

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дрожжов Ю. П. Массовый оператор электронов, взаимодействующих с акустическими фононами в окрестности особой точки Ван Хова.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1979, 20, № 4, 13—22.
2. Питаевский Л. П. О свойствах спектра элементарных возбуждений вблизи порога распада возбуждений.— ЖЭТФ, 1959, 36, 1168—1177.
3. Ландау Л. Д. Об аналитических свойствах вершинных частей в квантовой теории поля.— ЖЭТФ, 1959, 37, 62—71.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М., 1961, 420 с.
5. Бонч-Бруевич В. Л. Спектральные представления массового и поляризованного оператора при произвольных температурах.— ДАН СССР, 1962, 147, 1049—1051.
6. Engelsberg S., Schrieffer J. R. Coupled Electron—Phonon System.— Phys. Rev., 1963, 131, 993—1008.

Поступила в редакцию  
31.05.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 535:534.222

**В. А. ВЫСЛОУХ, К. Д. ЕГОРОВ, В. П. КАНДИДОВ**

### **О ВОЗМОЖНОСТИ АМПЛИТУДНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ТЕПЛОВОЙ САМОДЕФОКУСИРОВКИ СВЕТОВОГО ПУЧКА (ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)**

При распространении светового пучка в слабопоглощающей среде в его канале индуцируется «тепловая линза», обусловленная зависимостью показателя преломления  $n$  от температуры  $T$ . В случае  $\frac{\partial n}{\partial T} < 0$  это вызывает дефокусировку и смещение пучка, если среда движется в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. В результате интенсивность на первоначальной оси пучка убывает значительно быстрее, чем в линейной среде.

Для регулярной среды с известными параметрами влияние тепловой дефокусировки можно уменьшить заданием соответствующего начального профиля пучка. Это осуществляется выбором фазового фронта (фазовая компенсация) или профиля интенсивности (амплитудная компенсация). В первом случае пучок предварительно проходит тонкую линзу, которая дополнительно фокусирует и отклоняет его так, чтобы в точке наблюдения скомпенсировать действие нелинейной рефракции. Во втором случае пучок в начале своего распространения индуцирует такую тепловую линзу, которая в некоторой области поперечного сечения действует как фокусирующая.

В настоящей работе численно исследуются возможности амплитудной компенсации теплового самовоздействия в неподвижной и движущейся средах, а также при сканировании пучка. В качестве вычислительного алгоритма использован метод конечных элементов [1, 2].

Распространение пучка в условиях стационарного теплового самовоздействия может быть описано уравнением квазиоптики [3]

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + k^2 \frac{2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} TE, \quad (1)$$

где  $E$ ,  $k$  — комплексная амплитуда поля и его волновой вектор.

Температура  $T$  определяется уравнением

$$V \frac{\partial T}{\partial x} - \chi \Delta_{\perp} T = \frac{\alpha I}{c_p \rho}, \quad (2)$$

$V$  — скорость движения потока, направленная вдоль оси  $x$ ;  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $\alpha$ ,  $\chi$  — плотность, теплоемкость, коэффициент поглощения, температуропроводность среды;  $I$  — интенсивность излучения.

В безразмерных переменных, нормированных на характерную ширину пучка —  $a_0$ , дифракционную длину  $L_d = ka_0^2$ , интенсивность  $I_0$  и температуру  $T_0 = n_0 \left/ \left( 2k^2 a_0^2 I_0 \frac{\partial n}{\partial T} \right) \right.$  система (1), (2) примет вид

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + TE,$$

$$\frac{1}{R_V} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{R_{\chi}} \Delta_{\perp} T = EE^*, \quad (3)$$

$$\text{где } R_V = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha I_0}{c_p \rho V n_0} \frac{\partial n}{\partial T}; \quad R_{\chi} = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha I_0}{c_p \rho \chi n_0} \frac{\partial n}{\partial T}.$$

В неподвижной среде  $V=0$ , распределение температуры  $T$  определяется только параметром  $R_{\chi}$ , аналогично при скорости движения  $V > a_0^2/4\chi$  — параметром  $R_V$ . Для каждого из этих случаев набег фазы в тепловой линзе может быть вычислен следующим образом:

$$\Phi_T(x, y, z) = -(R/2) \int_0^z T(x, y, \xi) d\xi, \quad (4)$$

где  $T$  является решением системы (3). Очевидно, что для пучка с максимумом интенсивности на оси тепловая линза вызывает дефокусировку. В [4] показано, что пучок кольцевого профиля с локальным минимумом интенсивности в центре может индуцировать тепловую линзу, присеивая область которой является фокусирующей. Кроме того, у кольцевых пучков в начале распространения имеет место дифракция в центр пучка, которая способствует увеличению интенсивности на оси. Особенности распространения кольцевых пучков различного профиля исследовались численно в [4, 5].

Здесь для изучения амплитудной компенсации рассматривается коллимированный пучок, профиль которого имеет вид

$$E(r, 0) = \sqrt{\frac{8\pi I_0}{c n_0}} \frac{r}{a_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2}\right). \quad (5)$$

При этом его мощность равна мощности гауссова пучка с интенсивностью на оси  $I_0$  и шириной  $a_0$  по уровню  $e^{-1}$ .

Некоторые результаты для неподвижной среды представлены на рис. 1. Слева изображено радиальное распределение интенсивности при различных  $z$  ( $R_{\chi} = -8$ ). Видно, как в процессе распространения изменяется профиль пучка, качественно приближаясь к гауссову. Представляет интерес зависимость интенсивности на оси  $I(0, z)$ , изображенная на рис. 1, б при различных  $R_{\chi}$  сплошной линией. Эта зависимость имеет ярко выраженный максимум, который с увеличением  $R_{\chi}$  смещается в область меньших  $z$ . Штриховыми линиями представлены аналогичные результаты для гауссова пучка. Из сопостав-

ления кривых ясно, что кольцевой пучок становится энергетически более выгодным начиная с некоторого  $z_1$ ;  $z_1$  уменьшается с ростом  $R_{\chi}$ .

Действие тепловой линзы в движущейся среде иллюстрирует рис. 2, а, где изображены линии равного теплового набега фаз для

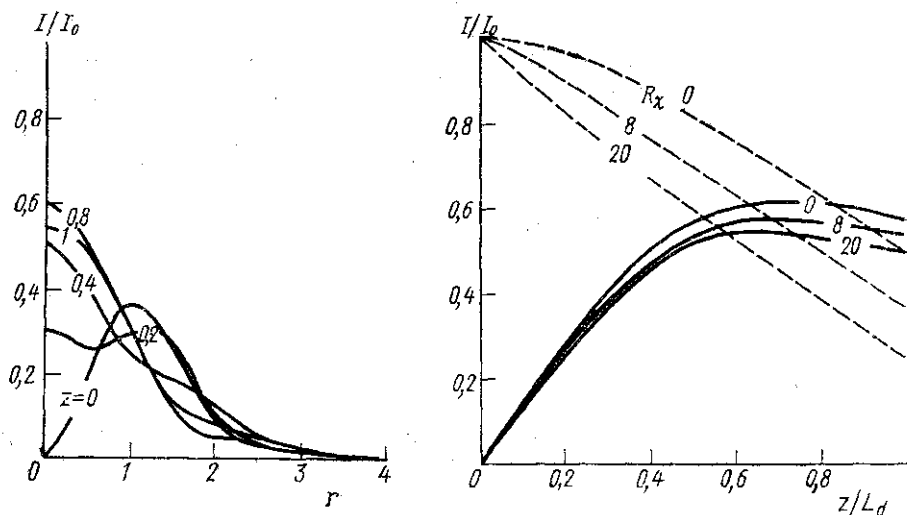


Рис. 1. Радиальные распределения безразмерной интенсивности в различных сечениях по  $z$  (а) (слева) и зависимость интенсивности на оси пучка при различных значениях параметра нелинейности  $R_{\chi}$  (б) (справа)

кольцевого пучка. Отклонение лучевых трубок происходит по направлению  $-\nabla_{\perp}\Phi_T(x, y, z)$ , что указано стрелками. Видно, что в начале распространения  $-\nabla_{\perp}\Phi_T$  имеет в окрестности центра составляющие,

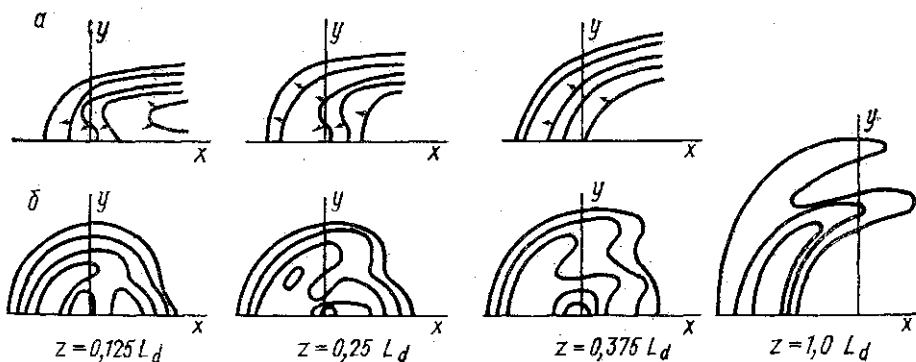


Рис. 2. Линии равной фазы (а) и интенсивности (б) в поперечном сечении пучка

направленные к оси пучка. С ростом  $z$ , по мере формирования максимума в центре, распределение фаз приближается к распределению в гауссовом пучке.

Изوفоты для пучка с начальным профилем (5) приведены на рис. 2, б. Вначале под действием приосевой части тепловой линзы и

дифракции возникает локальный максимум, который при  $z = (0,3 - 0,4)L_d$  сосредоточен вблизи первоначальной оси пучка. При больших  $z$  тепловая линза становится дефокусирующей во всем поперечнике пучка (изофазы при  $z = 0,375L_d$ ): максимум интенсивности быстро смещается влево, а интенсивность на оси уменьшается. Такое поведение пучка подтверждается зависимостью интенсивности  $I(0, 0, z)$  на начальной оси от расстояния  $z$  (сплошные кривые на рис. 3).

В нелинейной среде интенсивность на оси кольцевого пучка нарастает несколько быстрее, чем в линейной. Начиная с некоторого  $z_1$ , она превышает  $I(0, 0, z)$  гауссова пучка (штриховые кривые на рис. 3), причем точка  $z_1$  тем ближе к источнику, чем больше параметр  $R_V$ .

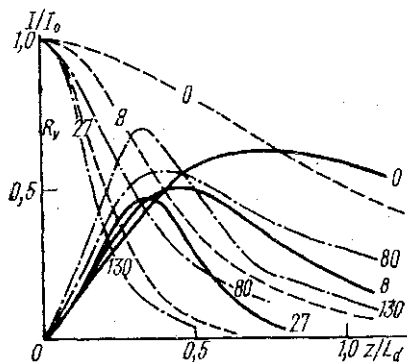


Рис. 3. Зависимость безразмерной интенсивности на оси пучка от  $z$  при различных начальных условиях

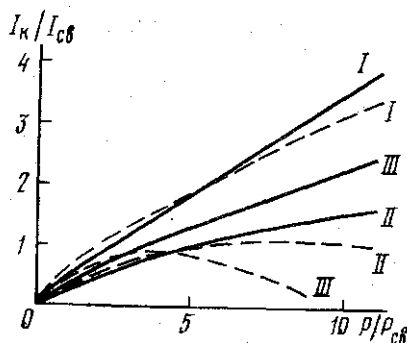


Рис. 4. Зависимость безразмерной интенсивности на оси от мощности при оптимальной передающей апертуре

Для заданной точки наблюдения  $z_h$  можно определить оптимальную апертуру кольцевого пучка (5)  $a_k = a_0 \sqrt{z_k/z_{max}}$ , при которой интенсивность на оси наибольшая. Зависимость интенсивности  $I_k(0, 0, z_h)$  на оси, нормированной на  $I_{cv}$  при  $z_k = L_d$  от входной мощности пучка  $P/P_{cv}$  при оптимальной апертуре, приведена на рис. 4. Характерная мощность самовоздействия  $P_{cv} = \pi n_0 \chi c_p \rho / \left( 2k^2 a_0^2 \alpha \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right| \right)$

для неподвижной и  $P_{cv} = \pi n_0 c_p \rho V / \left( 2k^2 a_0 \alpha \left| \frac{\partial n}{\partial T} \right| \right)$  для движущейся среды. Кривая I соответствует первому случаю, II — второму, III — сканирующему режиму. Для сравнения пунктиром приведена соответствующая зависимость для пучков гауссова профиля. Амплитудно-апертурная коррекция позволяет повысить интенсивность на оси на 5—15% для неподвижной и на 30—70% для движущейся среды.

Более эффективна амплитудная коррекция сканирующих пучков. В этом случае  $V = V_0 + \omega z$  растет,  $R \sim V^{-1}$  убывает с ростом  $z$ , и тепловая линза существует только в начале трассы, т. е. в той области, где ее приосевая часть положительна. Соответствующая зависимость интенсивности на оси от  $z$  приведена на рис. 3 штрих-пунктиром.

Как показывают численные исследования, полученные закономерности имеют место для кольцевых пучков с другим начальным профилем. Очевидно, что интенсивность на оси не является единственным критерием, по которому может быть оценена эффективность коррекции тепловой самодефокусировки при наличии aberrаций. Можно вве-

сти интегральные оценки, такие, как смещение энергетического центра

$$x_c(z) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} xI(x, y, z) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy}$$

а также эффективная ширина, вычисленная через второй центральный момент. Поскольку тепловая линза является фокусирующей лишь в ограниченной области поперечного сечения пучка, энергетический центр его будет смещаться, а эффективная ширина — увеличиваться. Численный эксперимент показал, что у кольцевых пучков  $x_c(z)$  меньше, чем у гауссовых. Это уменьшение обусловлено тем, что максимальная начальная интенсивность кольцевого пучка в  $e$  раз меньше, чем у гауссова.

Изменение интегральных характеристик в нелинейной среде не может быть скомпенсировано с помощью амплитудной коррекции в силу пространственной ограниченности положительной тепловой линзы. Поэтому амплитудную компенсацию можно назвать коррекцией по локальной характеристике пучка, а именно по интенсивности на оси.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Выслоух В. А., Кандидов В. П. Теория дифракции и распространения волн. VII Всесоюзный симпозиум. Ростов-на-Дону, с. 274, М., 1977.
2. Егоров К. Д., Кандидов В. П. Теория дифракции и распространения волн. VII Всесоюзный симпозиум. Ростов-на-Дону, с. 270, М., 1977.
3. Алешкевич В. А., Сухоруков А. П. Об отклонении мощных световых пучков под действием ветра в поглощающих средах.— Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, 112.
4. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие кольцевых лазерных пучков в движущейся среде.— Квантовая электроника, 1977, 4, № 11, 2330.
5. Pearson J. E., Yeh C. Propagation of laser beams having an on-axis null in the presence of thermal blooming.— J. Opt. Soc. Am. 1976, 66, N 12, 1384.

Поступила в редакцию  
20.03.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 535:534.222

**В. А. ВЫСЛОУХ, С. С. ЧЕСНОКОВ**

### **ДВЕ ЗАДАЧИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ**

Нелинейное самовоздействие светового излучения связано с изменением показателя преломления среды в поле волны. В настоящее время хорошо изучен сравнительно простой случай квазистационарного самовоздействия, возникающий в режиме длинного импульса [1]. Когда в среде распространяются короткие импульсы, картина явления существенно усложняется. В зависимости от длительности импульса преобладающую роль играют различные физические процессы, обзор которых можно найти, например, в [2]. Некоторые режимы нестационарного самовоздействия исследованы численно в [3]. В настоящей