения уравнения Гельмгольца для следующих значений $|dn/dN_c|$: а) $1.2 \cdot 10^{-9}$ мкм $^{-3}$, б) $1.2 \cdot 10^{-8}$ мкм $^{-3}$, в) $1.2 \cdot 10^{-7}$ мкм $^{-3}$. Каждой строке соответствует пробное значение числа каналов $N_{\text{пр}}$, принимаемое при расчете, от 2 до 7. По оси абсцисс на графиках отложена латеральная координата в микронах.

За критерии выбора адекватного сочетания указанных выше величин разумно принять следующие соображения, основанные на анализе экспериментальных данных. Во-первых, картина ближнего поля должна максимально равномерно заполнять всю ширину области накачки $W = 100$ мкм [5]. Во-вторых, должны отсутствовать асимметричные поля. В-третьих, должно быть максимальное совпадение средней интенсивности излучения во всех каналах. В-четвертых, число каналов N_k в пробных расчетах может в итоге не совпадать с предполагаемым числом $N_{\text{пр}}$. Анализируя вид и количество составляющих излучения на рис. 1, можно выбрать следующие решения, наиболее удовлетворяющие предложенным выше критериям отбора числа каналов N_k :

- 1) $N_{\text{пр}} = 2$; $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-9}$ мкм $^{-3}$ (а) $\rightarrow N_k = 2$;
- 2) $N_{\text{пр}} = 3$; $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-8}$ мкм $^{-3}$ (б) $\rightarrow N_k = 3$;
- 3) $N_{\text{пр}} = 4$; $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-7}$ мкм $^{-3}$ (в) $\rightarrow N_k = 4$;
- 4) $N_{\text{пр}} = 5$; $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-8}$ мкм $^{-3}$ (б) $\rightarrow N_k = 3$;
- 5) $N_{\text{пр}} = 6$; $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-7}$ мкм $^{-3}$ (в) $\rightarrow N_k = 4$.

В примерах 2) и 4) при разном пробном числе каналов $N_{\text{пр}}$ (3 и 5 соответственно) результат расчета N_k оказался практически одинаковым при значении $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-8}$ мкм $^{-3}$: $N_k = 3$. Это говорит о том, что при данном значении коэффициента нелинейной рефракции число каналов будет равно

трем. Тем самым расчетная задача конкретизируется. То же самое можно сказать, например, для случаев 3) и 5): при $|dn/dN_c| = 1.2 \cdot 10^{-7}$ мкм $^{-3}$ $N_k = 4$.

Видно, что предлагаемый способ позволяет проводить селекцию числа каналов по четности. Хотя данный анализ является приближенным, в рамках поставленной задачи, учитывающей неточные сведения об истинной величине коэффициента нелинейной рефракции в материале квантовой ямы и коэффициента диссипации в волноводных слоях ЛДШК, он обозначает один из путей к более точным расчетам, требующим большего количества компьютерного времени и других ресурсов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показана связь между нелинейной рефракцией, когерентностью и пространственными размерами каналов генерации в мощных ЛДШК. На основе базовой модели, разработанной для моделирования одного канала, проведены расчеты для нескольких каналов генерации, демонстрирующие метод определения числа этих каналов по виду расчетных пространственных зависимостей интенсивности оптического поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 5. С. 401; Bogatov A.P., Drakin A.E., Stratonnikov A.A. Konayev V.P. // Quant. Electron. 2000. V. 30. No. 5. P. 401.
2. Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Шамахов В.В. и др. // ФТП. 2021. Т. 55. № 4. С. 344.
3. Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Николаев Д.Н. и др. // ФТП. 2020. Т. 54. № 4. С. 408.
4. Жуков А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров. СПб: Изд. Академ. ун-та, 2016. 364 с.
5. Тарасов И.С. // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 8. С. 661; Tarasov I.S. // Quant. Electron. 2010. V. 40. No. 8. P. 661.
6. Vuus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. No. 6. P. 953.
7. Ржанов А.Г., Гвердцители В.И., Арбаиш А. // Вестн. РУДН. Сер. мат., инф., физ. 2009. Т. 3. № 65. С. 69.
8. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6; Rzhanov A.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 1. P. 1.
9. Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1508; Rzhanov A.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1371.

10. *Ржанов А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 220; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 169.
11. <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top>.
12. *Адамов А.А., Баранов М.С., Храмов В.Н.* // Науч.-техн. вестн. ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.
13. *Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В.* // Изв. вузов. ПНД. 2009. Т. 17. № 5. С. 30.
14. *Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovuev G.A.* // Phys. Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 287.
15. *Коваль О.И., Ржанов А.Г., Соловьев Г.А.* // Учен. зап. физ. фак. МГУ. 2013. № 5. С. 135041.
16. *Ржанов А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 250; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 180.

Determination of the number of generation channels in the simulation of wide-contact laser diodes

A. G. Rzhanov*

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: rjanov@mail.ru*

Possible methods for determining the number of coherent channels for generating radiation from a high-power laser diode with a wide contact are considered. The criteria by which it is possible to distinguish samples adequate to the experiment from the calculated radiation profiles are discussed.