

**В.В. Воробьев, В.М. Осипов, Ю.А. Резунков**

## **Оценки влияния средней атмосферы на прохождение мощного лазерного пучка. I. Модель атмосферы, влияние нелинейных эффектов на прохождение гауссовых и супергауссовых лазерных пучков**

*НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем  
(ФГУП НИИКИ ОЭП), г. Сосновый Бор Ленинградской обл.*

Поступила в редакцию 26.11.2002 г.

На основе аналитического обзора современных моделей аэрозольной и газовой составляющей атмосферы обоснована модель для расчета прохождения лазерного излучения на высотах выше 10 км, определены коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния лазерного излучения для вертикальных и наклонных атмосферных трасс. Сформулированы условия на параметры гауссовых и супергауссовых пучков, при которых можно пренебречь искажениями, обусловленными нелинейными эффектами взаимодействия лазерного импульса с верхней атмосферой.

### **Введение**

В настоящее время существует ряд проектов, направленных на использование лазерной реактивной тяги как для запуска космических аппаратов на околоземную орбиту [1], так и для перевода космических аппаратов с низких околоземных орбит на геостационарную орбиту [2] с использованием мощных импульсно-периодических лазеров. Концепция использования мощных лазеров для этих целей в англоязычной литературе получила название LOTV (Laser Orbital Transfer Vehicle) [2]. Масса космического аппарата вместе с массой запасаемого топлива для лазерного реактивного двигателя может достигать нескольких тонн (до 10 т). Теоретические оценки [3] показывают, что необходимую реактивную тягу на уровне 100–200 Н для таких орбитальных полетов могут обеспечить импульсно-периодические лазеры с мощностью излучения порядка 500 кВт. Создаваемая тяга при этом значительно меньше силы притяжения массивного аппарата Землей, а режим перевода аппарата соответствует режиму малой тяги. В режиме малой реактивной тяги космический аппарат будет переводиться с орбиты на орбиту по спиральной траектории.

Предполагается также, что лазер лучше располагать выше плотных слоев атмосферы (на горе либо на самолете), чтобы уменьшить влияние атмосферы на эффективность доставки энергии к космическому аппарату. Поэтому в течение сеанса активной связи самолета с космическим аппаратом можно с достаточной точностью считать его орбиту окружностью. В этом случае длина трассы распространения лазерного пучка

в атмосфере может задаваться такими параметрами, как радиусы орбит полета самолета и спутника и зенитный угол направления распространения лазерного пучка.

В статьях [1–3] рассматривается последовательно влияние нелинейных эффектов и турбулентности на прохождение лазерного излучения в атмосфере. Эффективность доставки энергии лазерного пучка определяется также величиной апертуры приемной и передающей телескопических систем, установленных, соответственно, на самолете и на космическом аппарате. Использование лазера воздушного базирования накладывает ограничения на апертуру передающего телескопа. Наиболее вероятно, что диаметр зеркала передающего телескопа будет равен 1,0–1,5 м. В то же время в рамках концепции LOTV диаметр приемного коллектора лазерного излучения в силу других причин ограничен. В [2] предполагаемая апертура приемного зеркала коллектора выбрана равной 4,5 м. В этом случае на орбитах выше 1 000 км диаметр приемного зеркала аппарата LOTV будет меньше дифракционного размера лазерного пучка. Поэтому учет влияния атмосферы на прохождение лазерного пучка в данном случае становится особенно важным, так как уменьшение доли мощности лазерного пучка, перехватываемого аппаратом на высоких орбитах, может привести к существенному уменьшению величины создаваемой тяги и, следовательно, к значительному затягиванию времени перевода аппарата на геостационарную орбиту.

Предполагается также, что наиболее перспективными типами лазеров для реализации этой концепции являются Nd:YLF-лазеры с диодной накачкой, а так-

же лазеры на неодиме, активированном ионами итербия. Такие лазеры работают на длинах волн 1,053 и 1,029 мкм (вторая гармоника – 0,5265 и 0,5145 мкм соответственно). Поскольку экспериментальных данных о прохождении лазерных пучков с перечисленными параметрами для интересующих нас трасс в литературе не имеется, в данной статье на основе обобщенной модели аэрозольной и газовой составляющих атмосферы выше 10 км проведены аналитические и численные оценки поглощения и излучения атмосферой, а также влияние таких нелинейных атмосферных эффектов, как термоблуминг, электрострикция и эффект Керра, на прохождение лазерного пучка применительно к концепции LOTV.

## 1. Ослабление лазерного излучения молекулярной и аэрозольной составляющей атмосферы

Лазерное излучение на указанных длинах волн сравнительно мало ослабляется атмосферой. Однако при прохождении мощного излучения существенное влияние на характеристики лазерного пучка могут оказать такие нелинейные эффекты, как тепловая дефокусировка пучка и оптический пробой атмосферных газов. Пороговые значения и степень воздействия этих эффектов определяются оптическими, термодинамическими и микрофизическими характеристиками аэрозольной и газовой составляющих атмосферы. Поэтому выбор моделей атмосферы для высот более 10 км, содержащих требуемую информацию об оптических характеристиках как аэрозольной, так и газовой компонент атмосферы, для оценки этих эффектов имеет существенное значение.

К настоящему времени и в России, и за рубежом разработано значительное число различных моделей аэрозольной атмосферы [4]. Исходя из специфики задачи, основным критерием для выбора такой модели являлась степень статистической обеспеченности определения ее характеристик в атмосферном слое выше 10 км. Наиболее широкомасштабные исследования характеристик стратосферного аэрозоля за последние десятилетия были осуществлены с аппаратурой SAM-2, SAGE-I, SAGE-II [5]. Эти эксперименты позволяют получать вертикальные профили коэффициента аэрозольного ослабления для четырех длин волн (0,385; 0,453; 0,525 и 1,02 мкм) в полосе широт  $\pm 80^\circ$  для верхней тропосферы и стратосферы. Полученная информация использовалась для создания и систематической корректировки модели аэрозольной атмосферы, вошедшей составной частью вначале в методику расчета пропускания атмосферы с низким спектральным разрешением (методика Lowtran [6]), а затем и в большинство других инженерных и компьютерных методов расчета атмосферного пропускания (Fascod, Modtran и др.). На основе сопоставления различных аэрозольных моделей с последними экспериментальными измерениями (см., в частности, результаты работы [7]) можно сделать вывод, что из

существующих моделей оптических характеристик аэрозолей в средней атмосфере модель Lowtran [6] лучше других соответствует современным экспериментальным данным.

В научных и прикладных задачах в настоящее время используют несколько моделей состава и параметров газовой атмосферы. Они представляют собой тем или иным способом осредненные экспериментальные данные о высотном распределении температуры, давления, плотности воздуха, а также о высотном распределении концентрации отдельных молекулярных компонент. В России используются, как правило, три модели: модель ГОИ, модель ИОА СО РАН [8], модель AFGL [9]. Модель AFGL получила наибольшее распространение в мировой научной литературе и является базовой при решении задач переноса радиации в атмосфере. Как и модель аэрозолей в методике Lowtran, эта модель периодически корректируется с учетом последних экспериментальных данных. В силу этих обстоятельств именно модель AFGL используется в данной работе. Численные значения высотных профилей заданы в соответствии с последней версией этой модели, опубликованной в работе [10].

С использованием указанных выше моделей аэрозольной и газовой атмосферы были определены коэффициенты ослабления и поглощения атмосферы, необходимые для оценки линейных и нелинейных процессов при прохождении лазерного излучения на интересующих нас атмосферных трассах.

Напомним, что выражение для монохроматического поглощения вертикальной трассы, уходящей с высоты  $Z_0$  на верхнюю границу атмосферы  $Z_{\text{атм}}$ , можно записать в виде

$$A_{Z_0}(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \{[1 - \exp(-D_{Z_0}(\lambda'))]\} d\lambda', \quad (1)$$

где  $D_{Z_0}(\lambda)$  – оптическая толщина атмосферной трассы

$$(D_{Z_0} = \int_{Z_0}^{Z_{\text{атм}}} K(\lambda, z) dz), \text{ а коэффициент ослабления } K$$

в линейном приближении складывается из коэффициентов поглощения  $K_a$  и рассеяния  $K_p$ , которые, в свою очередь, определяются суммой этих компонентов для газового  $K^M$  и аэрозольного  $K^a$  компонентов атмосферы, т.е.

$$K = K_a + K_p = K_a^M + K_a^a + K_p^M + K_p^a. \quad (2)$$

Для расчета величины аэрозольного поглощения  $K_a^a$  и рассеяния  $K_p^a$  в данной работе, как указано выше, использовалась модель Lowtran. Вычисление коэффициента молекулярного рассеяния  $K_p^M$  проблемы не представляет. Основная трудность состоит в определении величины молекулярного поглощения. Сложная структура спектров молекулярного поглощения в диапазоне 0,5–1,2 мкм, обусловленная наличием как диффузных, так и структурированных полос поглощения, приводит к необходимости использовать комбинированную методику расчета, сочетающую

приближенные выражения для расчета континуального поглощения с точной методикой line-by-line для расчета пропускания в структурированных полосах поглощения [11]. Для проведения таких расчетов необходимо использовать, по сути дела, три базы данных:

- по составу и параметрам газового и аэрозольного компонентов атмосферы для различных сезонов года и географических регионов (модели атмосферы, рассмотренные выше);

- по параметрам спектральных линий отдельных газовых компонентов, имеющих разрешенную вращательную структуру;

- по сечениям поглощения газовых компонентов с неразрешенной вращательной структурой.

Банк спектроскопических параметров спектральных линий атмосферных газов был сформирован на основе последних версий известного банка данных HITRAN [12].

Банк данных по сечениям поглощения газовых компонентов с неразрешенной вращательной структурой необходим в данной работе для расчетов поглощения в области 0,5 мкм, т.е. на частотах второй гармоники. Для решения этой задачи мы использовали созданную в [11] первую версию банка данных о сечениях поглощения основных и загрязняющих компонентов атмосферы, а также продуктов сгорания двигателей ракет и самолетов (банк UVACS).

Расчеты коэффициентов поглощения аэрозольной  $K^a$  и молекулярной  $K^m$  составляющих атмосферы, а также суммарного коэффициента поглощения  $K_a$  были выполнены с использованием алгоритма, подробно изложенного в [13]. На рис. 1 представлены результаты расчетов суммарного коэффициента поглощения лазерного излучения с  $\lambda_1 = 0,5265$  и  $\lambda_2 = 1,053$  мкм (вторая гармоника и основная частота Nd:YLF-лазера) в зависимости от высоты.

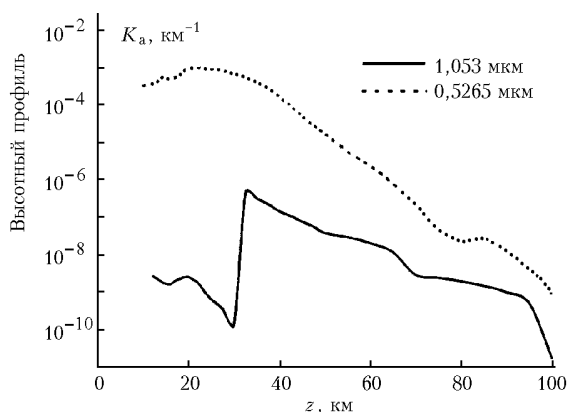


Рис. 1. Высотный профиль суммарного коэффициента поглощения для двух длин волн (весна-лето)

Вблизи 1 мкм коэффициент молекулярного поглощения, определяемый в этой спектральной области крыльями редких линий поглощения водяного пара, весьма мал, и суммарный коэффициент молекулярного ослабления обычно примерно равен коэффициенту

молекулярного (рэлеевского) рассеяния. Действительно, линия генерации 1,053 мкм попадает между линиями поглощения, однако небольшой сдвиг частоты генерации может изменить величину молекулярного поглощения на порядки. Тем не менее даже в этом случае молекулярное поглощение вертикальной трассы будет составлять не более тысячных долей процента.

Иная ситуация складывается в области гармоник этой частоты, на длине волны  $\lambda_1 = 0,5265$  мкм. Здесь молекулярное поглощение определяется атмосферным озоном, спектр которого в этой спектральной области имеет сглаженную структуру, а максимум объемной концентрации находится на высоте 35 км. Вследствие значительной величины коэффициента молекулярного поглощения суммарный коэффициент поглощения на длине волны 0,5265 мкм существенно больше, чем на  $\lambda = 1,053$  мкм.

Как показывают оценки, для лазера на неодиме, активированном ионами иттербия, высотная зависимость суммарного коэффициента поглощения для основной частоты и гармоники имеет примерно такой же характер, несколько уступая по абсолютной величине.

## 2. Влияние тепловой нелинейности на распространение лазерных пучков

Полученные значения коэффициентов аэрозольного и молекулярного поглощения использовались для оценок изменений параметров лазерного пучка вследствие его теплового самовоздействия в атмосфере. Влиянию тепловой нелинейности на распространение лазерных пучков посвящена обширная литература. Подробная библиография приведена, например, в монографиях [14–20]. Особенностью рассматриваемой задачи является то, что лазерный пучок может двигаться относительно атмосферы со скоростью, сравнимой со скоростью звука. Так как влияние тепловой нелинейности оказывается слабым, для оценок параметров лазерного пучка можно воспользоваться приближением фазового экрана.

Нелинейный набег фазы  $\varphi_{\text{non}}(x, y)$  на выходе атмосферы из-за нагрева воздуха лазерным пучком, движущимся параллельно оси  $x$  со скоростью  $V$  относительно неподвижного воздуха, можно рассчитать по формулам:

$$\varphi_{\text{non}}(x, y) = k \frac{\partial n}{\partial \rho} \int_0^{\xi_{\text{атм}}} \Delta \rho(x, y, \xi) d\xi, \quad (3)$$

где  $k$  – волновое число;  $\xi$  – координата, направленная вдоль оси распространения пучка;  $x, y$  – поперечные координаты;  $\xi_{\text{атм}} = (Z_{\text{атм}} - Z_0) / \cos(\theta)$  – длина атмосферного участка трассы;  $Z_{\text{атм}}$  – высота условной верхней границы атмосферы, выше которой влиянием атмосферы можно пренебречь;  $Z_0$  – высота излучателя;  $\theta$  – зенитный угол;  $\Delta \rho$  – возмущение плотности воздуха, которое при скорости  $V$ , меньшей скорости звука  $c_s$ , можно представить в виде двух слагаемых [18]:

$$\Delta p(x, y, \xi) = \rho_1(x, y, \xi) + \rho_2(x, y, \xi),$$

где

$$\rho_1(\xi) = A(\xi) \int_{-\infty}^x \langle I(x', y, \xi) \rangle dx',$$

$$\rho_2(\xi) = B(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} [\tilde{I}(x+x', p, \xi) - \tilde{I}(x-x', p, \xi)] \times \exp\left(ipy - \frac{|p|x'|}{\sqrt{1-M^2}}\right) dx'; \quad (4)$$

$$\tilde{I}(x, p, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(x, y, \xi) \rangle \exp(-ipy) dy;$$

$$A(\xi) = \frac{K_a(\xi)}{VC_p T(\xi)}, \quad B(\xi) = \frac{A(\xi)M^2}{2(1-M^2)}.$$

Здесь  $K_a$  – коэффициент поглощения;  $C_p$  – теплоемкость воздуха при постоянном давлении;  $T$  – невозмущенная температура воздуха;  $M = V/c_3$ .

При воздействии пучка с гауссовым распределением интенсивности

$$I(x, y, \xi) = I_0 \exp[-(x^2 + y^2)/a^2],$$

где  $a$  – радиус пучка по уровню  $e^{-1}$ ,

$$\rho_2(x, y, \xi) = -\frac{aB(\xi)}{\sqrt{\pi}} I_0 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \operatorname{sh}\left(\frac{2x\xi'}{a^2}\right) \cos(py) \times \exp\left(-\frac{x^2 + \xi'^2}{a^2} - \frac{p^2 a^2}{4} \frac{|p|\xi'}{\sqrt{1-M^2}}\right) d\xi' dp. \quad (5)$$

На оси пучка ( $x = 0, y = 0$ ) функция  $\rho_2$  и ее частные производные  $\partial\rho_2/\partial y, \partial^2\rho_2/\partial x^2, \partial^2\rho_2/\partial y^2, \partial^2\rho_2/\partial x\partial y$  равны нулю, поэтому, с точностью до кубических членов по поперечным координатам, функцию  $\rho_2$  можно записать в виде

$$\rho_2(x, y, \xi) = -\frac{1}{2} A(\xi) \frac{I_0(\xi)}{a} g(M) \frac{x}{a},$$

$$g(M) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{M^2}{1-M^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} x \exp\left[-x^2 - \frac{p^2}{4} - \frac{|p|x}{\sqrt{1-M^2}}\right] dx dp. \quad (6)$$

Значения функции  $g(M)$  представлены в табл. 1.

$M$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$g(M)$	0	0,010	0,041	0,097	0,182	0,309	0,500	0,800	1,333	2,588

С той же точностью функция  $\rho_1$  представляется в виде

$$\rho_1(x, y, \xi) = -\frac{1}{2} \frac{K_a(\xi)a}{VC_p T(\xi)} I_0(\xi) \left[ \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{y^2}{a^2}\right) + 2 \frac{x}{a} \right],$$

а суммарное возмущение

$$[\rho_1(x, y, \xi) + \rho_2(x, y, \xi)]_{x,y \rightarrow 0} = -\frac{1}{2\pi} \frac{K_a(\xi)}{VC_p T(\xi)} \frac{P(\xi)}{a} \left[ \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{y^2}{a^2}\right) + [2 + g(M)] \frac{x}{a} \right], \quad (7)$$

где  $P(\xi) = \pi a^2 I_0(\xi)$  – мощность лазерного излучения.

Набег фазы из-за теплового воздействия  $\Phi_{\text{non}}$  в приосевой области пучка ( $x \ll a, y \ll a$ ) представляется в виде

$$\Phi_{\text{non}}(x, y) = k [S_0 - \beta_x x + (y^2/2F_y)], \quad (8)$$

где  $S_0$  – постоянная, а величины, характеризующие наклон волнового фронта  $\beta_x$  и его радиус кривизны  $F_y$  с учетом соотношений (7) и (8), задаются следующими формулами:

$$\beta_x = \frac{1}{VC_p T} \frac{P_0}{\pi a^2} \frac{\partial n}{\partial \rho} \left(1 + \frac{g(M)}{2}\right) \frac{D_{\text{abs}}}{\cos(\theta)}; \quad (9)$$

$$F_y = \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{VC_p T} \frac{P_0}{\pi a^3} \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{D_{\text{abs}}}{\cos(\theta)} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Величина  $D_{\text{abs}}$  в (9) и (10) – это часть оптической толщи вертикальной трассы, определяемая интегралом  $D_{\text{abs}} = \int_{Z_0}^{Z_{\text{атм}}} K_a(z) dz$ , где  $K_a$  – суммарный ко-

эффициент аэрозольного и молекулярного поглощения. В табл. 2 приведены значения величины  $D_{\text{abs}}$  для двух значений высоты расположения лазерного источника (самолета)  $Z_0$  и при  $Z_{\text{атм}} = 100$  км, рассчитанные по методике, изложенной выше.

Таблица 2

Параметр трассы	Зима	Лето
$D_{\text{abs}} (\lambda_1 = 0,514 \text{ мкм}, Z_0 = 10 \text{ км})$	0,0153	0,0133
$D_{\text{abs}} (\lambda_1 = 0,514 \text{ мкм}, Z_0 = 15 \text{ км})$	0,0127	0,0119
$D_{\text{abs}} (\lambda_2 = 1,029 \text{ мкм}, Z_0 = 10 \text{ км})$	$2,86 \cdot 10^{-5}$	$3,98 \cdot 10^{-5}$
$D_{\text{abs}} (\lambda_2 = 1,029 \text{ мкм}, Z_0 = 15 \text{ км})$	$3,77 \cdot 10^{-6}$	$3,77 \cdot 10^{-6}$

Вместо величины  $F_y$  [формула (10)] удобно ввести угол нелинейной расходимости пучка  $\beta_{\text{non},y}$  в плоскости ( $z, y$ ) как отношение

$$\beta_{\text{non},y} = \frac{a}{F_y} = \frac{\sqrt{\pi}}{VC_p T} \frac{P_0}{\pi a^2} \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{D_{\text{abs}}}{\cos(\theta)}. \quad (11)$$

Из сравнения (11) и (9) видно, что величина угла нелинейной расходимости с точностью до множителя  $\sqrt{\pi}/[1 + g(M)/2]$  совпадает с величиной угла наклона волнового фронта лазерного пучка.

Относительное влияние тепловой дефокусировки можно характеризовать отношением угла  $\beta_{\text{non},y}$  к углу дифракционной расходимости  $\beta_d = \lambda/a$ , т.е.

$$Q(\lambda, P, \theta) = \frac{\beta_{\text{non},y}}{\beta_d} = \frac{\sqrt{\pi}}{VC_p T} \frac{P_0}{\pi a \lambda} \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{D_{\text{abs}}(\lambda, Z_0)}{\cos(\theta)}.$$

При значениях параметров  $a = 0,75$  м,  $C_p = 10^3$  Дж/(кг·град),  $T = 293$  К,  $\frac{\partial n}{\partial \rho} = 2,3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/кг,  $V = 100$  м/с и значениях  $D_{\text{abs}} = 0,015$  и  $4 \cdot 10^{-5}$  (максимальные значения из табл. 2 на длинах волн  $\lambda_1 = 0,514$  и  $\lambda_2 = 1,029$  мкм) отношения углов нелинейной и дифракционной расходимостей можно записать в виде

$$Q(\lambda_1, P, \theta) = 1,73 \cdot 10^{-7} P(\text{Вт})/\cos(\theta), \quad (12)$$

$$Q(\lambda_2, P, \theta) = 2,29 \cdot 10^{-10} P(\text{Вт})/\cos(\theta). \quad (13)$$

В формулах (12), (13) величина  $P$  – средняя мощность излучения в серии импульсов, длительность которой предполагается большей, чем время  $t_v = a/V \approx 5$  мс. Как следует из (12), даже на длине волны  $\lambda_1$ , на которой поглощение максимально, влияние тепловой нелинейности незначительно при средней мощности излучения в пучке меньше 1 МВт.

Проведенные оценки показывают, что влиянием тепловой нелинейности атмосферы на распространение пучков для рассматриваемой задачи доставки лазерной энергии к аппарату LOTV можно пренебречь. Как показали аналогичные оценки, можно пренебречь и влиянием изменения показателя преломления атмосферы из-за эффекта электрострикции.

### 3. Влияние нелинейности, обусловленной эффектом Керра

В отличие от тепловой нелинейности и нелинейности, обусловленной электрострикцией, эффект Керра является малоинерционным. Характерные времена релаксации составляют около  $10^{-11}$  с [21, 22]. В установившемся состоянии изменение показателя преломления описывается соотношением  $\Delta n = n_2 |E|^2$ , где  $E$  – комплексная амплитуда электрического поля;  $n_2$  – постоянная. Она пропорциональна плотности воздуха. В литературе приводятся различные данные для этой величины. Так, согласно измерениям [21] она составляет приблизительно  $6 \cdot 10^{-17}$  единиц СГСЭ для азота при нормальном атмосферном давлении, измерения же непосредственно в воздухе [19, 23] дают величину  $2,5 \cdot 10^{-16}$  единиц СГСЭ. При оценках величин эффектов среднее распределение  $n_2$  с высотой будем считать экспоненциальным, а именно:

$$n_2(z) = n_2(Z_0) \exp [(-z - Z_0)/H_0] \quad (14)$$

со значениями  $n_2(Z_0 = 10 \text{ км}) = 3 \cdot 10^{-17}$  единиц СГСЭ и  $H_0 = 6,5$  км ( $H_0$  – высота однородной атмосферы).

Аналогично тому, как при оценках влияния тепловой нелинейности, определим нелинейный набег фазы на выходе атмосферы как

$$\varphi_{\text{non}}(x, y) = k \int_0^{\xi_{\text{атм}}} |E(x, y, \xi)|^2 n_2(\xi) d\xi.$$

В случае гауссова пучка

$$\varphi_{\text{non}}(x, y) = \varphi_{\text{non}}(0) \exp [-(x^2 + y^2)/a^2],$$

где

$$\varphi_{\text{non}}(0) = kn_2(Z_0) \frac{8P_0}{ca^2} \frac{H_0}{\cos(\theta)}; \quad (15)$$

$P_0$  – мощность лазерного импульса;  $c$  – скорость света в вакууме.

Соответствующий этому фазовому набегу радиус кривизны

$$F_{\text{non}} = ka^2 / (2\varphi_{\text{non}}) = \frac{ca^4 \cos(\theta)}{16n_2(Z_0)P_0H_0}.$$

Для пучка радиусом 0,75 м, формируемого лазером, находящимся на высоте 10 км:

$$F_{\text{non}} = 3,04 \cdot 10^{15} \frac{\cos(\theta)}{P_0} \quad (16)$$

( $F_{\text{non}}$  – в километрах,  $P_0$  – в ваттах).

Учитывая, что дифракционные длины  $L_d$  ( $L_d = ka^2$ ) равны соответственно 6680 км ( $\lambda = 0,53$  мкм) и 3340 км ( $\lambda = 1,06$  мкм), из их сравнения с величинами  $F_{\text{non}}$  видим, что учет керровской нелинейности необходим, если импульсная мощность излучения составляет величину около  $10^{12}$  Вт. Увеличение высоты носителя лазерного источника приводит к экспоненциальному увеличению  $F_{\text{non}}$  и увеличению значений мощностей, при которых проявится эффект Керра.

В связи с важностью влияния эффекта Керра на прохождение лазерного пучка через атмосферу оно (влияние) было исследовано с помощью более корректных расчетных методов. При этом был рассмотрен важный для практических применений случай распространения гауссовых и супергауссовых пучков, имеющих начальное распределение электрического поля в пучке в виде

$$E(x, y, 0) = A_0 \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x^2 + y^2}{a^2} \right)^{N_s} \right]. \quad (17)$$

В частном случае, когда показатель  $N_s = 1$ , это гауссово распределение, при других значениях показателя распределение (17) называют супергауссовым. Амплитуда электрического поля  $A_0$  и мощность излучения  $P_0$  при этом связаны соотношением

$$A_0^2 = \frac{8P_0}{ca^2} \frac{N_s}{\Gamma(1/N_s)},$$

где  $\Gamma$  – гамма-функция.

Для описания распространения пучка использовалось уравнение для напряженности поля световой волны:

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{Ld} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \right) + 2\varphi_{\text{non}}(0) \frac{N_s}{\Gamma(1/N_s)} f(\xi) |E|^2 E = 0, \quad (18)$$

где координаты  $x$  и  $y$  нормированы на радиус пучка  $a$ ; величина  $\varphi_{\text{non}}(0)$  определяется формулой (15), а функция  $f(\xi)$  при экспоненциальной зависимости  $n_2(z)$  равна

$$f(\xi, \theta) = (\cos(\theta)/H_0) \exp(-\xi \cos(\theta)/H_0).$$

При исследовании самовоздействия пучков с начальными распределениями типа гауссова, в которых нет резких изменений интенсивности на апертуре и вдоль оси распространения, широко применяется метод фазовых экранов. Однако при начальных распределениях с разрывом или достаточно резких изменениях начальной интенсивности на апертуре пучка

распределение интенсивности в ближнем поле может испытывать быстрые осцилляции. Для обеспечения необходимой точности расчетов в этом случае эффективнее использовать не метод фазовых экранов, а метод более высокого порядка точности, предложенный в [24].

На рис. 2 представлены результаты расчета трансформации распределения интенсивности супергауссовых пучков с  $N_s = 100$ , формируемых лазером, расположенным на высоте 10 км, при распространении пучка по вертикальной трассе ( $\theta = 0$ ). Как видно из рисунка, влияние самофокусировки становится заметным в супергауссовом пучке при мощности импульса около  $0,2 \cdot 10^{12}$  Вт, а мощность около  $2 \cdot 10^{12}$  Вт близка к той, при которой возможно схлопывание части пучка в точку. Эти значения приблизительно в 5 раз меньше, чем соответствующие значения мощностей для проявления нелинейных эффектов Керра в гауссовых пучках. Полученный результат не является неожиданным. Длина, на которой может осуществляться самофокусировка, зависит от характерных поперечных масштабов интенсивности воздействующего излучения. В супергауссовых пучках эти масштабы в ближней зоне, в которой важен учет воздействия излучения на среду, могут быть существенно меньше, чем в гауссовых.

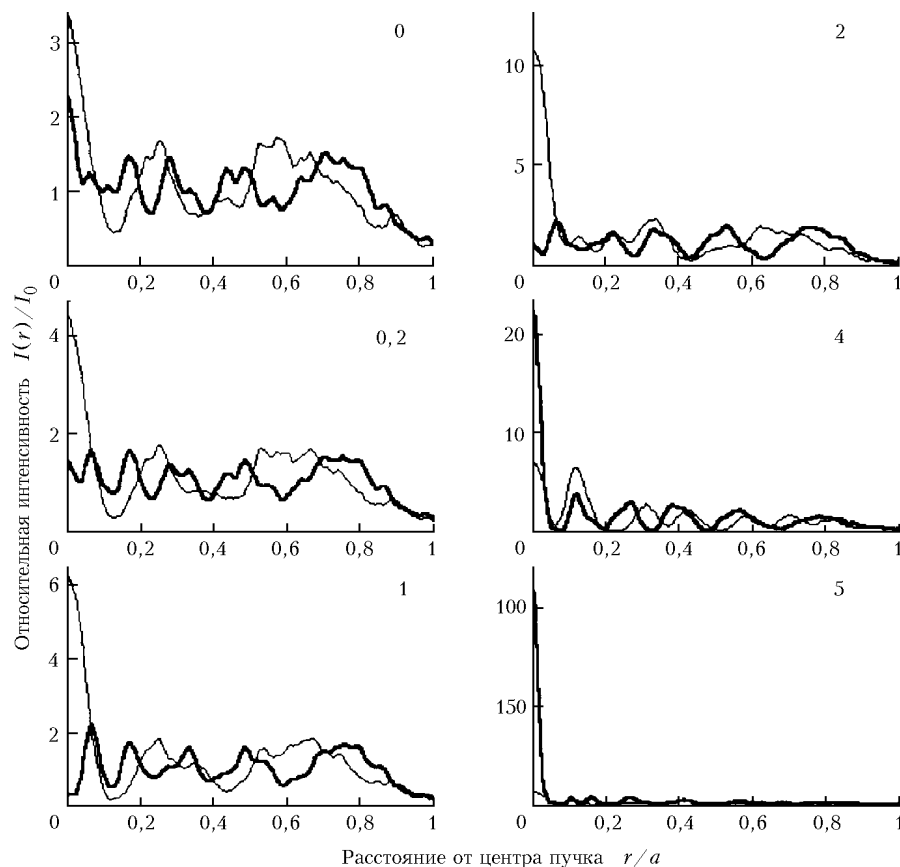


Рис. 2. Распределение интенсивностей на высотах 35 км (жирные линии) и 60 км (тонкие линии) при распространении супергауссовых пучков ( $N_s = 100$ ) с  $\lambda = 1,06$  мкм. Величины мощностей  $P$  в пучках указаны на рисунке

## Заключение

Наиболее перспективными типами лазеров для реализации концепции LOTV являются Nd:YLF лазеры с диодной накачкой, а также лазеры на неодиме, активированном ионами иттербия. На их основных длинах волн генерации 1,053 и 1,029 мкм и на вторых гармониках молекулярное и аэрозольное ослабление и поглощение излучения в верхней атмосфере незначительны (суммарное ослабление для вертикальной трассы с высоты 10 км не превышает 6%). При средних мощностях излучения (меньше 1 МВт) несущественны и искажения пучков, обусловленные возмущениями показателя преломления атмосферы, возникающими из-за ее нагрева излучением при его поглощении. Также незначительны нелинейные эффекты, обусловленные эффектом электрострикции.

Основным нелинейным механизмом, который может сказаться на распространении лазерных импульсов с пиковой мощностью около  $10^{11}$  –  $10^{12}$  Вт, является эффект Керра. Он заметно сказывается на процессе распространения в том случае, когда нелинейный набег фазы  $\varphi_{\text{нлн}}$  составляет величину  $\pi/2$  в гауссовом пучке и около  $\pi/10$  в пучке с супергауссовым распределением интенсивности (близким к равномерному распределению на круглой апертуре). При длине волны излучения 1,06 мкм, радиусе пучка 0,5 м и вертикальном распространении такие величины фазовых набегов присутствуют при мощностях в пучке, равных соответственно  $10^{12}$  Вт в гауссовом и  $2 \cdot 10^{11}$  Вт в супергауссовом пучках. На длине волны 0,53 мкм величины соответствующих мощностей в два раза меньше. При мощности в пучке, равной приблизительно  $10^{13}$  Вт в гауссовых пучках и  $2 \cdot 10^{12}$  Вт в супергауссовых пучках, происходит схлопывание приосевой части пучка (филаментация) до размеров в десятки раз меньше начального размера пучка. При этом модель самовоздействия излучения требует коррекции с учетом механизмов, препятствующих схлопыванию. Возможными из них являются: векторный характер самовоздействия в области схлопывания [25], временная дисперсия [26], ионизация воздуха [23, 27–29].

Данная работа выполнена в рамках проекта МНТЦ № 1801.

1. Myrabo L.M., Messit D.G., Mead F.B., Jr. Ground and flight tests of a laser propelled vehicle // AIAA Paper. 1998. N 98-1001. P. 1–10.
2. Tsujikawa Y., Imasaki K., Niino M., Minami Y., Hatsuda Y. Japanese activity on the laser application in space // Proc. SPIE. High Power Laser Ablation II. 2000. V. 3885. P. 54–64.
3. Reznikov Yu.A., Ageichik A.A., Golovachov Yu.P., Kurakin Yu.A., Stepanov V.V., Schmidt A.A. Laser propulsion at ambient vacuum conditions // The Review of Laser Engineering. 2001. V. 29. N 4. P. 269–273.
4. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1986. 294 с.
5. Yue G.K., Mc Cormic M.P., Chu W.P., Wang P., Osborn M.T. Comparative studies of aerosol extinction

- measurements made by the SAM II and SAGE-II satellite experiments // J. Geophys. Res. D. 1989. V. 94. N 5. P. 8412–8424.
6. Selby J.E.A., McClatchey R.A. Atmospheric Transmittance from 0,25 to 28,5  $\mu\text{m}$ : Computer code LOWTRAN-2. AFCRL-TR-72-0745, AD A763721, 1972; Kneizys F.X., Shettle E.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Anderson G.P., Gallery W.O., Selby J.E.A. and Glough S.A. Users Guide to LOWTRAN-2, AFCL-TR-88-0177, (NTIS AD A206773), Environ. Res. Pap. 1988. N 1010. P. 137.
7. Поляков А.В., Тимофеев Ю.М., Поберовский А.В., Васильев А.В. Восстановление вертикальных профилей коэффициентов аэрозольного ослабления в стратосфере по результатам измерений аппаратурой «Озон-МИР» (ДОС «МИР») // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1999. Т. 35. № 3. С. 312–321.
8. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 264 с.
9. McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby I.E.A. Optical Properties of the Atmosphere. AFGL-70-0527, N 331; Anderson G.P., Clough S.A., Kneizys F.X., Chetwynd J.H., Shettle E.P. AFGL atmospheric constituent profiles (0–120 km), Environ. Res. Pap. 1986. N 954. AFGL-TR-86-0110. AD A175173. P. 44.
10. Kneizys F.X., Abreu L.W., Anderson G.P. The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 Model. PL/GPOS. Hanscom AFB. MA 0173-3010. Contract F19628-91-C-0132. 1996. P. 260.
11. Осипов В.М., Борисова Н.Ф., Тсуканов В.В. Structure, software and validation of a database UVACS (UltraViolet Absorption Cross Section) // Abstract International Radiation Symposium (IRS 2000). St. Petersburg State University. 2000. E30. P. 139.
12. Rothman L.S., Gamache R.R., Tipping R.H., Rinsland C.P., Smith M.A.H., Benner D. Chris, Malathy Devi V., Flaud J.-M., Camy-Peyret C., Perrin A., Goldman A., Massie S.T., Brown L.R., Toth R.A. The HITRAN molecular data base: Edition 1991 and 1992 // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1992. V. 48. N 5/6. P. 469–507.
13. Осипов В.М., Борисова Н.Ф. Ослабление УФ-радиации на атмосферных трассах // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 5. С. 440–444.
14. Гордин М.П., Соколов А.В., Стрелков Г.М. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1980. Т. 20. С. 20–289.
15. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеониздат, 1982. 312 с.
16. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 224 с.
17. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
18. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
19. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Современные проблемы атмосферной оптики. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 256 с.
20. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
21. Авербах А.А., Бетин В.А., Гапонов С.В., Макаров А.И., Пасманник Г.А., Таланов В.И. Эффекты вы-

- нужденного рассеяния и самовоздействия в газах и их влияние на распространение оптического излучения // Изв. вузов. Радиофиз. 1978. Т. 21. N 8. С. 1077–1106.
22. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Коническая эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 5. С. 335–348.
23. Власов Д.В., Гараев Р.А., Коробкин В.В., Серов Р.В. Измерение нелинейной поляризуемости // Ж. эксперим. и теор. физ. 1979. Т. 76. № 6. С. 2339–2345.
24. Воробьев В.В. Отражение сфокусированного светового пучка в среде с нелинейностью Керра. II. Численное решение волнового уравнения // Изв. вузов. Радиофиз. 1996. Т. 39. № 8. С. 1014–1025.
25. Fibich G., Ilan B. Vectorial and random effects in self-focusing and in multiple filamentation // Physica D. 2001. V. 157. P. 112–146.
26. Fibich G., Papanicolaou G.C. Self-focusing in the presence of small time dispersion and nonparaxiality // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1379–1381.
27. Moloney J.V., Kolesik M., Mlejnek M., Wright E.M. Femtosecond self-guided atmospheric light strings // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2000. V. 10. N 3. P. 559–569.
28. Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. Femtosecond Laser Pulse Propagation in Air // Laser Phys. 2001. N 1. P. 77–81.
29. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air // Appl. Phys. B. 2002. V. 74. N 1. P. 67–76.

*V.V. Vorob'ev, V.M. Osipov, Yu.A. Rezunkov. Evaluations of the middle atmosphere influence on high-power laser beam propagation. I. Middle atmosphere composition model, non-linear effects on propagation of the Gauss and super-Gauss laser beams.*

On the basis of the analytical overview of the state-of-the-art models of the aerosol and gaseous components of the atmosphere, the atmosphere model is validated to calculate the laser radiation propagation at the atmosphere altitude higher than 10 km, the coefficients of the laser radiation extinction, absorption, and scattering are determined for the vertical and slant atmospheric paths. Requirements to the Gauss and super-Gauss laser beam parameters, when beam distortions caused by non-linear effects of the laser pulse interaction with the atmosphere can be neglected, are established.