УДК 621.375.826:621

ПОСТРОЕНИЕ ЛУЧЕВОГО ПАКЕТА НА ОСНОВАНИИ ИЗМЕРЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© В. В. Романенко, к.т.н., доцент, А. С. Козырев,
НТУУ «КПИ», Киев, Украина

Розглянуто розповсюдження сферичної світлової хвилі. Отримано вираз, за допомогою якого можна описати напрямок вектора поширення енергії світлової хвилі в будь-якій просторово-часовій точці.

The distribution of a spherical light wave is considered. An expression that can describe the vector of light wave energy distribution in any spatiotemporal point has obtained.

Постановка проблемы

Лазерные технологии широко распространены в полиграфической промышленности. Однако количественное и качественное моделирование процессов взаимодействия излучения с веществом до сих пор встречает известные трудности. В основном это объясняется многообразием процессов взаимодействия и их сложностью. Обычно такие сложности обходятся за счет введения в модели определенных упрощений, в частности — геометрия лазерного луча в области каустики описывается упрощенно. Такой подход приводит к погрешностям при описании динамики лазерной эрозии.

Цель работы

Для адекватного описания процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом в первую очередь необходимо создать модель лазерного луча, на основании которой можно было бы легко описать:

— преобразование луча оптическими системами на участке распространения от выходного зеркала резонатора до мишени;

— перенос энергии лазерного излучения для любой пространственно-временной точки.

Создание такой модели позволило бы ограничиться при описании прохождения излучения через оптические поверхности геометрическим приближением, а также знать распределение интенсивности излучения в любой пространственно-временной точке.

Направление движения энергии световой волны определяется направлением вектора Пойнтинга $\vec{S}$. В изотропной среде вектор Пойнтинга совпадает с направлением движения поверхности равной фазы.

Рассмотрим распространение сферической волны из произвольного резонатора. В этом случае направление $\vec{S}$ будет совпадать с направлением нормали к эквифазной поверхности в любой точке этой поверхности. Выделять особо плоскую волну, сгенерированную плоскопараллельным резонатором, не будем, поскольку согласно [1] лазерный пучок с любым начальным распределением поля, расширяясь на достаточном удалении от источника конечных размеров, приобретает сферичность волнового фронта за счет роста геометрической компоненты суммарной расходимости.

Выражение для радиуса пучка, распространяющегося вдоль оси $\vec{X}$, согласно [3], для гауссовой моды TEM_{00} будет иметь вид:

$$\omega(x) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda x}{\pi \omega_0^2}\right)^2}, \qquad (1)$$

где ω_0 — радиус пучка в перетяжке резонатора. Выражение (1) получено для идеального пустого резонатора решением скалярного волнового уравнения Гельмгольца [2]. С помощью выражения (1) можно найти предельный угол наклона касательной к $\omega(x)$ к оси $\vec{X}$:

$$\lim_{x \to \infty} \frac{d\omega(x)}{dx} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}. \qquad (2)$$

Выражение $\frac{\lambda}{\pi \omega_0}$ называют дифракционной составляющей Θ_d полной расходимости. В свою очередь, полная расходимость равна $\Theta = \sqrt{\Theta_d^2 + \Theta_g^2}$, где Θ_g — геометрическая составляющая полной расходимости [1]. Причем известно, что в общем случае геометрическая составляющая значительно превышает дифракционную. Объясняется это в том числе и процессами, происходящими в реальном резонаторе, такими, как разъюстировка, термолинза, конкуренция мод при «разгорании» генерации в резонаторе и т.д. [1].

Таким образом, выражения (1) недостаточно для полной характеристики излучения, формируемого реальным непустым резонатором, содержащим среду с коэффициентом преломления, отличным от коэффициента преломления пустого изотропного пространства.

Для более точного описания распространения излучения, формируемого реальным оптическим резонатором, можно предложить следующее выражение [4]:

$$\omega(x) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{x_R}\right)^2}. \qquad (3)$$

Здесь x_R — рэлеевская длина. Причем и размер пучка в перетяжке, и рэлеевская длина зависят не только от длины волны излучения, но и от модового состава:

$$x_R = \frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda}. \qquad (4)$$

$$\omega_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi \Theta}. \qquad (5)$$

В этих выражениях: Θ — полная расходимость излучения, M^2 — модовый множитель, который равен единице для гауссовой моды TEM_{00} и всегда больше единицы для мод более высокого порядка. Для твердотельных лазеров значения модового множителя могут достигать 20.

Формулы (3-5) могут адекватно описать распространение лазерного излучения и перенос энергии лазерного излучения. Однако, все они должны базироваться на экспериментальных данных, измеренных для конкретного излучателя. Необходимо знать положение перетяжки внутри резонатора, а также измерить расходимость излучения и диаметр луча на некотором известном расстоянии от плоскости перетяжки.

Если резонатор симметричный, то очевидно, что перетяжка будет находиться посередине резонатора. Если нет, то расстояние от зеркал до перетяжки можно определить по формулам [3]:

$$R_1 = l_1 + \frac{x_R^2}{l_1}, \quad R_2 = l_2 + \frac{x_R^2}{l_2}, \tag{6}$$

где l_1 и l_2 — расстояния от перетяжки до, соответственно, первого и второго зеркал, так, что $l_1 + l_2 = L$, где L — полная длина резонатора.

Итак, предположим, что на основании измерений получены расходимость излучения Θ и радиус луча ω_e на расстоянии от плоскости перетяжки x_e.

Для упрощения записи введем коэффициент $K = \frac{M^2\lambda}{\pi}$. Тогда можно записать:

$$\omega_0 = \frac{K}{\Theta}, \qquad x_R = \frac{\omega_0^2}{K}. \tag{7}$$

Подставив эти выражения в (3), получим: $\omega(x) = \frac{1}{\Theta}\sqrt{K^2 + \Theta^4 x^2}$, откуда:

$$K = \Theta\sqrt{\omega_e^2 - \Theta^2 x_e^2}. \tag{8}$$

Определив K, можно вычислить значение модового множителя:

$$M^2 = \frac{\pi K}{\lambda}. \tag{9}$$

Также, воспользовавшись (7), можно рассчитать радиус пучка в перетяжке ω_0. Совместная подстановка (7) в (3) даёт еще одно полезное выражение:

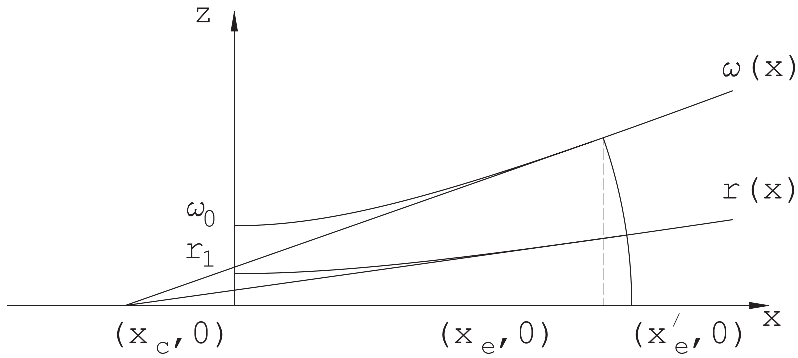
$$\omega(x) = \sqrt{\omega_0^2 + \Theta^2 x^2}. \tag{10}$$

Направление вектора Пойнтинга будет совпадать с направлением касательной к $\omega(x)$, т.е.:

$$\frac{d\omega(x)}{dx} = \frac{\Theta^2 x}{\sqrt{\omega_0^2 + \Theta^2 x^2}}. \tag{11}$$

Очевидно, что выражение (10) будет описывать распространение энергии из точки с координатами $(0, \omega_0)$ в двумерной системе координат $X\vec{0}Z$. Для полного описания распространения энергии необходимо найти уравнение распространения энергии из точки с координатами $(0, r_1)$, причем $0 \le r_1 \le \omega_0$. Будем искать такое уравнение по аналогии с (10) в виде:

$$r(x) = \sqrt{r_1^2 + T^2 x^2}, \tag{12}$$



Расчетная схема распространения лазерного излучения

где Т — неизвестный параметр, который необходимо определить. Для этого рассмотрим на оси $\vec{X}$ точку с координатами (x_e, 0). Очевидно, что радиус луча в плоскости, перпендикулярной оси $\vec{X}$ и проходящей через (x_e, 0) будет $\omega(x_e)=\sqrt{\omega_0^2+\Theta^2 x_e^2}=\omega_e$.

Определив угол наклона касательной в точке (x_e, 0) к кривой ω(x), можно найти центр кривизны волнового фронта, проходящего через точку с координатами (x_e, ω_e) из соотношения:

$$\frac{\omega(x_e)}{x_e - x_c}=\frac{d\omega(x_e)}{dx}, \tag{13}$$

откуда получаем:

$$x_c = -\frac{\omega_0^2}{\Theta^2 x_e}. \tag{14}$$

Радиус кривизны этого волнового фронта можно определить, как расстояние между точками (x_c, 0) и (x_e, ω(x_e)):

$$R=\sqrt{(x_e - x_c)^2+\omega(x_e)^2}= \\ =\frac{\omega(x_e)}{\Theta^2 x_e}\sqrt{\omega(x_e)^2+\Theta^4 x_e^2}. \tag{15}$$

Кривая r(x) пересекает эквифазную поверхность в точке с координатами $\left(x_e^{/}, r\left(x_e^{/}\right)\right)$. Поскольку форма волнового фронта считается сферической, должны выполняться два условия:

1. Касательная к кривой r(x), проходящая через точку $\left(x_e^{/}, r\left(x_e^{/}\right)\right)$ должна также проходить через центр кривизны волнового фронта (x_c, 0) так же, как и касательная к ω(x) в точке (x_e, ω(x_e)).

2. Поскольку радиус кривизны волнового фронта R постоянен во всех точках этого фронта, расстояние между точками (x_c, 0) и (x_e, ω(x_e)) равно расстоянию между точками (x_c, 0) и $\left(x_e^{/}, r\left(x_e^{/}\right)\right)$.

При выполнении условия 1 получаем:

Для кривой ω(x):

$$\frac{d\omega(x)}{dx}=\frac{\Theta^2 x_e}{\sqrt{\omega_0^2+\Theta^2 x_e^2}}= \\ =\frac{\sqrt{\omega_0^2+\Theta^2 x_e^2}}{x_e - x_c}. \tag{16}$$

И аналогично для кривой r(x):

$$\frac{dr(x)}{dx} = \frac{T^2 x_e^{/}}{\sqrt{r_1^2 + T^2 x_e^{/2}}} = \frac{\sqrt{r_1^2 + T^2 x_e^{/2}}}{x_e^{/} - x_c}. \quad (17)$$

Преобразуя (16) и (17), получаем два выражения:

$$\begin{cases} -\Theta^2 x_e x_c = \omega_0^2 \\ -T^2 x_e^{/} x_c = r_1^2 \end{cases}. \quad (18)$$

Откуда получаем:

$$T = \frac{r_1}{\omega_0} \Theta \sqrt{\frac{x_e}{x_e^{/}}}. \quad (19)$$

Рассмотрим в выражении (19) множитель под корнем. Найдем максимальную величину для соотношения $\sqrt{\frac{x_e}{x_e^{/}}}$, которая, очевидно, будет иметь место при $r_1 = 0$. При выполнении условия 2 соотношение $\sqrt{\frac{x_e}{x_e^{/}}}$ можно заменить следующим выражением:

$$\frac{x_e}{x_e^{/}} = \frac{x_c + R\cos\Theta}{x_c + R}. \quad (20)$$

Но, поскольку расходимость лазерного излучения составляет всего несколько тысячных радиана, можно утверждать, что $\cos\Theta \approx 1$, откуда $\sqrt{\frac{x_e}{x_e^{/}}} \approx 1$. Как следствие, окончательно получаем:

$$T = \frac{r_1}{\omega_0} \Theta. \quad (21)$$

Следовательно, выражение (12) можно переписать, как

$$r(x) = \sqrt{r_1^2 + \frac{r_1^2 \Theta^2}{\omega_0^2} x^2} = \frac{r_1}{\omega_0} \sqrt{\omega_0^2 + \Theta^2 x^2} = \frac{r_1}{\omega_0} \omega(x). \quad (22)$$

Выводы

Рассмотрено распространение сферической световой волны. Приведена расчетная схема распространения излучения. Получено выражение, с помощью которого можно описать направление вектора распространения энергии световой волны в любой точке в сечении луча для любой координаты x. Кроме того, с его помощью можно найти однозначное соответствие между интенсивностью единичного луча в любой точке плоскости перетяжки и интенсивностью в любой точке в других плоскостях сечения, для чего необходимо знать распределение мощности в сечении пучка.

1. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки / Ю. А. Ананьев. — М. : Наука, 1990. 2. Данн М. Введение в физику лазеров / М. Данн, А. Мэйтлэнд. — М. : Наука, 1978. 3. Звелто О. Принципы лазеров / О. Звелто. — М. : Мир, 1990. 4. Schwarzenbach A. P. Recent Progress in Laser Processing / A. P. Schwarzenbach, P. Ladrach // Proceedings of International Symposium for ElectroMachining, EPFL, Lausanne, Switzerland, 1995.

Рецензент — В. П. Котляров,
д.т.н., професор, НТУУ «КПІ»

Надійшла до редакції 16.03.10