$(kl\sigma)^2 \ll 1$. В этом случае аппроксимация (7) эквивалентна использованию приближения Бурре при решении уравнения Дайсона для среднего поля в безграничной среде [10]. Отметим также, что предлагаемый подход к решению краевой стохастической задачи позволяет рассмотреть и другие предельные случаи, в частности случай мелкомасштабных сильнофлуктуирующих сред, когда выполняется обратное соотношение $(kl\sigma)^2 \gg 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. [2] Kohler W., Papanicolaou G. C. J. Math. Phys., 1974, 15, p. 2186. [3] Рыжов Ю. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1973, 16, с. 1240. [4] Саичев А. И. Изв. вузов. Радиофизика, 1980, 23, с. 1163. [5] Приходько Л. И., Стародумов А. Н. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1983, 24, № 4, с. 45. [6] Кляцкин В. И., Татарский В. И. ЖЭТФ, 1970, 78, с. 624. [7] Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. ЖЭТФ, 1977, 73, с. 481. [8] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. [9] Блохинцев Д. И., Барбашов Б. М. УФН, 1972, с. 493. [10] Keller J. B. et al. Radio Sci., 1969, 4, p. 1067.

Поступила в редакцию
11.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.3

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛА НЕСТАЦИОНАРНОЙ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Введение. Возможность применения метода нестационарной активной спектроскопии (см., например, [1, 2]) для исследования тех или иных процессов релаксации в газах, жидкостях и твердых телах определяется соотношением между временем релаксации $\tau_р$ и длительностью лазерных импульсов $\tau_и$, используемых для возбуждения и зондирования среды. В идеальной схеме нестационарной спектроскопии должно выполняться условие $\tau_и \ll \tau_р$; в этом случае импульсный отклик несет в себе наиболее полную информацию об исследуемых релаксационных процессах. Если же, напротив, $\tau_и \gg \tau_р$, то форма и длительность регистрируемого сигнала практически не зависят от свойств среды, а целиком определяются параметрами лазерных импульсов [1, 2].

Положение становится более сложным, если используемые световые импульсы являются некогерентными, т. е. случайно модулированными. В отличие от когерентных (или спектрально ограниченных) импульсов некогерентные импульсы характеризуются уже не одним, а двумя временными параметрами: длительностью $\tau_и$ и временем корреляции шумовой субструктуры $\tau_к$. Характер взаимодействия таких импульсов со средой зависит от соотношения трех параметров: $\tau_р$, $\tau_и$, $\tau_к$, и количество возможных режимов взаимодействия значительно возрастает.

В настоящей работе исследовано влияние некогерентности лазерных импульсов на энергию, форму и длительность импульсного отклика, наблюдаемого в нестационарной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (нестационарной АСКР [1]). Проведен анализ всех возможных режимов, определяемых различными соотношениями времен $\tau_р$, $\tau_и$, $\tau_к$. Расчеты выполнены на основе модели некогерентных импульсов, развитой в [3—5].

Основные уравнения. В АСКР изучается рассеяние пробной световой волны на комбинационно-активных молекулярных колебаниях, возбуждаемых двухчастотным лазерным излучением (бигармонической накачкой). Полное электрическое поле световых волн представим в виде

$$E = \mathrm{Re}\,[A_1 e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + A_2 e^{i(\omega_2 t - k_2 z)} + A_п e^{i(\omega_п t - k_п z)} + A_а e^{i(\omega_а t - k_а z)}],$$

где A_1, A_2 — амплитуды возбуждающих волн, $A_п$ и $A_а$ — амплитуды пробной волны и антистоксовой компоненты рассеяния. Процессы лазерного возбуждения и зондирования, а также процессы дефазировки колебаний в среде будем описывать с помощью следующей системы уравнений [6—8]:

$$\begin{cases} \partial Q_j/\partial\theta + [\alpha + i\nu_j(\theta)]\,Q_j = \gamma_q A_в(\theta), \quad A_в = A_1 A_2^*, \\ Q = \dfrac{1}{N}\sum\limits_{j=1}^{N} Q_j, \quad \partial A_а/\partial z = \gamma_а A_п Q \exp(i\Delta z), \end{cases} \tag{1}$$

где Q_j — амплитуда колебаний элементарного осциллятора (амплитуда недиагонального элемента матрицы плотности двухуровневой системы), $\alpha = T_с^{-1}$, $T_с$ — время однородной релаксации (например, время столкновительной или внутримолекулярной дефазировки в газах), $\nu_j(\theta)$ — флуктуации частот осцилляторов, вызванные механизмами, приводящими к неоднородному уширению спектральной линии (доплеровское, колебательно-вращательное, изотопическое расщепление в молекулярных газах), N — число частиц в единице объема, $\gamma_а$, γ_q — коэффициенты нелинейного взаимодействия, связанные с сечением спонтанного рассеяния, $\Delta = (k_а - k_п) - (k_1 - k_2)$ — волновая расстройка, $\theta = t - z/u$, t — время, z — координата, u — групповая скорость.

Расчет нелинейной поляризации. Записывая решение уравнения (1) для Q_j в виде интеграла Дюамеля и усредняя его по ансамблю частиц, получим

$$Q(\theta) = \gamma_q \int\limits_0^\infty A_в(\theta - \theta_1)\, h(\theta_1)\, d\theta_1, \tag{2}$$

где функция Грина $h(\theta_1) = \exp(-\alpha\theta_1)\langle \exp[-i\varphi_j(\theta, \theta_1)]\rangle$ зависит только от свойств среды и не зависит от параметров лазерных импульсов,

$$\varphi_j(\theta, \theta_1) = \int\limits_0^{\theta_1} \nu_j(\theta - t)\, dt \tag{3}$$

— фазовые набеги, вызванные разбросом осцилляторов по частотам. Как видно из (2) и (3), $h(0) = 1$.

Обычно в экспериментах по АСКР создают условия, при которых изменением амплитуд $A_в$ и $A_п$ в процессе взаимодействия можно пренебречь. В этих условиях из уравнения (1) для $A_а$ находим: $A_а =$

$=\gamma_a z A_п Q \exp(i\Delta z/2)\,\mathrm{sinc}(\Delta z/2)$, где z — длина области взаимодействия. В отсутствие волновой расстройки

$$A_a=\gamma_a z A_п Q. \tag{4}$$

В дальнейшем, имея в виду исследование газообразных сред, мы будем пользоваться формулой (4). Учет волновой расстройки можно произвести путем замены во всех последующих формулах z на $z\exp(i\Delta z/2)\,\mathrm{sinc}(\Delta z/2)$.

Модель лазерных импульсов. Для того чтобы учесть возможную некогерентность лазерных импульсов, воспользуемся моделью, развитой в работах [3—5]. Представим комплексную амплитуду световой волны в виде (индексы 1, 2, п для простоты опускаем)

$$A(\theta)=A_0F(\theta)\xi(\theta), \tag{5}$$

где A_0 — постоянная; $F(\theta)$ — регулярная функция, описывающая усредненную форму импульса; $\xi(\theta)$ — стационарный случайный процесс с характеристиками

$$\langle\xi\rangle=0,\quad \langle\xi(\theta)\xi^*(\theta+\tau)\rangle=R(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega)e^{i\omega\tau}d\omega,$$
$$\tau_\xi=\int_{-\infty}^{\infty}R(\tau)d\tau/R(0),\quad \Delta\omega_\xi=\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega)d\omega/G(0)=2\pi/\tau_\xi. \tag{6}$$

Здесь $R(\tau)$ — коэффициент корреляции, $G(\omega)$ — спектр, τ_ξ — время корреляции, $\Delta\omega_\xi$ — ширина спектра. Без ограничения общности можно полагать $R(0)=1$, $F(0)=F(\theta)_{\max}=1$.

Введем следующие характеристики импульса:
интенсивность (форму импульса)

$$I(\theta)=\beta\langle|A(\theta)|^2\rangle,\quad \beta=cn/(8\pi), \tag{7}$$

энергию (точнее, поток энергии)

$$W=\int_{-\infty}^{\infty}I(\theta)d\theta, \tag{8}$$

длительность

$$\tau_и=\int_{-\infty}^{\infty}I(\theta)d\theta/I(0), \tag{9}$$

спектр

$$g(\omega)=2\pi\beta\langle|A(\omega)|^2\rangle,\quad A(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}A(\theta)e^{-i\omega\theta}d\theta, \tag{10}$$

ширину спектра

$$\Delta\omega=\int_{-\infty}^{\infty}g(\omega)d\omega/g(0), \tag{11}$$

корреляционную функцию

$$B(\theta,\tau)=\beta\langle A(\theta)A^*(\theta+\tau)\rangle, \tag{12}$$

свертку

$$\psi(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}B(\theta,\tau)d\theta. \tag{13}$$

Исходя из (7)—(13), нетрудно показать, что в общем случае имеют место следующие соотношения:

$$I(\theta)=B_0^2|F(\theta)|^2, \quad B_0^2=|A_0|^2\beta,$$

$$W=\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)\,d\omega=B_0^2\int_{-\infty}^{\infty}|F(\theta)|^2\,d\theta=B_0^2\int_{-\infty}^{\infty} g_F(\omega)\,d\omega,$$

$$\tau_и=\int_{-\infty}^{\infty}|F(\theta)|^2\,d\theta=\psi_F(0)=W/B_0^2,$$

$$g(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\psi(\tau)\,e^{i\omega\tau}\,d\tau=B_0^2\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega_1)\,g_F(\omega+\omega_1)\,d\omega_1, \tag{14}$$

$$\psi(\tau)=B_0^2R(\tau)\,\psi_F(\tau),$$

$$\Delta\omega=\tau_и\Big/\int_{-\infty}^{\infty}G(\omega)\,g_F(\omega)\,d\omega=2\pi\tau_н\Big/\int_{-\infty}^{\infty}R(\tau)\,\psi_F(\tau)\,d\tau, \tag{15}$$

где

$$g_F(\omega)=2\pi|F_\omega|^2, \quad F_\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F(\theta)\,e^{-i\omega\theta}\,d\theta,$$

$$\psi_F(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}F(\theta)\,F^*(\theta+\tau)\,d\theta=\int_{-\infty}^{\infty}g_F(\omega)\exp(-i\omega\tau)\,d\omega.$$

Количественной мерой некогерентности импульса может служить параметр некогерентности, определяемый как отношение длительности импульса $\tau_и$ к времени корреляции τ_ξ шума $\xi(\theta)$ [4]: $\gamma=\tau_и/\tau_\xi$. Если $\gamma\ll1$, то импульс можно считать когерентным и формулы (14) и (15) принимают вид $g(\omega)=B_0^2g_F(\omega)$, $\Delta\omega=2\pi\tau_н\Big/\int_{-\infty}^{\infty}\psi_F(\tau)\,d\tau$. Отсюда следует, что $\tau_и\cdot\Delta\omega=2\pi\alpha_F$, где

$$\alpha_F=\psi_F^2(0)\Big/\int_{-\infty}^{\infty}\psi_F(\tau)\,d\tau\approx1 \tag{16}$$

— параметр порядка единицы, зависящий от формы импульса. Например, для импульса гауссовой формы $\alpha_F=1/2$. Таким образом, длительность когерентного импульса связана с шириной его частотного спектра соотношением $\tau_и\cdot\Delta\omega\approx2\pi$, поэтому когерентные импульсы называют иногда «спектрально ограниченными». Для сильно некогерентного импульса $\gamma\gg1$. В этом случае из (14) и (15) следует $g(\omega)=B_0^2\tau_иG(\omega)$, $\Delta\omega=2\pi/\tau_\xi$ или

$$\tau_и\Delta\omega=2\pi\gamma\gg2\pi. \tag{17}$$

Приведенные формулы позволяют оценивать когерентность лазерных импульсов, если известны их длительность и ширина частотного спектра. Например, в условиях эксперимента по нестационарной АСКР водорода [8] длительность импульса параметрического генератора света (ПГС) составляла $\tau_и=40$ пс при ширине частотного спектра

$\Delta\nu = \Delta\omega/(2\pi c) = 100$ см$^{-1}$. Согласно (17), в этих условиях $\gamma \approx 10^2 \gg 1$, т. е. импульс ПГС был сильно некогерентным.

Расчет сигнала нестационарной спектроскопии. Обозначим время задержки пробного импульса относительно возбуждающего через $\tau_з$. Тогда формулу (4) можно переписать в виде $A_а(\theta) = \gamma_а z A_п(\theta) Q(\theta + \tau_з)$. Сигнал нестационарной АСКР, каковым является средняя энергия антистоксова импульса $W_а(\tau_з)$, характеризуется двумя основными параметрами: формой $f(\tau_з) = W_а(\tau_з)/W_а(0)$ и энергией $W_а(0)$. Используя формулы (1), (2), (4)—(8) и предполагая, что случайные процессы $\xi_1(\theta)$, $\xi_2(\theta)$ и $\xi_п(\theta)$ статистически независимы, нетрудно получить для $W_а(\tau_з)$, $f(\tau_з)$ и $W_а(0)$ следующие выражения:

$$W_а(\tau_з) = \varkappa \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) q(\theta + \tau_з)|^2 d\theta, \tag{18}$$

$$f(\tau_з) = \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) q(\theta + \tau_з)|^2 d\theta \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) q(\theta)|^2 d\theta, \tag{19}$$

$$W_а(0) = \varkappa \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) q(\theta)|^2 d\theta, \tag{20}$$

где

$$\varkappa = |\gamma_а \gamma_q z A_{по} A_{во}|^2 \beta_а, \tag{21}$$

$$|q(\theta)|^2 = \langle |Q(\theta)|^2 \rangle / |\gamma_q A_{во}|^2 =$$

$$= \int_0^{\infty} F_в(\theta - \theta_1) h(\theta_1) d\theta_1 \int_0^{\infty} F_в^*(\theta - \theta_2) h^*(\theta_2) R_в(\theta_1 - \theta_2) d\theta_2 \tag{22}$$

и использованы обозначения

$$\begin{cases} A_в(\theta) = A_1(\theta) A_2^*(\theta) = A_{во} F_в(\theta) \xi_з(\theta), \\ A_{во} = A_{10} A_{20}^*, \quad F_в(\theta) = F_1(\theta) F_2^*(\theta), \\ \xi_в(\theta) = \xi_1(\theta) \xi_2^*(\theta), \quad R_в(\theta) = R_1(\theta) R_2(\theta). \end{cases}$$

Формула (18) показывает, что случайная модуляция пробного (зондирующего) импульса не влияет на сигнал нестационарной АСКР $W_а(\tau_з)$. Влияние на сигнал может оказывать только некогерентность возбуждающего импульса. Задаваясь теми или иными моделями $F_в(\theta)$, $F_п(\theta)$, $h(\theta)$, $R_в(\theta)$, по формулам (18)—(22) можно рассчитать энергию, форму и длительность импульсного отклика при любом соотношении длительностей возбуждающего $\tau_в$ и зондирующего $\tau_п$ импульсов, времени корреляции возбуждающего импульса τ_ξ и времени релаксации среды $\tau_р$. Рассмотрим наиболее важные предельные случаи.

Когерентный возбуждающий импульс. Если время корреляции процесса $\xi_в(\theta)$ значительно превышает длительность возбуждающего импульса $\tau_в$, т. е.

$$\tau_в = \int_{-\infty}^{\infty} |F_в(\theta)|^2 d\theta \ll \tau_\xi = \int_{-\infty}^{\infty} R_в(\theta) d\theta,$$

то в формуле (22) можно положить $R_в(\tau) = 1$, и мы получаем

$$|q(\theta)|^2 = \left| \int_0^{\infty} F_в(\theta - \theta_1) h(\theta_1) d\theta_1 \right|^2. \tag{23}$$

Эта формула справедлива при любом соотношении между длительностью возбуждающего импульса $\tau_в$ и временем релаксации среды

$$\tau_р = \left| \int_0^\infty h(\theta)\, d\theta \right|.$$

В частности, в случае короткого возбуждающего импульса ($\tau_в \ll \tau_р$) получим

$$|q(\theta)|^2 = \left| h(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} F_в(\theta)\, d\theta \right|^2 = |\tau_в h(\theta)|^2/\alpha_F,$$

где α_F — параметр порядка единицы, определяемый формулой (16). Если при этом и пробный импульс является коротким:

$$\tau_п = \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta)|^2\, d\theta \ll \tau_р,$$

то

$$f(\tau_з) = |h(\tau_з)|^2, \tag{24}$$

$$W_а(0) = \varkappa \tau_в^2 \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta)|^2\, d\theta/\alpha_F = \varkappa \tau_в^2 \tau_п/\alpha_F. \tag{25}$$

Таким образом, при использовании коротких когерентных импульсов форма и длительность импульсного отклика определяются только свойствами среды и не зависят от параметров лазерных импульсов. Энергия отклика определяется формулой (25).

В противоположном предельном случае $\tau_в \gg \tau_р$ из формул (23) и (19), (20) следует

$$|q(\theta)|^2 = \left| F_в(\theta) \int_0^\infty h(\theta)\, d\theta \right|^2 = |\tau_р F_в(\theta)|^2,$$

$$f(\tau_з) = \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) F_в(\theta + \tau_з)|^2\, d\theta \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) F_в(\theta)|^2\, d\theta, \tag{26}$$

$$W_а(0) = \varkappa \tau_р^2 \int_{-\infty}^{\infty} |F_п(\theta) F_в(\theta)|^2\, d\theta,$$

т. е. форма отклика не зависит от свойств среды, а определяется сверткой (корреляционной функцией) интенсивностей возбуждающего и пробного лазерных импульсов.

Сильно некогерентный возбуждающий импульс. Для исследования процесса возбуждения среды сильно некогерентным лазерным импульсом предположим сначала, что $\tau_\xi \ll \tau_в$, $\tau_р$. В этом случае в формуле (22) можно положить

$$R_в(\tau) = \tau_\xi \delta(\tau). \tag{27}$$

Тогда получим

$$|q(\theta)|^2 = \tau_\xi \int_0^\infty |F_в(\theta - \theta_1) h(\theta_1)|^2\, d\theta_1. \tag{28}$$

Эта формула справедлива при любом соотношении между $\tau_в$ и $\tau_р$. В частности, если $\tau_в \ll \tau_р$, то

$$|q(\theta)|^2=\tau_в\tau_\xi|h(\theta)|^2. \quad (29)$$

Если, кроме того, $\tau_п \ll \tau_р$, то, как видно из (19), (20) и (29),

$$f(\tau_з)=|h(\tau_з)|^2,\ W_а(0)=\varkappa\tau_п\tau_в\tau_\xi. \quad (30)$$

Сравнивая формулы (24), (25) и (30), можно сделать следующий вывод: при использовании световых импульсов, коротких по сравнению с временами релаксации среды, форма и длительность импульсного отклика, наблюдаемого в нестационарной АСКР, не зависят от когерентности импульсов, а определяются только функцией Грина среды $h(\tau)$. Энергия же импульсного отклика зависит от когерентности возбуждения, причем проигрыш в энергии, возникающий за счет некогерентности, примерно равен параметру некогерентности:

$$W_а^{ког}(0)/W_а^{неког}(0)=\tau_в/(\tau_\xi\alpha_F)=\gamma/\alpha_F\approx\gamma\gg 1.$$

При возбуждении среды длинными ($\tau_в \gg \tau_р$) сильно некогерентными импульсами следует различать два случая:

$$\tau_\xi \ll \tau_р \ll \tau_в \quad (31)$$

и

$$\tau_р \ll \tau_\xi \ll \tau_в. \quad (32)$$

При условиях (31) из формулы (28) следует

$$|q(\theta)|^2=\alpha_h\tau_\xi\tau_р|F_в(\theta)|^2, \quad (33)$$

где

$$\alpha_h=\int_0^\infty|h(\theta)|^2\,d\theta/\tau_р\approx 1$$

— параметр порядка единицы. Если же имеет место (32), то формулы (27) и (28) теряют силу. В этом случае из (22) находим

$$|q(\theta)|^2=|\tau_р F_в(\theta)|^2. \quad (34)$$

Согласно (19), (20), (33), (34), как в случае (31), так и в случае (32) форма импульсного отклика одна и та же и описывается формулой (26). Энергии же отклика отличаются, причем

$$W_а(0)=\alpha_h\varkappa\tau_\xi\tau_р\int_{-\infty}^{\infty}|F_п(\theta)F_в(\theta)|^2\,d\theta$$

при условиях (31) и

$$W_а(0)=\varkappa\tau_р^2\int_{-\infty}^{\infty}|F_п(\theta)F_в(\theta)|^2\,d\theta$$

в случае (32).

В заключение отметим, что данная модель позволяет рассчитывать не только энергетические, но и другие характеристики импульсного сигнала нестационарной спектроскопии: длительность, спектр, корреляционную функцию и свертку.

Автор благодарен С. А. Ахманову, Ю. Е. Дьякову, Н. И. Коротееву, С. А. Магницкому, А. П. Тарасевичу и В. Г. Тункину за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981, с. 215—302. [2] Laubereau A., Kai-

ser W. Rev. Mod. Phys., 1978, 50, N 3, p. 607. [3] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981, с. 174—187. [4] Дьяков Ю. Е. В кн.: Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 110—136. [5] Ho F. et al. Chem. Phys. Lett., 1983, 97, N 2, p. 141. [6] Дьяков Ю. Е. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, № 1, с. 14. [7] Никитин С. Ю. Канд. дис. МГУ (физ. фак.), 1983. [8] Дьяков Ю. Е. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, с. 2013.

Поступила в редакцию
02.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 535.416.3

О НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЯХ ТРУБЧАТЫХ ПУЧКОВ В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

А. П. Сухоруков, В. В. Тимофеев, В. А. Трофимов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

В настоящее время в работах, относящихся к проблеме компенсации нелинейных искажений оптического излучения (см., например, [1—3]), как правило, анализируется эффективность оптимизации волнового фронта. Однако адаптивная система, формирующая требуемое распределение волнового фронта, имеет ограничения, обусловленные ее конструкцией. Это приводит к уменьшению концентрации мощности светового пучка на мишени [4]. Следовательно, необходимо обратиться к оптимизации других параметров пучка, в частности его амплитудного профиля. С этой точки зрения перспективными оказываются трубчатые пучки. Так, в [5] показано, что трубчатые пучки, распространяясь в кубичной среде, претерпевают значительно меньшие нелинейные искажения.

В настоящем сообщении анализируются нелинейные аберрации щелевого пучка с провалом на оси, прошедшего тонкий слой движущейся среды с тепловым механизмом нелинейности. Проведено сравнение возможностей компенсации искажений гауссова ($f_{\text{г}}^2 = e^{-2x^2}$) и трубчатого $\left(f_{\text{тр}}^2 = \frac{16}{3} x^4 e^{-2x^2}\right)$ пучков одинаковой мощности. Показано, что такой пучок претерпевает меньшие нелинейные искажения и является перспективным для задач транспортировки световой энергии, если адаптивная система способна отрабатывать только низшие аберрационные моды.

В работе [6] получены выражения для положения центра тяжести пучка и его размеров в сечении $\bar{z}$ за слоем нелинейной среды в трехмерном случае. Для двумерного (щелевого) пучка положение его центра и размер определяются соотношениями

$$X(\bar{z}) = \frac{\bar{z}}{2Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 S_x' dx,$$

$$a^2(\bar{z}) = a_0^2 + \frac{\bar{z}^2}{4Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} (f_x')^2 dx + \frac{\bar{z}}{2Q^2} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 \left[2xS_x' + \frac{\bar{z}}{2}(S_x')^2\right] dx - X^2(\bar{z}), \quad (1)$$

где $\bar{z} = 2z/(ka^2)$, f — амплитудный профиль пучка с нормой Q, S — распределение волнового фронта на выходе нелинейного слоя, x — по-