

А.В. Белинский, А.С. Чиркин

О СТРУКТУРЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В АКТИВНЫХ СРЕДАХ И РЕЗОНАТОРАХ

Решена задача о распространении световых пучков в средах с трехмерным параболическим профилем коэффициента усиления, зависящим как от поперечных, так и продольной координаты. Определена степень пространственной когерентности усиленного излучения. Выяснен вопрос о пространственной конфигурации излучения, сформированного в открытых резонаторах, заполненных активными средами с таким трехмерным коэффициентом усиления.

Изучение процесса формирования пространственной структуры световых пучков в усиливающих средах без обратной связи имеет довольно давнюю историю. Основные особенности этого процесса выяснены в [1–3], однако в целом вопрос представляется незавершенным. Так, в [1] анализируется усиление пучков в трехмерной среде с параболическим профилем коэффициента усиления, но результат для произвольного сигнала получен путем суммирования преобразованных Фурье-компонент, т. е. фактически получено решение для независимых плоских волн. В [2] представлены результаты численного счета. В [3] дан расчет лишь для двумерной среды.

Возникает также сомнение относительно универсальности одного из основных выводов работ [1–3], а также более поздней [5], о том, что радиусы усиливаемого пучка и корреляции стремятся к одному значению. В данной статье показано, что дифракция гауссова луча накачки, не находящегося в волноводе, приводит к другому результату.

Кроме того, значительный интерес представляет анализ пространственной модовой структуры пучков в усиливающем канале с обратной связью, т. е. в резонаторе, например, в суперлюминесцентных лазерах и усилителях, на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР), а также в обычных газовых лазерах с параболическим профилем усиления активной среды [6].

Развитая в данной статье точная теория формирования пространственно-когерентных световых пучков в активных средах с параболическим профилем усиления, в том числе и с обратной связью, базируется на методе интегрирования по траекториям [4]. Часть изложенных здесь результатов вошла в ранее опубликованные статьи [7, 8], однако ограниченность объема этих работ не позволила изложить в них рассматриваемые вопросы исчерпывающе.

1. Усиление в активном канале без обратной связи

В заданном поле накачки усиление стоксовой волны в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) подчиняется уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) A(\mathbf{r}, z) = g I_n(\mathbf{r}, z) A(\mathbf{r}, z), \quad (1)$$

где $A(\mathbf{r}, z)$ — комплексная амплитуда стоксовой волны, k — ее волновое число, $I_n(\mathbf{r}, z)$ — интенсивность накачки, параметр g определяется оптической нелинейностью среды. Направление оси z совпадает с направлением распространения, а вектор \mathbf{r} перпендикулярен ему, Δ_{\perp} — поперечный лапласиан.

Будем рассматривать усиление в поле фокусированного гауссовского пучка накачки. В случае попутного усиления

$$I_n(\mathbf{r}, z) = I_0 [a_0/a(z)]^2 \exp[-2r^2/a^2(z)], \quad (2)$$

где

$$a^2(z) = V_n^2(z) a_0^2, \quad V_n^2(z) = (1 - z/f)^2 + (z/l_{д.н})^2, \quad (3)$$

a_0 — радиус пучка накачки на входе нелинейной среды ($z = 0$); $l_{д.н} = k_n a_0^2 / 2$ — дифракционная длина волны накачки; k_n — волновое число накачки; f — фокусное расстояние линзы. При встречном взаимодействии волны накачки и стоксовой волны накачка задается на выходе нелинейной среды при $z = l$ (l — длина нелинейной среды), при этом вместо (3) имеем

$$a^2(\mathbf{z}) = V_B^2(\mathbf{z}) a_i^2, \quad V_B^2 = \left(1 - \frac{l-z}{f}\right)^2 + \left(\frac{l-z}{l_{д.н}}\right)^2. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) и далее индекс «п» соответствует попутному усилению, индекс «в» — встречному.

Решение уравнения (1) можно записать через континуальный интеграл

$$A(\mathbf{r}, l) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\boldsymbol{\rho}) \int \exp\left\{-i \frac{k}{2} \int_0^l L_1[\mathbf{r}(\zeta), \dot{\mathbf{r}}(\zeta)] d\zeta\right\} D^2\mathbf{r}(\zeta) d^2\boldsymbol{\rho}; \quad (5)$$

$$L_1(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}) = [\dot{\mathbf{r}}(\zeta)]^2 + \frac{2g}{k} I_{II}[\mathbf{r}(\zeta), \zeta] \dot{\mathbf{r}}(\zeta) = \frac{d\mathbf{r}}{d\zeta}. \quad (6)$$

Дифференциал $D^2\mathbf{r}(\zeta) = Dx(\zeta)Dy(\zeta)$ означает интегрирование по множеству траекторий, проходящих через точки с координатами $x(\zeta)$ и $y(\zeta)$, в конечных точках $\mathbf{r}(\zeta=0) = \boldsymbol{\rho}$, $\mathbf{r}(\zeta=l) = \mathbf{r}$; амплитуда $A_0(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}, z=0)$.

Аналитические расчеты удастся выполнить в паракиральном приближении, когда профиль пучка накачки (2) аппроксимируется параболическим

$$I_{II}(\mathbf{r}, z) \simeq [a_0/a(z)]^2 I_0[1 - 2r^2/a^2(z)]. \quad (7)$$

В этом случае при попутном взаимодействии волн

$$-i \frac{k}{2} \int_0^l L_1 d\zeta = g I_0 \int_0^l V_{II}^{-2}(\zeta) d\zeta - i \frac{k}{2} \int_0^l L[\mathbf{r}(\zeta), \dot{\mathbf{r}}(\zeta)] d\zeta, \quad (8)$$

где $L[\mathbf{r}(\zeta), \dot{\mathbf{r}}(\zeta)] = [\dot{\mathbf{r}}(\zeta)]^2 - i\mu l_{д.н}^{-2} V_{II}^{-2} r^2$, $\mu = 2g I_0 l_{д.н}^2 / l_{д.н}$, $l_{д.н} = ka_0^2 / 2$ — дифракционная длина.

Первое слагаемое в (8) равно

$$\int_0^l V_{II}^{-2}(\zeta) d\zeta = l_{д.н} \operatorname{arctg}(l/l_{д.н}) \left(1 - \frac{l}{f}\right). \quad (9)$$

Для расчета второго интеграла перейдем к новой координате $t = z/l_{д.н}$ и введем $\alpha = l_{д.н}/f$, $\tau = l/l_{д.н}$. Максимальный вклад в интеграл (5) дают траектории, удовлетворяющие уравнению Эйлера

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}} - \frac{\partial L}{\partial \mathbf{r}} = 0. \quad (10)$$

В соответствии с (8) получаем уравнение

$$[(1 - \alpha t)^2 + t^2]^2 \ddot{\mathbf{r}} + i\mu \mathbf{r} = 0, \quad (11)$$

которое следует решать с граничными условиями

$$\mathbf{r}(t=0) = \boldsymbol{\rho}, \quad \mathbf{r}(t=\tau) = \mathbf{r}. \quad (12)$$

Для оптимальных траекторий имеем

$$\mathbf{r}_0(t) = [f(t)/f(\tau) \sin g(\tau)] \{\mathbf{r} \sin g(t) - \boldsymbol{\rho} f(\tau) \sin [g(t) - g(\tau)]\}, \quad (13)$$

где

$$f(t) = [(1 - \alpha t)^2 + t^2]^{1/2}, \quad g(t) = M \operatorname{arctg}[t/(1 - \alpha t)],$$

$$M = M_0 \exp(i\varphi/2), \quad M_0 = (1 + \mu^2)^{1/4}, \quad \varphi = \operatorname{arctg} \mu.$$

Вклад в интеграл от произвольной траектории представляем в виде $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0(t) + \mathbf{p}(t)$, причем $\mathbf{p}(0) = \dot{\mathbf{p}}(0) = 0$. Тогда в соответствии с (8)

$$\int_0^{\tau} L dt = \dot{\mathbf{r}}(\tau) \mathbf{r} - \dot{\mathbf{p}}(0) \mathbf{p} + \int_0^{\tau} [\dot{\mathbf{p}}^2 - iV_{\text{н}}^{-4}(t) \mu p^2] dt. \quad (14)$$

Таким образом, (5) примет вид

$$A(\mathbf{r}, \tau) = C(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\mathbf{p}) \exp \left\{ g l_0 l_{\text{д.н}} \arctg \left[\frac{\tau}{1 - \alpha \tau} \right] - i \frac{k}{2l_{\text{д.н}}} [\dot{\mathbf{r}}(\tau) \mathbf{r} - \dot{\mathbf{p}}(0) \mathbf{p}] \right\} d^2 \mathbf{p}; \quad (15)$$

$$C(\tau) = \int \exp \left\{ -i \frac{k}{2l_{\text{д.н}}} \int_0^{\tau} [\dot{\mathbf{p}}^2 - iV_{\text{н}}^{-4}(t) \mu p^2] dt \right\} D^2 \mathbf{p}(t).$$

Значение $C(\tau)$ можно рассчитать, однако для дальнейшего анализа оно несущественно, а

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}} \mathbf{r} - \dot{\mathbf{p}} \mathbf{p} &= r^2 \frac{M \operatorname{ctg} [g(\tau)] + \alpha^2 \tau + \tau - \alpha}{(1 - \alpha \tau)^2 + \tau^2} + \rho^2 \{ M \operatorname{ctg} [g(\tau)] + \alpha [(1 - \alpha \tau)^2 + \tau^2]^{-1/2} - \\ &- 2g\rho M \sin^{-1} [g(\tau)] [(1 - \alpha \tau)^2 + \tau^2]^{-1/2} \}. \end{aligned} \quad (16)$$

В частном случае фокусировки накачки в центр нелинейной среды уравнение (16) «симметризуется» относительно ρ и \mathbf{r} , т. е. (при этом $\tau = 2\alpha/(1+\alpha^2)$)

$$\dot{\mathbf{r}} \mathbf{r} - \dot{\mathbf{p}} \mathbf{p} = (r^2 + \rho^2) [M \operatorname{ctg} g(\tau) + \alpha] - 2g\rho M / \sin g(\tau). \quad (17)$$

В случае встречного взаимодействия волн особенность процесса усиления обусловлена тем, что накачка задается на другом конце усиливающей среды (2), (4). Поэтому при определении отклика активного канала достаточно произвести переобозначение $\rho \rightarrow \mathbf{r}$ и $\mathbf{r} \rightarrow \rho$ в (16) и, следовательно, в показателе экспоненты (15).

Последняя зависимость, в частности, может быть использована для анализа оптических полей в симметричных резонаторах, а также резонаторов, одно или несколько зеркал которых обращают волновой фронт, т.е. ОВФ-зеркал. Такие ОВФ-резонаторы имеют хорошие перспективы использования, благодаря возможности автоматической компенсации как статических aberrаций резонатора, так и случайных фазовых неоднородностей (см., например, [9, 10]).

2. Усиление случайных волн. Корреляционная функция поля

В дальнейшем будем интересоваться усилением пространственно некогерентного сигнала с корреляционной функцией

$$\Gamma_0(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \langle A_0(\mathbf{p}_1) A_0^*(\mathbf{p}_2) \rangle = G_0 \delta(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2),$$

где G_0 характеризует угловую спектральную плотность.

После довольно громоздких расчетов в случае несфокусированных пучков $f \rightarrow \infty$ для пространственной корреляционной функции усиливаемой волны на входе среды при попутном взаимодействии получим

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, l) = C^2(\tau) G_0 F(l) \exp \left\{ 2g l_0 l - i \frac{k}{2l_{\text{д.н}}} \frac{\tau}{1 + \tau^2} (r_1^2 - r_2^2) - \frac{r_1^2 + r_2^2}{a_{\text{н}}^2(l)} - \frac{(r_1 - r_2)^2}{r_{\text{к.н}}^2} \right\}, \quad (18)$$

где $r_{\text{к.н}}$ — радиус корреляции пучка при попутном усилении;

$$F(l) = \frac{2l_{\text{д.н}}}{kM_0 H(l)} [\operatorname{ch}^2 N_s \sin^2 N_c + \cos^2 N_c \operatorname{sh}^2 N_s];$$

$$a_{\text{н}}^2(l) = \frac{4l_{\text{д.н}}}{kM_0} (1 + \tau^2) H(l) [(\sin^2 N_c + \operatorname{sh}^2 N_s) \cos \varphi + \operatorname{sh}^2 N_s - \sin^2 N_c]^{-1}; \quad (19)$$

$$r_{к.п}^2(l) = 2l_{д.п} (1 + \tau^2) (kM_0)^{-1} H(l);$$

$$H(l) = \text{sh } 2N_s \cos(\varphi/2) - \sin 2N_c \sin(\varphi/2), \quad (20)$$

в которых введены обозначения

$$N_c = M_0 \cos(\varphi/2) \text{arctg} \tau, \quad N_s = M_0 \sin(\varphi/2) \text{arctg} \tau; \quad (21)$$

Прежде всего проанализируем отношение радиуса корреляции $r_{к.п}$ к радиусу пучка

$$R = \frac{2r_{к.п}^2(l)}{a^2(l)} = (\sin^2 N_c + \text{sh}^2 N_s) \cos \varphi + \text{sh}^2 N_s - \sin^2 N_c. \quad (22)$$

График функции $R(r)$ для различных μ представлен на рис. 1.

При больших интенсивностях накачки ($\mu \gg 1$)

$$R \simeq \text{sh}^2 N_s - \sin^2 N_c. \quad (23)$$

Значение R растет с увеличением аргумента N_s . При малых N_s (по условию при $\tau \ll 1$)

$$R \simeq \frac{2}{3} N_s^4 = \frac{2}{3} (gI_0)^2 l^4 l_{д.п.}^{-2}. \quad (24)$$

На малых расстояниях $l \ll l_{д.п} \approx l_{д.п}$ радиус корреляции оказывается меньше радиуса пучка. С ростом l это отношение увеличивается, и на больших длинах ($l \approx l_{д.п}$) радиус корреляции становится уже больше радиуса пучка. Этот результат отличается от полученного в [1–3], где обнаружено, что радиусы пучков и корреляции стремятся к одинаковому значению. Согласно (23) при $l \gg l_{д.п}$ наступает насыщение значения R .

Теперь отдельно рассмотрим поведение радиусов корреляции и пучка. На малых длинах ($\tau \ll 1$) радиус корреляции

$$r_{к.п} \simeq (8gI_0 l^3 / 3kl_{д.п.})^{1/2}, \quad (25)$$

т.е. увеличивается с ростом расстояния. Полученное выражение с точностью до численного коэффициента совпадает с приближенным результатом [2]. На длинах, больших дифракционной длины пучка накачки ($\tau \ll 1$),

$$r_{к.п} \simeq 2^{1/4} (kl_{д.п.})^{-1/2} \mu^{-1/4} l \exp[\pi^2 (gI_0 l_{д.п.})^{1/2}]. \quad (26)$$

Здесь уже зависимость радиуса корреляции от расстояния такая же, как в свободном пространстве.

Поведение радиуса пучка усиливаемой волны рассмотрим для $\mu \gg 1$. Тогда

$$a_{п}^2(l) = \frac{4l_{д.п.} (1 + \tau^2)}{k\sqrt{2\mu}} \cdot \frac{\text{sh } 2N - \sin 2N}{\text{sh}^2 N - \sin^2 N}, \quad (27)$$

где $N = \sqrt{\mu} / 2 \text{arctg} \tau$.

Если $\tau \ll 1$, то радиус пучка уменьшается с расстоянием

$$a_{п}(l) = 4l_{д.п.} \sqrt{k\mu l}. \quad (28)$$

В противоположном случае ($r \gg 1$)

$$a_{п}(l) \simeq 2 (kl_{д.п.})^{-1/2} (2\mu)^{-1/4} l. \quad (29)$$

Здесь зависимость от l такая же, как при дифракции в свободном пространстве. Вместе с тем из сравнения (26) с (29) следует, что диаметры эквивалентных отверстий, на которых происходит дифракция для радиусов пучков и радиусов корреляции, различны.

Согласно (25) и (26) радиус корреляции пучка монотонно растет с увеличением расстояния, изменяется лишь темп роста. В то же время зависимость радиуса пучка оказывается немонотонной: уменьшение радиуса пучка на начальном этапе сменяется его ростом (рис. 2). Этот вывод совпадает с численными расчетами [2].

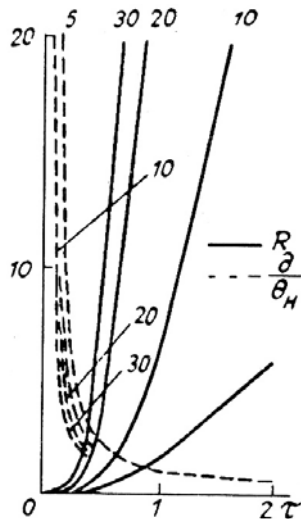


Рис. 1. Графики зависимости удвоенного квадрата отношения радиуса корреляции к радиусу пучка (сплошные кривые) и отношения его угловой расходимости к соответствующей расходимости накачки (штриховые) от нормированного пути распространения. Цифры над кривыми соответствуют различным $\mu = 5 \div 30$

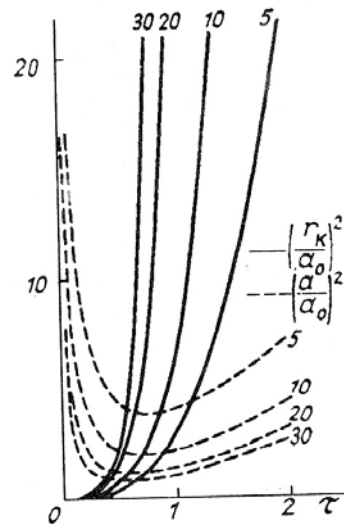


Рис. 2. Графики зависимостей квадратов радиуса корреляции (сплошные кривые) и радиуса пучка (штриховые), нормированных на радиус накачки, от нормированного пройденного расстояния. Цифры над кривыми соответствуют различным $\mu = 5 \div 30$

В случае встречного взаимодействия для корреляционной функции имеем

$$\Gamma(r_1, r_2, l) = C(l) G_0 (1 + \tau^2) F(l) \exp \left[2gl_0 l - \frac{r_1^2 + r_2^2}{\alpha_v^2(l)} - \frac{(r_1 - r_2)^2}{r_{к.в}^2(l)} \right], \quad (30)$$

где $C(l)$ — константа,

Из формулы (30) для радиусов пучков и корреляции при попутном и встречном взаимодействии волн получаем, что различие между ними наблюдается при $\tau > 1$, т.е. при наличии дифракционных эффектов волны накачки. Нетрудно видеть, что в этом случае при встречном взаимодействии радиусы пучка и корреляции перестают зависеть от длины взаимодействия. Иначе говоря, существенную роль играет лишь область усиливающей среды длиной $l_{д.н.}$, прилегающая к выходу.

Отметим, что полученные результаты использованы далее для анализа формирования пучков в усиливающих средах с обратной связью. Развитую в настоящей статье теорию можно использовать для решения задач усиления частично когерентных пучков. Распространение таких пучков в усиливающих средах с продольными неоднородностями рассмотрено авторами [5] с помощью формализма матрицы плотности и метода интегралов движения. Для дельта-коррелированного исходного пучка предельное значение радиуса корреляции совпало с радиусом пучка.

3. Модовая структура поля в резонаторе с активной средой

Задача описания электромагнитных полей резонатора, образованного двумя зеркалами произвольной формы, в общем случае сводится к рассмотрению интегрального уравнения относительно комплексной амплитуды $A(\rho)$ на одном из зеркал вида (здесь $\rho = \{x, y\}$ — вектор, перпендикулярный оси z)

$$A(\rho) = \overleftrightarrow{aa} \int_{\overleftarrow{S_1}} \int_{\overrightarrow{S_2}} R_1(\rho_1) R_2(\rho_2) A(\rho_2) \overrightarrow{G}(\rho_1, \rho_2) \overleftarrow{G}(\rho, \rho_1) d^2\rho_2 d^2\rho_1, \quad (32)$$

где стрелки под символами определяют направление распространения описываемой ими волны, \overleftrightarrow{aa} — собственное значение уравнения; R_1 и R_2 — амплитудные (в общем случае комплексные) коэффициенты отражения зеркал; $G(\rho, \rho_1)$ — функции Грина, а интегрирование ведется по площади зеркал S_1 и S_2 .

Если среда с параболическим профилем комплексного показателя ослабления полностью занимает резонатор, то функция Грина представляет собой (считаем, что оптическая ось резонатора совпадает с осью симметрии среды)

$$G(\rho, \rho_1) = h \exp(-\alpha\rho^2 - \beta\rho_1^2 - 2\gamma\rho\rho_1), \quad (33)$$

где h — постоянная. Здесь α , β и γ — комплексные коэффициенты.

Для упрощения положим, что апертура зеркал значительно превышает поперечный размер активного канала усиливающей среды. Примем также дополнительно условие симметрии резонатора не только относительно оси, но и центра системы координат x, y, x . Тогда $\alpha = \beta$, переменные x и y разделяются и (32) с учетом (33) можно представить в виде

$$A(x) = ah \int_{-\infty}^{\infty} A(x_1) \exp(-\beta(x^2 + x_1^2) - 2\gamma x x_1) dx_1, \quad (34)$$

где постоянный множитель коэффициента отражения включен в a , а фазовый набег, обусловленный возможной параболической (в параксиальном приближении сферической) формой зеркал, — в коэффициент β .

Покажем далее, что моды вида многочлена степени m на гауссовскую функцию

$$A_m(x) = (C_m x^m + C_{m-1} x^{m-1} + \dots + C_0) e^{-qx^2} = \left(\sum_{j=0}^m C_j x^j \right) e^{-qx^2} \quad (35)$$

при $\text{Re } q > 0$ являются решениями (34). Действительно, подставляя (35) в (34) и воспользовавшись тождеством

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^m \exp(-Px^2 - Qx) dx = (-1)^m \sqrt{\frac{\pi}{P}} \frac{\partial^m \exp(Q^2/4P)}{\partial Q^m}, \quad (36)$$

видим, что в левой и правой части получаемого соотношения содержатся многочлены степени m , умноженные на $e(-qx^2)$, причем должно выполняться

$$q^2 = \beta^2 - \gamma^2, \quad (\text{Re } q > 0). \quad (37)$$

Из (36) также следует, что коэффициенты C_m представляют собой полиномы Эрмита с комплексными переменными.

Таким образом, задача сводится к определению собственных значений a_m в результате непосредственной подстановки из условия тождественности многочленов. При этом следует помнить, что собственные функции уравнения (34) определены лишь с точностью до постоянного коэффициента, и что при четном m нулю равны нечетные коэффициенты C_{2m-1} а при нечетном m — наоборот.

Приведены некоторые результаты расчетов (порядковый номер соответствует m).

Основная мода:

$$a_0 = h^{-1} \pi^{-1/2} (\beta + q)^{1/2}, \quad (38)$$

коэффициент C_0 является нормировочным.

Первая мода. C_1 — нормировочный,

$$a_1 = -(\gamma h)^{-1} \pi^{1/2} (\beta + q)^{3/2}. \quad (39)$$

Вторая мода. $C_0/C_2 = -1/4q$,

$$a_2 = h^{-1} \gamma^{-2} \pi^{-1/2} (\beta + q)^{5/2}. \quad (40)$$

Обобщая (38)–(40), определим собственное значение произвольной моды m .

Отметим также следующий интересный факт. Распределенное по объему действие среды с параболическим профилем всегда можно заменить сосредоточенными в определенной плоскости и соответствующими участками пустого пространства. (Это следует из тождественности записи интегральной связи через функцию Грина выходной и входной волн для обоих случаев). Применительно к нашему рассмотрению симметричного резонатора это означает, что вместо среды с параболическим профилем можно анализировать такой же резонатор, заполненный однородной усиливающей средой, в середине которого расположена тонкая линза, ограниченная диафрагмой с мягкими краями и гауссовым по поперечной координате амплитудным коэффициентом пропускания. Возможно такая несложная модель окажется полезной для наглядного осмысления полученных результатов.

2. Абдуллин У.А., Горшков В.А., Ключач И.Л. и др. //Квантовая электроника. 1975. Т. 2. С. 967–974.
3. Ключач И.Л., Соколовский Р.И. //ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 424–437.
4. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1986. 383 с.
5. Кривошлыков С.Г., Петров Н.И., Сисакян И.Н. М., 1985. 21 с. (Препринт/ИОФАН. № 304).
6. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984.
7. Белинский А.В., Чиркин А.С. //Изв. АН СССР. Серия физич. 1988. Т. 52. № 3. С. 578–582.
8. Белинский А.В., Чиркин А.С. //Радиотехника и электроника. 1989. Т. 35. № 12. С. 2637–2639.
9. Зельдович Б.Я, Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 248 с.
10. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 264 с.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
23 октября 1990 г.

A.V. Belinskii, A.S. Chirkin. Structure of Light Beams in Active Media and Resonators.

The paper presents a solution of the problem on light beam propagation through the media with a three-dimensional parabolic profile of the amplification coefficient which depends both on the transverse and longitudinal coordinates. The degree of spatial coherence of the amplified radiation is determined. Also the question on spatial structure of the radiation formed in open resonators filled with active media having such a three-dimensional amplification coefficient is solved.