

# Прохождение частично когерентного лазерного пучка через неоднородную среду оптического усилителя

А.В.Гулевич, Д.В.Евтодиев, О.Ф.Кухарчук, А.А.Суворов

*В рамках комплексной геометрической оптики рассмотрено прохождение частично когерентного пучка лазерного излучения через однопроходный оптический усилитель. Получена система уравнений, описывающая изменение комплексной амплитуды и комплексной фазы функции когерентности лазерного пучка в неоднородной среде усилителя. Проанализирована зависимость мощности и интенсивности усиливаемого излучения от радиуса когерентности пучка и оптической силы газовой линзы, возникающей в среде усилителя вследствие пространственной неоднородности энерговклада. Установлено, что влияние газовой линзы и неполной когерентности излучения на эффективность усиления зависит от соотношения между радиусом входящего пучка и размером апертуры усилителя. Показано, что для «широких» пучков энергетическая эффективность усиления возрастает с увеличением оптической силы линзы и улучшением когерентности пучка, тогда как для «узких» пучков выполняется обратная закономерность.*

**Ключевые слова:** лазер-усилитель, газовая линза, рефракция, частичная когерентность, радиус когерентности, комплексная геометрическая оптика.

## 1. Введение

При работе оптического усилителя в насыщенном режиме реализуется наиболее полное преобразование энергии, запасённой в активной среде усилителя, в энергию когерентного оптического излучения. Вследствие того, что уравнения, описывающие при таком режиме работы усилителя взаимодействие излучения с атомами активной среды, существенно нелинейны, связь амплитудно-фазовых характеристик входящего в усилитель и выходящего из него лазерных пучков является весьма сложной. Эта связь определяется такими факторами, как отношение интенсивности лазерного пучка на входе в усилитель к интенсивности насыщения, расходимость входящего пучка, пространственные распределения показателя преломления и ненасыщенного коэффициента усиления среды усилителя. Так же как и в случаях нелинейно-оптических процессов теплового самовоздействия лазерного излучения [1], генерации гармоник [2] и увеличения энергии электронов плазмы в поле излучения [3], усиление зависит от степени когерентности входящего в усилитель лазерного пучка.

В лазерных системах, которые работают в режиме задающий генератор–усилитель и предназначены для получения качественных интенсивных лазерных пучков, обычно осуществляется накачка весьма значительных объёмов активных сред задающего генератора и усилительных каскадов. Поэтому, независимо от типа лазера и способа его накачки (например, неодимовый лазер с оптической накачкой [4] или газовый лазер с ядерной на-

качкой [5]), в активной лазерной среде формируется пространственно-неоднородное распределение комплексной диэлектрической проницаемости. Создаваемый же задающим генератором пучок излучения в общем случае образуется в результате суперпозиции большого числа статистически независимых мод, вследствие чего он является частично когерентным. Оптимизация режимов работы таких систем, обработка и интерпретация результатов экспериментов возможны только при наличии теоретического аппарата, с приемлемой точностью моделирующего распространение лазерного пучка в активной среде усилителя.

Поскольку пространственные распределения показателя преломления и коэффициента усиления активной среды усилителя имеют в общем случае достаточно сложный вид, то проведение теоретических исследований в аналитическом виде не представляется возможным. Необходимо использовать приближенные методы, позволяющие, с одной стороны, учитывать все многообразие факторов, влияющих на прохождение пучка лазерного излучения через активную среду усилителя (дифракция вследствие неполной когерентности излучения, рефракция на неоднородностях диэлектрической проницаемости, нелинейность усиления), а с другой стороны, сравнительно просто численно моделировать процессы распространения лазерного пучка в неоднородной нелинейной среде. В последнее время было предложено и реализовано несколько методов, обеспечивающих выполнение указанных требований применительно к проблеме создания рентгеновского лазера [6], к задачам распространения излучения в турбулентных [7] и диссипативных (усиливающих) случайно-неоднородных средах [8].

В настоящей работе распространение частично когерентного лазерного пучка в неоднородной среде оптического усилителя рассмотрено в рамках метода комплексной геометрической оптики [9]. В этом методе простота обычной геометрической оптики сочетается с возможно-

А.В.Гулевич, Д.В.Евтодиев, О.Ф.Кухарчук, А.А.Суворов. ГНЦ РФ–Физико-энергетический институт им. А.И.Лейпунского, Россия, 249033 Обнинск, Калужская обл., пл. Бондаренко, 1; e-mail: suvovov@ipre.ru

Поступила в редакцию 21 июня 2005 г., после доработки – 26 сентября 2005 г.

стью учёта в определённом приближении дифракции излучения. Это обстоятельство позволяет использовать метод комплексной геометрической оптики как для детального изучения физических особенностей распространения частично когерентного пучка в неоднородной среде усилителя, так и для полномасштабного моделирования работы усилительной системы.

В данной статье представлены результаты исследования влияния неполной когерентности излучения и неоднородности активной среды на энергетические характеристики усиливаемого пучка. Конкретные расчёты выполнены для условий прохождения пучка через однопроходный усилитель с ядерной накачкой. Выбор такой лазерной системы обусловлен тем, что в ГНЦ РФ–ФЭИ в настоящее время ведутся полномасштабные расчётно-экспериментальные исследования на реакторно-лазерной установке «Стенд-Б» [10]. Среди решаемых задач важное место занимают исследования работы установки в режиме генератор–усилитель, когда оптическое излучение, созданное в лазерно-активном элементе – генераторе, направляется в лазерные элементы, работающие в режиме усилителя. Поскольку результаты исследований по лазерам с ядерной накачкой указывают на возможность описания с хорошей точностью оптической неоднородности активной среды квадратичной зависимостью показателя преломления активной среды от расстояния до оси активного элемента (см., напр., [5]), то установление основных закономерностей влияния неоднородностей среды на процесс усиления проведено в безаберрационном приближении.

## 2. Постановка задачи

Рассмотрим распространение частично когерентного пучка лазерного излучения в однопроходном усилителе. Направим ось  $z$  декартовой системы координат вдоль оси усилителя. Через  $\rho = \{x, y\}$  обозначим радиус-вектор в плоскости  $z = \text{const}$ . Будем считать, что функция когерентности второго порядка входящего в усилитель лазерного пучка определяется выражением

$$G_{20}(\rho_1, \rho_2) = I_0 \exp\left(-\frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{2a^2} - \frac{|\rho_1 - \rho_2|^2}{\rho_c^2}\right), \quad (1)$$

где  $a$  – эффективный радиус пучка;  $\rho_c$  – его радиус когерентности;  $I_0$  – пиковое значение интенсивности на входе в усилитель. Такое представление соответствует гауссовой модели частично когерентного волнового пучка. В общем случае, как известно, функция когерентности есть статистически среднее от произведения комплексных амплитуд  $U(\rho_1, z)$  и  $U^*(\rho_2, z)$  волнового пучка в разных пространственных точках:

$$G_2(\rho_1, \rho_2, z) = \frac{c}{8\pi} \langle U(\rho_1, z) U^*(\rho_2, z) \rangle. \quad (2)$$

При совпадающих значениях аргументов  $\rho_1$  и  $\rho_2$  она равна средней интенсивности пучка:

$$G_2(\rho_1, \rho_2, z)|_{\rho_1=\rho_2=\rho} = I(\rho, z).$$

Распространение лазерного пучка в активной среде усилителя в квазиоптическом приближении описывается

уравнением для функции когерентности (2) (см., напр., [2])

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} G_2(\rho_1, \rho_2, z) + (\Delta_1 - \Delta_2) G_2 + k^2 [\Delta \varepsilon(\rho_1, z) - \Delta \varepsilon(\rho_2, z)] G_2 - ik[\alpha(\rho_1, z) + \alpha(\rho_2, z)] G_2 = 0 \quad (3)$$

с начальным условием

$$G_2(\rho_1, \rho_2, z)|_{z=0} = G_{20}(\rho_1, \rho_2),$$

где  $\Delta \varepsilon(\rho, z)$  – изменение действительной части диэлектрической проницаемости среды;  $\alpha(\rho_1, z)$  – её коэффициент усиления;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $\Delta_{1,2} = \partial^2/\partial x_{1,2}^2 + \partial^2/\partial y_{1,2}^2$ .

В объёме усилителя в общем случае распространяются две волны: прошедшая через входную апертуру усилителя и дифрагировавшая, которая образуется в результате отражения прошедшей волны боковой поверхностью лазерного элемента. В данной работе вкладом дифрагировавшей волны в усиливаемое поле излучения пренебрежём, считая, что её интенсивность значительно меньше интенсивности прошедшей волны. Этот случай соответствует варианту конструкции лазерного элемента, боковая поверхность которого полностью поглощает падающее на неё излучение и не создаёт отражённых волн. В таком приближении задача сводится к исследованию распространения лазерного пучка в среде усилителя с неограниченным поперечным сечением. Ограниченность же поперечных размеров усилительного элемента проявляется в их влиянии на количество энергии излучения, поступающей в усилитель через входную апертуру и выходящей из него через выходную апертуру.

## 3. Метод комплексной геометрической оптики

Используем для решения задачи (3) приближение комплексной геометрической оптики [9]. Для этого, во-первых, перейдем в уравнении для функции когерентности к новым переменным

$$R_1 = (\rho_1 + \rho_2)/2 \text{ и } r = \rho_1 - \rho_2,$$

в которых это уравнение имеет следующий вид:

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} G_2(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) + 2\vec{\nabla}_R \vec{\nabla}_r G_2(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) + k^2 \varepsilon_R(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) G_2(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) - ik[\alpha(\mathbf{R} + \mathbf{r}/2, z) + \alpha(\mathbf{R} - \mathbf{r}/2, z)] G_2(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) = 0, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_R(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) = \Delta \varepsilon(\mathbf{R} + \mathbf{r}/2, z) - \Delta \varepsilon(\mathbf{R} - \mathbf{r}/2, z)$ . Во-вторых, представим решение уравнения (4) в виде

$$G_2(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) = A_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) \exp[ik\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z)]. \quad (5)$$

Подставив (5) в уравнение (4), в нулевом приближении получим следующую систему уравнений:

для комплексной амплитуды  $A_0$

$$\frac{\partial}{\partial z} A_0 + \vec{\nabla}_r \Psi \cdot \vec{\nabla}_R A_0 + \vec{\nabla}_R \Psi \cdot \vec{\nabla}_r A_0 + A_0 \vec{\nabla}_R \vec{\nabla}_r \Psi - \frac{1}{2} [\alpha(\mathbf{R} + \mathbf{r}/2, z) + \alpha(\mathbf{R} - \mathbf{r}/2, z)] A_0 = 0; \quad (6)$$

для комплексной фазы

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} + \vec{\nabla}_r \Psi \cdot \vec{\nabla}_R \Psi - \frac{\varepsilon_R}{2} = 0; \quad (7)$$

начальные условия для этой системы уравнений таковы:

$$A_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z)|_{z=0} = I_0, \quad (8)$$

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z)|_{z=0} = i(a_1 R^2 + a_2 r^2), \quad (9)$$

где  $a_1 = 1/ka^2$ ;  $a_2 = (1/4a^2 + 1/\rho_c^2)/k$ ;  $\vec{\nabla}_{r,R}$  – оператор набла по координатам векторов  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{R}$ .

Представление функции когерентности в форме (5) в нулевом приближении метода геометрической оптики сводит решение уравнения второго порядка (4) к решению системы уравнений первого порядка (6), (7) для амплитуды  $A_0$  и фазы  $\Psi$  функции когерентности соответственно. В отличие от традиционной геометрической оптики в методе комплексной геометрической оптики к начальному (при  $z = 0$ ) значению фазы относят аргумент гауссовой экспоненты (1), и функция  $\Psi$  становится комплексной (комплексной фазой функции когерентности). Соответственно и амплитуда  $A_0$  – комплексная функция. Такое представление позволяет, сохранив основные идеи и достоинства метода геометрической оптики, учесть дифракционное изменение радиуса усиливаемого частично когерентного лазерного пучка.

Решение системы (6), (7) зависит от пространственных распределений диэлектрической проницаемости и коэффициента усиления. При исследовании совместного влияния на усиление пучка неполной когерентности излучения и оптических неоднородностей активной среды примем, что в среде сформировано следующее распределение поля  $\Delta\varepsilon$ :

$$\Delta\varepsilon(\rho, z) = -\beta^2 \rho^2, \quad (10)$$

где  $\beta^2$  – параметр рефракции, определяемый масштабом изменения и величиной неоднородностей диэлектрической проницаемости. Соответствующая такому распределению  $\Delta\varepsilon$  функция  $\varepsilon_R$ , которая согласно (7) определяет изменения комплексной фазы  $\Psi$ , имеет следующий вид:

$$\varepsilon_R = -2\beta^2 \mathbf{R} \mathbf{r}. \quad (11)$$

Как показывают результаты экспериментов, в которых исследовались лазеры с ядерной накачкой (см., напр., [5, 11]), распределение (10) с достаточной точностью описывает фокусировку пучка активной средой в приосевой области усилителя и в качестве модельного представления может быть использовано для описания рефракционных свойств во всем поперечном сечении усилителя. В лазерах с ядерной накачкой зависимость коэффициента усиления от средней интенсивности излучения  $I$  определяется следующей формулой:

$$\alpha = \alpha_0 / (1 + I/I_s), \quad (12)$$

где  $\alpha_0$  – ненасыщенный коэффициент усиления;  $I_s$  – интенсивность насыщения. Будем считать, что величины  $\alpha_0$  и  $I_s$  постоянны в объеме усилителя и поэтому неоднородность  $\alpha$  определяется распределением интенсивности усиливаемого пучка.

Для отыскания решения системы (6), (7) воспользуемся методом характеристик решения задачи Коши. Траектории уравнения (7) с распределением  $\varepsilon_R$  (11) определяются системой уравнений

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dz^2} = -\beta^2 \mathbf{R}, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dz^2} = -\beta^2 \mathbf{r}$$

с начальными условиями

$$\mathbf{R}|_{z=0} = \mathbf{R}_0, \quad \left. \frac{d\mathbf{R}}{dz} \right|_{z=0} = i2a_2 \mathbf{r}_0, \quad (14)$$

$$\mathbf{r}|_{z=0} = \mathbf{r}_0, \quad \left. \frac{d\mathbf{r}}{dz} \right|_{z=0} = i2a_1 \mathbf{R}_0.$$

Решения характеристической системы имеют вид

$$\mathbf{R}[\xi] = \frac{\mathbf{R}}{g(z)} \left( \cos \beta z \cos \beta \xi + \frac{4a_1 a_2}{\beta^2} \sin \beta z \sin \beta \xi \right) - i \frac{\mathbf{r}}{g(z)} \frac{2a_2}{\beta} \sin[\beta(z - \xi)], \quad (15)$$

$$\mathbf{r}[\xi] = \frac{\mathbf{r}}{g(z)} \left( \cos \beta z \cos \beta \xi + \frac{4a_1 a_2}{\beta^2} \sin \beta z \sin \beta \xi \right) - i \frac{\mathbf{R}}{g(z)} \frac{2a_1}{\beta} \sin[\beta(z - \xi)], \quad (16)$$

где  $g(z) = \cos^2 \beta z + (4a_1 a_2 \sin^2 \beta z)/\beta^2$ ;  $\mathbf{R}, \mathbf{r}, z$  – координаты точек наблюдения;  $0 \leq \xi \leq z$ . Интегрирование уравнения (7) с начальным условием (9) на траекториях (15), (16) приводит к следующему выражению для комплексной фазы:

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, z) = - \frac{[\mathbf{R} \mathbf{r} (\beta^2 - 4a_1 a_2) \sin 2\beta z] / 2\beta - i(a_1 R^2 + a_2 r^2)}{g(z)}. \quad (17)$$

Уравнение (6) для комплексной амплитуды функции когерентности на траекториях (15), (16) имеет следующий вид:

$$\frac{d}{d\xi} A_0 = -A_0 \vec{\nabla}_R \vec{\nabla}_r \Psi + \frac{1}{2} \alpha_0 \times \left[ \frac{A_0}{1 + (A_0/I_s) \exp(-k\Psi_{\text{Im}}^+(\xi))} + \frac{A_0}{1 + (A_0/I_s) \exp(-k\Psi_{\text{Im}}^-(\xi))} \right], \quad (18)$$

где

$$\Psi_{\text{Im}}^\pm(\xi) = [\Psi(\mathbf{R}(\xi) \pm \mathbf{r}(\xi)/2, 0, \xi) - \text{компл. сопр.}] / 2i. \quad (19)$$

Подставив в уравнение (18) выражение (17) для комплексной фазы  $\Psi$  на траекториях (15), (16) и положив  $r = 0$ , получим уравнение для определяющей интенсивности усиленного пучка функции  $J$ :

$$\frac{dJ}{d\xi} = \frac{1}{2} \alpha_0 J \left\{ \frac{1}{1 + [J/g(\xi)] \exp[-k\Psi_0^+(\xi)]} + \frac{1}{1 + [J/g(\xi)] \exp[-k\Psi_0^-(\xi)]} \right\}, \quad (20)$$

где  $J = J(\mathbf{R}, \xi) = g(\xi)A_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \xi)/I_s|_{r=0}$ ;  $\Psi_0^\pm = \Psi_{\text{Im}}^\pm|_{r=0}$ . Начальное условие к уравнению (19) таково:  $J|_{\xi=0} = I_0/I_s$ .

Функция  $J$ , получаемая из решения уравнения (20), и мнимая часть  $\text{Im}\Psi$  комплексной фазы, задаваемой выражением (17), определяют интенсивность усиленного пучка в точке  $\rho = \mathbf{R}$  сечения  $z = \text{const}$  следующим образом:

$$I(\mathbf{R}, z) = \frac{J(\mathbf{R}, z)}{g(z)I_s} \exp(-k\text{Im}\Psi(\mathbf{R}, 0, z)). \quad (21)$$

В данной работе уравнение (20) решалось численно для различных значений радиуса пучка  $a$ , радиуса когерентности  $\rho_c$ , отношения пиковой интенсивности входящего излучения к интенсивности насыщения  $I_s$ , параметра рефракции  $\beta$ . Все расчёты проведены для ненасыщенного коэффициента усиления активной среды  $\alpha_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Значения параметра  $\beta$  выбирались характерными для He-Ag-Xe (Ag-Xe)-лазера с ядерной накачкой [11].

#### 4. Обсуждение результатов

Для определения эффективности работы усилителя важными являются такие энергетические характеристики, как распределение интенсивности по сечению пучка и мощность. Результаты расчётов показали, что их зависимости от параметров задачи однотипны при различных соотношениях между пиковой интенсивностью входящего излучения  $I_0$  и интенсивностью насыщения  $I_s$ . Поэтому здесь мы обсудим результаты, полученные для случая прохождения через усилитель лазерного пучка в насыщенном режиме при  $I_0/I_s = 1$  и различных соотношениях между радиусами пучка и апертуры усилителя.

На рис.1 представлены результаты расчёта нормированной на интенсивность насыщения пиковой интенсивности лазерного пучка в зависимости от пути, пройденного им в усилителе. Видно, что с ростом параметра ре-

фракции  $\beta$  при прочих равных условиях возрастает интенсивность излучения на оси пучка. Это объясняется тем, что с увеличением  $\beta$  усиливается фокусирующее действие среды, вследствие чего происходит более эффективное снятие запасённой в усилителе энергии. Сравнение сплошных и штриховых кривых показывает, что прирост пиковой интенсивности у когерентного пучка больше, чем у частично когерентного. Это обусловлено увеличением расходимости частично когерентного пучка, ослабляющей фокусирующее действие среды. Кроме того, из сравнения между собой сплошных и штриховых кривых на рис.1,а и рис.1,б следует, что влияние расходимости пучка на рост интенсивности излучения на оси усилителя уменьшается с увеличением радиуса пучка. Видно также, что характерная для насыщенного режима усиления плоской волны линейная зависимость интенсивности пучка от пройденного им пути реализуется только в случае усиления когерентного пучка в однородной среде (см. штриховые кривые 1).

На рис.2 приведены результаты расчётов относительного радиального распределения интенсивности выходящего из усилителя пучка излучения. Здесь кривые 4 соответствуют радиальному распределению относительной интенсивности входящего в усилитель лазерного пучка. Видно, что вследствие увеличения расходимости выходящий частично когерентный пучок шире, чем когерентный. Увеличение оптической силы газовой линзы (рост параметра  $\beta$ ) приводит к сужению пучка. Этот эффект более ярко выражен в случае относительно узкого пучка, входящего в усилитель (рис.2,а).

Результаты расчёта относительной мощности проходящего через усилитель излучения в зависимости от пройденного пути представлены на рис.3. Мощность пучка определялась следующим интегралом от интенсивности:

$$P(z) = \iint_S d^2R I(R, z), \quad (22)$$

где интегрирование проводится по апертуре усилителя с радиусом  $R_0 = 2.4 \text{ см}$ . Мощность насыщения, на которую осуществлялась нормировка, определена как  $P_s = \pi a^2 I_s$ . Из рис.3 следует, что мощность усиленного пучка зависит от степени когерентности и параметра рефракции  $\beta$  существенно слабее, чем интенсивность (см. рис.1, 3). Однако сравнение рис.3,а и б выявляет качественное различие в росте мощности узкого ( $a = 0.77 \text{ см}$ ) и широкого ( $a = 2.0 \text{ см}$ ) пучков. Мощность излучения на выходе

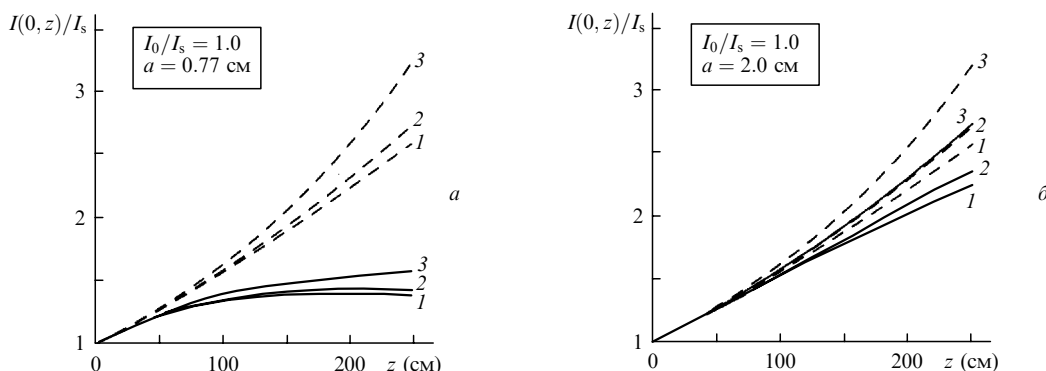


Рис.1. Зависимости нормированной интенсивности на оси пучка от  $z$  при различных значениях  $a$  и  $\beta = 0$  (1),  $10^{-3}$  (2) и  $2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ;  $\rho_c = 0.2 \text{ мм}$  (сплошные кривые) и  $\rho_c = \infty$  (штриховые кривые).

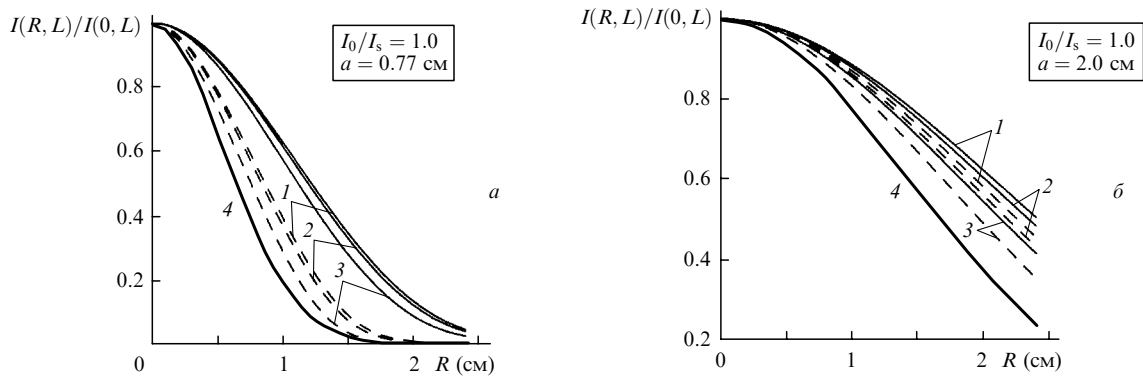


Рис.2. Радиальное распределение нормированной интенсивности пучка на выходе из усилителя при тех же параметрах, что и на рис.1; кривые 4 соответствуют распределению относительной интенсивности входящего в усилитель пучка.

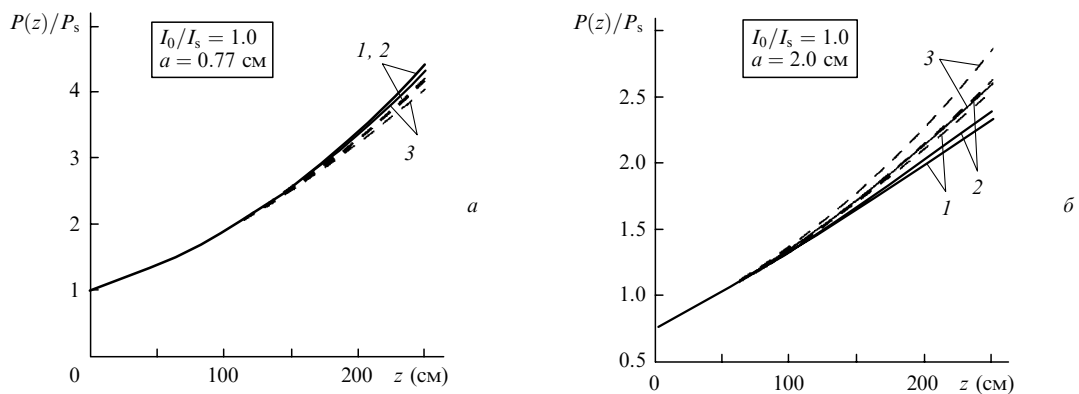


Рис.3. Зависимости нормированной мощности на оси пучка от  $z$  при тех же параметрах, что и на рис.1.

из усилителя в случае узкого пучка выше для пучка с меньшим радиусом когерентности  $\rho_c$ , распространяющегося в однородном усилителе ( $\beta = 0$ ). Для широкого пучка имеет место обратная зависимость. Этот эффект более наглядно демонстрирует рис.4, на котором представлены результаты расчетов зависимости относительной выходной мощности пучка от параметра рефракции  $\beta$  при различных значениях радиуса когерентности входящего в усилитель излучения.

Дадим качественное объяснение отмеченным закономерностям. С увеличением радиуса пучка растет доля объема, который занимает лазерный пучок в активной среде усилителя. С одной стороны, это приводит к увеличению прироста энергии пучка за счет снятия запасенной в инверсии энергии. С другой стороны, увеличивается поток энергии лазерного излучения на боковую по-

верхность усилителя. Поскольку она полностью поглощает это излучение (приближение, рассматриваемое в данной работе), то уменьшается и прирост энергии вследствие усиления. Результирующий эффект (увеличение мощности на выходе из усилителя) зависит от соотношения этих двух конкурирующих механизмов. Так, если радиус входного гауссова пучка равен 2.0 см и не сильно отличается от радиуса апертуры усилителя ( $R_0 = 2.4$  см), то с увеличением фокусирующего действия среды (параметра  $\beta$ ) или с улучшением когерентности прирост мощности лазерного излучения за счет уменьшения потерь на стенках лазерного элемента (вследствие фокусировки пучка) является более значимым, чем уменьшение прироста мощности в результате снятия инверсии (уменьшение объема пучка, занимаемого им в усилителе). Поэтому эффективность усиления входного излучения по мощ-

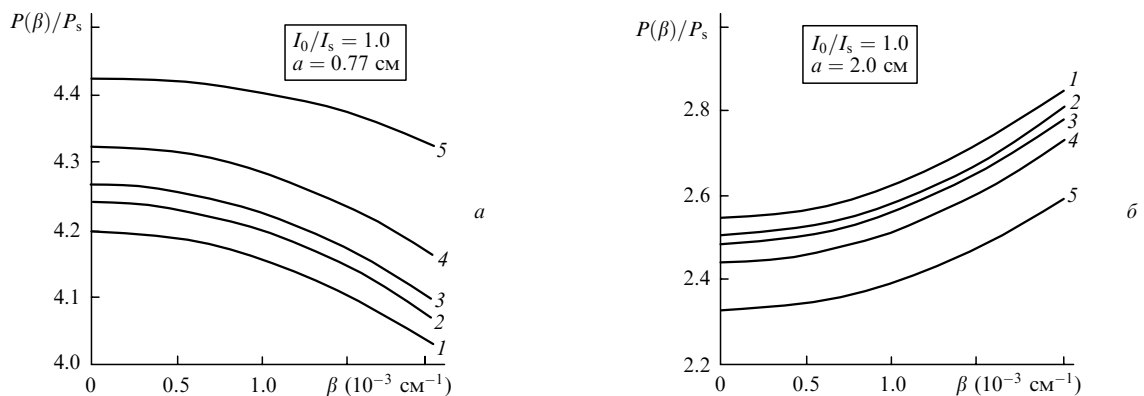


Рис.4. Зависимости нормированной мощности на выходе из усилителя от  $\beta$  при  $\rho_c = \infty$  (1), 0.5 (2), 0.4 (3), 0.3 (4), и 0.2 мм (5).

ности возрастает (см., напр., рис.4,б). Если же радиус входного пучка значительно меньше радиуса апертуры усилителя, ситуация может быть обратной. Например, при  $a = 0.77$  см эффективность усиления по мощности с ростом параметра рефракции  $\beta$  и радиуса когерентности  $\rho_c$  уменьшается, поскольку в этом случае потери на боковой поверхности усилителя в результате сжатия пучка уменьшаются медленнее, чем скорость набора мощности за счет снятия энергии, запасенной в инверсии (см., напр., рис.4,а).

## 5. Заключение

В работе проведён анализ прохождения частично когерентного пучка лазерного излучения через однопроходный усилитель. Исследование выполнено с использованием метода комплексной геометрической оптики, что позволило свести уравнение второго порядка в частных производных для функции когерентности к системе обыкновенных дифференциальных уравнений и при этом учесть дифракцию пучка. В рамках этого метода изучено влияние неполной когерентности входящего в усилитель излучения и регулярной неоднородности диэлектрической проницаемости активной среды усилителя на процесс усиления.

Проведённое моделирование показало, что в неоднородной среде эффективность усиления по мощности существенно зависит от соотношения между радиусом пучка и радиусом апертуры усилителя. В случае, когда радиус входного пучка значительно меньше радиуса апертуры усилителя, уменьшение оптической неоднородности среды и расходимости входного пучка приводит к более эффективному снятию энергии, запасённой в инверсии среды, и, как следствие, к росту мощности на выходе из усилителя. Когда радиус входного пучка сравним с радиусом апертуры усилителя, реализуется обратная закономерность, что обусловлено уменьшением доли энергии, поглощаемой боковой поверхностью усилителя.

Отметим, что в данной работе уделено внимание анализу изменения энергетических характеристик пучка как в самом объёме усилителя, так и на выходе из него. Вместе с тем разработанный метод может быть успешно применён для численного моделирования распространения пучка на значительные расстояния от усилителя к при-

ёмному устройству, когда фазовые изменения пучка излучения приводят к более существенным изменениям его интенсивности, которые следует учитывать при интерпретации результатов измерений. Следует также отметить, что метод комплексной геометрической оптики позволяет достаточно просто решать численно систему уравнений для комплексных амплитуды и фазы как в рамках безаберрационного приближения для неоднородности среды, так и при распределениях поля диэлектрической проницаемости в усилителе, соответствующих реальным условиям накачки. Эти обстоятельства позволили использовать данный метод не только для исследования влияния многочисленных факторов на усиление частично когерентного пучка (что является темой настоящей статьи), но и для моделирования усилительных экспериментов, проводимых на реакторно-лазерной установке «Стенд-Б». В настоящее время ведётся подготовка к публикации результатов расчётно-экспериментальных исследований работы установки в режиме генератор-усилитель.

Авторы выражают благодарность Р.Х.Алмаеву за плодотворное обсуждение результатов работы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и правительства Калужской области (грант № 04-02-97239).

1. Воробьёв В.В. *Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере: теория и модельный эксперимент* (М.: Наука, 1987).
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
3. Будник А.П., Свиркунов П.Н. *Труды Института экспериментальной метеорологии*, **49** (139), 31 (1989).
4. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
5. Карелин А.В., Синянский А.А., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 387 (1997).
6. Гаспарян П.Д., Стариков Ф.А., Старостин А.Н. *УФН*, **168**, 843 (1998).
7. Кандидов В.П. *УФН*, **166**, 1309 (1996).
8. Дудоров В.В., Колосов В.В. *Квантовая электроника*, **29**, 115 (1999).
9. Кравцов Ю.А. *Изв. ВУЗов. Сер. Радиофизика*, **10**, 1283 (1967).
10. Дьяченко П.П. *Матер. III Междунар. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск: изд-е РФЯЦ – ВНИИТФ, 2003, с. 5).
11. Полетаев Е.Д., Головченко С.А., Дюжов Ю.А. и др. *В сб. «Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Вып. 6»* (Калуга: Полиграф-информ, 2004, с. 173).