

РАСЧЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КАУСТИКИ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

А. А. Хлебников, В. А. Богачев, М. В. Волков

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Введение

В настоящее время все более широкое распространение в лазерной технике приобретает диодная накачка. Создание инверсии населённости с помощью диодной накачки характеризуется высокой эффективностью благодаря узкой спектральной линии излучения диодов. Для реализации эффективной накачки активной среды лазера, например, лазера на парах щелочных металлов (ЛПЩМ), используются диодные линейки и матрицы. Излучение диодов обычно транспортируется через оптоволокно, далее через оптическую схему формирования каустики излучение накачки заводится в активную среду.

Для точного расчета генерации ЛПЩМ в такой схеме необходимо знать пространственное распределение скорости накачки в активной среде. При этом независимо от выбранного приближения распространения лазерного излучения (волновое или лучевое приближение), расчет распространения излучения накачки через активную среду можно проводить в лучевом приближении. Поэтому для расчета пространственного распределения скорости накачки достаточно знать траектории лучей в активной среде. Несмотря на распространённость диодной накачки с волоконным выводом, в литературе по-прежнему крайне мало экспериментальных данных о пространственном распределении излучения накачки, описаний подходов к моделированию этого распределения и, как следствие, расчётов генерации реальных лазерных систем с учетом оптической схемы формирования каустики диодной накачки [1, 2].

Цель данной работы – создание физико-математической модели распространения излучения накачки от диодных линеек с волоконным выводом через оптическую систему в активную среду в приближении геометрической оптики и написание компьютерной программы, которая позволяет рассчитывать траектории лучей и пространственное распределение излучения накачки в активной среде.

1. Постановка задачи

В приближении геометрической оптики распространение света можно описывать с помощью отдельных лучей. Так как свет распространяется вдоль нормали к волновым фронтам, то в нашем приближении геометрический луч представляет со-

бой идеализацию этой волновой нормали. Траектория луча, проходящего через различные элементы оптической системы формирования каустики накачки, будет состоять из последовательности прямых линий. Каждая такая прямая определяется направляющим вектором и координатами одной точки, принадлежащей ей, например, точки входа луча в оптический элемент.

Для начала введем систему координат: пусть пучок лучей накачки распространяется вдоль оси z , а исходное распределение («тело свечения») излучения на выходе системы накачки и все оптические элементы схемы формирования каустики накачки располагаются параллельно плоскости XOY . Начало системы координат поместим в центр симметрии тела свечения накачки.

Будем рассматривать прямоугольное тело свечения с плоским выходным торцом в виде матрицы, собранной из волоконных выводов диодных лазеров. Схема тела свечения источника накачки и торец волоконного вывода диодного лазера представлены на рис. 1.

Тело свечения имеет размеры $L_x \times L_y$, каждый торец волоконного вывода имеет сердцевину диаметром d и внешнюю оболочку диаметром D . Зная размеры тела свечения, диаметр внешней оболочки волоконного вывода и схему упаковки волокон, легко определить координаты центра каждого волокна исходя из простых геометрических соображений.

Для точного моделирования каустики излучения накачки необходима модель волоконного вывода. Применяемая в данной работе модель основывалась на модели из работы [3]. Здесь приведем лишь краткое ее описание. Лучи испускаются только с поверхности сердцевины волоконного вывода. Каждый луч будем характеризовать направляющим вектором $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$, координатами точки выхода из сердцевины волокна (x_0, y_0, z_0) и мощностью луча p_0 .

Так как подразумевается, что с каждой точки выхода с координатами (x_0, y_0, z_0) будет испускаться несколько лучей, то назовем такую точку «точечным источником». Координаты точечных источников (x_0, y_0, z_0) внутри волокна рассчитываются исходя из условия, что распределение по торцу волокна – однородное. Из каждого точечного источника лучи испускаются в конус, числовая апертура которого зависит от радиальной координаты следующим образом:

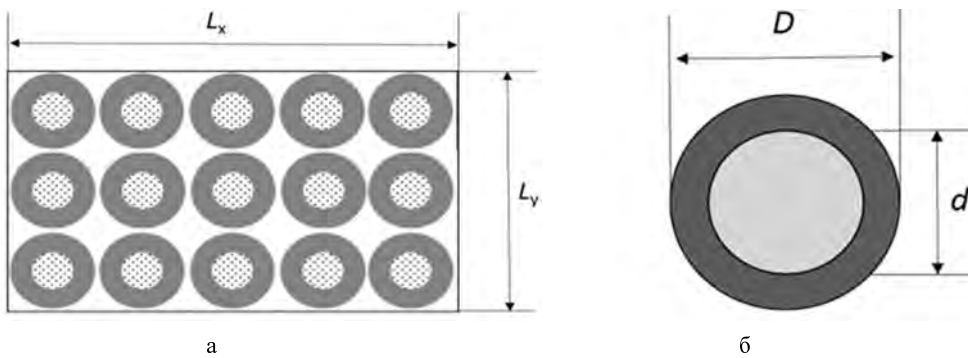


Рис. 1. Схема тела свечения источника накачки: а – расположение волокон, б – торец волоконного вывода диодного лазера.

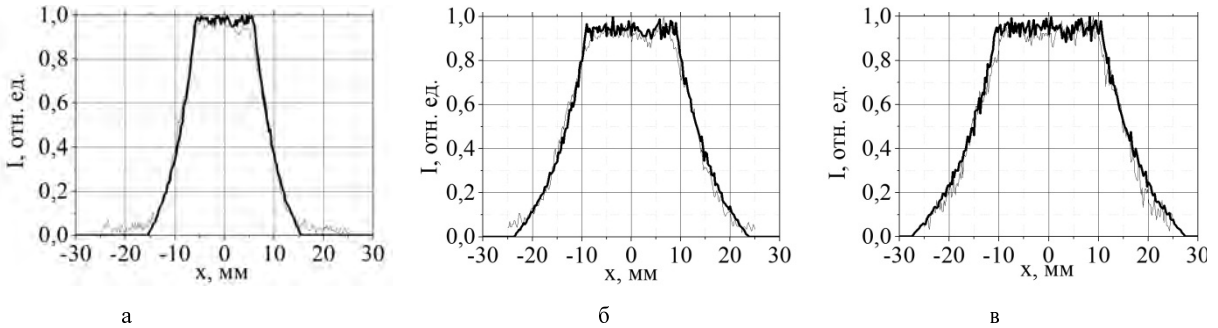


Рис. 2. Прописи сечений при $y = 0$ интенсивности излучения накачки в эксперименте (тонкая линия) и в расчете (жирная линия) при различном расстоянии от торца волокна: а – 78 мм, б – 119 мм, в – 138 мм.

$$\sin(\theta) = D + E \cdot r^2 + F \cdot r^4, \quad (1)$$

где 2θ – угол конуса, D , E и F – параметры расходимости, $0 \leq r \leq \frac{d}{2}$ – расстояние от центра волокна.

В пределах конуса, числовая апертура которого определена выражением (1), распределение направлений распространения лучей – однородное.

Мощность лучей задается следующим выражением [3]:

$$P(r) = A + B \cdot r^2 + C \cdot r^4. \quad (2)$$

где A , B и C – некоторые параметры. Потери энергии при распространении излучения не учитываются, поэтому плотность потока излучения накачки будет зависеть только от суммарной мощности всех лучей, падающих на единицу площади.

Конкретные значения параметров D , E , F и A , B , C в выражениях (1) и (2) определяются исходя из предоставленных экспериментальных данных о распределении интенсивности излучения от одного волокна. На рис. 2 даны нормированные прописи сечений интенсивности излучения накачки, зарегистрированные в экспериментах и рассчитанные с помощью написанной программы, в которой применялась описанная выше модель волоконного вывода.

Наблюдаемое хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о том, что выбранная модель источника с заданными пара-

метрами расходимости: $D = 0,199$, $E = -2,99$, $F = 0$ и параметрами интенсивности: $A = 1$, $B = 0$, $C = -100$ является приемлемой для нашей задачи.

Теперь перейдем к оптической системе формирования каустики накачки. Рассматриваемая в данной работе центрированная оптическая система будет состоять из плоскопараллельных пластин и сферических линз, поэтому расчет каустики излучения накачки лазера в результате его распространения разобьем на следующие этапы:

1. Распространение луча в свободном пространстве с постоянным показателем преломления из плоскости $z = z_0$ в плоскость $z = z_0 + L$;

2. Распространение луча через плоскую пластину толщины d и показателем преломления n ;

3. Распространение луча через линзу толщины L с показателем преломления n и радиусами кривизны поверхностей R_1 и R_2 соответственно.

Итак, рассмотрим распространение луча в свободном пространстве из плоскости $z = z_0$ в плоскость $z = z_0 + L$. Пусть в плоскости $z = z_0$ луч накачки имеет оптический вектор $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$, а точка, через которую проходит луч в данной плоскости, имеет координаты (x_0, y_0, z_0) . Требуется найти оптический вектор $\vec{\beta} = \{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ и координаты точки (x_1, y_1, z_1) , в которую луч попадет в плоскости $z = z_0 + L$. В свободном пространстве луч распространяется прямолинейно, поэтому координаты точки в плоскости $z = z_0 + L$, в которую луч попадет, распространя-

ьясь от точки с координатами (x_0, y_0, z_0) , определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + k\alpha_x \\ y_1 &= y_0 + k\alpha_y \\ z_1 &= z_0 + L, \end{aligned} \quad (3)$$

где коэффициент $k = L/\alpha_z$. Направление луча при этом остается неизменным, поэтому оптический вектор луча в плоскости $z = z_0 + L$ будет таким же, как и в плоскости $z = z_0$:

$$\vec{\beta} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\} \quad (4)$$

Далее рассмотрим распространение луча через плоскую пластину толщиной d и показателем преломления n . Положим, что луч падает на пластину в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) , оптический вектор луча в точке падения $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$. Требуется определить и оптический вектор луча $\vec{\beta} = \{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ на выходе из пластины в точке (x_1, y_1, z_1) .

Для нахождения требуемых величин, воспользуемся векторным выражением для закона преломления на границе двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 [4]:

$$\vec{\beta}' = A\vec{N} + \vec{\alpha}, \quad (5)$$

где $\vec{\alpha}$ – оптический вектор падающего луча, $\vec{\beta}'$ – преломленного, \vec{N} – единичный вектор нормали к пластине в точке падения. Константа A определяется выражением:

$$A = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + (\vec{\alpha}, \vec{N})^2} - (\vec{\alpha}, \vec{N}) \quad (6)$$

В нашем случае $n_1 = 1, n_2 = n, \vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}, \vec{N} = \{0, 0, 1\}$. С учетом этого выражение (6), определяющее константу A , примет вид:

$$A = \sqrt{n^2 - 1 + \alpha_z^2} - \alpha_z \quad (7)$$

Подставив значение A из выражения (7) в выражение (5), получим, таким образом, оптический вектор луча $\vec{\beta}'$ после преломления на первой грани пластины:

$$\vec{\beta}' = \left\{ \alpha_x, \alpha_y, \sqrt{n^2 - 1 + \alpha_z^2} \right\} \quad (8)$$

Координаты точки выхода луча из пластины определяются согласно формулам (3), в которых полагаем коэффициент $k = d/\sqrt{n^2 - 1 + \alpha_z^2}$. Вновь применяя закон преломления в векторной форме, найдем оптический вектор луча $\vec{\beta}$ после преломления на второй грани пластины:

$$\vec{\beta} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\} \quad (9)$$

Перейдем к рассмотрению распространения луча через линзу толщины L с показателем преломления n и радиусами кривизны поверхностей R_1 и R_2 соответственно. Введем, для удобства, плоскость, перпендикулярную оптической оси и касающуюся первой сферической поверхности линзы. Назовем её первой касательной плоскостью. Координаты луча на данной плоскости – (x_0, y_0, z_0) , обозначим точку с такими координатами через M_1 . Оптический вектор падающего луча в точке M_1 – $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$. Плоскость, перпендикулярную оптической оси и касающуюся второй сферической поверхности линзы назовем второй касательной плоскостью. Точку в которой оптическую луч пересекает эту плоскость обозначим M_2 . Требуется определить координаты точки $M_2(x_2, y_2, z_2)$ и оптический вектор луча $\vec{\beta} = \{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ на выходе линзы. Схематически распространение луча на данном этапе иллюстрируют рис. 3 и 4.

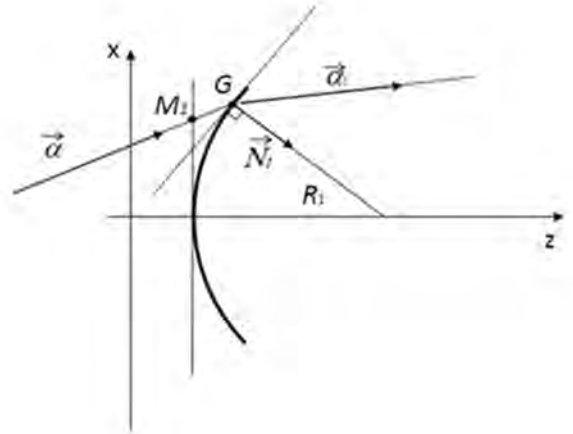


Рис. 3. Преломление луча на первой сферической поверхности линзы.

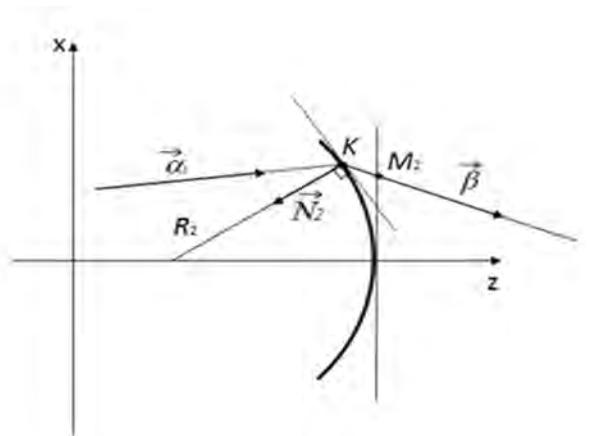


Рис. 4. Преломление луча на второй сферической поверхности линзы.

Луч претерпевает преломление дважды: при входе в линзу и при выходе из нее. Обозначим точки входа луча в линзу и выхода $G(x_G, y_G, z_G)$ и $K(x_K, y_K, z_K)$ соответственно. Именно в этих двух точках луч и будет преломляться. Для нахождения оптического вектора распространяющего луча после преломления на сферических поверхностях линзы воспользуемся выражением для закона преломления в векторной форме. Выражение для закона преломления в векторной форме при входе луча в линзу будет следующее:

$$\vec{\alpha}_1 = A_1 \vec{N} + \vec{\alpha}, \quad (10)$$

где $\vec{\alpha}$ и $\vec{\alpha}_1$ – оптические векторы падающего и преломленного лучей соответственно, \vec{N} – вектор нормали к поверхности линзы в точке преломления G . Константа A определяется выражением:

$$A_1 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 + (\vec{\alpha}, \vec{N})^2} - (\vec{\alpha}, \vec{N}) \quad (11)$$

В нашем случае: $n_1 = 1$, $n_2 = n$, $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$, $\vec{N} = \vec{N}_1$, поэтому выражение (11) для константы A примет следующий вид:

$$A = \sqrt{n^2 - 1 + (\vec{\alpha}, \vec{N}_1)^2} - (\vec{\alpha}, \vec{N}_1) \quad (12)$$

Таким образом, для нахождения оптического вектора луча $\vec{\alpha}_1$ после преломления на первой сферической поверхности линзы радиуса R_1 , осталось вычислить только вектор нормали \vec{N}_1 к сферической поверхности в точке G . Точка G принадлежит сферической поверхности линзы. Уравнение данной сферы будет следующим:

$$x^2 + y^2 + (z - (z_0 + R_1))^2 = R_1^2 \quad (13)$$

Так как падающий луч имеет оптический вектор $\vec{\alpha} = \{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$ и проходит как через точку G так и через точку M_0 , то координаты точек G и M_0 будут связаны следующими выражениями:

$$\begin{aligned} x_G &= x_0 + k_1 \cdot \alpha_x \\ y_G &= y_0 + k_1 \cdot \alpha_y \\ z_G &= z_0 + k_1 \cdot \alpha_z, \end{aligned} \quad (14)$$

где k_1 – коэффициент, значение которого находится из решения системы уравнений (13) и (14). Два решения системы уравнений (13) и (14) будут соответствовать первой и второй сферическим поверхностям линзы. Очевидно, что первой сферической поверхности соответствует меньшее по величине значение k_1 . Тогда вектор нормали к сферической поверхности линзы в точке G будет иметь следующие компоненты:

$$\begin{aligned} N_{1x} &= -\frac{x_G}{|\vec{N}_1|} \\ N_{1y} &= -\frac{y_G}{|\vec{N}_1|} \\ N_{1z} &= \frac{R_1 - k_1 \alpha_z}{|\vec{N}_1|} \end{aligned} \quad (15)$$

где $|\vec{N}_1| = \sqrt{x_G^2 + y_G^2 + (R_1 - k_1 \cdot \alpha_z)^2}$. Подставим выражения (12) и (15) в выражение (10) для закона преломления в векторной форме, чтобы найти оптический вектор луча внутри линзы:

$$\begin{aligned} \alpha_{1x} &= A_1 \cdot N_{1x} + \alpha_x \\ \alpha_{1y} &= A_1 \cdot N_{1y} + \alpha_y \\ \alpha_{1z} &= A_1 \cdot N_{1z} + \alpha_z \end{aligned} \quad (16)$$

После первого преломления луч распространяется внутри линзы от точки $G(x_G, y_G, z_G)$, пока вновь не преломляется в точке $K(x_K, y_K, z_K)$, принадлежащей сферической поверхности линзы с радиусом кривизны R_2 . Чтобы вычислить оптический вектор луча $\vec{\beta} = \{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ после выхода из линзы, вновь воспользуемся выражением для закона преломления в векторной форме:

$$\vec{\beta} = A_2 \vec{N}_2 + \vec{\alpha}_1 \quad (17)$$

или:

$$\begin{aligned} \beta_x &= A_2 \cdot N_{2x} + \alpha_{1x} \\ \beta_y &= A_2 \cdot N_{2y} + \alpha_{1y} \\ \beta_z &= A_2 \cdot N_{2z} + \alpha_{1z}, \end{aligned} \quad (18)$$

где константа A_2 вычисляется согласно выражению:

$$A_2 = \sqrt{1 - n^2 + (\vec{\alpha}_1, \vec{N}_2)^2} - (\vec{\alpha}_1, \vec{N}_2) \quad (19)$$

а вектор нормали \vec{N}_2 к поверхности линзы в точке K – аналогично тому, как ранее мы вычислили вектор нормали \vec{N}_1 к сферической поверхности в точке G :

$$\begin{aligned} N_{2x} &= \frac{x_K}{|\vec{N}_2|} \\ N_{2y} &= \frac{y_K}{|\vec{N}_2|} \\ N_{2z} &= \frac{z_K - z_0 - L + R_2}{|\vec{N}_2|} \end{aligned} \quad (20)$$

Теперь осталось вычислить только координаты точки M_2 . Их легко найти, если в выражении (3) положить $k = (z_0 + L - z_K)/\beta_z$:

$$\begin{aligned} x_2 &= x_K + k \cdot \beta_x \\ y_2 &= y_K + k \cdot \beta_y \\ z_2 &= z_0 + L \end{aligned} \quad (21)$$

Таким образом, мы L получили аналитические выражения, связывающие оптические векторы и координаты луча на входе и выходе из оптических элементов, составляющих систему формирования каустики накачки.

2. Компьютерное моделирование и сравнение с экспериментом

На основе полученных выше аналитических выражений и выбранной модели источника накачки была написана компьютерная программа. Созданная программа моделирует распространение излучения накачки через оптическую систему и рассчитывает пространственное распределение излучения накачки в активной среде ЛПЦМ. В компьютерной программе моделировался один из вариантов оптической

системы формирования каустики накачки. На рис. 5 приведена схема оптической системы формирования каустики накачки и изображен ход лучей от источника накачки через оптическую систему. Треки распространяющихся лучей получены с помощью разработанной программы.

На рис. 6 представлены пространственные распределения интенсивности (плотности потока), полученные при проведении экспериментов и полученные с использованием созданной компьютерной модели, соответственно на входе, в центре и на выходе активной среды. Изображения на рис. 6а,б,в соответствуют экспериментам, на рис. 6г,д,е – расчетам.

Результаты расчета абсолютных значений плотности потока излучения накачки внутри активной среды также сравнивались с данными, полученными в экспериментах. На рис. 7 и 8 представлены нормированные (на одну и ту же величину на каждом графике) прописи сечений интенсивности излучения накачки соответственно по оси OX и по оси OY .

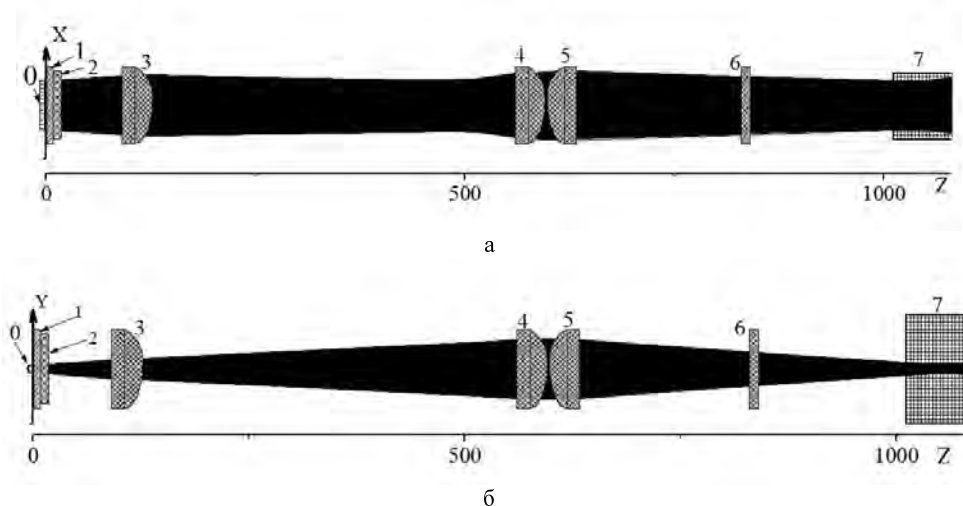


Рис. 5. Проекция хода лучей на различные плоскости: а - плоскость XOZ , б - плоскость YOZ : 0 – источник накачки; 1, 2, 6 – плоскопараллельные пластины; 3, 4, 5 – линзы; 7 – активная среда

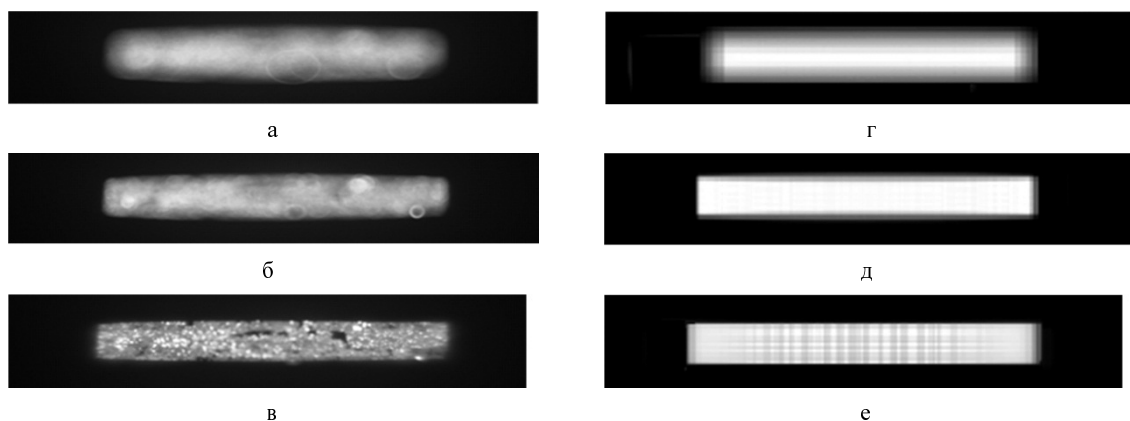


Рис. 6. Распределения интенсивности накачки: а, г – на входе активной среды; б, д – в центре активной среды; в, е – на выходе активной среды

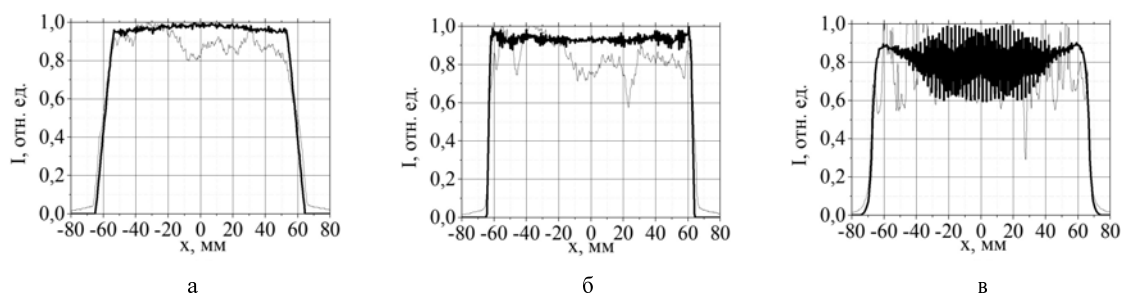


Рис. 7. Прописи сечений при $y = 0$ интенсивности излучения накачки в эксперименте (тонкая линия) и в расчете (жирная линия): а - на входе активной среды, б - в центре активной среды, в - на выходе активной среды

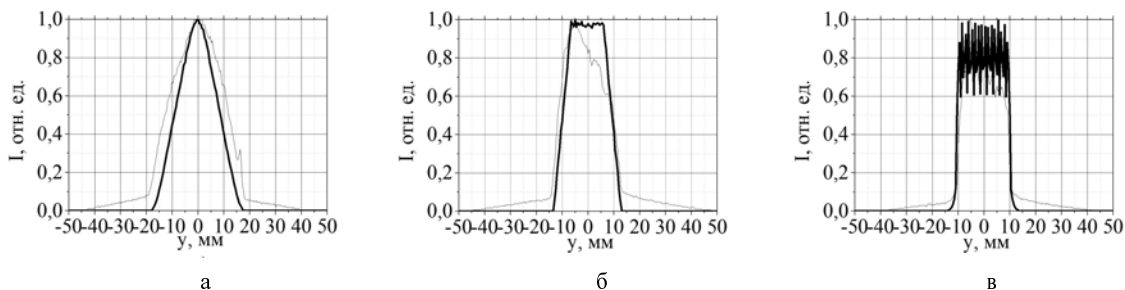


Рис. 8. Прописи сечений при $x = 0$ интенсивности излучения накачки в эксперименте (тонкая линия) и в расчете (жирная линия): а - на входе активной среды, б - в центре активной среды, в - на выходе активной среды

Как видно из приведенных графиков, наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных, что свидетельствует о правильности полученных аналитических выражений и выбранных моделей.

Литература

1. Горбунков М. В., Коняшкин А. В., Кострюков П. В. и др. Пикосекундные полностью твердотельные Nd:YAG-лазеры с импульсной диодной накачкой и электрооптическим управлением генерацией // Квантовая электроника, 2005. Т. 35. № 2. С. 2–6.

2. Горбунков М. В., Коняшкин А. В., Кострюков П. В. и др. Пространственное распределение интенсивности диодных линеек с волоконным выводом и расчет инверсии в схеме продольной накачки твердотельных лазеров // Квантовая электроника, 2005. Т. 35. № 12. С. 1121–1125.

3. Руководство пользователя пакетом программ ZEMAX : Пер. с англ. канд. ф.-м. наук А. Э. Наджип. Москва, 2010.

4. Родионов С. А. Основы оптики. Конспект лекций. СПб ГИТМО (ТУ). 2000.