

УДК 621.315.592

*Тринадцатая Международная научно-техническая конференция  
«Оптические методы исследования потоков»  
Москва, 29 июня— 03 июля 2015 г.*

М. А. Брит, В.В. Близнюк, Г.С. Рамазанова

*Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», Россия,  
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: brit\_mari@mail.ru*

## **ГЕОМЕТРИЯ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЧАСТИ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА С ПРЕДЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ**

### **АННОТАЦИЯ**

Одним из основных признаков деградации лазерных диодов (ЛД), является изменение со временем модового состава их излучения. О модовом составе судят по результатам анализа диаграммы направленности (далее ДН) излучения в свободное пространство. Именно поэтому в данной работе самое пристальное внимание уделяется исследованиям ДН излучения ЛД. При этом определяется геометрия и энергетические параметры части пучка излучения ЛД, описываемого гауссовой функцией.

**ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ АНЕМОМЕТР, ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД, ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ**

### **ВВЕДЕНИЕ**

Исследования в дальней зоне угловых зависимостей интенсивности излучения ЛД в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости  $p$ - $n$ -перехода (далее – горизонтальной плоскости), широко используются для определения их режима генерации [1 – 3]. Измерения проводят при разных уровнях мощности излучения. Если при возрастании мощности излучения ЛД угловые зависимости интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскости не изменяются и возможна аппроксимация этих зависимостей гауссовой функцией, то принято считать, что имеет место генерация на основной моде [1 – 3]. Однако использование такого алгоритма определения режима генерации ЛД позволяет дать лишь качественную оценку модового состава излучения.

В лазерной анемометрии часто возникает ситуация, когда диагностирующее излучение транспортируется в область измерений лазерного доплеровского анемометра (далее ЛДА) по оптическому волокну. Существуют как одномодовое, так и многомодовое волокно.

Если в качестве источника излучения используется одномодовый ЛД, то его излучение транспортируется по одномодовому волокну. При этом обеспечивается наименьшая ширина линии излучения ЛД. Согласование одномодового пучка излучения с одномодовым оптоволоком наиболее эффективно в том случае, когда ДН излучения строго описывается гауссовой функцией. Как показывает проведенный нами анализ многочисленных публикаций, ДН одномодовых лазеров не может быть описана гауссовой функцией во всем угле распространения излучения ЛД. В то же время можно выделить телесный угол, в пределах которого ДН описывается гауссовой функцией. Целью данной работы является определение размеров части пучка излучения ЛД, в

пределах которого ДН будет практически полностью описываться гауссовой функцией. Интерес к определению такой части пучка связан с тем, что наименьшие потери в одномодовом оптоволокне будут в том случае, когда по нему распространяется гауссов пучок.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ ЛД НА ОСНОВНОЙ МОДЕ

Строгое определение режима генерации на основной моде возможно только 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

$$M^2 = M_y = 2k\sigma_y\sigma_\varphi = (2\pi/\lambda)\sigma_y\sigma_\varphi, \quad (1)$$

где  $k$  и  $\lambda$  – волновое число и длина волны излучения в вакууме;  $\sigma_y$  и  $\sigma_\varphi$  – среднеквадратичные размеры пучка в ближней и дальней зонах соответственно;

$\sigma_y = \left[ \frac{\int F(y)y^2 dy}{\int F(y) dy} \right]^{1/2}$ ,  $\sigma_\varphi = \left[ \frac{\int I(\varphi)\sin^2 \varphi d(\sin \varphi)}{\int I(\varphi) d(\sin \varphi)} \right]^{1/2}$ ;  $F(y)$  и  $I(\varphi)$  – распределения интенсивности в ближней и дальней зонах в горизонтальной плоскости;  $y$  – координата точки на выходном зеркале ЛД в горизонтальной плоскости;  $\varphi$  – угловая координата точки, расположенной в горизонтальной плоскости в дальней зоне.

Следует заметить, что реализация такой методики измерений параметра  $M^2$  в части определения вида функции  $F(y)$  связана с использованием дорогостоящего оборудования и сложной обработкой результатов измерений.

В [4] анализ диаграммы направленности излучения ЛД в вертикальной и горизонтальной плоскости предлагается проводить путем представления функций, описывающих эти диаграммы, суммой небольшого (не более 10) числа гармоник ряда Фурье. Однако узким местом реализации пространственно-спектрального представления распределения плотности мощности является неравномерность чувствительности элементов ПЗС - и КМОП-матриц.

Таким образом, реализация разработанных ранее методик анализа диаграмм направленности связана со значительными трудностями.

В данной работе предлагается достаточно простой метод количественного анализа диаграмм направленности излучения ЛД с целью определения части лазерного пучка с расходимостью, определяемой дифракционным пределом.

Известно, что диаграмма направленности излучения с такой расходимостью в поперечном сечении пучка описывается гауссовой функцией [5]:

$$\varphi_r(r, \alpha) = \exp \left[ -\frac{r^2}{(r_{1/e, \varphi}^{(\alpha)})^2} \right] = \exp \left[ -\ln 2 \frac{r^2}{(r_{1/2, \varphi}^{(\alpha)})^2} \right], \quad (2)$$

где  $r$  – расстояние в плоскости с широтой  $\alpha$  между некоторой точкой поперечного сечения пучка и его осью;  $r_{1/e, \varphi}^{(\alpha)}$  и  $r_{1/2, \varphi}^{(\alpha)}$  – расстояния в той же плоскости между осью пучка и точками его поперечного сечения, в которых интенсивность излучения в  $e$  и два раза меньше, чем на оси. Расходимость излучения ЛД принято определять на

уровне его половинной мощности. Учитывая это и принимая во внимание, что  $r = L \operatorname{tg}(\theta)$ , а  $r_{1/2, \varphi}^{(\alpha)} = L \operatorname{tg}\theta_{1/2, \varphi}^{(\alpha)}$ , где  $L$  – расстояние между выходным зеркалом ЛД и поперечным сечением пучка, (2) можно представить следующим образом:

$$\varphi_r(\theta, \alpha) = \exp \left[ -\ln 2 \frac{\operatorname{tg}^2 \theta}{\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{(\alpha)}} \right]. \quad (3)$$

Геометрическое место точек поперечного сечения лазерного пучка, в которых интенсивность излучения уменьшается в два раза в плоскости с любой шириной  $\alpha$ , представляет собой эллипс (рис.1а). Длинная ось эллипса равна  $L \operatorname{tg}\theta_{1/2, \varphi}^{\perp}$ , а короткая –  $L \operatorname{tg}\theta_{1/2, \varphi}^{\parallel}$ , где  $\theta_{1/2, \varphi}^{\perp}$  и  $\theta_{1/2, \varphi}^{\parallel}$  – расходимости гауссова пучка в вертикальной и горизонтальной плоскости.

Поэтому

$$\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{(\alpha)} = \frac{\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\perp}}{1 + (k^2 - 1) \sin^2 \alpha}, \quad (4)$$

где  $k$  – коэффициент, определяемый из соотношения:

$$k = \frac{\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\perp}}{\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\parallel}}. \quad (5)$$

Тогда (3) принимает следующий вид:

$$\varphi_r(\theta, \alpha) = \exp \left[ -\ln 2 \frac{1 + (k^2 - 1) \sin^2 \alpha}{\operatorname{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\perp}} \operatorname{tg}^2 \theta \right]. \quad (6)$$

Однако измерения диаграммы направленности излучения ЛД осуществляются не путем перемещения входной апертуры фотоприемника в поперечном сечении пучка, а путем поворота лазера вокруг проходящей через центр его выходного зеркала оси при неподвижном фотоприемнике. При этом измеряется интенсивность излучения под разными углами  $\theta$  к оси лазерного пучка в точках, равноудаленных от выходного зеркала ЛД (рис.1,б).

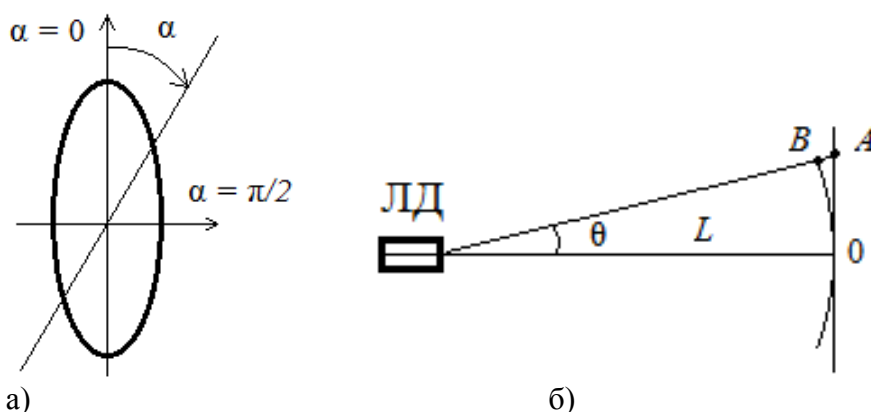


Рис.1. а – поперечное сечение лазерного пучка и система отсчета широты  $\alpha$ ; б – графическое пояснение формулы (7): ЛД – лазерный диод,  $L$  – расстояние от ЛД до плоскости поперечного сечения пучка и фотоприемника, регистрирующего интенсивность излучения ЛД под разными углами  $\theta$  к оси пучка

Несложно показать, что в этом случае нормированная угловая зависимость измеряемой интенсивности излучения связана с определенной в плоскости поперечного сечения пучка гауссовой функцией следующим образом:

$$f(\theta, \alpha) = \frac{f_{\text{эксп.}}(\theta, \alpha)}{\alpha \alpha \alpha^2 \varphi} \quad (7)$$

Из (7) следует, что для определения режима генерации ЛД необходимо сравнивать экспериментально измеренную диаграмму направленности излучения  $f_{\text{эксп.}}(\theta, \alpha)$  с расчетной функцией  $f(\theta, \alpha)$ , полученной путем подстановки (6) в правую часть (7) и ряда простых преобразований:

$$f(\theta, \alpha) = \exp \left\{ - \left[ \frac{[1+(k^2-1) \sin^2 \alpha] \ln 2}{\text{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\perp}} \text{tg}^2 \theta - \ln(1 + \text{tg}^2 \theta) \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $\theta_{1/2, \varphi}^{\perp}$ ,  $k$  и  $\alpha$  имеют тот же смысл, что и в (4).

Функция  $f(\theta, \alpha)$  определена, если известны широта плоскости  $\alpha$ , в которой исследуется диаграмма направленности, а также расходимости гауссова пучка  $\theta_{1/2, \varphi}^{\perp}$  и  $\theta_{1/2, \varphi}^{\parallel}$  в вертикальной и горизонтальной плоскости.

Однако для проведения анализа экспериментально определенной диаграммы направленности излучения ЛД необходимо знать, как связана функция  $f(\theta, \alpha)$  с параметрами  $\theta_{1/2, f}^{\perp}$  и  $\theta_{1/2, f}^{\parallel}$ . Для установления такой связи выберем систему отсчета широты плоскости  $\alpha$ , в которой широта вертикальной плоскости равна нулю, а горизонтальной плоскости –  $\frac{1}{2} \pi$  (рис.1,а). Тогда диаграмма направленности в вертикальной плоскости описывается функцией

$$f(\theta, 0) = \exp \left\{ - \frac{\ln 2}{\text{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\perp}} \text{tg}^2 \theta + \ln(1 + \text{tg}^2 \theta) \right\}, \quad (9)$$

а в горизонтальной плоскости – функцией

$$f\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = \exp \left\{ - \frac{\ln 2}{\text{tg}^2 \theta_{1/2, \varphi}^{\parallel}} \text{tg}^2 \theta + \ln(1 + \text{tg}^2 \theta) \right\}.$$

Легко показать, что в этом случае  $f(\theta, \alpha)$  определяется следующим образом:

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

где  $\theta_{1/2, f}^{\perp}$  – угол, при котором  $f(\theta_{1/2, f}^{\perp}, 0) = \frac{1}{2}$ ;

$$k = \sqrt{\frac{\ln [2(1+\text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\parallel})] \text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\perp}}{\ln [2(1+\text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\perp})] \text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\parallel}}}$$

Введем обозначения:

$$\frac{\ln [2(1+\text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\perp})]}{\text{tg}^2 \theta_{1/2, f}^{\perp}} = \alpha \quad (10)$$

и

$$\text{tg} \theta = x. \quad (11)$$

Тогда (9) принимает следующий вид:

$$f(x, 0) = \exp(-ax^2) \exp[\ln(1+x^2)] = (1+x^2) \exp(-ax^2). \quad (12)$$

Наличие экспоненциального множителя в правой части (12) усложняет проведение аналитического исследования функции  $f_{\text{ксп.}}(\theta, \alpha)$ , описывающей найденную экспериментально диаграмму направленности излучения ЛД

Для представления (12) в виде, более удобном для анализа функции  $f_{\text{ксп.}}(\theta, \alpha)$ , определим максимальное значение производной функции  $f(x, 0)$  по  $x$  и координату точки пересечения с осью ординат касательной к кривой  $f(x, 0)$  в точке  $x$ . Модуль производной функции  $f(x, 0)$  по  $x$

$$\frac{df(x,0)}{dx} = 2x(ax^2 + a - 1) \exp(-ax^2). \quad (13)$$

Вторая производная функции  $f(x, 0)$  по  $x$

$$\frac{d^2 f(x,0)}{dx^2} = 2 \exp(-ax^2) \left( x^4 + \frac{2a-2}{2a} x^2 - \frac{a-1}{2a^2} \right). \quad (14)$$

Из (14) следует, что вторая производная равна нулю, если

$$x_{0,a} = \pm \sqrt{\frac{\sqrt{4a^3 - 12a + 17} + 8 - 2a}{4a}}. \quad (15)$$

Максимальное значение производной функции  $f(x, 0)$  находим путем подстановки (15) в (13).

Модуль тангенса наклона касательной равен  $2x(ax^2 + a - 1) \exp(-ax^2)$ . Поэтому, как видно на рис.2, координата точки пересечения с осью ординат касательной к кривой  $f(x, 0)$  в точке  $x$ .

$$C(x) = x[2x(ax^2 + a - 1) \exp(-ax^2)] + f(x, 0). \quad (16)$$

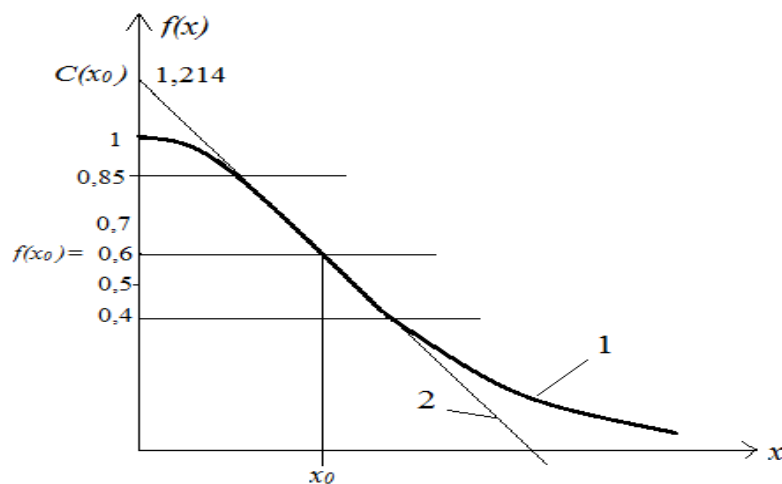


Рис.2. Аппроксимация функции  $f(x, 0)$  – кривая 1 линейной функцией (16) – прямая 2:  $C(x_0)$  – максимальное значение  $C$  при  $x = x_0$ ,  $x_0$  – абсцисса точки, в которой производная функции  $f(x, 0)$  максимальна

Подставляя в (16)  $f(x, 0)$ , то есть, правую часть (12), получаем, что

$$C(x) = [2ax^4 + (2a - 1)x^2 + 1] \exp(-ax^2). \quad (17)$$

Из (17) и (15) следует, что при фиксированном параметре  $a$  максимальное значение  $C$  при  $x = x_0$

$$C(x_0) = C_{\max}(a) = \frac{4 + \sqrt{4a^2 - 12a + 17}}{a} \exp\left(-\frac{\sqrt{4a^2 - 12a + 17} + 5 - 2a}{4}\right). \quad (18)$$

Производная

$$\frac{dC(x_0)}{da} = \frac{2a^3 - 7a^2 + 16a - 17 - 2\sqrt{4a^2 - 12a + 17}}{a^2 \sqrt{4a^2 - 12a + 17}} \exp\left(-\frac{\sqrt{4a^2 - 12a + 17} + 5 - 2a}{4}\right). \quad (19)$$

Приравнивая правую часть (19) нулю и исключая радикалы, получаем уравнение шестой степени для определения значения параметра  $a_0$ , при котором функция  $C(x_0)$  имеет максимальное значение:

$$a_0^6 + 7a_0^5 + 28,25a_0^4 + 119,5a_0^3 - 124a_0^2 + 55,25 = 0. \quad (20)$$

Решая (20) находим, что  $a_0 = 1$ . Согласно (10), при этом угол расходимости пучка в вертикальной плоскости  $52,34^\circ$ , что является огромной величиной даже для ЛД. Практический интерес представляет анализ диаграмм направленности излучения ЛД с углом расходимости от  $10^\circ$  до  $20^\circ$ . В таком диапазоне углов расходимости  $a$  варьируется от 6 до 23. Характерные значения угла расходимости в горизонтальной плоскости  $\theta_{1/2, f}^{\parallel}$  варьируются от  $3^\circ$  до  $5^\circ$ . Расчеты, проведенные путем подстановки в (15)  $\theta_{1/2, f}^{\parallel}$  вместо  $\theta_{1/2, f}^{\perp}$ , показывают, что при  $\theta_{1/2, f}^{\parallel} = 3^\circ$   $a = 253$ , а при  $\theta_{1/2, f}^{\parallel} = 5^\circ$  – 92.

Проведенные нами исследования функции  $f(x)$  как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости показали, что в диапазоне значений  $f^{\perp}(x)$  и  $f^{\parallel}(x)$  от 0,40 до

0,85 (рис. 2) они отличаются не более чем на 2% от значений функции

$$f_{\text{апп}}(x) = C(x_0) - \left(\frac{df}{dx}\bigg|_{x=x_0}\right)x. \quad (21)$$

При этом крайне важно, что значение функции  $C(x_0)$  при  $a > 7$  практически не зависит от параметра  $a$  и равняется 1,214, а  $f(x_0)$  также практически не зависит от  $a$  и приближенно равно 0,602 (рис. 2). Аппроксимация функции  $f(x)$  функцией  $f_{\text{апп}}(x)$  значительно упрощает экспериментальное определение границ диапазона значений аргумента функции  $f_{\text{эксп}}(x)$ , при которых ее можно считать гауссовой:

$$C(x_0) - \left(\frac{df}{dx}\bigg|_{x=x_0}\right)x_{\max} = 0,98 f_{\text{эксп}}(x_{\max}), \quad (22a)$$

$$C(x_0) - \left(\frac{df}{dx}\bigg|_{x=x_0}\right)x_{\min} = 1,02 f_{\text{эксп}}(x_{\min}), \quad (22б)$$

что позволяет проводить количественный анализ диаграмм направленности излучения ЛД и, тем самым, определять ту часть пучка, ДН которой может описана гауссовой функцией.

Изложенный выше метод определения дифракционно-ограниченной части пучка излучения ЛД использован нами при диагностике ДН девяти одномодовых ЛД с планарным волноводом модели KLM-D650-3-15, изготовленных в одной партии, что позволило оптимизировать оптическую часть ЛДА. Оптимизация заключалась в сужении ширины спектральной линии излучения одномодового ЛД.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования ДН излучения одномодовых ЛД с планарным волноводом модели KLM-D650-3-15 с использованием их количественного анализа показали, что часть пучка описывается гауссовой функцией. При этом установлено, что дифракционно-ограниченный пучок распространяется в телесном угле, границами которого являются направления, характеризующиеся уменьшением относительной интенсивности излучения ЛД до уровня 0,4. Излучение такой части лазерного пучка можно транспортировать по одномодовому оптическому волокну с минимальными потерями.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Стратонников А.А.** Мощные поперечно-одномодовые полупроводниковые лазеры с гребнёвой конструкцией оптического волновода // Квантовая электроника, Т.32, №12, 2002. – С. 1099 – 1104.
2. **Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.А., Тарасов И.С., Алферов Ж.И.** Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения // ФТП, Т.38, вып.12, 2004. – С. 1477 – 1485.
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 одномодовые лазерные диоды на основе квантоворазмерных гетероструктур In Ga As / Al Ga As, легированных углеродом // Квантовая электроника, Т.39, №1, 2009. – С. 18 – 20.
4. **Гришанов А.В., Гришанов В.Н.** Спектральное представление диаграмм направленности излучения полупроводниковых лазеров. Вестник Санкт-Петербургского отделения академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. Вып.№5, 2008. – СПб: Изд-во Политехнич. университета, 2008. – С. 6 – 16.
5. **Мэйтлэнд А., Данн М.** Введение в физику лазеров. Перевод с англ. Батанова В.В. под ред. Анисимова С.И. – Наука, 1978. – 408 с.
6. **Винокуров Д.А., Дерягин А. Г., Дюделев В. В., Кучинский В. И., Лютецкий А. В., Пихтин Н. А., Соколовский Г. С., Станкевич А. Л., Тарасов И. С.** Мощные полупроводниковые квантово-размерные AlGaAs/GaAs/InGaAs ( $\lambda=1,06$  мкм) гетеролазеры с внешним резонатором. Письма в ЖТФ, 2008, том 34, вып. 5

M. A. Brit, V.V. Bliznyuk,

*National Research University (Moscow Power Engineering Institute), Russia,  
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: brit\_mari@mail.ru*

## **GEOMETRY AND ENERGY PARAMETERS PART OF THE BEAM OF THE LASER DIODE WITH AN EXTREMELY DIFFRACTION DIVERGENCE**

*One of the main signs of degradation of laser diodes (LD) is the change over time of the mode composition of radiation. About the mode composition is judged by the analysis of the radiation pattern (the NAM) radiation in space. That is why in this paper focused attention on research NAM LD emission. At the same time determined by the geometry and energy parameters of the radiation beam LD described by a Gaussian function.*

LASER DOPPLER ANEMOMETRY, LASER DIODES, DIRECTIONAL PATTERN