

# Рефракционные искажения частично-когерентных пучков в неоднородно поглощающих (усиливающих) средах

В.В.Дудоров\*, В.В.Колосов\*, О.А.Колосова\*\*

*На основании уравнения для функции когерентности второго порядка исследовано распространение частично-когерентного излучения при совместном влиянии дифракции и рефракции, обусловленной неоднородным распределением реальной и мнимой частей возмущения диэлектрической проницаемости среды, а также неоднородности поглощения (усиления). Исследованы границы применимости метода геометрической оптики для неоднородно поглощающих (усиливающих) сред, а также методов, не учитывающих рефракцию, обусловленную неоднородным распределением мнимой части диэлектрической проницаемости среды.*

**Ключевые слова:** частично-когерентное излучение, рефракция, дифракция, неоднородное поглощение, лучевые методы, геометрическая оптика.

## 1. Введение

Проблема исследования распространения частично-когерентного излучения в неоднородно поглощающих (усиливающих) средах возникает в задачах распространения оптического излучения в поглощающей плазме, задачах формирования выходного излучения рентгеновских и других сверхлюминесцентных лазеров, при распространении лазерного излучения в каналах просветления и др. Аналитические подходы к данной проблеме основаны на нахождении функции отклика среды [1–6] или на разложении решения по собственным модам [7, 8]. Достаточно широкое распространение получили подходы с использованием численных методов. Один из подходов связан с применением метода Монте-Карло [9]. Этот подход является достаточно универсальным, не требующим каких-либо физических ограничений и приближений. Его недостатком является то, что он требует больших объемов вычислений.

Другой численный подход базируется на численном решении уравнения для функции когерентности, в рамках этого подхода удалось получить как аналитические, так и численные решения [10, 11]. Однако в работах [10, 11] численный алгоритм использовался для решения не точного, а приближенного уравнения для функции когерентности второго порядка, которое является уравнением, фурье-сопряженным уравнению переноса излучения. В [12] было показано, что приближенное уравнение не учитывает искривления лучевых траекторий на неоднородности мнимой части диэлектрической проницаемости и, следовательно, данный подход не может быть обобщен на среды с сильным поглощением.

Использование традиционных методов геометрической оптики для сильно поглощающих сред [13] ограничено областью ее применимости. Аналитические решения в рамках этих методов можно получить только для ограниченного набора распределений комплексной диэлектрической проницаемости.

Для исследования распространения частично-когерентного излучения в неоднородно поглощающих (усиливающих) средах в [14] нами предложен лучевой метод решения уравнения для функции когерентности второго порядка (метод дифракционных лучей). Дифракционные лучи представляют собой траектории в пространстве, касательные к которым в каждой своей точке совпадают с направлением потока энергии (вектором Умова – Пойнтинга). Предлагаемый метод имеет две существенные особенности, отличающие его от других лучевых методов.

Во-первых, в качестве каркаса, на котором строится решение, используются не геометрооптические лучи, а лучевые траектории, которые определяются с учетом дифракционных эффектов. Во-вторых, в рамках применения предлагаемого метода к средам с сильным поглощением удается избежать введения комплексных лучевых траекторий (как это происходит при использовании других лучевых методов) [13]. Комплексные траектории являются математическими абстракциями и не имеют физического смысла, более того, они не несут полной информации, необходимой для построения реальных (вещественных) лучевых траекторий, и не позволяют судить о форме распределения интенсивности излучения.

Преимуществом предлагаемого метода является то, что разрабатываемые на его основе численные алгоритмы обладают высокой эффективностью и дают возможность в рамках единого подхода учесть влияние на энергетические и когерентные характеристики излучения всех физических явлений, сопровождающих распространение случайных волн в случайных линейных и нелинейных средах: дифракции, рефракции, неоднородности поглощения (усиления) и турбулентного уширения пучка.

\*Институт оптики атмосферы СО РАН, Россия, 634055 Томск, Академический просп., 1; e-mail: kvv@iao.ru; dvv@iao.ru

\*\*Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36

### 2. Лучевой метод решения уравнения

Уравнение для функции когерентности второго порядка  $\Gamma_2(z, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E(z, \mathbf{r}_1)E^*(z, \mathbf{r}_2) \rangle$  может быть записано в виде [8]

$$2ik \frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} + (\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2})\Gamma_2 + k^2[\Delta \varepsilon(z, \mathbf{r}_1) - \Delta \varepsilon^*(z, \mathbf{r}_2)]\Gamma_2(z, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 0,$$

где  $\Delta_{\perp i}$  – поперечный лапласиан;  $k$  – волновое число;  $z$  – координата вдоль оси распространения излучения;  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  – радиус-векторы в плоскости, перпендикулярной оси распространения излучения;  $\Delta \varepsilon(z, \mathbf{r}) = \varepsilon(z, \mathbf{r}) + i\sigma(z, \mathbf{r})$  – возмущение комплексной диэлектрической проницаемости среды;  $E(z, \mathbf{r})$  – электромагнитное поле.

После перехода к суммарным и разностным координатам  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$  и  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$  уравнение для функции когерентности примет следующий вид:

$$\frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} + \frac{1}{ki} \nabla_{\mathbf{R}} \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \Gamma_2 + \frac{k}{2i} \left[ \Delta \varepsilon \left( z, \mathbf{R} + \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) - \Delta \varepsilon^* \left( z, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \right) \right] \times \Gamma_2(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = 0, \tag{1}$$

где  $\nabla_{\mathbf{R}}$  и  $\nabla_{\boldsymbol{\rho}}$  – поперечные градиенты по суммарным и разностным координатам соответственно.

Используем единственное предположение о сохранении гауссовой формы функции когерентности по разностной координате, что соответствует параболичности поверхности среднего фазового фронта на длине, равной радиусу когерентности, и представим функцию когерентности в виде

$$\Gamma_2(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) e^{i\Phi(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})}.$$

При этом из уравнения (1) получаем систему лучевых уравнений

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dz^2} = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon + \frac{1}{k^2 W} (\nabla_{\boldsymbol{\rho}} \nabla_{\mathbf{R}} \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \gamma) \Big|_{\boldsymbol{\rho}=0}, \tag{2}$$

$$\frac{d^2 \boldsymbol{\rho}}{dz^2} = \boldsymbol{\rho} \nabla_{\mathbf{R}} \left[ \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon + \frac{1}{k^2 W} (\nabla_{\boldsymbol{\rho}} \nabla_{\mathbf{R}} \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \gamma) \Big|_{\boldsymbol{\rho}=0} \right], \tag{3}$$

$$\tau(z, \mathbf{R}(z)) = k \int_0^z dz' \sigma(z', \mathbf{R}(z')), \tag{4}$$

$$\gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{\gamma_0(\mathbf{R}_0, \boldsymbol{\rho}_0)}{|d\mathbf{R}/d\mathbf{R}_0|} \times \exp \left[ -\tau(z, \mathbf{R}(z)) - \frac{1}{2} \left( \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \right)^2 \tau(z, \mathbf{R}(z)) \right], \tag{5}$$

где  $\gamma$  – модуль функции когерентности;  $W = \gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho} = 0)$  – средняя интенсивность излучения;  $\gamma_0 = \gamma(z = 0)$ ;  $\mathbf{R}_0 = \mathbf{R}(z = 0)$ ;  $\boldsymbol{\rho}_0 = \boldsymbol{\rho}(z = 0)$ . Уравнение (2) представляет собой уравнение для дифракционного луча, направление которого в каждой точке совпадает с направлением среднего вектора Умова – Пойтинга  $d\mathbf{R}/dz = k^{-1} \nabla_{\boldsymbol{\rho}} \Phi \Big|_{\boldsymbol{\rho}=0}$ .

Более подробное описание метода дифракционных лучей, а также полученные на его основе аналитические решения для параболического распределения комплексной диэлектрической проницаемости среды изложены в

работе [14]. Исследование области применимости данного метода на основании сравнения с точными решениями уравнения для функции когерентности выполнено в работе [15]. В настоящей работе численно исследуется распространение частично-когерентного излучения в неоднородных средах.

### 3. Рефракция на неоднородном поглощении

Для реализации методов, основанных на нахождении функции отклика среды, необходимо знать аналитический вид этой функции. В задачах распространения частично-когерентного излучения в неоднородных средах удается записать функцию отклика только при параболическом распределении диэлектрической проницаемости. Система лучевых уравнений (2)–(5) допускает построение эффективной численной схемы ее решения при произвольном распределении комплексной диэлектрической проницаемости. В нашем случае используется метод, имеющий второй порядок сходимости по эволюционной переменной, в котором производные по поперечной координате вычисляются с помощью конечных разностей. Время счета одного варианта задачи на компьютере РС-486DX составляет от 5–30 с для осесимметричных задач до 1–20 мин для задач с произвольной геометрией. Эти результаты позволяют выполнить сравнение решения задачи распространения частично-когерентного излучения в неоднородных средах, полученного методом дифракционных лучей, с решением, полученным в безабберационном (приосевом) приближении и связанным с заменой распределения диэлектрической проницаемости среды параболой, совпадающей с распределением диэлектрической проницаемости на оси пучка  $\Delta \varepsilon(z, \mathbf{R}) = (\varepsilon_2 + i\sigma_2) \mathbf{R}^2$ .

На рис.1,а приведено распределение средней интенсивности частично-когерентного гауссова пучка после

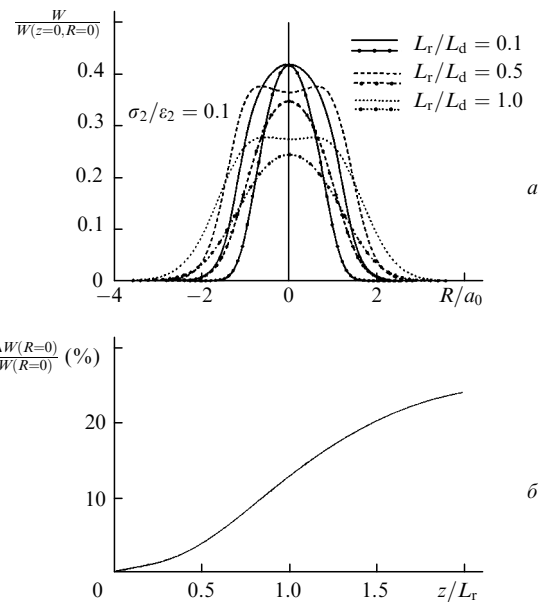


Рис.1. Распределения средней интенсивности частично-когерентного гауссова пучка в среде с  $\Delta \varepsilon(z, \mathbf{R}) = (\varepsilon_2 + i\sigma_2)[1 - \exp(-\mathbf{R}^2)]$ , полученные в безабберационном приближении (кривые с точками) и методом дифракционных лучей (кривые без точек) (а), и зависимость относительной погрешности вычисления средней интенсивности в безабберационном приближении от эволюционной переменной  $z/L_r$  (б).

прохождения объема неоднородной среды с гауссовым поперечным распределением комплексной диэлектрической проницаемости. Видно, что при увеличении параметра дифракции, равного отношению длины рефракции  $L_r = (\epsilon_2^2 + \sigma_2^2)^{-1/4}$  к длине дифракции  $L_d = ka_0/(a_0^{-2} + a_c^{-2})^{1/2}$  (где  $a_0$  и  $a_c$  – начальные радиус пучка и радиус когерентности), растет и отличие решения задачи, полученного методом дифракционных лучей, от решения, полученного в безабберационном приближении. На рис.1,б показана зависимость от эволюционной переменной  $z/L_r$  относительной погрешности вычисления интенсивности на оси пучка в безабберационном приближении. Следует отметить, что интенсивности различаются не только на оси, но и по всему поперечному сечению, что приводит к существенному возрастанию различий прошедшей и поглощенной мощностей пучка с ростом  $z/L_r$ .

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что для ряда задач, в которых возмущение диэлектрической проницаемости среды имеет комплексный непараболический вид, безабберационное приближение вносит существенную погрешность в точное решение задачи.

Другое менее жесткое приближение, используемое для данных задач, состоит в решении уравнения для функции когерентности, когда пренебрегают искривлением лучей на неоднородностях коэффициента поглощения, полагая, что отношение реальной части возмущения к мнимой  $\eta = \epsilon_2/\sigma_2 \gg 1$  [10,11]. Эта же рефракция не учитывается и в рамках подхода Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна при нахождении функции отклика среды [16]. Однако, когда условие  $\eta \gg 1$  не выполняется, решения, полученные в рамках этого приближения, расходятся с точными решениями даже для параболического распределения диэлектрической проницаемости. В связи с этим

встает вопрос об определении той области, где пренебрежение рефракцией на неоднородном поглощении вносит незначительную погрешность в решение задачи.

С этой целью выполнено сравнение точного аналитического решения задачи распространения в среде частично-когерентного излучения, имеющего параболическое в поперечном сечении пучка распределение комплексной диэлектрической проницаемости, с приближенным решением, в котором пренебрегается рефракцией на неоднородном профиле поглощения. На рис.2,а сплошными кривыми показаны лучевые траектории при прохождении гауссова пучка в среде с параболическим распределением диэлектрической проницаемости, вычисленные без учета искривления, обусловленного неоднородным распределением мнимой части диэлектрической проницаемости. Пунктирными кривыми показано точное решение. Очевидно, что неоднородность поглощения оказывает значительное влияние на поведение лучевых траекторий, вызывая тем самым дополнительную рефракцию излучения.

На рис.2,б приведены распределение интенсивности излучения, рассчитанное без учета дополнительной рефракции, вызванной неоднородностью поглощения (сплошная кривая), и точное решение задачи распространения (пунктирная кривая). Видно, что даже для осевого луча, где поглощение отсутствует, интенсивность, вычисленная без учета рефракции, обусловленной неоднородностью поглощения, заметно отличается от точной. Это объясняется более сильным уширением пучка, в том числе и в приосевой области, вызванным дополнительным искривлением лучевых траекторий.

На рис.3 представлена зависимость относительной погрешности вычисления интенсивности излучения без учета рефракции, обусловленной неоднородным распределением мнимой части возмущения диэлектрической проницаемости среды, от параметра  $\eta^{-1} = \sigma_2/\epsilon_2$ . Данная зависимость приведена для осевого луча при параметре  $L_r/L_d = 0.01, 0.1, 1$  и дистанции распространения  $z = L_r$  и  $1.5L_r$ . Видно, что при уменьшении параметра дифракции  $L_r/L_d$  влияние рефракции, вызванной неоднородностью поглощения, на распределение интенсивности излучения уменьшается. На рис.4 показаны зависимости интенсивности излучения на осевом луче, а также относительной погрешности ее вычисления без учета искривления лучевых траекторий на неоднородностях поглощения от эволюционной переменной  $z/L_r$  для параметра  $\eta^{-1} = 0.1$  и  $0.2$ . Из рис.4 видно, что при заметной

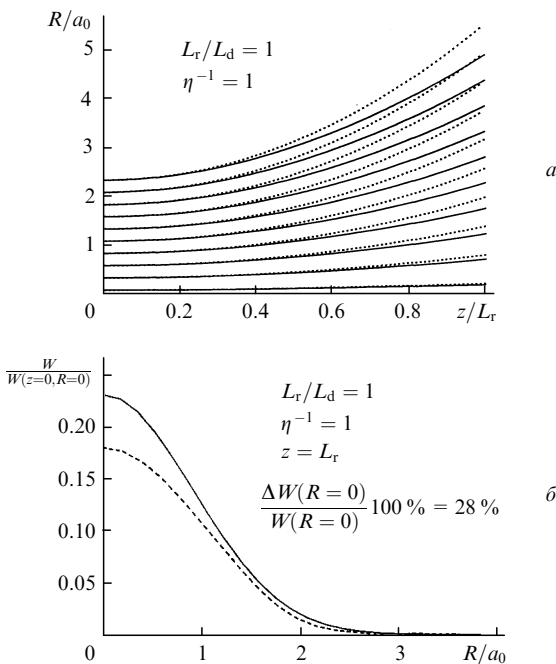


Рис.2. Сравнение лучевых траекторий без учета искривления на неоднородном поглощении (сплошные кривые) с точным решением (пунктирные кривые) для  $\eta^{-1} = L_r/L_d = 1$  (а), распределение интенсивности излучения, вычисленное без учета искривления лучевых траекторий на неоднородном поглощении (сплошные кривые), и точное решение (штриховая кривая) (б).

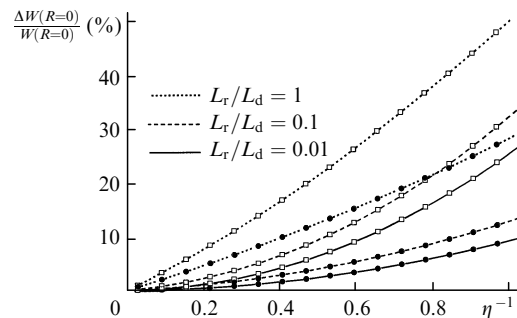


Рис.3. Зависимости относительной погрешности вычисления средней интенсивности излучения для осевого луча без учета рефракции на неоднородном профиле поглощения от параметра  $\eta^{-1} = \sigma_2/\epsilon_2$  для дистанций  $z = L_r$  (●) и  $1.5L_r$  (□) и различных параметров дифракции  $L_r/L_d$ .

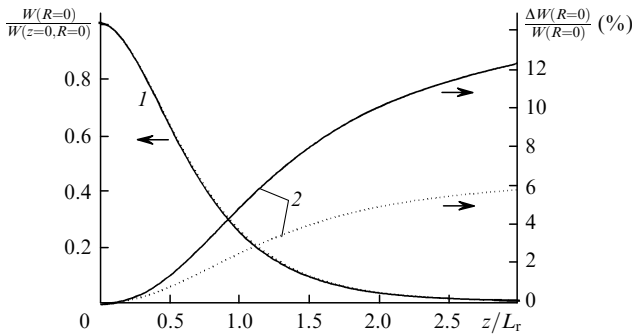


Рис.4. Зависимости средней интенсивности излучения на оси (1) и относительной погрешности ее расчета (2) от эволюционной переменной  $z/L_r$  для  $\eta^{-1} = 0.1$  (сплошные кривые) и 0.2 (пунктирные кривые),  $L_r/L_d = 1$ .

интенсивности излучения относительная погрешность ее вычисления довольно велика даже при достаточно малых параметрах  $\eta^{-1}$ .

Аналогичные различия в решениях, полученных без учета рефракции на неоднородном поглощении и с его учетом, наблюдаются и для других распределений диэлектрической проницаемости, неоднородной в поперечном сечении пучка. На рис.5,а приведены лучевые траектории при прохождении гауссова пучка в среде с гауссовым распределением диэлектрической проницаемости. С увеличением дистанции наблюдается сгущение лучей, приводящее к соответствующим всплескам в распределении интенсивности (рис.5,б). Штриховой кривой на рис.5,б показано распределение интенсивности излучения, вычисленное без учета искривления лучевых траекторий на неоднородностях поглощения.

На рис.6 представлены соответствующие решения при прохождении гауссова пучка в среде со степенным распределением диэлектрической проницаемости. При отсутствии влияния рефракции, обусловленной неоднородным

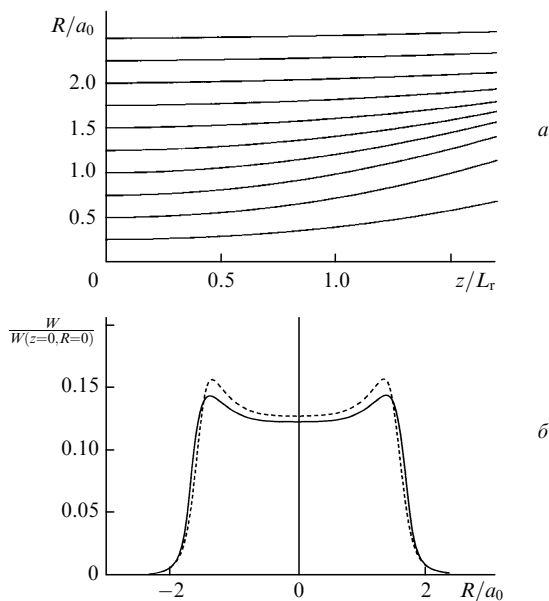


Рис.5. Лучевые траектории (а) и распределения средней интенсивности с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) искривления лучевых траекторий на неоднородностях поглощения (б) при прохождении гауссова пучка в среде с гауссовым распределением диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)[1 - \exp(-R^2)]$  при  $\eta^{-1} = 0.1$ ,  $L_r/L_d = 0.1$ .

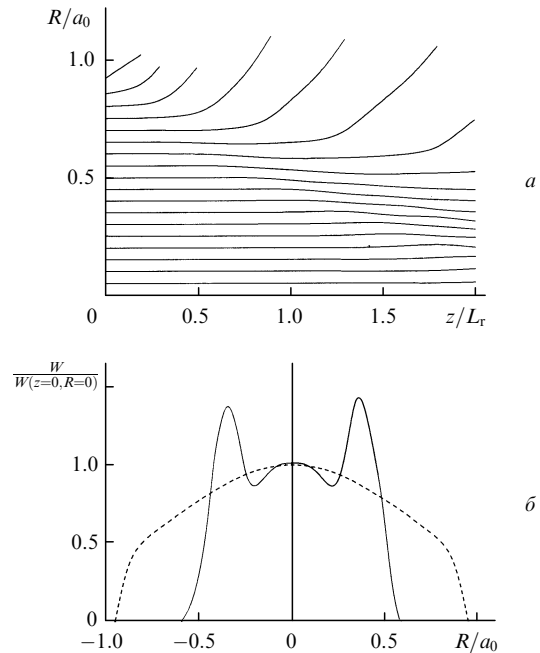


Рис.6. Лучевые траектории (а) и распределения средней интенсивности с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) искривления лучевых траекторий на неоднородностях поглощения (б) при прохождении гауссова пучка в среде со степенным распределением диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)\mathbf{R}^{20}$  при  $\eta = 0$ .

поглощением, лучи, искривляясь, постепенно попадают в область сильного поглощения. При этом в распределении интенсивности наблюдается резкое падение в области сильного поглощения (штриховая кривая на рис.6,б). Однако при учете искривления лучевых траекторий, вызванного неоднородностью поглощения, наблюдается фокусировка лучей (рис.6,а), приводящая к появлению пиков интенсивности (сплошная кривая на рис.6,б) [17]. Это можно объяснить совместным влиянием дифракции и рефракции на поведение лучевых траекторий. Рефракция приводит к отклонению лучей от оси в область сильного поглощения. Поглощение вызывает появление больших градиентов в распределении интенсивности, которые, в свою очередь, усиливают дифракционное искривление лучей. Искривляясь, лучи попадают в область сильной рефракции, и процесс становится самосогласованным. Следует отметить, что рефракция, обусловленная неоднородностью мнимой части диэлектрической проницаемости среды, начинает оказывать заметное влияние на распределение интенсивности уже при  $\eta^{-1} = 0.1$ .

На основании приведенных выше сравнений можно утверждать, что при расчете распространения излучения в неоднородных средах, для которых возмущение мнимой части диэлектрической проницаемости соизмеримо с реальной, необходимо учитывать рефракцию на неоднородностях мнимой части.

#### 4. Границы применимости приближения геометрической оптики неоднородно поглощающих сред

Еще одним приближенным подходом к решению рассматриваемых задач является геометрическая оптика. Традиционно она базируется на комплексных лучевых

траекториях, амплитудах и каустиках [13]. Из системы лучевых уравнений (2)–(5) при предельном переходе  $k \rightarrow \infty$  (в приближении геометрической оптики) можно получить уравнения для траектории реального геометрооптического луча:

$$\frac{d^2 \mathbf{R}}{dz^2} = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \left\{ \varepsilon(z, \mathbf{R}(z)) + \frac{1}{4} \left[ \int_0^z dz' \nabla_{\mathbf{R}} \sigma(z', \mathbf{R}(z')) \right]^2 \right\}, (6)$$

где  $\Delta \varepsilon(z, \mathbf{R}) = \varepsilon(z, \mathbf{R}) + i\sigma(z, \mathbf{R})$  – возмущение комплексной диэлектрической проницаемости среды.

Уравнение (6) отличается от уравнения геометрической оптики однородно поглощающих сред наличием второго слагаемого в правой части уравнения. Это слагаемое зависит от пространственного распределения мнимой части диэлектрической проницаемости. Характер указанной зависимости существенно отличается от характера зависимости первого слагаемого от вещественной части диэлектрической проницаемости.

Первое отличие связано с квадратичной зависимостью второго слагаемого от мнимой части диэлектрической проницаемости. Это означает, что поведение лучевой траектории в пределе геометрической оптики не зависит от знака  $\sigma$ , т. е. при одинаковой зависимости  $\sigma$  от пространственных координат, независимо от того, является среда усиливающей или поглощающей, лучевые траектории ведут себя тождественно. Однако следует отметить, что это не означает одинакового распространения излучения в этих средах, т. к. в первом случае вдоль выбранных лучевых траекторий излучение усиливается, а во втором – затухает.

Другое отличие связано с тем, что второе слагаемое в (6) обращается в нуль не только в средах с однородным распределением  $\sigma$  в поперечном сечении, но и в средах, поперечный градиент мнимой части диэлектрической проницаемости которых равен константе ( $\nabla_{\mathbf{R}} \sigma = \text{const}$ ), т. е. это слагаемое проявляет себя только в средах, распределение мнимой части диэлектрической проницаемости которых имеет отличные от нуля вторые производные по поперечным координатам.

Обращая внимание на структуру уравнения (6), а именно на наличие интегрального слагаемого в правой части, можно сказать, что (6) не является дифференциальным уравнением второго порядка. В связи с этим двух начальных условий – начальной точки и угла наклона – недостаточно для определения траектории реального геометрооптического луча. Таким образом, можно сделать вывод о том, что траектория геометрооптического луча в среде с неоднородным коэффициентом поглощения зависит не только от распределения комплексной диэлектрической проницаемости, но и от кривизны волнового фронта. В этом случае лучи, исходящие из одной точки пространства в одном и том же направлении, но принадлежащие волновым фронтам, имеющим разную кривизну в окрестности данной точки, будут распространяться по различным траекториям, т. к. изменяется поведение лучей, окружающих данный луч. Это принципиально отличает геометрооптику неоднородно поглощающих сред от геометрооптики сред с однородным поглощением.

Данный факт можно проиллюстрировать на примере точного аналитического решения задачи распространения когерентного излучения в среде с параболическим профилем возмущения комплексной диэлектрической

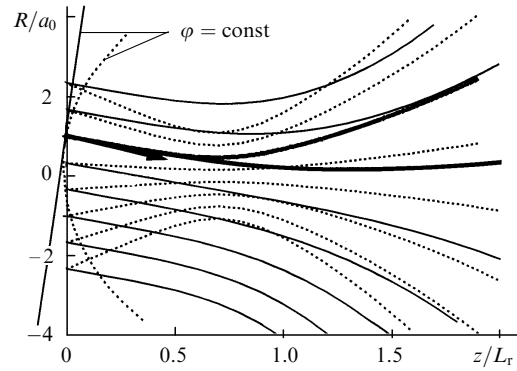


Рис. 7. Лучевые траектории для наборов лучей, принадлежащих пучкам со сферическим (пунктирные кривые) и плоским (сплошные кривые) волновыми фронтами ( $\varphi$  – фаза волны).

проницаемости [14]. На рис. 7 представлены лучевые траектории для наборов лучей, принадлежащих пучкам с различными волновыми фронтами – сферическим и плоским. При этом необходимо учитывать, что для рассматриваемых пучков из бесконечного набора пар лучей, исходящих из одной точки, совпадение начальных углов наклона возможно только для единственной пары. На рис. 7 траектории данной пары лучей показаны толстыми сплошными кривыми. Если в начале дистанции лучи, вышедшие из одной точки в одном указанном направлении, распространяются по близким траекториям, то с увеличением дистанции, а следовательно, и с увеличением влияния рефракции при неоднородном поглощении траектории распространения этих лучей становятся существенно различными.

Далее, поскольку использование простых для реализации методов геометрической оптики ограничено об-

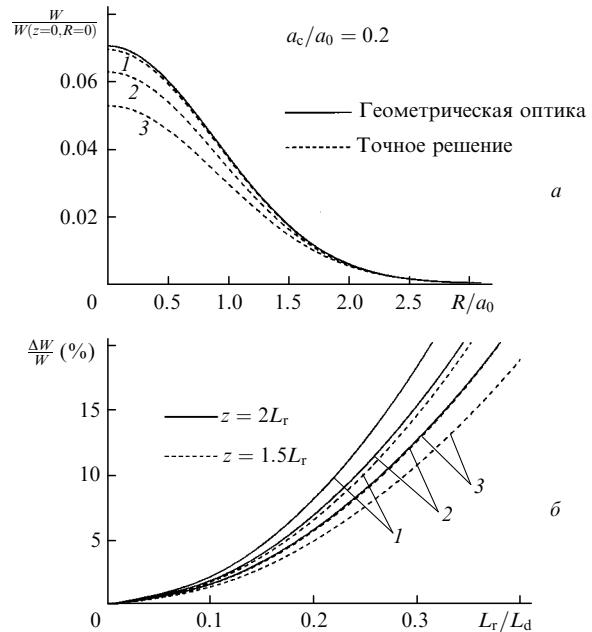


Рис. 8. Распределения средней интенсивности частично-когерентного гауссова пучка в среде с  $\Delta \varepsilon(z, \mathbf{R}) = (\varepsilon_2 + i\sigma_2) \mathbf{R}^2$  при  $L_r/L_d = 0.1$  (1), 0.3 (2) и 0.5 (3) (а) и зависимости относительной погрешности вычисления средней интенсивности излучения в приближении геометрической оптики на осевом луче от параметра дифракции для когерентного (1) и частично-когерентного излучения при  $a_c/a_0 = 1$  (2) и  $a_c/a_0 \leq 0.2$  (3) (б).

ластью ее применимости, очевидно, возникает необходимость определения этой области.

На основе аналитических решений для параболического распределения комплексной диэлектрической проницаемости среды, а также численного моделирования среды с произвольным распределением диэлектрической проницаемости было проведено сравнение решений, полученных в рамках приближения геометрической оптики, с точными решениями. Анализ особенностей распространения оптического излучения был выполнен для трех различных осесимметричных распределений комплексной диэлектрической проницаемости среды: параболического  $-\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)\mathbf{R}^2$ , гауссова  $-\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)[1 - \exp(-\mathbf{R}^2)]$  и степенного  $-\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)\mathbf{R}^{20}$ .

При прохождении гауссова пучка через среду с параболическим распределением диэлектрической проницаемости точное решение сходится к решению, построенному на геометрооптических лучах, для дистанций порядка  $z = 2L_T$  уже при  $L_T/L_d = 0.1$ . Это сходжение решений имеет место как для когерентного, так и для частично-когерентного излучений. На рис.8,а приведены решения задачи распространения частично-когерентного излучения для  $\eta^{-1} = 1$ ,  $z = 2L_T$  при параметре дифракции  $L_T/L_d = 0.1, 0.3$  и  $0.5$ . На рис.8,б показаны зависимости относительной погрешности расчета интенсивности излучения в приближении геометрической оптики на осевом луче от параметра  $L_T/L_d$  для дистанций  $z = 1.5L_T$  и  $2L_T$ . Эти зависимости приведены для когерентного и частично-когерентного излучений при отношениях начального радиуса когерентности к начальному радиусу пучка  $a_c/a_0 = 1$  и меньше 0.2. Аналогичные результаты получены для гауссова (рис.9) и степенного (рис.10) распределений диэлектрической проницаемости среды.

На рис.9,а представлены распределения интенсивности излучения при прохождении гауссова пучка через сре-

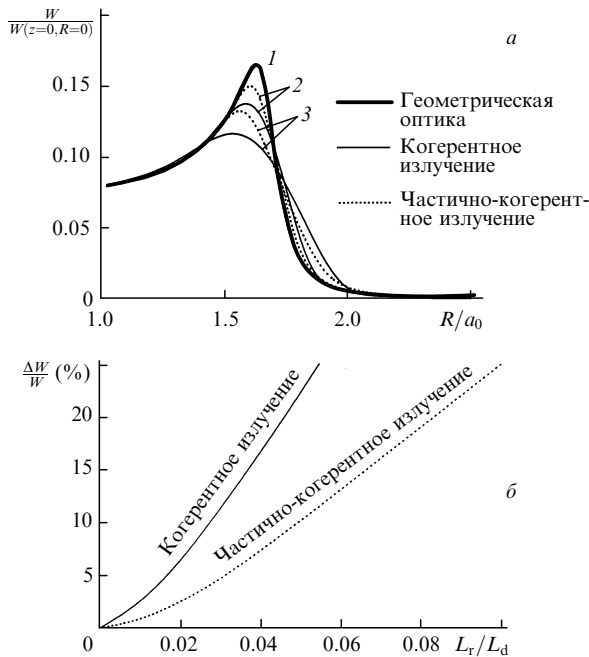


Рис.9. Распределения средней интенсивности когерентного и частично-когерентного гауссовых пучков в среде с  $\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2) \times [1 - \exp(-\mathbf{R}^2)]$  при  $L_T/L_d = 0.01$  (1), 0.05 (2) и 0.1 (3) (а) и зависимости относительной погрешности вычисления средней интенсивности излучения в приближении геометрической оптики в абберационном максимуме от параметра дифракции (б).

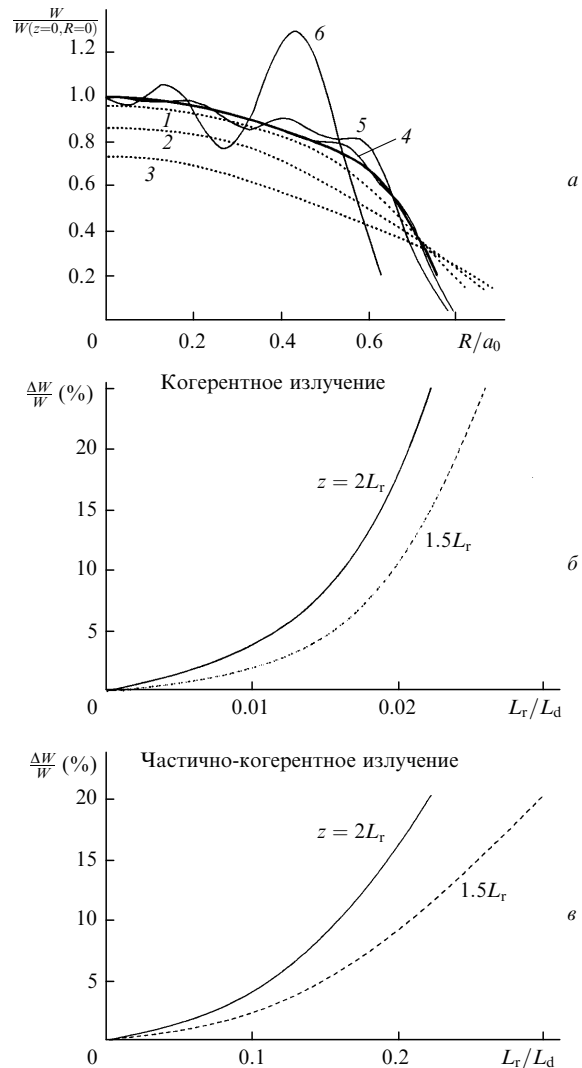


Рис.10. Распределения средней интенсивности частично-когерентного (1-3) и когерентного (4-6) гауссовых пучков в среде с  $\Delta\epsilon(z, \mathbf{R}) = (\epsilon_2 + i\sigma_2)\mathbf{R}^{20}$  для  $L_T/L_d = 0.1$  (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.01 (4), 0.02 (5) и 0.03 (6) и в приближении геометрической оптики (толстая кривая) (а), а также зависимости от параметра дифракции относительной погрешности вычисления средней интенсивности излучения в приближении геометрической оптики в первом абберационном максимуме (б) и на оси пучка (в).

ду с гауссовым распределением диэлектрической проницаемости на дистанции  $z = 2L_T$  при  $\eta^{-1} = 1$  для трех параметров дифракции  $L_T/L_d = 0.01, 0.05$  и  $0.1$ . Для  $L_T/L_d = 0.01$  распределения интенсивности когерентного и частично-когерентного пучков совпали с графической точностью с распределением, полученным в приближении геометрической оптики. С ростом параметра дифракции различие распределений интенсивности возрастает. При этом для частично-когерентного излучения отличие от геометрооптического распределения заметно меньше, чем для когерентного. На рис.9,б показана зависимость относительной погрешности вычисления интенсивности излучения в абберационном максимуме от параметра дифракции  $L_T/L_d$  для дистанции  $z = 2L_T$ . Отметим, что для этого же диапазона изменений параметра дифракции на дистанции  $z = 1.5L_T$  погрешность вычисления интенсивности излучения в приближении геометрической оптики составляет менее одного процента. На рис.10,а приведено распределение интенсивности из-

лучения при прохождении гауссова пучка через среду со степенным распределением диэлектрической проницаемости на дистанции  $z = 2L_r$  при  $\eta^{-1} = 1$ . На рис.10,б показана зависимость относительной погрешности вычисления интенсивности когерентного излучения на геометрических лучах в первом абберационном максимуме от параметра дифракции. Отметим также, что относительная погрешность вычисления интенсивности частично-когерентного излучения при отношении  $a_c/a_0 < 0.2$  (рис.10,в) на порядок меньше, чем относительная погрешность для когерентного излучения при тех же параметрах дифракции.

Таким образом, решение, построенное на геометрических лучах, быстрее сходится к точному решению для частично-когерентного излучения, чем для когерентного. Особенно это заметно при распространении излучения в средах с сильными абберациями.

Предметом дальнейшего исследования будет усовершенствование рассмотренного метода дифракционных лучей с целью учета флуктуаций диэлектрической проницаемости среды.

1. Белинский А.В., Чиркин А.С. *Оптика атмосферы и океана*, **4**, 272 (1991).
2. Nazarathy M., Shamir J. *J.Opt.Soc.Amer.*, **72**, 1398 (1982).
3. Ratowsky R.P., London R.A. *Phys.Rev.A*, **51**, 3261 (1995).
4. Collins S.A. Jr. *J.Opt.Soc.Amer.*, **60**, 1168 (1970).
5. Клюкач И.Л., Соколовский Р.И. *ЖЭТФ*, **71**, 424 (1976).
6. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *ДАН СССР*, **210**, 309 (1973).
7. Маркузе Д. *Оптические волноводы* (М., Мир, 1974).
8. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М., Наука, 1981).
9. Feit M.D., Fleck J.A. Jr. *J.Opt.Soc.Amer.*, **7**, 2048 (1990).
10. Ладагин В.К., Стариков Ф.А., Урлин В.Д. *Квантовая электроника*, **20**, 471 (1993).
11. Стариков Ф.А. *Квантовая электроника*, **24**, 691 (1997).
12. Dudorov V.V., Kolosov V.V. *Proc.SPIE*, **3983**, 154 (1999).
13. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М., Наука, 1980).
14. Дудоров В.В., Колосов В.В. *Квантовая электроника*, **28**, 115 (1999).
15. Dudorov V.V., Kolosov V.V. *Proc.SPIE*, **4341**, 218 (2000).
16. Hazak G., Bar-Shalom A. *Phys.Rev.A*, **38**, 1300 (1988).
17. Дудоров В.В., Колосов В.В. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 1561 (1997).