

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА В ОТКРЫТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

**В. В. БЛИЗНЮК, М. А. БРИТ, В. С. ЕФРЕМОВ, О. О. КОСТИНА,
И. В. КРАЙНОВ, Н. Н. СТЕПАНОВА**

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия,
e-mail: BlizniukVV @ mail.mpei.ru

Описаны установка и методика определения модового состава излучения лазерных диодов с квантоворазмерными гетероструктурами раздельного ограничения. С учетом особенностей лазерных пучков с большой расходимостью методика позволяет определить, является ли режим генерации диода одномодовым. Впервые установлено, что диаграмму направленности излучения одномодовых диодов можно задать в элементарных функциях.

Ключевые слова: лазерный диод, интегрирующая сфера, термоэлектрический приемник излучения, расходимость излучения лазерного диода.

The installation and a method of determination of mode composition of laser diodes (LD) radiation with quantum size separate restriction heterostructures a described. With taking into account the features of laser beams with big divergence the method allows to determine whether the LD generation regime is single mode. It is found for the first time that the radiation pattern of single mode diodes can be set in elementary functions.

Key words: laser diode, integrating sphere, thermoelectric radiation receiver, radiation divergence of laser diode.

Важнейшие параметры излучения лазерных диодов (ЛД) — мощность и ее пространственное распределение. Методы измерений и требования, предъявляемые к средствам измерений (СИ) этих параметров, регламентированы в [1—4]. Эти требования достаточно просто выполнить, когда необходимо диагностировать узкие лазерные пучки. Однако при измерениях параметров сильно расходящегося излучения ЛД их выполнение проблематично. Именно поэтому актуальны разработки новых методик и рабочих СИ мощности и модового состава излучения ЛД в открытом пространстве.

В настоящее время единственным стандартизованным СИ мощности излучения ЛД является интегрирующая сфера [2], а рабочие СИ модового состава излучения полностью отсутствуют. Как правило, определение модового состава излучения ЛД сводится к решению вопроса, является ли оно одномодовым. От этого во многом зависит конструкция узла согласования излучения лазера с коллиматором или оптическим волокном, по которому оно транспортируется.

Традиционный метод определения модового состава излучения ЛД основан на анализе результатов измерений в дальней зоне угловых зависимостей относительной интенсивности излучения в плоскости p — n -перехода (далее горизонтальной плоскости) и в плоскости, перпендикулярной переходу (далее — вертикальной плоскости) [5—10]. В случае, когда зависимости можно аппроксимировать гауссовыми кривыми, считают режим генерации ЛД поперечно-одномодовым [5—11]. Однако, как показывает тщательный анализ диаграмм направленности излучения ЛД, такой подход позволяет дать только приближенную оценку модового состава.

Цель данной работы — разработка методики, позволяющей определить, является ли режим генерации ЛД одномодовым, и учитывающей особенности измерений диаграмм направленности широко расходящихся лазерных пучков. Методика основана на моделировании в сферической системе координат универсальной функции, описывающей диаграмму направленности ЛД, и измерениях полной мощности лазерного пучка при помощи интегрирующей сферы, а также мощности части излучения, распространяющегося в известном телесном угле, с использованием термоэлектрического приемника излучения.

Особенности диаграммы направленности ЛД. Она не является телом вращения вокруг оси лазерного пучка, при этом излучение характеризуется большой расходимостью. Расходимость излучения полупроводниковых лазеров принято измерять как угол между направлениями, в которых интенсивность излучения уменьшается в два раза по сравнению с максимальным значением. В данной работе с целью упрощения формы записи математических выражений этот угол принят равным половине полного угла расходимости и далее обозначен $\theta_{1/2}$.

Пятно излучения одномодовых ЛД имеет форму эллипса [11]. В мезаполосковых и гребневых одномодовых ЛД длина осей эллипса не превышает 7 и 1,5 мкм [5—10], т. е. соизмерима с длиной волны генерации. Длинная ось эллипса параллельна p — n -переходу. Интен-

сивность излучения монотонно уменьшается по мере удаления от центра пятна, из-за малых размеров которого диаграмма направленности в дальней зоне формируется под сильным влиянием дифракционных эффектов, в результате чего расходимость пучка в вертикальной плоскости значительно больше, чем в горизонтальной.

Моделирование диаграммы направленности излучения ЛД. При моделировании диаграммы направленности $f(\theta, \alpha)$ необходимо учитывать ряд обстоятельств. Во-первых, поскольку диаграмма направленности сильно несимметрична, возникает необходимость моделирования угловой зависимости интенсивности излучения ЛД не только в вертикальной и горизонтальной плоскостях, как это обычно и делают [5—10], но и в других плоскостях, расположенных под разными углами к p — n -переходу.

Во-вторых, расстояние между выходным зеркалом лазера и областью измерений диаграммы направленности на три—четыре порядка превышает максимальный линейный размер пятна излучения. Поэтому излучение ЛД в области измерений диаграммы направленности (в дальней зоне) воспринимается как излучение точечного источника, и ее моделирование целесообразно проводить в сферической системе координат. В этом случае центр пятна излучения необходимо поместить в начало координат, а ось лазерного пучка направить вдоль радиуса-вектора с нулевым полярным углом $\theta = 0$ (рис. 1). Широта вертикальной плоскости принята за нуль ($\alpha = 0$), так как именно в ней

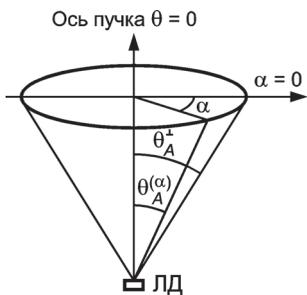


Рис. 1. Поверхность, образованная лазерными лучами, распространяющимися в направлениях, где интенсивность A излучения ЛД меньше максимального значения

чаще всего измеряют и анализируют диаграммы направленности излучения [5—10].

На рис. 1 полярные углы $\theta_A^{(\alpha)}$, θ_A^\perp , указывают направления, в которых уровень интенсивности излучения ЛД $A < 1$ в плоскости, расположенной под углом α к вертикальной.

В третьих, известно, что при распространении гауссова пучка в открытом пространстве распределение интенсивности в его поперечных сечениях остается неизменным и описывается гауссовой функцией [12, 13]. Строго говоря, такая ситуация наблюдается, когда размеры излучающей

поверхности много больше длины волны излучения. Однако анализ координатной зависимости интенсивности излучения в плоскости выходного зеркала ЛД позволяет заключить, что эта зависимость достаточно точно описывается гауссовой функцией. С одной стороны, это существенно облегчает моделирование диаграммы направленности в дальней зоне, а с другой, несмотря на крайне малые размеры пятна излучения, позволяет классифицировать ЛД только как неравнояркий излучатель с малой излучающей поверхностью, но не как точечный источник излучения [14].

В четвертых, измерения угловой зависимости интенсивности излучения ЛД в некоторой плоскости, расположенной под углом α к вертикальной, осуществляют путем вращения диода вокруг вертикальной оси, находящейся в плоскости выходной грани полупроводникового кристалла [15]. При этом приемник излучения неподвижен и воспринимает излучение как выходящее под разными углами к оси пучка на одном и том же расстоянии L от ЛД. Таким образом, измеряемая диаграмма направленности $f(\theta, \alpha)$ представляет угловое распределение интенсивности излучения ЛД на расстоянии L . Когда распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка, расположенном на расстоянии L , описывается гауссовой функцией $\varphi(\theta, \alpha)$, распределение интенсивности пучка излучения в точках, удаленных от ЛД на одно и то же расстояние L , представляется в виде

$$\psi(\theta, \alpha) = \varphi(\theta, \alpha) / \cos^2 \theta = \varphi\left(\theta - \Delta\theta_{\varphi\psi}^{(\alpha)}, \alpha\right), \quad (1)$$

где θ — полярный угол; α — широта; $\Delta\theta_{\varphi\psi}^{(\alpha)} = \theta_{\psi}^{(\alpha)} - \theta_{\varphi}^{(\alpha)}$ — разность ширины кривых ψ , φ в плоскости с широтой α (рис. 2).

В пятых, анализ диаграмм направленности излучения ЛД в вертикальной и горизонтальной плоскостях как приведенных [5–11], так и полученных, показал, что зависимость $f(\theta, \alpha)$ не может быть аппроксимирована функцией $\psi(\theta, \alpha)$, а имеет более сложный вид. Так, в любом продольном сечении лазерного пучка, проходящем через его ось, при значениях аргумента $\theta < \theta_{1/2}$ кривая $f(\theta, \alpha)$ в пределах погрешности измерений практически совпадает с кривой $\psi(\theta, \alpha)$, а при

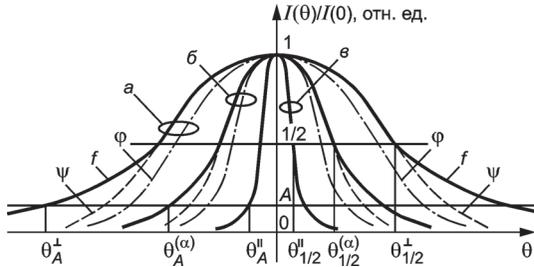


Рис. 2. Кривые, характеризующие в некоторой плоскости с шириной α угловые зависимости функций $f(\theta, \alpha)$, $\psi(\theta, \alpha)$, $\phi(\theta, \alpha)$:

a — вертикальная плоскость, $\alpha = 0$; b — $0 < \alpha < \pi/2$; c — горизонтальная плоскость, $\alpha = \pi/2$

$\theta > \theta_{1/2}$ идет выше кривой $\psi(\theta, \alpha)$, и разность ширины кривых $f(\theta, \alpha)$, $\psi(\theta, \alpha)$ возрастает по мере ухода от оси пучка (см. рис. 2).

Математическое моделирование диаграммы направленности $f(\theta, \alpha)$ основано на том, что имеется «сильный» волновод толщиной w_y , сформированный гетероструктурой ЛД, и сравнительно «слабый» толщиной w_x , сформированный при протекании через гетероструктуру тока накачки. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости формируется сильным волноводом, в горизонтальной плоскости — исключительно слабым волноводом. Математические модели для расчета диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях описаны в [5, 9, 11].

При моделировании диаграммы направленности в плоскости, расположенной под углом α к вертикальной (рис. 3), рассмотрено участие одновременно обоих волноводов. Угол расходимости в этом случае выражается соотношением

$$\theta^{(\alpha)} = A^{(\alpha)}\theta^{\perp} + B^{(\alpha)}\theta^{\parallel}, \quad (2)$$

где $A^{(\alpha)}$, $B^{(\alpha)}$ — весовые коэффициенты, характеризующие вклад вертикального и горизонтального волноводов в формирование диаграммы направленности $f(\theta, \alpha)$; при увеличении угла α коэффициент $A^{(\alpha)}$ монотонно убывает от 1 до 0, а $B^{(\alpha)}$ монотонно возрастает от 0 до 1, причем такое поведение коэффициентов объясняется зависимостью от угла α эффективной толщины волновода $w_{эфф}$ (см. рис. 3); θ^{\perp} , θ^{\parallel} — углы расходимости диаграммы направленности соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

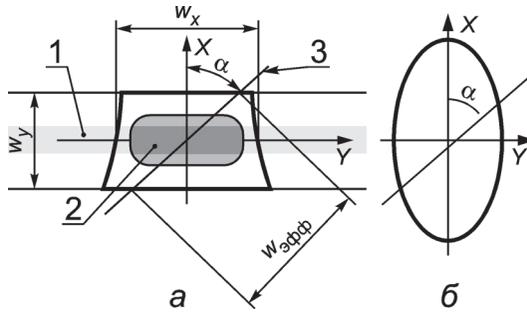


Рис. 3. Поперечный профиль волновода, формирующего диаграмму направленности $f(\theta, \alpha)$ (а) и поперечное сечение лазерного пучка в дальней зоне (б): 1 — активная область; 2 — пятно излучения; 3 — след плоскости, расположенной под углом α к вертикальной плоскости; w_x, w_y — ширина вертикального и горизонтального волноводов

В результате математического моделирования диаграмму направленности удалось представить универсальной функцией

$$f(\theta, \alpha) = \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{\operatorname{tg}^2 \theta_{\varphi_{1/2}}^{\perp}} \left[1 + (k^2 - 1) \sin^2 \alpha \right] \operatorname{tg}^2 \left(\theta - \Delta\theta_{\varphi_f}^{(\alpha)} \right) \right\}, \quad (3)$$

где θ, α — текущие сферические координаты; $\theta_{\varphi_{1/2}}^{\perp}$ — половина угла расходимости гауссова пучка в вертикальной плоскости на уровне 1/2 максимального значения функции $\varphi(\theta, \alpha)$,

$$\theta_{\varphi_{1/2}}^{\perp} = \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{\ln 2}{\ln 2 - 2 \ln \cos \theta_{1/2}^{\perp}}} \operatorname{tg} \theta_{1/2}^{\perp} \right) = \theta_{1/2}^{\perp} - \Delta\theta_{\varphi_{f/2}}^{\perp}; \quad (4)$$

$\Delta\theta_{\varphi_f}^{(\alpha)}$ — разность ширин кривых $\varphi^{\alpha}(\theta, \alpha), f^{\alpha}(\theta, \alpha)$ в плоскости с широтой α (см. рис. 2), определяемая из соотношений:

$$\Delta\theta_{\varphi_f}^{(\alpha)} = \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)} \right)^{1,44} \left[\theta^2 - \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)} \right)^{1,5} (1 - \theta) \right] + \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)} \right)^{3,387} - \left| \theta_{1/2}^{(\alpha)} \theta - \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)} \right)^{1,326} \right|^{2,5} - \left(\theta_{1/2}^{\perp} \right)^{8,66} \alpha \text{ при } \theta \geq \theta_{1/2}^{(\alpha)};$$

$$\Delta\theta_{\varphi f}^{(\alpha)} = \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)}\right)^{3,387} - \left|\theta_{1/2}^{(\alpha)}\theta - \left(\theta_{1/2}^{(\alpha)}\right)^{1,326}\right|^{2,5} - \left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^{8,66} \alpha \text{ при } \theta < \theta_{1/2}^{(\alpha)};$$

$$\Delta\theta_{\varphi 1/2}^{\perp} = \left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^{1,44} \left[\left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^2 - \left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^{1,5}\right] + \left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^{3,387} - \left|\left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^2 - \left(\theta_{1/2}^{\perp}\right)^{1,326}\right|^{2,5};$$

k — коэффициент, численно равный отношению характерных размеров гауссова пучка, измеряемых вдоль большой и малой осей его поперечного сечения,

$$k = \operatorname{tg} \theta_{\varphi 1/2}^{\perp} / \operatorname{tg} \theta_{\varphi 1/2}^{\parallel};$$

$\theta_{\varphi 1/2}^{\perp}, \theta_{\varphi 1/2}^{\parallel}$ — углы расходимости гауссовой функции на уровне 1/2 максимального значения функции соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскостях (см. рис. 2); $\Delta\theta_{\varphi f}^{(\alpha)} = \Delta\theta_{\varphi \psi}^{(\alpha)} + \Delta\theta_{\psi f}^{(\alpha)}$; $\Delta\theta_{\varphi \psi}^{(\alpha)}$,

$\Delta\theta_{\psi f}^{(\alpha)}$ — разность ширин кривых соответственно $\varphi^{\alpha}(\theta, \alpha)$, $\psi^{\alpha}(\theta, \alpha)$ и $\varphi^{\alpha}(\theta, \alpha)$, $f^{\alpha}(\theta, \alpha)$.

Смысл параметров $\theta_{\varphi 1/2}^{\perp}$ и $\theta_{\varphi 1/2}^{\parallel}$ в приведенных выше соотношениях становится понятным при рассмотрении рис. 2.

Для измерений диаграмм направленности излучения ЛД в плоскостях, расположенных под разными углами к плоскости, перпендикулярной p — n -переходу, схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рис. 4. Ее основные элементы те же, что и в установке, использованной в [15]. В державке, установленной на поворотном столике 2, ЛД 1 закреплен таким образом, что ось вращения столика находится в плоскости выходного зеркала диода. Для измерений угловых распределений интенсивности излучения ЛД, как и в [15], использован фотодиод 10 с жестко соединенной с ним диафрагмой 9, имеющей квадратное отверстие $0,5 \times 0,5$ мм. Выходной сигнал фотодиода подается на АЦП 11 и далее на компьютер 12.

Принципиальное отличие рассматриваемой установки заключается в том, что наряду с фотодиодом 10 использован и термоэлектрический приемник излучения 8 с жестко соединенной с ним диафрагмой 7, имеющей прямоугольное отверстие 10×5 мм. Длинная сторона отверстия параллельна вертикальной плоскости, а его геометри-

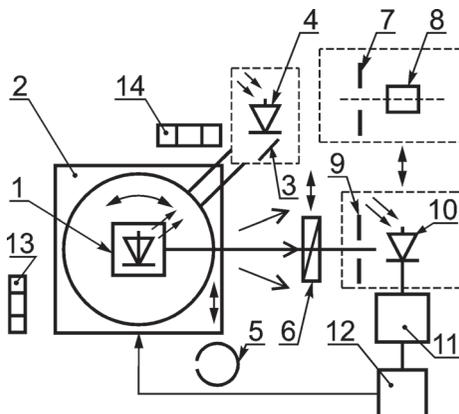


Рис. 4. Схема установки для измерений диаграммы направленности излучения ЛД и мощности части его пучка P_{Ω} :

1 — лазерный диод; 2 — поворотный столик; 3 — делительная пластина; 4 — приемник-свидетель; 5 — интегрирующая сфера; 6 — поляризационная призма; 7, 9 — диафрагмы соответственно с квадратным и прямоугольным отверстиями; 8 — термоэлектрический приемник излучения; 10 — фотодиод; 11 — аналого-цифровой преобразователь; 12 — компьютер; 13, 14 — водяные уровни для выставления общей платформы в горизонтальной плоскости

ческий центр расположен на оси лазерного пучка. Это позволяет провести достаточно точные измерения потока излучения ЛД, который распространяется в телесном угле, определяемом геометрией отверстия. Особое внимание уделено обеспечению высокой точности установки вертикальной и горизонтальной плоскостей и ее воспроизводимости. С этой целью при юстировке схемы использована поляризационная призма 6, плоскость пропускания которой находится в вертикальной плоскости. Излучение ЛД в значительной степени линейно поляризовано, и при этом вектор электрической напряженности поля излучения параллелен $p-n$ -переходу. Поэтому, поворачивая ЛД вокруг горизонтальной оси и одновременно контролируя интенсивность излучения, проходящего через призму, удается разместить $p-n$ -переход в горизонтальной плоскости с погрешностью около $10'$. Кроме того, для исключения влияния нестабильности мощности излучения ЛД за время (30 с) измерений его диаграммы направленности использован приемник-свидетель 4, на который падает излучение, отраженное делительной пластиной 3. С державкой ЛД жестко соединены приемник-свидетель и делительная пластина, чем обеспечивается их неиз-

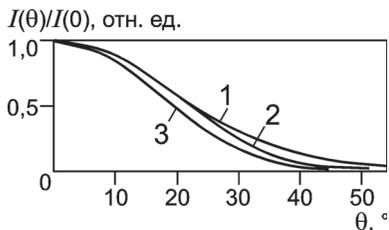


Рис. 5. Диаграммы направленности излучения ЛД в вертикальной плоскости:

1 — измеренная $f_{\text{изм}}(\theta, 0)$; 2, 3 — расчетные $\psi(\theta, 0)$, $\phi(\theta, 0)$

моэлектрического приемника 8. Следует заметить, что при вращении столика 2 делительная пластина 3 перекрывает часть пучка, что исключает возможность измерений всей диаграммы направленности. Впрочем, эта проблема легко разрешается, так как диаграмма направленности в любой продольной плоскости остается симметричной вплоть до токов накачки, обеспечивающих мощность генерации ЛД в непрерывном режиме до 100 мВт. Также особое внимание уделено попаданию оси лазерного пучка в центр приемной площадки приемника излучения. Для этого разработан прецизионный юстировочный узел, входящий в систему слежения за положением оси пучка (на рис. 4 не показан), который ограничивает смещение оси диаграммы направленности ЛД на угол, превышающий 30°.

Принятые меры позволяют обеспечить измерения интенсивности излучения ЛД с относительной погрешностью не более 4%. При этом основная составляющая этой погрешности обусловлена сложностью обработки в измерительном тракте достаточно сильно зашумленных выходных сигналов приемников излучения (рис. 5). Скорее всего, эту проблему можно устранить, используя менее шумящий фотодиод.

Алгоритм определения одномодового режима генерации ЛД. Представление функции $f(\theta, \alpha)$ в виде (3) значительно облегчает разработку алгоритма определения одномодового режима генерации. Мощность излучения, распространяющегося в телесном угле Ω , выражается формулой [14]:

$$P_{\Omega} = I_0(0) \int_{-\theta_{\Omega}}^{\theta_{\Omega}} \int_{-\alpha_{\Omega}}^{\alpha_{\Omega}} f(\theta, \alpha) d\alpha \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

менное положение относительно пучка излучения при повороте ЛД на 90° вокруг оси излучателя. Градуировку приемника-свидетеля осуществляют с использованием интегрирующей сферы. По завершении измерений мощности излучения сферу выводят из пучка излучения, и в этот момент фиксируют выходной сигнал приемника-свидетеля. Он служит опорным сигналом, по которому нормируют в дальнейшем выходные сигналы фотодиода 10 и термоэлектрического приемника 8.

где $I_0(0)$ — осевая сила излучения в центре пятна излучения; $-\theta_\Omega, \theta_\Omega, -\alpha_\Omega, \alpha_\Omega$ — угловые координаты, определяемые геометрией приемной площадки СИ мощности излучения и расстоянием между ЛД и этой площадкой.

Мощность P_Ω измеряли при помощи термоэлектрического приемника излучения. Прямоугольная приемная площадка приемника 5×10 мм находилась в поперечном сечении лазерного пучка на расстоянии $L=100$ мм от выходной грани ЛД, а ее центр на оси лазерного пучка. При этом полярные углы $-\theta_\Omega, \theta_\Omega$ и широты $-\alpha_\Omega, \alpha_\Omega$, границ площадки были равны по модулю, но имели противоположные знаки. Модули полярных углов $2,865^\circ$ и широт $1,432^\circ$ практически исключали зависимость выходного сигнала термоэлектрического приемника излучения от состояния поляризации диагностируемого излучения ЛД.

Полную мощность излучения ЛД измеряли с использованием интегрирующей сферы по стандартной методике [14]:

$$P_\Sigma = I_0(0) \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} f(\theta, \alpha) d\alpha \sin \theta d\theta. \quad (6)$$

Подставив (3) в (5), (6) и разделив (6) на (5), получим

$$\frac{P_\Omega}{P_\Sigma} = \int_{-\theta_\Omega}^{\theta_\Omega} \int_{-\alpha_\Omega}^{\alpha_\Omega} \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{\text{tg}^2 \theta_{\phi 1/2}^\perp} [1 + (k^2 - 1) \sin^2 \alpha] \text{tg}^2 \left(\theta - \Delta\theta_{\phi'}^{(\alpha)} \right) \right\} d\alpha \sin \theta d\theta \times \\ \times \left[\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \exp \left\{ -\frac{\ln 2}{\text{tg}^2 \theta_{\phi 1/2}^\perp} [1 + (k^2 - 1) \sin^2 \alpha] \text{tg}^2 \left(\theta - \Delta\theta_{\phi'}^{(\alpha)} \right) \right\} d\alpha \sin \theta d\theta \right]^{-1}.$$

Когда последнее выражение обращается в тождество, наблюдается одномодовый режим генерации ЛД.

Заключение. Разработана новая методика определения модового состава, основанная на том, что диаграмма направленности излучения ЛД $f(\theta, \alpha)$ может быть задана в элементарных функциях. Впервые установлено, что общий вид этой функции является универсальным для мезаполосковых и гребневых одномодовых ЛД с квантоворазмерными гетероструктурами раздельного ограничения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. **ГОСТ 8.275—2007.** ГСИ. Государственная поверочная схема для средств измерений средней мощности лазерного излучения в диапазоне длин волн от 0,3 до 12,0 мкм.

2. **ГОСТ Р ИСО 11554—2008.** Оптика и фотоника. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы испытаний лазеров и измерений мощности, энергии и временных характеристик лазерного пучка.

3. **ГОСТ Р ИСО/ТО 11146-3—2008.** Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 3. Собственная и геометрическая классификация лазерных пучков, специфика их распространения и методики измерений.

4. **ГОСТ Р ИСО 13694—2010.** Оптика и оптические приборы. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений распределения плотности мощности (энергии) лазерного пучка.

5. **Давыдова Е. И. и др.** Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs, легированных углеродом // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 1. С. 18—20.

6. **Слипченко С. О. и др.** Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38. Вып. 12. С. 1477—1486.

7. **Лютецкий А. В. и др.** Мощные диодные лазеры на основе асимметричных квантово-размерных гетероструктур раздельного ограничения InGaAsP/InP // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43. Вып. 12. С. 1646—1648.

8. **Поповичев В. В. и др.** Мощные поперечно-одномодовые полупроводниковые лазеры с гребневой конструкцией оптического волновода // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 12. С. 1099—1104.

9. **Лютецкий А. В. и др.** Лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур 1,7—1,8 мкм // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37. Вып. 11. С. 139—1401.

10. **Лешко А. Ю. и др.** Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур 1,3—1,6 мкм // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36. Вып. 11. С. 1393—1399.

11. **Кейси Х., Паниш М.** Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. Т. 2.

12. **Fox A.G., Li T.** Resonant Modes in a Maser Interferometer // BSTG. 1961. V. 40. P. 489.

13. **Kogelnik H., Li T.** Laser Beams and Resonators // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 312.

14. **Ишанин Г. Г., Козлов М. Г., Томский К. А.** Основы светотехники. СПб.: Береста, 2004.

15. **Богатов А.П. и др.** Яркость и филаментация оптического потока мощных квантоворазмерных InGaAs/GaAs — лазеров, работающих в непрерывном режиме // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 5. С. 401—405.

Дата принятия 20.11.2013 г.