

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 533.6.011

Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата

В.А. Банах, А.А. Сухарев, А.В. Фалиц*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 11.04.2013 г.

Представлены результаты расчета средней интенсивности и величины отклонения от прямолинейного распространения оптического пучка, прошедшего через ударную волну в начале трассы и распространяющегося затем в однородной среде. Показано, что пространственная неоднородность показателя преломления воздуха в области ударной волны, возникающей при обтекании сверхзвуковым потоком конусообразного тела, может оказывать фокусирующее действие на пересекающий ее пучок. Угловое отклонение оптического пучка от прямолинейного распространения за счет ударной волны зависит лишь от высоты над поверхностью Земли, на которой ударная волна образуется. С увеличением высоты влияние ударной волны на пересекающий ее оптический пучок уменьшается.

Ключевые слова: дифракция, ударная волна, средняя интенсивность, угловое отклонение, фокусировка оптического излучения; *diffraction, a shock wave, mean intensity, angular deviation, focusing of optical radiation.*

Введение

При распространении лазерного излучения, источник которого находится на борту летательного аппарата (ЛА), движущегося со сверхзвуковой скоростью в атмосфере, возникает проблема учета аэрооптических эффектов [1–8]. На сверхзвуковых скоростях вблизи летательных аппаратов в воздухе образуются скачки плотности различной конфигурации и величины (ударные волны). Сложная пространственная структура сверхзвукового потока, обтекающего ЛА, и высокие скорости относительного движения его составляющих приводят к развитию случайных пульсаций термодинамических параметров атмосферы и вызывают флуктуации плотности воздуха в области ударной волны, которые могут превосходить величину турбулентных флуктуаций плотности воздуха в невозмущенной атмосфере. Как следствие, возникают дополнительные к турбулентным искажения оптических волн, распространяющихся с борта сверхзвуковых летательных аппаратов. Это обуславливает необходимость изучения аэрооптических эффектов [1–11], или, иными словами, особенностей искажения оптического излучения в атмосфере при распространении через сверхзвуковые потоки (СП).

Вопросы распространения оптического излучения через сверхзвуковые турбулентные струи и построения оптических моделей таких струй рассматривались

в работах [1, 2, 9–11]. В [2, 9–11] на основе [12] записано уравнение для дисперсии флуктуаций плотности воздуха σ_p^2 в СП и с использованием коммерческого пакета программ Fluid Dynamics проведены расчеты σ_p^2 в СП. Результаты расчета σ_p^2 позволили оценить величину структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 в СП, которая оказалась на несколько порядков больше, чем максимальные значения C_n^2 в приземной атмосфере. Найденные значения C_n^2 позволили авторам [9–11] в приближении фазового экрана рассчитать ряд параметров, характеризующих деградацию оптического излучения, пересекающего СП.

Широкий круг экспериментальных и теоретических исследований турбулентности в СП выполнен в работах [13–16]. В экспериментах по лазерному просвечиванию сверхзвукового потока струйного модуля аэродинамической трубы (АТ) Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН [13] установлено, что C_n^2 в СП может достигать значений $10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$, что согласуется с результатами [10]. В [14] построена модель оптической турбулентности в СП струйного модуля АТ Т-326, которая, как и модели в [2, 9–11], основывается на уравнении для дисперсии флуктуаций плотности, получаемом с использованием результатов [12]. В отличие от [2, 9–11], где определяется лишь интегральное значение структурной характеристики в СП, в [14] структурная характеристика находится из соотношения, учитывающего внешний масштаб турбулентности, который оценивается из характерных масштабов изменения средних значений термодинамических параметров потока, рассчитываемых с помощью пакета программ

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Артем Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

Fluid Dynamics. При решении задачи распространения зондирующего лазерного излучения в струе АТ Т-326 в [14] СП задавался не в приближении фазового экрана, как это делается в [2, 9–11], а как сплошная среда. Это позволило восстановить детальную структуру пространственного распределения C_n^2 в струе. Соответствие теоретических результатов [14] экспериментальным данным [13] свидетельствует о работоспособности предложенной модели [17].

В [15] подход [14] использовался для исследования оптической турбулентности в области ударной волны, возникающей в сверхзвуковом осесимметричном воздушном потоке при обтекании препятствия. Показано, что пространственная структура оптической турбулентности в окрестности ударной волны при обтекании конусообразного тела неоднородна. Параметр C_n^2 вблизи обтекаемого конуса на высотах в несколько километров может достигать $10^{-11} \text{ м}^{-2/3}$, что намного превышает атмосферные значения C_n^2 на таких высотах. Однако с удалением от поверхности обтекаемого тела C_n^2 быстро убывает.

В настоящей статье представлены результаты исследования влияния ударной волны на оптический пучок, пересекающий ее в начале трассы при его дальнейшем распространении в однородной среде. Ударная волна задавалась в виде регулярного изменения плотности воздуха (регулярная ударная волна) либо с учетом турбулентных пульсаций плотности (турбулизованная ударная волна). Пространственные распределения среднего значения и структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха вблизи ЛА рассчитывались на основе модели [15].

Формулировка задачи и исходные соотношения

Предположим, что движущийся со сверхзвуковой скоростью летательный аппарат находится на высоте H над поверхностью Земли и источник лазер-

ного излучения расположен в носовой части фюзеляжа ЛА. Будем считать, что вблизи ЛА формируется ударная волна, соответствующая обтеканию сверхзвуковым потоком конусообразного тела [15].

Решение задачи о распространении лазерного излучения для геометрии, показанной на рис. 1, осуществлялось численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны $U(z, \mathbf{r})$ [18]:

$$2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{r})}{\partial z} + \Delta U(z, \mathbf{r}) + k^2 n(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где предполагается, что распространение происходит вдоль оси z ; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – двумерный вектор, ортогональный направлению распространения; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения; $n(z, \mathbf{r}) = \bar{n}(z, \mathbf{r}) + n'(z, \mathbf{r})$ – отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое ударной волной, $\bar{n}(z, \mathbf{r})$ – среднее значение, $n'(z, \mathbf{r})$ – флуктуационная составляющая. Исследовался случай распространения коллимированного гауссова пучка $U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\{-r^2/2a^2\}$ с начальным радиусом на выходной апертуре a .

Для численного решения уравнения (1) в области ударной волны использовался метод расщепления по физическим факторам. Суть метода сводится к разбиению трассы распространения на слои, в каждом из которых искажения оптического излучения, обусловленные регулярным изменением и турбулентными флуктуациями показателя преломления воздуха, моделируются с помощью тонких фазовых экранов в начале каждого слоя, а между экранами учитывается лишь дифракция излучения [19–21].

В зоне воздействия ударной волны моделирование фазовых экранов осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего значения показателя преломления и структурной характеристики для случая распространения пучка

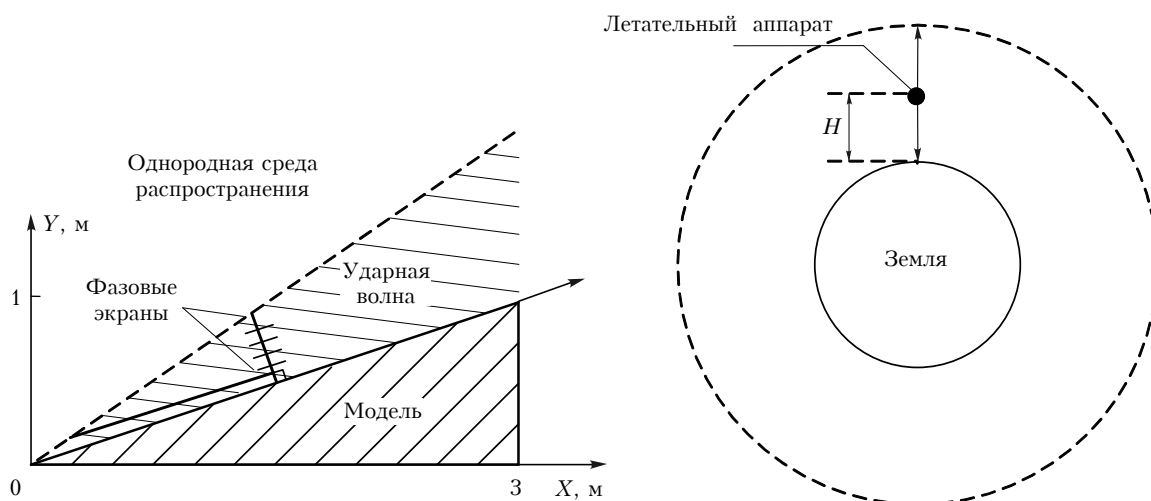


Рис. 1. Модель носового обтекателя сверхзвукового летательного аппарата и геометрия распространения лазерного пучка от модели (H – высота над поверхностью Земли)

в направлении, перпендикулярном поверхности конуса. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на границе ударной волны принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде.

Число случайных реализаций комплексной амплитуды поля лазерного пучка для расчета пространственного распределения средней интенсивности и дисперсии случайных блужданий пучка выбиралось из условия попадания случайной величины X в интервал значений $\bar{X} + \Delta X$ с вероятностью 95%, где \bar{X} – среднее, а $\Delta X = \alpha \sigma_{\bar{X}}$ – доверительный интервал, $\alpha = 2$ для заданной доверительной вероятности $p = 0,95$,

$$\sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\sum_{i=1}^m (X_i - \bar{X})^2 / [m(m-1)]}$$
 – среднеквадратическая погрешность оценки среднего, m – число реализаций. Доверительный интервал ΔX выбирался из условия, чтобы относительное среднеквадратическое отклонение оцениваемой характеристики A $\sigma_A = \sqrt{\langle A^2 \rangle / \langle A \rangle^2 - 1}$ не превышало 0,1.

Расчет параметров фазовых экранов

Для определения параметров моделируемых фазовых экранов с использованием программы Fluid Dynamics рассчитывались распределения средних значений термодинамических параметров СП: вектора средней скорости \mathbf{u} и средней плотности воздуха ρ_0 для случая обтекания СП конусообразного тела на высоте H и скорости 2М (2 Маха).

Результаты расчета распределений средней плотности ρ_0 представлены на рис. 2 для высоты $H = 10$ км. Видно, что область, занятая ударной волной, ограничена конусом с углом при вершине примерно в 2 раза больше, чем угол при вершине модели. Распределения средней плотности в ударной волне в сечении, перпендикулярном поверхности конуса, для трех высот показаны на рис. 2, б.

Как видно из рис. 2, образующаяся при обтекании модели ударная волна проявляет себя резким возрастанием средней плотности, которая достигает максимальных значений непосредственно у поверхности модели и медленно спадает вплоть до внешней границы ударной волны, где быстро уменьшается до значений, близких к невозмущенным. Максимальные значения средней плотности в различных сечениях $X = \text{const}$ приблизительно одинаковы.

На рис. 3 показаны распределения среднего значения показателя преломления \bar{n} , в соответствии с которым моделировались регулярные фазовые экраны на различных расстояниях от образующей конуса на рис. 1 в перпендикулярном направлении. Значения среднего показателя преломления определялись по формуле [22]:

$$\bar{n} = \rho_0 (2,227 \cdot 10^{-4} (1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2})), \quad (2)$$

где ρ_0 – средняя плотность. Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по форму-

ле $\Psi_r = \Delta z k \bar{n}$, где $\Delta z = R_0 / (N_{\text{scr}} - 1)$ – толщина фазового экрана; R_0 – протяженность участка трассы от поверхности модели до границы области, возмущенной ударной волной, которая определялась по изменению плотности воздуха относительно невозмущенных значений более чем на 1%; N_{scr} – количество фазовых экранов.

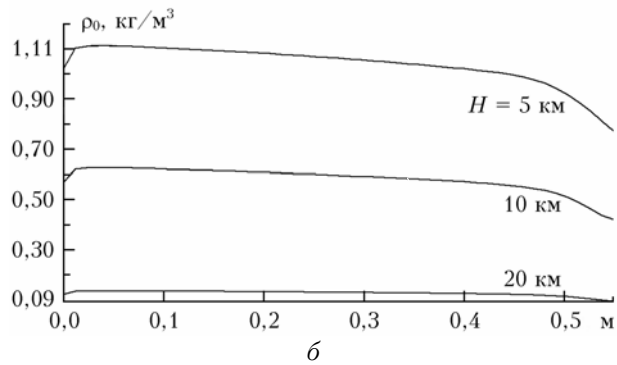
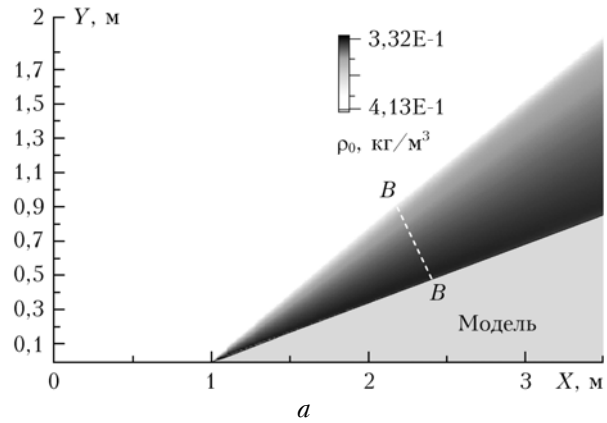


Рис. 2. Распределение средней плотности в ударной волне для высоты 10 км (а) и изменение ρ_0 в сечении BB для $H = 5, 10, 20$ км при скорости набегающего потока, равной 2М (б)

Затем рассчитанные значения \mathbf{u} и ρ_0 совместно с параметрами K -омега SST (Shear-Stress Transport) модели турбулентности, используемой в Fluid Dynamics и являющейся разновидностью K - ϵ -модели [23], подставлялись в уравнение для дисперсии флуктуаций плотности $\overline{\rho'^2}$ [15]:

$$\begin{aligned} \text{div} \left(\overline{\mathbf{u} \rho'^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho\rho}} \text{grad} \overline{\rho'^2} \right) = \\ = 2 \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho}} (\text{grad} \rho_0)^2 - \left(\text{div} \mathbf{u} + C_D \frac{\epsilon}{K} \right) \overline{\rho'^2}, \quad (3) \end{aligned}$$

где $\rho' = \rho - \rho_0$ – флуктуации плотности, черта сверху означает усреднение по ансамблю; $\nu_T = 0,09 K^2 / \epsilon$ – турбулентная кинематическая вязкость; σ_{ρ} , $\sigma_{\rho\rho}$, C_D – постоянные величины; $K = \left\langle \frac{\mathbf{u}'^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}'^2}$ – кинетическая энергия турбулентности; \mathbf{u}' – случайные отклонения вектора скорости от среднего; ϵ – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности.

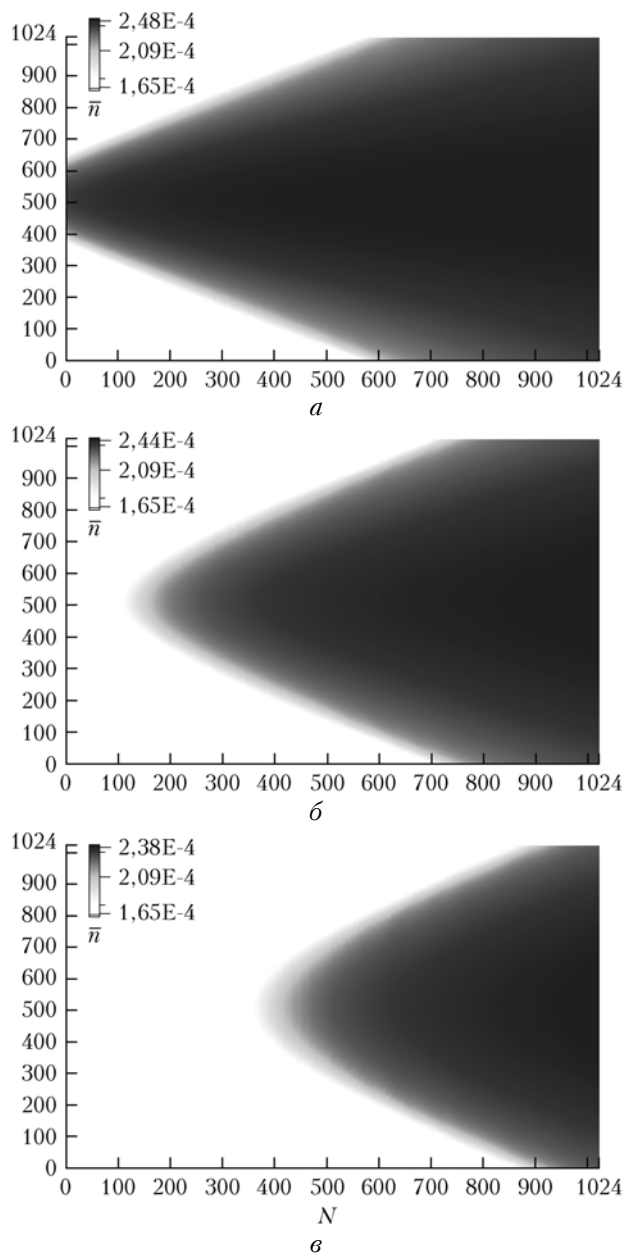


Рис. 3. Распределение показателя преломления на регулярном фазовом экране в поперечной к направлению распространения плоскости. Шаг расчетной сетки 2 мм. Расстояние от поверхности модели 0,1 (а), 0,25 (б), 0,4 м (в) ($H = 5$ км, N – размер вычислительной сетки)

Уравнение (3) решалось численно методом возмущений. Предполагалось, что слагаемое, связанное с диффузией дисперсии флуктуаций плотности, $\frac{v_T}{\sigma_{pp}} \text{grad } \overline{\rho'^2}$ является малым по сравнению со слагаемым $\overline{u\rho'^2}$ и при нахождении нулевого приближения решения (3) полагалось равным нулю. Оно учитывалось в первом приближении при нахождении поправок к нулевому приближению решения (3).

Примеры расчета пространственного распределения дисперсии флуктуаций плотности $\overline{\rho'^2}$ вблизи

обтекаемого конуса для высот 5 и 20 км представлены на рис. 4. Видно, что дисперсия флуктуаций плотности максимальна у вершины конуса и ее значения уменьшаются с увеличением высоты над поверхностью Земли.

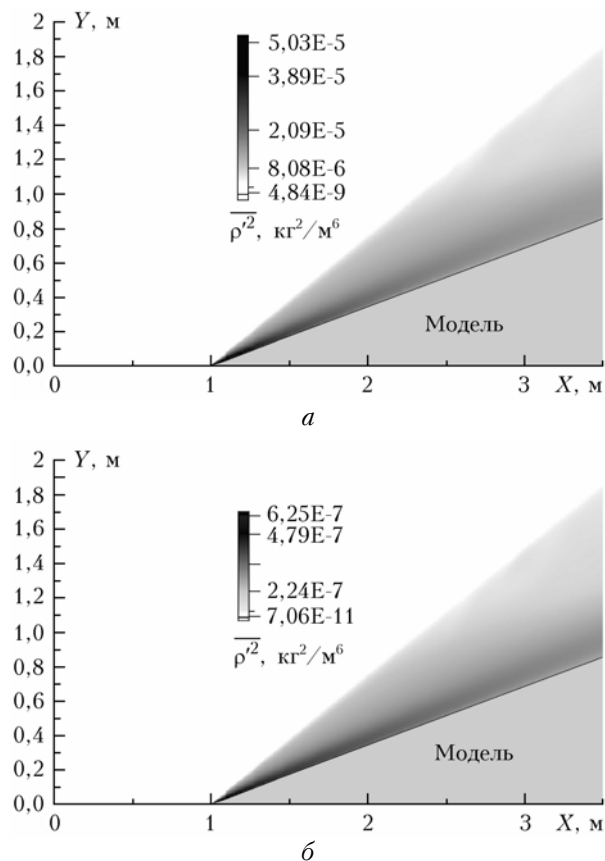


Рис. 4. Распределение дисперсии флуктуаций плотности воздуха в ударной волне для высот 5 (а) и 20 км (б) над поверхностью Земли

Согласно [15] решение уравнения (3) позволяет найти структурную характеристику показателя преломления воздуха по формуле $C_n^2 = 1,91G^2 \frac{\rho'^2}{\rho^2} L_0^{-2/3}$,

где $G = 0,000272$ – постоянная Гладстона–Дейла; ρ – плотность воздуха при нормальных условиях; L_0 – внешний масштаб турбулентности, определяемый масштабами изменения средних значений термодинамических параметров СП. В соответствии с [4, 6, 24] неоднородности плотности в пристеночном турбулентном сверхзвуковом потоке характеризуются анизотропией в продольном и поперечном к потоку направлениях. В продольном направлении они существенно больше, чем в поперечном. В последнем случае, как это следует из [24], масштаб корреляции неоднородностей L_K составляет десятые доли от поперечных размеров потока. На рис. 5 показаны пространственное распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха вблизи конуса для высоты 5 км (рис. 5, а) и изменение C_n^2 перпендикулярно и вдоль образующей конуса на рис. 1 (рис. 5, б и в).

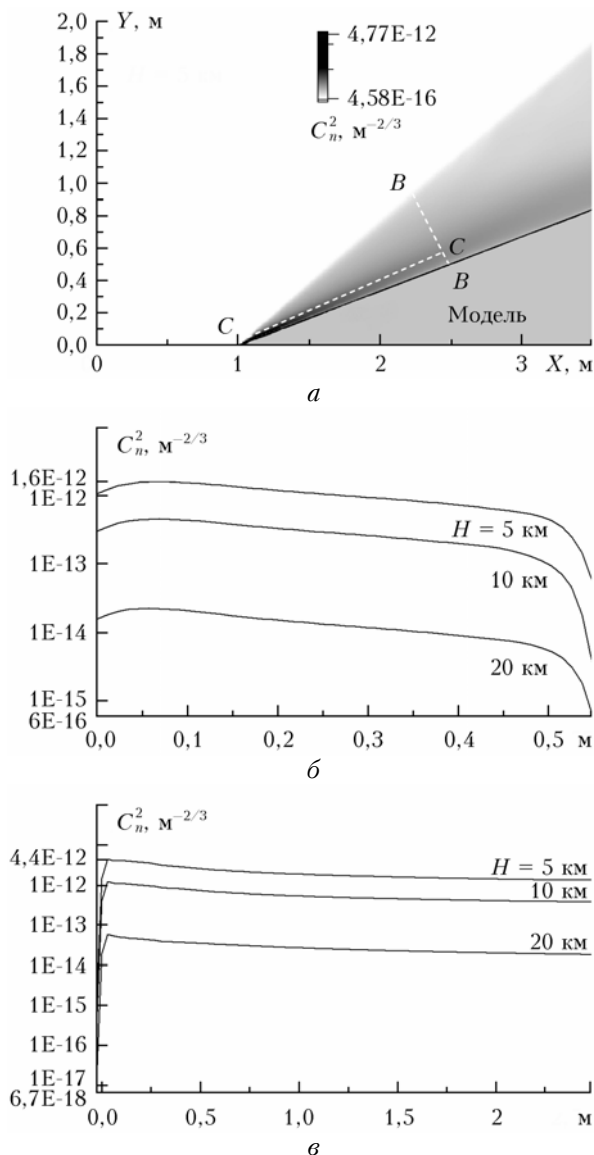


Рис. 5. Распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха в ударной волне для высоты 5 км (а) и ее изменение в перпендикулярном BB (б) и продольном CC (в) сечениях для высот 5, 10, 20 км

Значения структурной характеристики, как видно из рис. 5, а, максимальны у вершины конуса и быстро убывают с увеличением расстояния от поверхности конуса в поперечном к поверхности образующей конуса направлении. С увеличением высоты над Землей значения C_n^2 в области ударной волны становятся меньше.

Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления $\Phi_\psi(q_x, q_y) = 0,009693k^2 \Delta z C_n^2 (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}$, где $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$ – двумерный вектор пространственных частот. Значения структурной характеристики показателя преломления на каждом случайном фазовом экране задавались с использованием найденных значений C_n^2

для ударных волн, формируемых ЛА на исследуемых высотах. Внешний масштаб для каждого экрана задавался границами расчетной сетки, поскольку масштабы изменения средней плотности в продольном направлении соизмеримы с продольными размерами моделируемого потока. Если исходить из геометрии рассматриваемой задачи (тонкий возмущающий слой в начале протяженной трассы), то сверхзвуковая турбулентная ударная волна вполне могла быть учтена в приближении фазового экрана [25, с. 286]. Мы использовали более строгое моделирование турбулентности в области ударной волны и при моделировании распространения лазерного пучка через ударную волну задавали несколько случайных фазовых экранов. Так как поперечный масштаб корреляции неоднородностей плотности L_K в несколько раз меньше протяженности потока в поперечном направлении, то экраны, располагавшиеся на расстояниях $\Delta z > L_K$, считались независимыми.

Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle = \langle U(z, \mathbf{r})U^*(z, \mathbf{r}) \rangle$ проводились для гауссова пучка с начальным радиусом на выходной апертуре $a = 5$ и 25 см, длина волны излучения задавалась равной 1,06 мкм, высота ЛА 5, 10 и 20 км. Рассматривался случай распространения пучка в перпендикулярном к поверхности ЛА направлении. Протяженность трасс распространения составляла 1, 10, 20, 100 и 1000 км.

Были рассчитаны следующие характеристики оптического пучка: эффективный радиус пучка a_{eff} , определяемый как расстояние в поперечной плоскости, где средняя интенсивность $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$ убывает до уровня e^{-1} от своего максимума; регулярное смещение $\sigma_r = |\rho_r|$ и дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести пучка $\sigma_c^2 = \langle (x_c^2 + y_c^2) \rangle$, где $\{x_c, y_c\}$ – координаты случайного вектора энергетического центра тяжести пучка ρ_c ; $\rho_r = \{x_r, y_r\}$ – радиус-вектор, определяющий регулярное смещение пучка относительно прямолинейного распространения. Векторы ρ_c и ρ_r задаются соотношениями

$$\rho_r(x_r, y_r) = \frac{\int \mathbf{r} \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}{\int \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}, \quad (4)$$

$$\rho_c(x_c, y_c) = \frac{\int (\mathbf{r} - \rho_r) I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}{\int I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}, \quad (5)$$

где $I(\mathbf{r})$ – случайное распределение интенсивности; угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю.

В табл. 1 представлены результаты расчета эффективного радиуса оптического пучка.

Через $a_{eff, per}$ обозначен радиус пучка в отсутствие флуктуаций показателя преломления воздуха n' в области ударной волны, и искажения пучка происходят только за счет регулярного изменения

Таблица 1

Эффективный радиус оптического пучка

H , км	L , км	a , см	a_d , см	$a_{eff, \text{рег}}$, см	$a_{eff, \text{турб}}$, см
5	1	5	5,01	4,82	4,93
		25	25,00	22,04	22,26
	10	5	6,03	3,84	4,56
		25	25,00	6,05	8,61
	20	5	8,40	7,04	8,05
		25	25,03	3,07	5,32
	100	5	34,10	43,04	45,50
		25	25,90	36,90	117,20
	1000	5	337,40	459,06	477,00
		25	72,00	650,85	1137,00
10	1	5	5,01	4,92	4,92
		25	25,00	24,07	23,93
	10	5	6,03	4,73	5,08
		25	25,00	13,87	16,39
	20	5	8,40	7,05	7,51
		25	25,03	8,00	11,03
	100	5	34,10	36,20	37,30
		25	25,90	50,23	51,87
	1000	5	337,40	376,60	384,70
		25	72,00	659,50	802,47
20	1	5	5,01	4,98	5,00
		25	25,00	24,72	24,78
	10	5	6,03	5,70	5,77
		25	25,00	22,25	22,89
	20	5	8,40	7,96	8,03
		25	25,03	20,18	20,84
	100	5	34,10	33,90	34,02
		25	25,90	10,37	11,42
	1000	5	337,40	340,10	340,90
		25	72,00	165,20	150,40

показателя преломления \bar{n} . Параметр $a_{eff, \text{турб}}$ определяет радиус пучка, прошедшего через турбулизованную ударную волну, когда $n' \neq 0$. Для сравнения приведены значения дифракционного радиуса коллимированного гауссова пучка (a_d) на трассах той же протяженности, рассчитанные по формуле [18]:

$$a_d = a[1 + \Omega^{-2}]^{1/2}, \quad (6)$$

где $\Omega = ka^2/L$ – число Френеля передающей апертуры радиуса a .

Из представленных в табл. 1 значений a_d и $a_{eff, \text{рег}}$ следует, что вместо ожидаемого увеличения размеров пучка за счет дифракции на регулярных неоднородностях показателя преломления воздуха в области ударной волны может происходить уменьшение его размеров по мере распространения. Турбулентные флуктуации показателя преломления в области ударной волны уширяют пучок, так что всегда $a_{eff, \text{турб}} > a_{eff, \text{рег}}$, но и в этом случае поперечные размеры пучка по мере распространения могут становиться меньше, чем на выходной апертуре. Отсюда можно сделать вывод, что неоднородность показателя преломления в области ударной волны в плоскости, перпендикулярной направлению распростра-

нения, приводит к фокусировке лазерного излучения, т.е. ударная волна ведет себя подобно фокусирующей линзе.

С увеличением высоты трассы над поверхностью Земли отклонение показателя преломления от единицы за счет ударной волны становится меньше, оптическая сила фокусирующей линзы ослабевает и область перетяжки пучка перемещается на более далекие расстояния. Так, если для ЛА на высоте 5 км область перетяжки пучка с начальным радиусом $a = 5$ см находится на расстояниях от 1 до 20 км, то для ЛА на высоте 20 км пучок с начальным радиусом $a = 25$ см принимает минимальные размеры на расстояниях от 20 до 1000 км. Рис. 6 более детально иллюстрирует изменение размеров пучка с начальным радиусом $a = 5$ см вдоль трассы распространения. Видно, что при $H = 5$ км пучок принимает минимальные размеры на расстоянии примерно 7 км, а при $H = 20$ км ударная волна практически не оказывает фокусирующего действия на этот пучок.

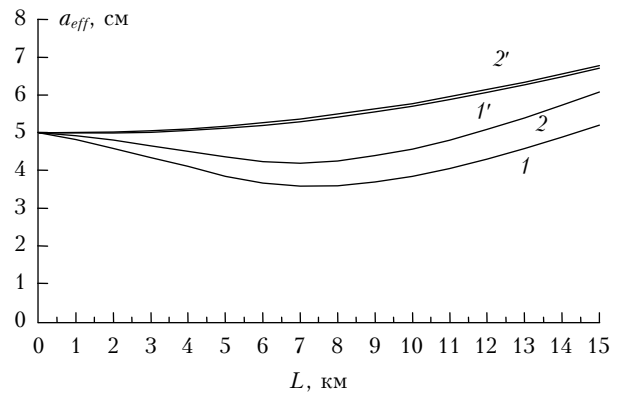


Рис. 6. Зависимость a_{eff} от L : 1, 1' – регулярная ударная волна; 2, 2' – турбулизованная ударная волна; $a = 5$ см; обозначение без штриха соответствует $H = 5$, со штрихом 20 км

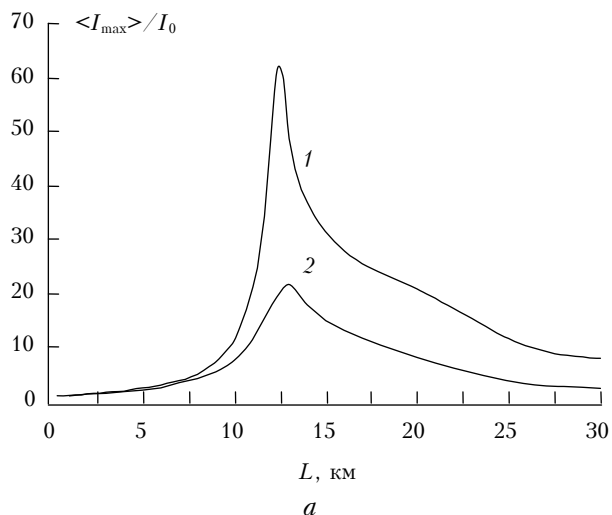
Рис. 7 показывает, как изменяется максимальное значение средней интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ с начальным радиусом $a = 25$ см вдоль трассы распространения. Нормировка средней интенсивности осуществляется на максимальное значение интенсивности I_0 на расстоянии z в отсутствие ударной волны.

Из рис. 7 следует, что для ЛА на высоте 5 км перетяжка пучка, где $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ принимает максимальное значение, в десятки раз превышает I_0 , находится на расстоянии примерно 13 км. Продольный размер перетяжки составляет примерно 10 км. С высотой, как уже отмечалось, фокусирующее действие ударной волны ослабевает и фокусировка пучка становится менее выраженной. Из рис. 7, б видно, что для ЛА на высоте 20 км максимальное значение $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ перемещается на расстояние 97 км, продольный размер перетяжки превышает 100 км, а $\langle I_{\max} \rangle$ больше I_0 всего в несколько раз. Флуктуации плотности воздуха в ударной волне (турбулизованная ударная волна) уменьшают ее фокусирующее действие.

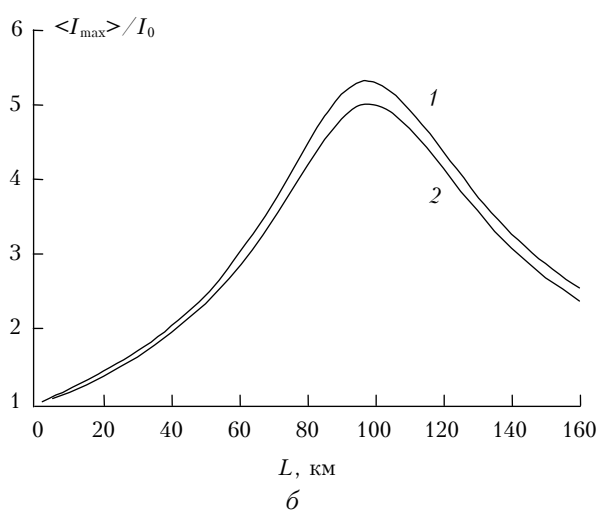
Таблица 2

Регулярное смещение и стандартное отклонение случайных смещений энергетического центра тяжести пучка

H , км	L , км	a , см	$\sigma_{r, \text{рег}}$, см	$\alpha_{r, \text{рег}}$, угл. с	$\sigma_{r, \text{турб}}$, см	$\alpha_{r, \text{турб}}$, угл. с	σ_c , см	α_c , угл. с	
5	1	5	2,21	4,55	2,32	4,75	0,28	0,58	
		25	2,13	4,39	2,30	4,74	0,20	0,41	
	10	5	21,61	4,46	23,00	4,73	1,84	0,38	
		25	19,76	4,07	21,40	4,41	1,95	0,40	
	20	5	42,86	4,42	45,56	4,70	3,52	0,36	
		25	40,82	4,21	44,00	4,54	2,60	0,27	
	100	5	220,42	4,54	232,60	4,80	18,50	0,38	
		25	204,51	4,22	217,30	4,48	15,48	0,32	
	1000	5	2209,63	4,56	2329,00	4,80	187,06	0,38	
		25	2229,14	4,60	2272,80	4,69	182,22	0,37	
	10	1	5	1,29	2,67	1,30	2,69	0,17	0,35
			25	1,26	2,60	1,33	2,74	0,14	0,29
10		5	12,70	2,39	13,00	2,69	1,05	0,22	
		25	12,67	2,61	13,32	2,75	1,03	0,21	
20		5	25,20	2,60	26,00	2,69	1,92	0,20	
		25	22,94	2,36	24,50	2,53	1,67	0,17	
100		5	130,70	2,70	135,00	2,78	9,75	0,20	
		25	115,72	2,38	123,50	2,55	7,17	0,15	
1000		5	1309,00	2,70	1350,00	2,78	97,30	0,20	
		25	1280,62	2,64	1319,50	2,72	87,82	0,18	
20		1	5	0,33	0,68	0,34	0,72	0,09	0,18
			25	0,32	0,66	0,34	0,71	0,08	0,16
	10	5	2,68	0,55	2,82	0,58	0,24	0,05	
		25	2,60	0,54	2,82	0,58	0,20	0,04	
	20	5	5,30	0,55	5,60	0,57	0,45	0,05	
		25	5,20	0,54	5,63	0,58	0,45	0,05	
	100	5	31,40	0,65	32,90	0,68	3,00	0,06	
		25	31,00	0,64	32,67	0,57	2,30	0,05	
	1000	5	314,20	0,65	329,50	0,68	27,90	0,06	
		25	286,31	0,54	300,37	0,62	17,03	0,03	



а



б

Рис. 7. Зависимость $\langle I_{\max} \rangle / I_0$ от L : а – $H = 5$, б – 20 км; 1 – регулярная ударная волна; 2 – турбулизованная ударная волна. $a = 25$ см

На рис. 8, 9 показаны результаты расчета средней интенсивности пучка с начальным радиусом $a = 25$ см $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$, нормированной на ее значение в точке максимума $\langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$ в трехмерном представлении (рис. 8, а и 9, а), и распределения средней (рис. 8, б и 9, б) и случайной (рис. 8, в и 9, в) интенсивности в поперечном сечении пучка на уровне 0,2 от максимального значения. Моделировалось распространение через турбулизованную ударную волну. Видно, что ударная волна оказывает не только фокусирующее действие, но и приводит к сильным искажениям распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, которое может приобрести очень сложную структуру.

В табл. 2 представлены результаты расчета величины регулярного смещения $\sigma_{r, \text{рег}}$ и $\sigma_{r, \text{турб}}$ энергетического центра тяжести пучка, распространяющегося через регулярную и турбулизованную ударные волны. Здесь же приведены расчетные данные для среднеквадратического отклонения σ_c случайных смещений пучка, прошедшего через турбулизованную ударную волну.

Из табл. 2 следует, что регулярное отклонение пучка от прямолинейного распространения, вызываемое регулярной ударной волной, $\sigma_{r, \text{рег}}$ для каждой высоты линейно растет с увеличением длины трассы, так что угловое отклонение $\alpha_{r, \text{рег}} = \sigma_{r, \text{рег}} / L$ зависит только от высоты ЛА над поверхностью Земли и составляет в среднем 4,4; 2,5 и 0,6 угл. с для высот 5, 10, 20 км соответственно. При распространении через турбулизованную ударную волну отклонение пучка увеличивается несущественно и для тех же высот достигает в среднем значений $\alpha_{r, \text{турб}} = \sigma_{r, \text{турб}} / L = 4,7$; 2,7 и 0,63 угл. с. Среднеквадратическое отклонение случайных смещений энергетического центра тяжести пучка σ_c составляет лишь десятую долю от регулярного. То же самое справедливо и для углового среднеквадратического отклонения $\alpha_c = \sigma_c / L$ по сравнению с регулярным угловым отклонением $\alpha_{r, \text{рег}}$, $\alpha_{r, \text{турб}}$. Таким образом, ударная волна приводит лишь к незначительным случайным блужданиям пучка относительно его регулярного смещения. С увеличением высоты как регулярное, так и случайное смещения пучка за счет ударной волны уменьшаются.

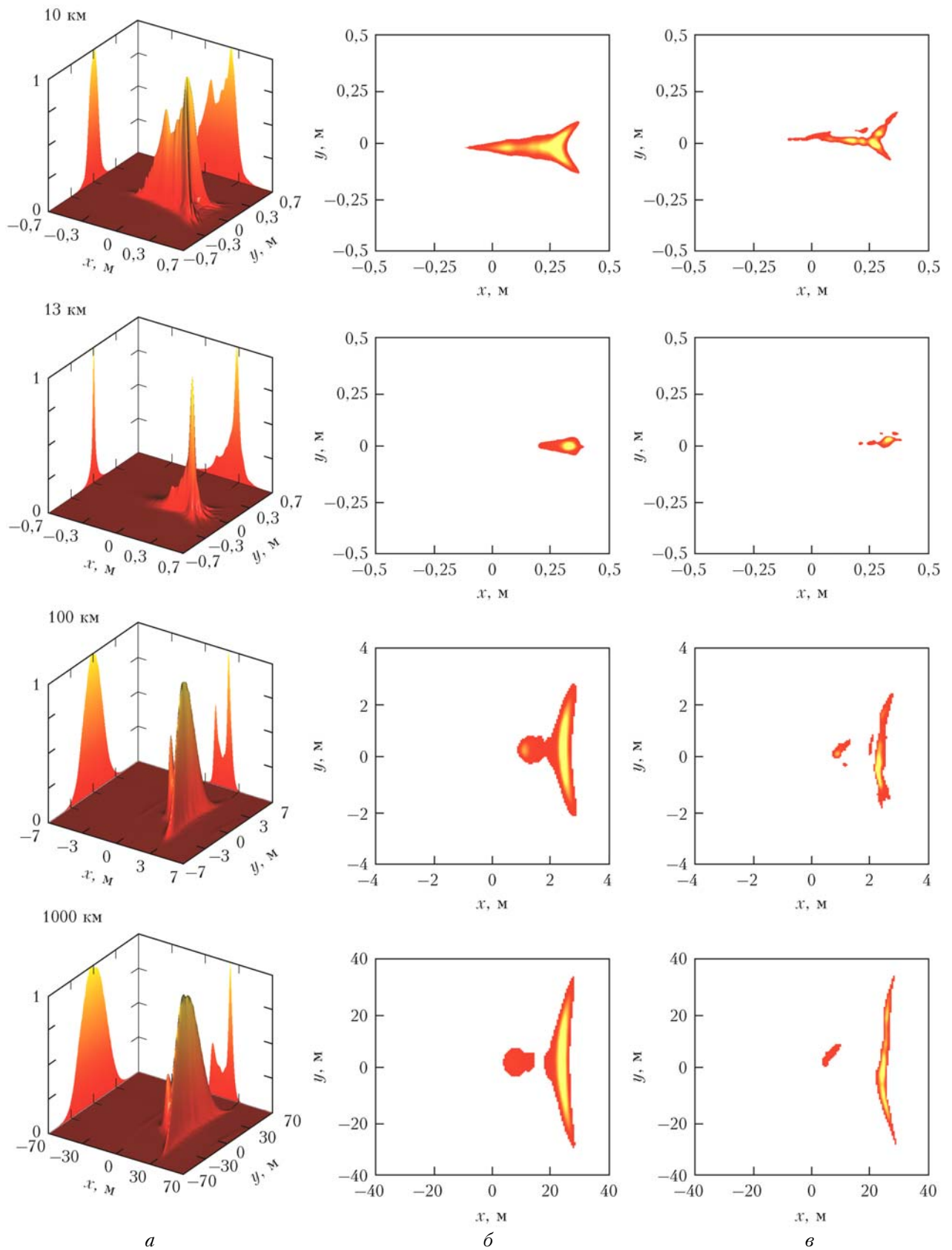


Рис. 8. Распределения нормированной интенсивности лазерного пучка $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle / \langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$ (а) в трехмерном представлении и распределение средней (б) и случайной (в) интенсивности в поперечном сечении пучка на уровне 0,2 от максимального значения. Начальный радиус пучка $a = 25$ см; $H = 5$ км

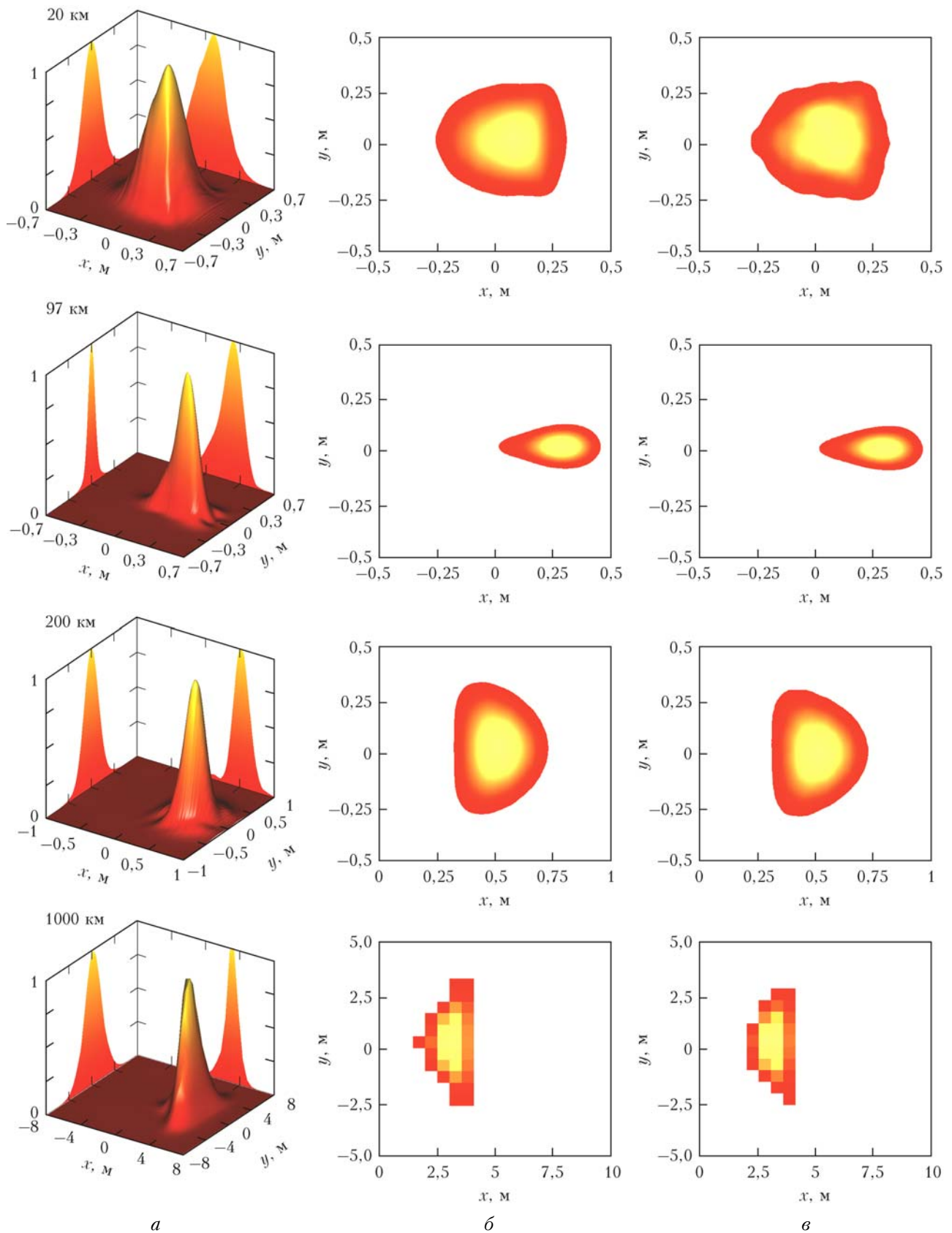


Рис. 9. Распределения нормированной интенсивности лазерного пучка $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle / \langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$ (а) в трехмерном представлении и распределение средней (б) и случайной (в) интенсивности в поперечном сечении пучка на уровне 0,2 от максимального значения. Начальный радиус пучка $a = 25$ см; $H = 20$ км

Заключение

Установлено, что пространственная неоднородность возмущений показателя преломления воздуха, вызываемых ударной волной вблизи движущегося со сверхзвуковой скоростью летательного аппарата, приводит к существенным анизотропным искажениям распределения интенсивности в поперечном сечении и может вызывать тотальные абберации волнового фронта пучка, прошедшего через ударную волну в начале трассы. В частности, при обтекании конусообразного тела возникающая в сверхзвуковом потоке ударная волна формирует оптическую неоднородность, которая при распространении оптического пучка в поперечном к образующей конуса направлении воздействует на него как фокусирующая линза. В результате поперечные размеры пучка по мере распространения могут становиться существенно меньше, чем на выходной апертуре.

Угловое отклонение пучка от прямолинейного распространения за счет ударной волны зависит только от высоты над поверхностью Земли, на которой ударная волна образуется. С увеличением высоты влияние ударной волны на пересекающий ее оптический пучок уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты № 11-08-01059 и 12-08-31032.

1. *Frumker E., Pade O.* Generic method for aero-optic evaluations // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 16. P. 3224–3228.
2. *Pade O.* Models of turbulence for aero-optics applications // *Proc. SPIE.* 2001. V. 4419. P. 494–498.
3. *Wang T., Zhao Y., Xu D., Yang Q.Y.* Numerical study of evaluating the optical quality of supersonic flow fields // *Appl. Opt.* 2007. V. 46, N 23. P. 5545–5551.
4. *Wang K., Wang M.* Aero-optics of subsonic turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2012. V. 696. P. 122–151.
5. *Zubair F.R., Catrakis H.J.* Aero-optical interaction along laser beam propagation paths in compressible turbulence // *AIAA J.* 2007. V. 45, N 7. P. 1663–1674.
6. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Zhao Y.X.* Hierarchical structure of the optical path length of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. Express.* 2012. V. 20, iss. 15. P. 16494–16503.
7. *Buckner A., Gordeyev S., Jumper E.J.* Optical aberrations caused by transonic attached boundary layers: underlying flow structure // *AIAA Paper.* 2005–0752.
8. *Rennie R.M., Duffin D.A., Jumper E.J.* Characterization and aero-optic correction of a forced two-dimensional weakly compressible shear layer // *AIAA J.* 2008. V. 46, N 11. P. 2787–2795.
9. *Pade O.* Optical propagation through turbulent jets // *Proc. SPIE.* 2004. V. 5572. P. 24–33.
10. *Frumker E., Pade O., Rojt P.I.* Optical distortions caused by propagation through turbulent shear layers // *Proc. SPIE.* 2004. V. 5237. P. 31–38.
11. *Pade O.* Propagation through Shear Layers // *Proc. SPIE.* 2006. V. 6364. P. 63640E.

V.A. Banakh, A.A. Sukharev, A.V. Falits. Diffraction of the optical beam on a shock wave in the vicinity of a supersonic aircraft.

Results of calculation of the mean intensity and deviation from the rectilinear direction of propagation of the optical beam crossing a shock wave at the beginning of a path in a homogeneous medium are present. It is shown that the spatial inhomogeneity of the refractive index of air in the area occupied by a shock wave in the vicinity of a conical body moving with the supersonic speeds can cause focusing effect on a beam intersecting shock wave. Magnitude of angular displacements of a beam, crossing shock wave, depends only on the height above the Earth's surface at which the shock wave is formed. The impact of shock wave on a beam crossing it decreases with the height increase.

12. *Yoshizawa A.* Simplified statistical approach to complex turbulent flows and ensemble-mean compressible turbulence modeling // *Phys. Fluids.* 1995. V. 7, N 12. P. 3105–3117.
13. *Баных В.А., Запругаев В.И., Капун И.Н., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш.* Экспериментальные исследования дисперсии и спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка, пересекающего сверхзвуковой поток газа // *Оптика атмосф. и океана.* 2007. Т. 20, № 5. С. 408–412.
14. *Баных В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление радиальной зависимости структурной характеристики показателя преломления в сверхзвуковом потоке газа по флуктуациям интенсивности лазерного пучка // *Оптика и спектроскопия.* 2010. Т. 108, № 1. С. 116–121.
15. *Баных В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // *Оптика и спектроскопия.* 2011. Т. 111, № 6. С. 1032–1037.
16. *Баных В.А., Запругаев В.И., Сазанович В.М., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш.* Экспериментальные исследования оптическими методами среды над моделью, обдуваемой сверхзвуковой струей // *Оптика атмосф. и океана.* 2010. Т. 23, № 12. С. 1091–1098.
17. *Banakh V.A., Marakosov D.A., Tsvyk R.Ch., Zapryagaev V.I.* Study of Turbulent Supersonic Flow Based on the Optical and Acoustic Measurements // *Wind Tunnels and Experimental Fluid Dynamics Research / Dr. Jorge Colman Lerner and Dr. Ulfilas Boldes (Ed.).* ISBN: 978-953-307-623-2. InTech. 2011. P. 607–628.
18. *Зуев В.Е., Баных В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
19. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
20. *Баных В.А., Смалихо И.Н.* Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 4. С. 300–307.
21. *Баных В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В.* Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.
22. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
23. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. — DCW Industries, Inc., La Cañada, CA, 2006. 522 p.
24. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Wang Xi.* Structure of the refractive index distribution of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. and Lasers Eng.* 2013. V. 51, iss. 9. P. 1113–1119.
25. *Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере* / Под ред. В.А. Баныха. Авт.: В.П. Аксенов, В.А. Баных, В.В. Валувев, В.Е. Зуев, В.В. Морозов, И.Н. Смалихо, Р.Ш. Цвык. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.