

МЕТОДИКА КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА НА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЕ

QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE RADIATION OF THE LASER DIODE AT FUNDAMENTAL MODE

*V. Bliznyuk
N. Berezovskaya
V. Parshin
A. Tarasov*

Annotation

There is an algorithm for determining the generation mode to the fundamental mode by comparing the measured and calculated values of the function that describes the radiation pattern, for three values of the argument of simple relations with the values of the Gaussian curve inflection points. It has been shown that these ratios are completely determined by the divergence angle of the radiation.

Keywords: laser diode, fundamental mode, directional radiation pattern, the near-field zone, the far-field zone.

*Близнюк Владимир Васильевич
К.т.н., доцент, НИУ "МЭИ"
Березовская Наталья Витальевна
Аспирант, НИУ "МЭИ"
Паршин Василий Алексеевич
Студент, НИУ "МЭИ"
Тарасов Александр Евгеньевич
Ст. преподаватель, НИУ "МЭИ"*

Аннотация

Разработан алгоритм определения режима генерации на фундаментальной моде путем сравнения измеренных и расчетных значений функции, описывающей диаграмму направленности, при трех значениях аргумента, связанных простыми соотношениями со значениями абсцисс точек перегиба гауссовой кривой. Показано, что эти соотношения полностью определяются углом расходимости излучения.

Ключевые слова:

Лазерный диод, фундаментальная мода, диаграмма направленности излучения, ближняя зона поля, дальняя зона поля.

Введение

Среди лазерных диодов (далее – ЛД), нашедших широкое применение в различных оптико-электронных комплексах и системах, особое место занимают ЛД, работающие в одномодовом режиме генерации, под которым обычно подразумевают генерацию на фундаментальной моде.

Не останавливаясь на особенностях конструкций таких ЛД, отметим только, что в диаграмме направленности их излучения доминирует один лепесток, в котором сосредоточена практически вся энергия излучения. Нарушение одномодового режима генерации приводит к существенному ухудшению параметров как информационных, так и измерительных лазерных систем. Поэтому при диагностике таких систем в ходе проведения пуско-наладочных и регламентных работ большое внимание уделяется анализу режима генерации ЛД.

Для определения режима генерации ЛД используется анализ нормированных угловых зависимостей интенсивности излучения ЛД в плоскости, перпендикулярной

p - p -переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости p - n -перехода (далее – горизонтальной плоскости) [1–3]. Измерения проводят при разных уровнях мощности излучения. Если при возрастании мощности излучения ЛД нормированные угловые зависимости интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскости не изменяются и возможна хорошая аппроксимация этих зависимостей гауссовой функцией, то принято считать, что имеет место генерация на основной моде [1–3]. Однако использование такой методики позволяет лишь качественно оценить модовую структуру излучения.

Строгое определение режима генерации ЛД на фундаментальной моде осуществляется путем измерений коэффициента распространения пучка M^2 . В случае сильно расходящегося излучения ЛД параметр M^2 определяется по методике, изложенной в [1]. Авторы используют факторизованное представление поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке: $M^2 = M_x \cdot M_y$, где M_x и M_y – факторы для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно, и полагают, что фактор M_x с хорошей степенью точности всегда равен единице.

В таком случае

$$M^2 = M_y = 2k_0 \sigma_y \sigma_\phi = (2\pi / \lambda_0) \sigma_y \sigma_\phi, \quad (1)$$

где k_0 и λ_ϕ – волновое число и длина волны излучения в вакууме; σ_y и σ_ϕ – среднеквадратичные размеры пучка в горизонтальной плоскости в ближней и дальней зоне.

Эти размеры определяются из соотношений [1]:

$$\sigma_y = \left[\frac{\int F(y)y^2 dy}{\int F(y)dy} \right]^{1/2}; \quad (2)$$

$$\sigma_\phi = \left[\frac{\int I(\phi) \sin^2 \phi d(\sin \phi)}{\int I(\phi) d(\sin \phi)} \right]^{1/2},$$

где $F(y)$ и $I(\phi)$ – распределения интенсивности в ближней и дальней зоне; y – координата точки на выходном зеркале ЛД; ϕ – угловая координата точки, расположенной в дальней зоне.

Следует заметить, что определение вида функции $F(y)$ связано с использованием дорогостоящего оборудования и сложной обработкой результатов измерений, а приближение $M_x = 1$ если и может быть использовано, то только после проведения его тщательного анализа.

Цель исследования

Анализ разработанных к настоящему времени методов определения режима генерации ЛД на фундаментальной моде позволяет заключить, что их реализация связана с кропотливыми измерениями распределений интенсивности излучения в ближней и дальней зоне, требующими высокой квалификации обслуживающего персонала. Проведение таких измерений в условиях массового производства ЛД представляет собой сложную организационно-технологическую задачу, решение которой невозможно без увеличения себестоимости продукции. Рост себестоимости можно значительно уменьшить, если при диагностике лазерного пучка исключить измерения распределений интенсивности излучения в ближней зоне. В связи с этим приобретает актуальность разработка методики определения режима генерации ЛД на фундаментальной моде с использованием количественного анализа диаграмм направленности излучения ЛД в дальней зоне поля.

Угловое распределение интенсивности излучения в свободное пространство в вертикальной (или горизонтальной) плоскости зависит от Фурье-разложения координатного распределения интенсивности излучения $F(x)$ (или $F(y)$) в ближней зоне и квадрата углового фактора Гюйгенса $G^2(\theta)$, где θ – полярный угол [4]. Влияние этого фактора на угловое распределение интенсивности излу-

чения возрастает по мере удаления от оси лазерного пучка, вследствие чего само распределение описывается функцией $f(\theta)$, отличающейся от гауссовой функции. В наибольшей степени зависимость $f(\theta)$ от углового фактора проявляется в вертикальной плоскости, где расходимость излучения ЛД в свободное пространство значительно больше, чем в горизонтальной плоскости.

Настоящая работа посвящена разработке методики количественного анализа функции $f^\perp(\theta)$, описывающей диаграмму направленности излучения ЛД в вертикальной плоскости. Целью исследования является определение условий, при выполнении которых путем количественного анализа функции можно определять режим генерации ЛД на фундаментальной моде.

Методика исследования

Предлагаемая методика исследования (количественного анализа) функции базируется на том, что диаграмма направленности излучения с расходимостью, определяемой дифракционным пределом, формируется, когда нормированное распределение его интенсивности в ближней зоне описывается гауссовой функцией [4].

В этом случае, как показано в [5], нормированное угловое распределение интенсивности излучения в вертикальной плоскости в дальней зоне

$$f^\perp(\theta) = G^2(\theta^\perp) \exp(-A^2 z^2), \quad (3)$$

где $G^2(\theta^\perp)$ – квадрат углового фактора Гюйгенса [6]:

$$G^2(\theta^\perp) = ((m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta^\perp}) / (m^2 \cos \theta^\perp + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta^\perp}))^2 \cos^2 \theta^\perp, \quad (4)$$

где $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ-мод, а n – показатель преломления волновода;

$$A^2 = \ln [2G^2(\theta_{1/2}^\perp)] / \sin^2 \theta_{1/2}^\perp, \quad (5)$$

$$z^2 = \sin^2 \theta^\perp \quad (6)$$

где $G^2(\theta_{1/2}^\perp)$ – квадрат углового фактора

при $\theta^\perp = \theta_{1/2}^\perp$;

$\theta_{1/2}^\perp$ – половина угла расходимости излучения в вертикальной плоскости;

z – абсцисса точки гауссовой кривой

$\varphi_g(z) = \exp(-A^2 z^2)$ в декартовой системе координат.

Анализ (3) – (6) показывает, что функция $f^\perp(\theta)$ описывающая диаграмму направленности излучения ЛД на фундаментальной моде, должна быть четной. Таким образом, определение режима генерации ЛД на фундаментальной моде возможно путем анализа только симметричных относительно оси лазерного пучка диаграмм направленности излучения.

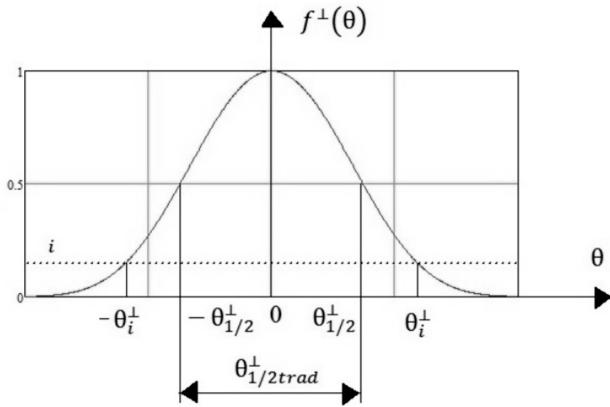


Рисунок 1. Определение угла расходимости излучения ЛД в случае, когда диаграмма направленности симметрична относительно оптической оси измерительной установки, где

$\theta_i^\perp, \theta_{1/2}^\perp$ – аргументы функции $f^\perp(\theta)$,

при которых ее значения равны i и $0,5$ соответственно;

$\theta_{1/2}^\perp$ – полный угол расходимости излучения при $f^\perp(\theta)=0,5$

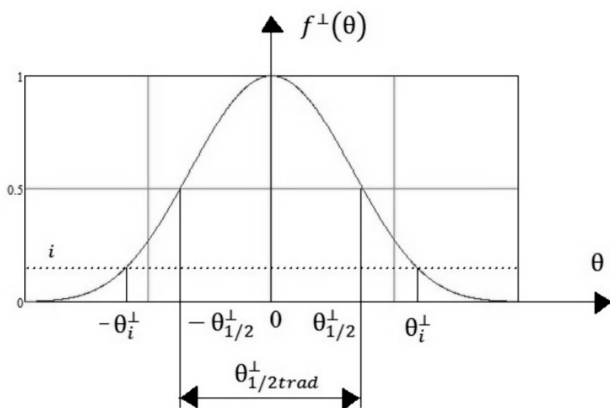


Рисунок 2. Определение угла расходимости излучения ЛД в случае, когда ось диаграммы направленности повернута на угол относительно оптической оси измерительной установки, где

$\theta_{1/2}^\perp$ – аргументы функции $f^\perp(\theta)$, при которых ее значения равны i ;

$\theta_{1/2}^\perp$ – полный угол расходимости излучения при $f^\perp(\theta)=0,5$;

$\theta_{1/2}^\perp$ – угол между осью диаграммы направленности лазерного излучения и оптической осью измерительной установки.

Если пространственное положение оси симметричной диаграммы направленности задается полярным углом $\theta=0$, то функция принимает некоторое значение i при двух аргументах θ_i^\perp , равных по модулю, но противоположных по знаку (рис.1).

Для анализа симметричных диаграмм направленности

излучения в настоящей работе используется угол

$$\theta_{1/2}^\perp, \text{ определяемый по формуле:}$$

$$\theta_{1/2}^\perp = 0.5\theta_{1/2}^\perp, \quad (7)$$

где

$\theta_{1/2}^\perp$ – угол расходимости излучения, который по традиции, сложившейся в полупроводниковой квантовой электронике, измеряется на уровне $1/2$ от максимальной интенсивности излучения ЛД (рис.1).

Использование параметра позволяет анализировать функцию $f^\perp(\theta)$ и в том случае, когда положение оси диаграммы направленности задается полярным углом $\theta \neq 0$ (рис.2).

Как видно на рис.2, при смещении оси диаграммы направленности от оптической оси измерительной схемы условие $f^\perp(\theta_{1/2}^\perp) = 0,5$ выполняется при двух значениях параметра $\theta_{1/2}^\perp: \theta_1^\perp$ и θ_2^\perp , имеющих противоположные знаки.

В этом случае параметр $\theta_{1/2}^\perp$

рассчитывается как среднее арифметическое суммы модулей этих параметров $\theta_{1/2}^\perp$:

$$\theta_{1/2}^\perp = \theta_{1/2}^\perp = 0.5(|\theta_1^\perp| + |\theta_2^\perp|), \quad (8)$$

а смещение оси диаграммы направленности

$$\theta_{1/2}^\perp$$

находится как разность модуля большего из двух значений параметра

$$\theta_{1/2}^\perp \text{ и } \theta_{1/2}^\perp:$$

$$\theta_{1/2}^\perp = |\theta_1^\perp| - |\theta_2^\perp| \quad (9)$$

Точки перегиба B и C гауссовой кривой, приведенной на рис.3, имеют координаты

$$\pm 1 / (A\sqrt{2}), \quad 1 / \sqrt{e} \quad [7].$$

Обозначим через абсциссы точек B и C . Тогда

$$z_p^2 = 1 / (2A^2), \text{ а}$$

$$f^\perp(\theta_p^\perp) = G^2(\theta_p^\perp) \exp(-1/2). \quad (10)$$

Используя условие $A^2 z_p^2 = 1/2$,

а также (5) и (6), рассчитываем параметр

$$\theta_p^\perp \text{ по формуле:}$$

$$\sin^2 \theta_p^\perp = \sin^2 \theta_{1/2}^\perp / (2 \ln [2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]), \quad (11)$$

где $\theta_{1/2}^\perp$ – параметр, определяемый по (7) при условии, что

$$\theta_{1/2}^\perp = 0 \text{ или по (8), если}$$

$$\theta_{1/2}^\perp \neq 0.$$

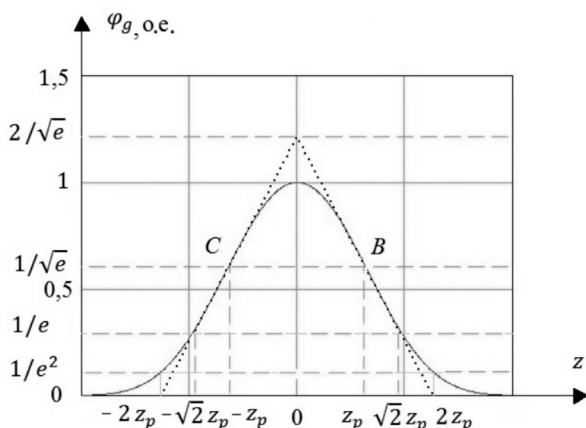


Рисунок 3. определение по гауссовой кривой трех значений аргумента функции

$$f^\perp(\theta) : \theta_p^\perp, \theta_{1/b}^\perp \text{ и } \theta_{1/b^2}^\perp,$$

при которых сравниваются измеренные и расчетные значения этой функции, где z_p - абсцисса точки перегиба гауссовой кривой;

$$\sqrt{2}z_p \text{ и } 2z_p$$

- аргументы функции $\varphi_g(z)$, при которых она принимает значения $1/e$ и $1/e^2$ соответственно.

Зная θ_p^\perp , по формуле (4) рассчитываем квадрат углового фактора $G^2(\theta_p^\perp)$.

У расчетного параметра θ_p^\perp есть два значения.

В том случае, когда $\theta_{1/2sm}^\perp = 0$, модули этих значений равны, а знаки противоположны.

Используя найденные из (11) значения θ_p^\perp ,

по массиву измеренных значений функции $f^\perp(\theta)$ находим соответствующие им значения

$$f^\perp(-\theta_p^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_p^\perp).$$

В том случае, когда диаграмма направленности симметрична относительно оптической оси схемы измерений, эти значения должны быть равными с точностью, определяемой погрешностью измерений.

Если экспериментально найденные значения

$$f^\perp(-\theta_p^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_p^\perp)$$

равны численному значению правой части (10), имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

При $\theta_{1/2sm}^\perp \neq 0$ в правую часть (11) вместо найденного по (7) параметра $\theta_{1/2}^\perp$ подставляем значение

$\theta_{1/2sr}^\perp$, определяемое по (8). И в этом случае у расчетного параметра θ_p^\perp есть два значения противоположного знака:

$$\theta_{p1}^\perp \text{ и } \theta_{p2}^\perp,$$

однако их модули не равны. Поэтому для нахождения

измеренных значений $f^\perp(\theta_p^\perp)$ по массиву экспериментально определенных значений функции $f^\perp(\theta)$ необходимо использовать значения ее аргумента, равные алгебраическим суммам $\theta_{p1}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp$ и $\theta_{p2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp$.

Если экспериментально найденные значения

$$f^\perp(\theta_{p1}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_{p2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp)$$

равны численному значению правой части (10), имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Значительный интерес представляет анализ той части диаграммы направленности, в которой появляются "крылья" диаграммы, сигнализирующие о нарушении одномодового режима генерации на его ранней стадии.

Проведенные нами экспериментальные исследования диаграмм направленности излучения ЛД с углами расходимости $\theta_{1/2}^\perp$, равными $22,6^\circ$, а также анализ работ [1,3,8], показывают, что значения функции $f^\perp(\theta)$, при которых по какой-либо причине начинает проявляться отклонение режима генерации от одномодового, находятся в диапазоне от 0,20 до 0,30 [1,3,8]. С учетом квадрата углового фактора, который при этом варьируется от 0,69 до 0,80, при таких значениях функции $f^\perp(\theta)$ экспоненциальный сомножитель в правой части (3) изменяется в пределах от 0,290 до 0,375. Воспользуемся тем, что в этом диапазоне находится значение, равное $1/e$. Обозначим через $z_{1/e}$ аргумент функции $\varphi_g(z)$, при котором она равна $1/e$. Тогда из (3) следует, что

$$A^2 z_{1/e}^2 = 1. \tag{12}$$

Так как

$$z_p^2 = 1 / (2A^2),$$

то из (12) следует, что

$$z_{1/e} = \sqrt{2}z_p,$$

а из (12), (5) и (6) находим, что

$$\begin{aligned} z_{1/e}^2 &= 1 / A^2 = \sin^2 \theta_{1/e}^\perp = \\ &= \sin^2 \theta_{1/2}^\perp / \ln [2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]. \end{aligned} \tag{13}$$

Зная угол

$$\theta_{1/e}^\perp$$

по формуле (5) рассчитываем квадрат углового фактора

$$G^2(\theta_{1/e}^\perp).$$

В том случае, когда ось лазерного пучка совпадает с оптической осью измерительной схемы, параметр

$$\theta_{1/e}^\perp$$

имеет два значения:

$$(-\theta_{1/2}^\perp) \text{ и } \theta_{1/e}^\perp.$$

Если экспериментально найденные значения

$$f^\perp(-\theta_{1/e}^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_{1/e}^\perp)$$

равны произведению

$$G^2(\theta_{1/e}^\perp) \exp(-1),$$

имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

При угловом смещении оси диаграммы направленности

$$\theta_{1/2sm}^\perp$$

для нахождения измеренного значения

$$f^\perp(\theta_{1/e}^\perp)$$

по массиву экспериментально определенных значений функции $f^\perp(\theta)$ необходимо использовать значения ее аргумента, равные алгебраическим суммам

$$\theta_{1/e}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp \text{ и } \theta_{1/e}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp.$$

Если экспериментально найденные значения

$$f^\perp(\theta_{1/e}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_{1/e}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp)$$

равны произведению

$$G^2(\theta_{1/e}^\perp) \exp(-1),$$

имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Для повышения эффективности ввода излучения ЛД в оптическое волокно или фокусирующую оптическую систему необходимо знать вид функции $f^\perp(\theta)$ в как можно более широком диапазоне значений углов θ , включая и периферийную область лазерного пучка. Расчет углового фактора по (4) позволяет проводить высокоточный анализ диаграммы направленности излучения. В периферийной области лазерного пучка значения функции $f^\perp(\theta)$ не превышают 0,05. Характерное значение квадрата углового фактора в этой области равно 0,45, и, таким образом, значение экспоненциального сомножителя в правой части (3) должно быть близко к $1/e^2$.

Обозначим через z_{1/e^2} аргумент функции $\varphi_g(z)$, при котором она равна $1/e^2$. Тогда из (3) следует, что

$$A^2 z_{1/e^2}^2 = 2. \quad (14)$$

Так как

то с учетом (14), $z_{1/e^2} = 1/z_p$, а из (14), (5) и (6) находим, что

$$\begin{aligned} z_{1/e^2}^2 &= 2 / A^2 = \sin^2 \theta_{1/e^2}^\perp = \\ &= 2 \sin^2 \theta_{1/2}^\perp / \ln [2G^2(\theta_{1/2}^\perp)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Зная θ_{1/e^2}^\perp

по формуле (4) рассчитываем квадрат углового фактора

$$G^2(\theta_{1/e^2}^\perp).$$

В том случае, когда ось лазерного пучка совпадает с оптической осью измерительной схемы, параметр

$$\theta_{1/e^2}^\perp \text{ имеет два значения: } (-\theta_{1/e^2}^\perp) \text{ и } \theta_{1/e^2}^\perp.$$

Используя массив чисел, полученных в ходе измерений функции $f^\perp(\theta)$, определяем ее значения

$$f^\perp(-\theta_{1/e^2}^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp).$$

Если $f^\perp(-\theta_{1/e^2}^\perp)$ и $f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp)$

$$\text{равны произведению } G^2(\theta_{1/e^2}^\perp) \exp(-2),$$

имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

При угловом смещении оси диаграммы направленности – $\theta_{1/2sm}^\perp$

для нахождения измеренного значения

$$f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp)$$

по массиву экспериментально определенных значений функции $f^\perp(\theta)$ необходимо использовать значения ее аргумента, равные алгебраическим суммам

$$\theta_{1/e^2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp \text{ и } \theta_{1/e^2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp.$$

Если экспериментально найденные значения

$$f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp) \text{ и } f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp + \theta_{1/2sm}^\perp)$$

равны произведению $G^2(\theta_{1/e^2}^\perp) \exp(-2)$,

имеет место генерация ЛД на фундаментальной моде.

Определение квадрата углового фактора в периферийной области лазерного пучка по формуле (4) позволяет обеспечить высокую точность расчета параметра

$$\theta_{1/e^2}^\perp, \text{ а значит, и } f^\perp(\theta_{1/e^2}^\perp),$$

что крайне важно при малых значениях функции $f^\perp(\theta)$ в этой области. При этом необходимо отметить, что использование в качестве углового фактора Гюйгенса множителя $\cos^2 \theta^\perp$ вместо параметра $G^2(\theta^\perp)$ приводит к большой методической погрешности.

Так, при углах, близких к θ_{1/e^2}^\perp , значение коэффициента, стоящего в (4) перед $\cos^2 \theta^\perp$, больше единицы как минимум на 14%.

Заключение

Использование в явном виде формулы, аналитически описывающей диаграмму направленности излучения ЛД в свободное пространство, позволило разработать простой алгоритм определения режима генерации на фундаментальной моде. Установлено, что для определения такого режима генерации ЛД достаточно сравнить экспериментально найденные и расчетные значения функции,

описывающей диаграмму направленности, при трех значениях полярного угла, связанных простыми соотношениями со значениями абсцисс точек перегиба гауссовой

кривой. Показано, что эти соотношения полностью определяются углом расходимости излучения, чем обусловливается универсальность разработанной методики.

ЛИТЕРАТУРА

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. Мощные поперечно-однододовые полупроводниковые лазеры с гребневой конструкцией оптического волновода // Квантовая электроника. 2002. Т.32, №12. С. 1099 – 1104.
2. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения // Физика и техника полупроводников. 2004. Т.38, вып.12. С. 1477 – 1486.
3. Давыдова Е.И., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Петровский А.В., Сухарев А.В., Успенский М.Б., Шишкин В.А. Мощные однододовые лазерные диоды на основе гетероструктур InGaAs/AlGaAs, легированных углеродом // Квантовая электроника. 2009. Т.39, №1. С. 18 – 20.
4. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 295 с.
5. Bliznyuk V., Berezovskaya N., Parshin V., Tarasov A. Non-standardized measurement methods and measuring instruments for parameters and characteristics of laser diodes radiation and their standardization prospects // INTERNATIONAL ACADEMIC FORUM AMO – SPITSE – NESEFF (20 – 25 June 2016, Moscow – Smolensk): Proceedings of the International Academic Forum AMO – SPITSE – NESEFF. – Smolensk: Publishing "Universum". – 2016. – P. 85 –86.
6. Thompson G.H.B. Physics of semiconductor laser devices // N.Y.: J. Wiley and Sons. 1980. P. 185 – 186.
7. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. М.: АМО, 2006. 911 с.
8. Богатов А.П., Гушик Т.И., Дракин А.Е., Некрасов А.П., Поповичев В.В. Оптимизация волноводных параметров лазерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs с целью наибольшего увеличения ширины пучка в резонаторе и получения максимальной лазерной мощности // Квантовая электроника, 2008. Т.38, №10. С. 935 – 939.

© В.В. Близняк, Н.В. Березовская, В.А. Паршин, А.Е. Тарасов, (40595141@mail.ru), Журнал «Современная наука: актуальные проблемы теории и практики»,

7-9

декабря

КАЗАНЬ-2016

ОРГАНИЗАТОРЫ
 Министерство промышленности и торговли Республики Татарстан,
 Ассоциация предприятий и предпринимателей Республики Татарстан,
 Мэрия города Казани,
 ОАО «Казанская ярмарка»

При поддержке Президента и Правительства Республики Татарстан

Реклама






16-я международная специализированная выставка

Машиностроение. Металлообработка. Казань

11-я специализированная выставка

ТехноСварка Казань