

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 533.6.011

Искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной вблизи турели сверхзвукового летательного аппарата

В.А. Банах, А.А. Сухарев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 25.11.2015 г.

Представлены результаты расчета средней интенсивности пучка, прошедшего в начале трассы через ударную волну, которая образуется при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха турели, и распространяющегося далее в однородной среде. Показано, что пространственная неоднородность показателя преломления воздуха в области ударной волны может приводить к сильным анизотропным искажениям пересекающего ее пучка, приводящим к его фокусировке и фрагментации на сравнительно небольших расстояниях от турели и быстрой его деградации при дальнейшем распространении.

Ключевые слова: турель, ударная волна, средняя интенсивность, фокусировка оптического излучения; turret, shock wave, mean intensity, focusing of optical radiation.

Введение

При движении летательных аппаратов (ЛА) со сверхзвуковыми скоростями возникает ударная волна и физические параметры среды вблизи поверхности аппарата могут претерпевать скачкообразные изменения. Это приводит к сильной пространственной неоднородности показателя преломления в прилегающей к ЛА области пространства и искажениям оптического излучения, распространяющегося через ударную волну.

Разработке методов исследования и изучению аэрооптических эффектов, возникающих в сверхзвуковых потоках (СП), посвящен ряд работ, опубликованных в недавнее время [1–11]. В [1–3] рассмотрены вопросы создания оптических моделей и моделирования аэрооптических эффектов в турбулентных СП. В [4] проведено моделирование распространения лазерного пучка через шлейф выхлопа реактивного двигателя, что важно для решения задач создания бортовых систем защиты ЛА от ракетного поражения. В [5–11] осуществляется численный анализ аэрооптических характеристик сверхзвукового и дозвукового [7] потоков, обтекающих тела аэродинамической формы (клин, турель и др.). В частности, в [9–11] представлены результаты численного исследования аэрооптических эффектов, возникающих при сверхзвуковом обтекании конусообразного тела, когда формируется плоский косой скачок уплотнения. Задача решалась для геометрии, когда источник лазерного излучения находится в носовой части ЛА, а распро-

странение происходит через ударную волну перпендикулярно поверхности конуса.

В [9, 10] показано, что возмущения плотности воздуха, вызванные ударной волной вблизи конусообразного тела, приводят к сильным искажениям волнового фронта пучка. Формируемая в этом случае ударной волной оптическая неоднородность может приводить, в частности, к фокусировке оптического пучка, т.е. воздействует на него как фокусирующая линза. В [11] представлены результаты численного исследования аэрооптических эффектов, вызываемых ударной волной вблизи конусообразного тела, когда распространение лазерного излучения после ударной волны происходит в турбулентной атмосфере.

В настоящей статье рассмотрена задача о дифракции оптического пучка для другой, важной в практическом отношении, конфигурации ударной волны, которая формируется при обтекании турели на фюзеляже движущегося со сверхзвуковой скоростью ЛА. Построена оптическая модель сверхзвукового воздушного потока, обтекающего турель, рассчитаны пространственные распределения средней интенсивности и амплитуда отклонения оптического пучка от заданного направления распространения за счет ударной волны. Результаты получены для случая, когда оптический пучок, пересекающий ударную волну в начале трассы, дальше распространяется в однородной среде. Как и в работах [9–11], расчеты проводились в двух вариантах: 1) когда ударная волна задается в виде регулярного изменения плотности воздуха (регулярная ударная волна) и 2) когда наряду с регулярными учитываются турбулентные возмущения плотности воздуха (турбулизованная ударная волна).

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

Постановка задачи и исходные соотношения

Пусть движущийся горизонтально со сверхзвуковой скоростью летательный аппарат находится на высоте H над поверхностью Земли, а источник лазерного излучения находится в турели, расположенной на фюзеляже ЛА. Будем считать, что формируется ударная волна, соответствующая обтеканию сверхзвуковым потоком турели.

Для описания распространения лазерного излучения для геометрии, показанной на рис. 1, использовалось параболическое уравнение для комплексной амплитуды поля распространяющейся оптической волны $U(z, \mathbf{r})$ [12]:

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

где предполагается, что распространение оптической волны происходит вдоль оси z декартовой системы координат; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – двумерный вектор в плоскости, перпендикулярной 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 (регулярное) значение, $n'(z, \mathbf{r})$ – флуктуационная составляющая. Рассматривался случай распространения коллимированного гауссова пучка $U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2a^2}\right\}$ с начальным радиусом на выходной апертуре a .

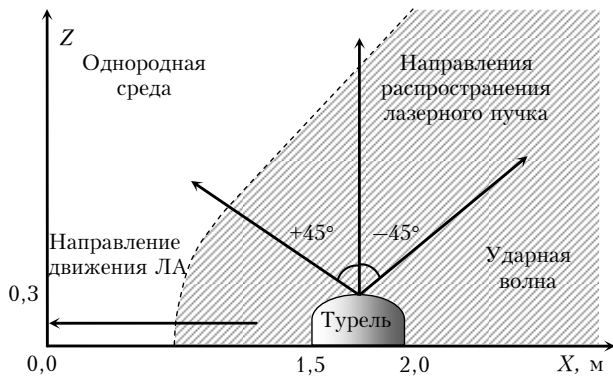


Рис. 1. Модель турели сверхзвукового летательного аппарата и геометрия распространения лазерного пучка

Алгоритм численного решения уравнения (1) в области ударной волны базируется на методе расщепления задачи 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 по-

мощью тонких фазовых экранов в начале каждого слоя, а между экранами оптическая волна испытывает лишь дифракцию [13].

Моделирование фазовых экранов в области ударной волны осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего значения $\bar{n}(z, \mathbf{r})$ и случайных флуктуаций $n'(z, \mathbf{r})$ показателя преломления воздуха для трех случаев распространения пучка: по вертикали вверх от вершины турели и под углом 45° относительно этой вертикали вперед и назад по ходу ЛА. В двух последних случаях при расчетах система координат ориентировалась так, чтобы распространение происходило вдоль оси Z . (Геометрию распространения лазерного пучка относительно турели в плоскости ZOX см. на рис. 1). Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на границе ударной волны в каждом из трех случаев принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде.

Число случайных реализаций комплексной амплитуды поля лазерного пучка $U(z, \mathbf{r})$ для расчета пространственного распределения средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$ и дисперсии случайных блужданий пучка выбиралось из условия, чтобы относительное среднеквадратическое отклонение оцениваемой характеристики не превышало 0,1 [9].

Расчет параметров фазовых экранов

Для определения среднего значения \bar{n} и структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 в области ударной волны, необходимых для моделирования 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 турели на высоте H и скорости 2М (2 Маха).

Значения среднего показателя преломления определялись по формуле [14]:

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

где $\rho_0(\mathbf{r})$ – пространственное распределение средней плотности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. Результаты расчета пространственного распределения среднего значения показателя преломления \bar{n} для высоты $H = 10$ км представлены на рис. 2, а. Видно, что образующийся при обтекании турели скачок уплотнения становится криволинейным, превращаясь в отошедшую ударную волну, в отличие от конусообразного тела, когда образуется плоский косой скачок уплотнения (рис. 2, б) [9].

Ударная волна вблизи турели проявляет себя резким возрастанием средней плотности, которая достигает максимальных значений у переднего фронта и медленно спадает по мере развития ударной

волны. За турелью возникает течение разрежения, где средний показатель преломления \bar{n} принимает значения, меньшие, чем за пределами ударной волны, что обусловлено неоднородностью набегающего на переднюю часть турели потока. Заметим, что

в ударной волне, формирующейся при обтекании конусообразного тела (см. рис. 2, б), среднее значение показателя преломления всегда превышает средний показатель преломления окружающего воздуха на высоте ЛА.

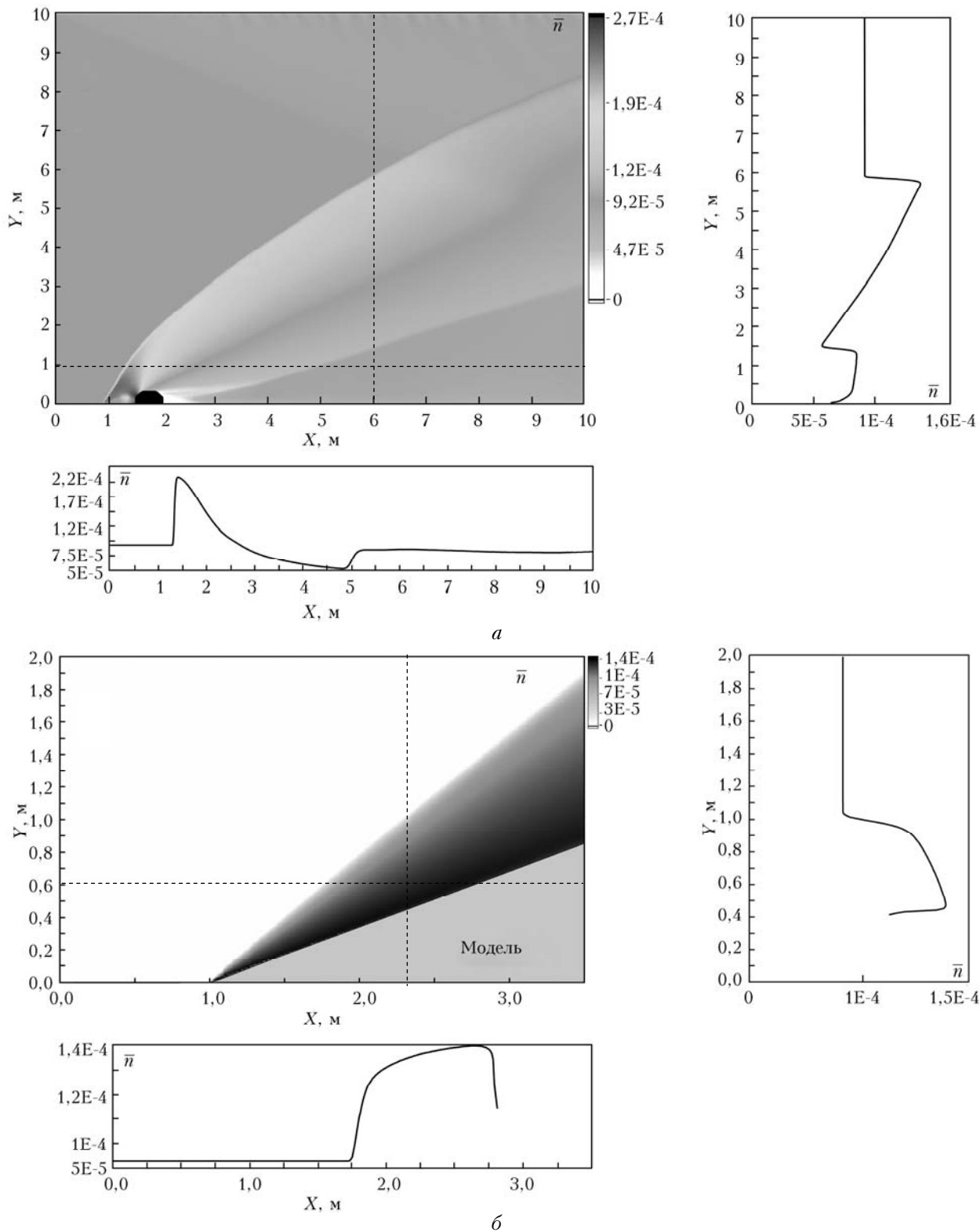


Рис. 2. Распределение среднего показателя преломления воздуха в ударной волне для высоты 10 км при скорости набегающего потока, равной 2М: а – турель; б – конусообразное тело

Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по формуле

$$\Psi_r(\mathbf{r}) = \Delta z k \bar{n},$$

где $\Delta z = R_0 / (N_{scr} - 1)$ – 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.

Затем рассчитанные значения \mathbf{u} и ρ_0 совместно с параметрами K -омега SST (Shear-Stress Transport) модели турбулентности Fluid Dynamics [15] использовались в уравнении для дисперсии флуктуаций плотности $\sigma_p^2 = \overline{\rho'^2}$ [16]:

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

где $\rho' = \rho - \rho_0$ – флуктуации плотности; черта сверху означает усреднение по ансамблю; $\nu_T = 0,09 K^2 / \varepsilon$ – турбулентная кинематическая вязкость; σ_p , σ_{pp} , C_D – постоянные величины; $K = \langle \mathbf{u}'^2 \rangle / 2$ – кинетическая энергия турбулентности; \mathbf{u}' – случайные отклонения вектора скорости от среднего; ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Решение уравнения (3) позволяет найти структурную характеристику показателя преломления воздуха по формуле

$$C_n^2(z, \mathbf{r}) = 1,91 G^2 \frac{\overline{\rho'^2(z, \mathbf{r})}}{\rho^2(z, \mathbf{r})} L_0^{-2/3},$$

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 [9, 16]. Пространственное распределение структурной характеристики показателя преломления воздуха вблизи турели для высоты 10 км показано на рис. 3. Видно, что значения структурной характеристики максимальны у внешней границы ударной волны и уменьшаются по мере увеличения ее расходимости. В области разрежения флуктуации показателя преломления воздуха в ударной волне минимальны.

Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления

$$\Phi_\Psi(q_x, q_y) = 0,009693 k^2 \Delta z C_n^2 (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6},$$

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 исследуемой высоте. Внешний

масштаб L_0 для каждого экрана задавался границами расчетной сетки, поскольку масштабы изменения средней плотности в продольном направлении соизмеримы с продольными размерами моделируемого потока. В поперечном направлении внешний масштаб турбулентности в пристеночных течениях L_K составляет десятые доли от поперечных размеров потока [17, 18], так что $L_K \ll L_0$. Для моделирования турбулентности в области ударной волны мы задавали несколько случайных фазовых экранов, число которых оценивалось из геометрии потока и условия некоррелированности экранов в направлении распространения ($\Delta z > L_K$) [9].

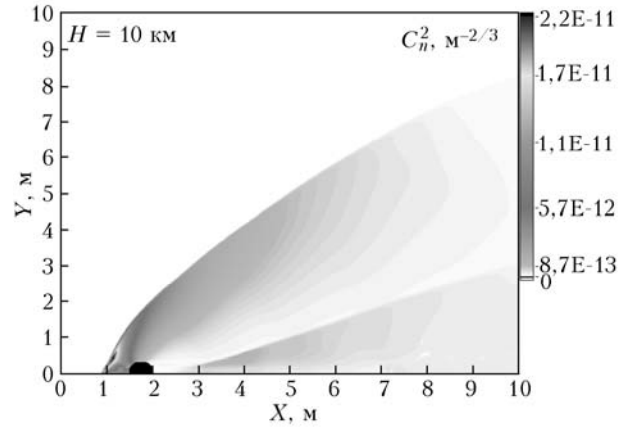


Рис. 3. Распределение структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха в ударной волне для высоты 10 км над поверхностью Земли

Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$, где $I(z, \mathbf{r}) = U(z, \mathbf{r}) U^*(z, \mathbf{r})$, а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю, проводились для гауссова пучка с начальным радиусом на выходной апертуре $a = 5$ и 10 см, длина волны излучения задавалась равной 1,06 мкм, высота ЛА над поверхностью Земли полагалась равной 10 км. Рассчитывались следующие характеристики: эффективный радиус пучка a_{eff} , определяемый как расстояние в поперечной плоскости, где средняя интенсивность $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$ убывает до уровня $\exp(-1)$ 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

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

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

На рис. 4, 5 показаны результаты расчета средней интенсивности пучка с начальными радиусами $a = 5$ и 10 см в его поперечном сечении на уровне $0,2$ от максимального значения. Слева представлены распределения средней интенсивности на границе ударной волны.

Из рис. 4, *a* видно, что на границе ударной волны поперечные размеры пучка по оси x меньше начальных, т.е. из-за сильной неоднородности пространственного распределения показателя преломления на переднем фронте ударной волны происходят сильные анизотропные искажения пучка и сжатие его размеров по одной из осей. По мере распространения за пределами ударной волны вследствие дифракции поперечные размеры пучка должны увеличиваться. Однако это происходит не

сразу. Вследствие приобретенных при прохождении ударной волны искажений пучок фокусируется на некотором расстоянии, что видно из средних рис. 4, *в*, 5, *a* и 5, *б*, где представлены распределения средней интенсивности пучка в его поперечном сечении в области перетяжки. Из рис. 4, 5 видно, что ударная волна приводит к существенным искажениям распределения интенсивности в поперечном сечении пучка. В частности, при распространении пучка под углом 45° вперед через область максимальных возмущений показателя преломления (см. рис. 4, *a* и 5, *a*) происходит «филаментация» пучка, он распадается на две части. Менее выраженная фрагментация пучка на несвязные области происходит и при других направлениях распространения (рис. 4, *в*, 5, *б*, 5, *в*).

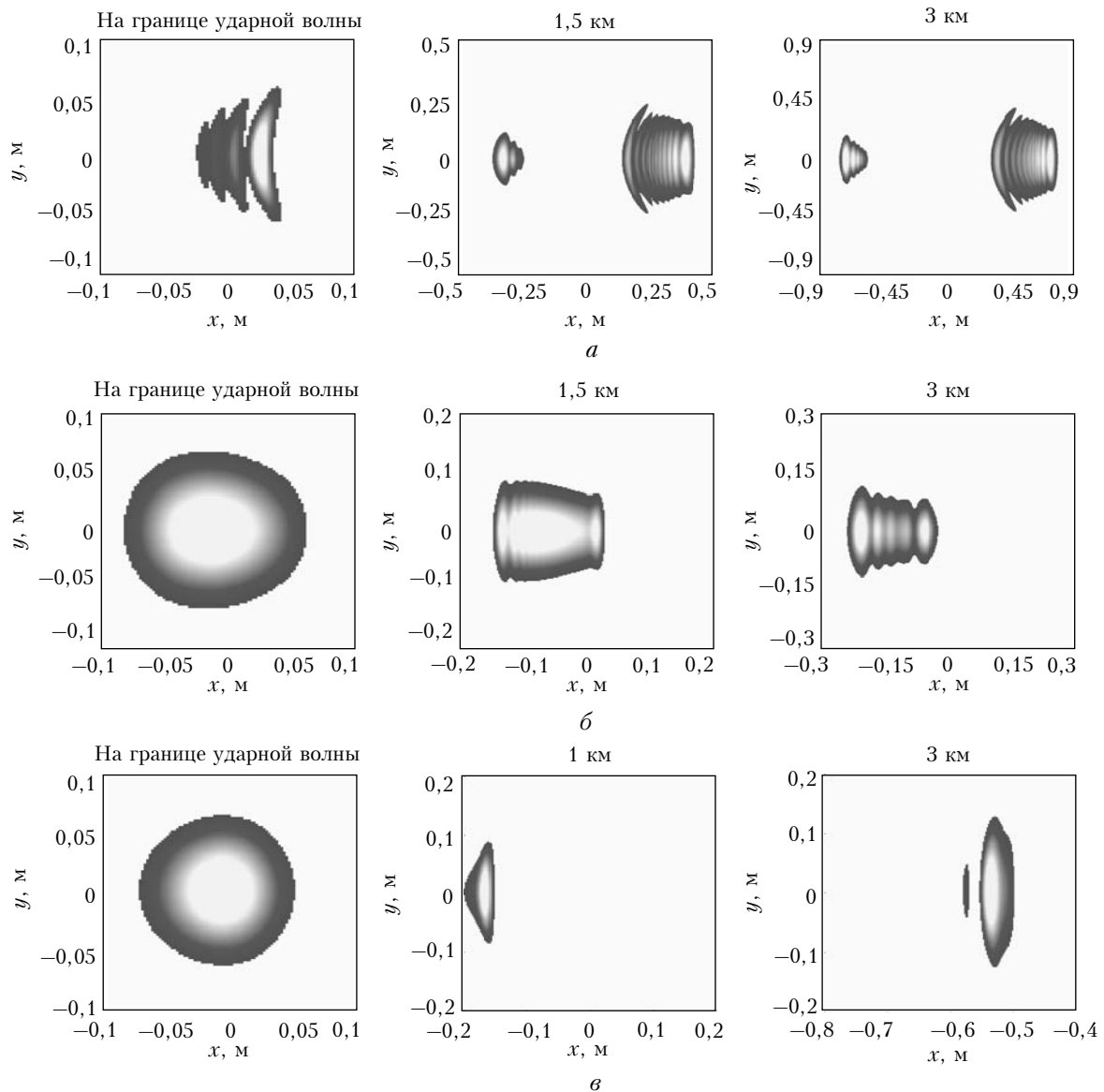


Рис. 4. Распределение средней интенсивности в поперечном сечении пучка на уровне $0,2$ от максимального значения. Начальный радиус пучка $a = 5$ см. Распространение вперед (*a*), вверх (*б*), назад (*в*)

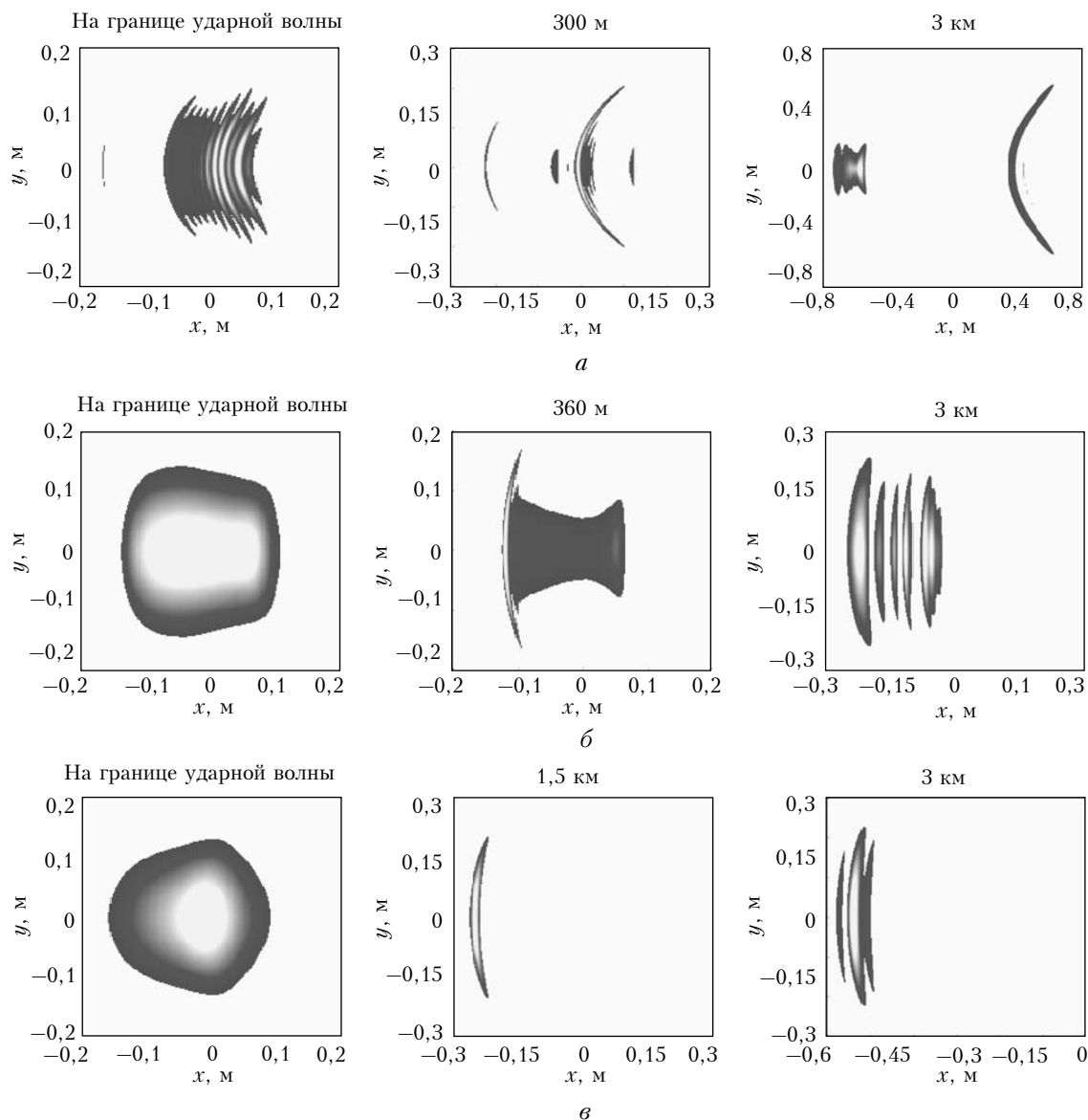


Рис. 5. Распределение средней интенсивности в поперечном сечении пучка на уровне 0,2 от максимального значения. Начальный радиус пучка $a = 10$ см. Распространение вперед (*а*), вверх (*б*), назад (*в*)

На рис. 6 показано, как изменяется эффективный радиус пучка a_{eff} по мере распространения. Кривые 1–4 на рис. 6 соответствуют случаю распространения через регулярную ударную волну, кривые 1'–4' – через турбулизованную. Кривые 4, 4' на рис. 6, a соответствуют распространению лазерного пучка через ударную волну, образующуюся при обтекании конусообразного тела.

Из рис. 6 видно, что турбулентные флуктуации показателя преломления в области ударной волны ожидаемо уширяют пучок, однако основной вклад в изменение эффективного радиуса пучка вносят регулярные возмущения показателя преломления в области ударной волны. Вследствие искажений на регулярных неоднородностях показателя преломления воздуха в области ударной волны сначала происходит фокусировка пучка на сравни-

тельно небольших расстояниях от турели и лишь затем дифракционное увеличение его поперечных размеров. Видно, что ударная волна, формирующаяся при обтекании турели, оказывает воздействие на пучок гораздо более сильное, чем ударная волна, образующаяся при обтекании сверхзвуковым потоком воздуха конусообразного тела. Рис. 6, как и рис. 4, 5, показывает, что наиболее сильное воздействие ударная волна оказывает на пучок, распространяющийся вперед.

На рис. 7 приведены данные, иллюстрирующие изменение максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I_{max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ вдоль трассы распространения. Все значения интенсивности на рис. 7 нормированы на максимальное значение интенсивности I_0 на расстоянии z в отсутствие ударной волны.

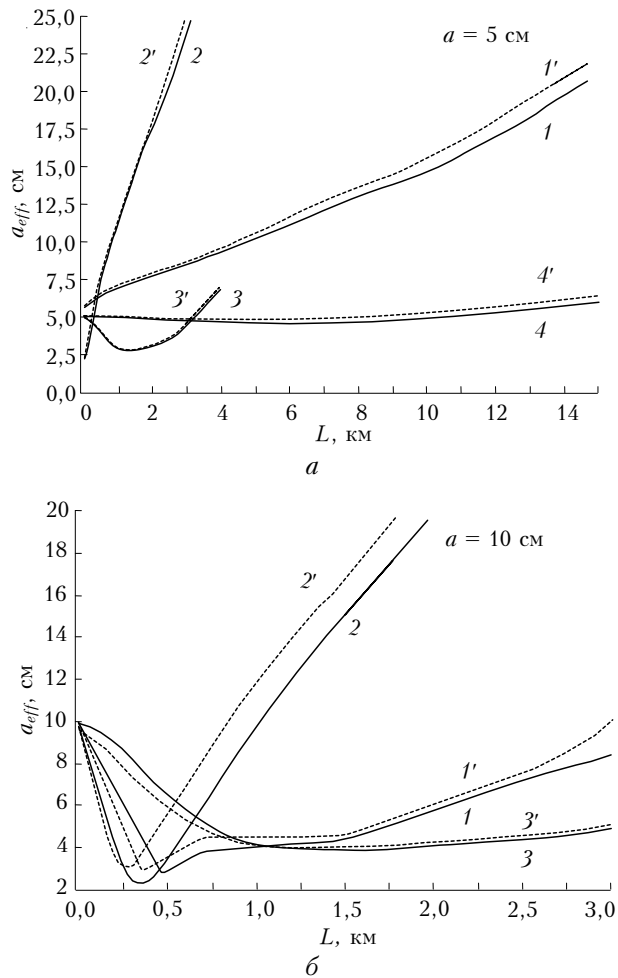


Рис. 6. Зависимость a_{eff} от L . 1–4 – регулярная ударная волна; 1'–4' – турбулизованная ударная волна. Распространение вверх (1 и 1'), вперед (2 и 2'), назад (3 и 3'); 4, 4' – распространение через ударную волну, формирующуюся конусообразным телом. $H = 10$ км

Из рис. 7, а следует, что для пучка с начальным радиусом 5 см, проходящего через область максимальных значений показателя преломления воздуха в области ударной волны (кривая 2, 2'), $\langle I_{max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ принимает максимальные значения, в несколько раз превышающие I_0 , происходит фокусировка пучка на расстоянии приблизительно 100 м от границы ударной волны. Для пучка радиусом 10 см (рис. 7, б) это расстояние в несколько раз больше. Для пучка, прошедшего через ударную волну, сформированную конусообразным телом, область фокусировки располагается гораздо дальше, на расстоянии 6 км, и имеет в несколько раз меньшие максимальные значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка по сравнению с пучком, распространяющимся через ударную волну, образованную турелью.

При распространении вверх (рис. 7, кривые 1 и 1') с уменьшением начального радиуса на выходной апертуре фокусирующего действия ударной волны не наблюдается. Из рис. 7 видно, что при распространении под углом 45° назад максимальное

значение $\langle I_{max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ перемещается на расстояние 1,5 км, продольный размер перетяжки в несколько раз больше, чем для случая распространения под тем же углом вперед, и тем больше, чем меньше начальный радиус пучка. Максимальное значение $\langle I_{max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ при этом в несколько раз превышает I_0 . Флуктуации плотности воздуха в ударной волне (турбулизованная ударная волна) уменьшают ее фокусирующее действие.

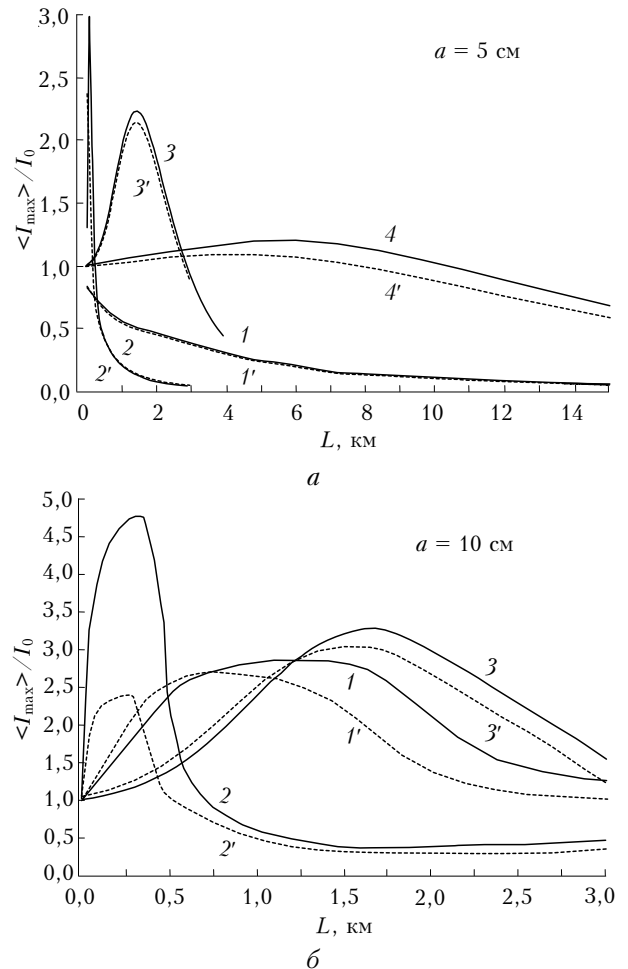


Рис. 7. Зависимость $\langle I_{max} \rangle / I_0$ от L . 1–4 – регулярная ударная волна; 1'–4' – турбулизованная ударная волна. Распространение вверх (1 и 1'), вперед (2 и 2'), назад (3 и 3'); 4, 4' – распространение через ударную волну, формирующуюся конусообразным телом. $H = 10$ км

В таблице представлены результаты расчета величины регулярного смещения $\sigma_{r, \text{рег}}$ и $\sigma_{r, \text{турб}}$ энергетического центра тяжести пучка, распространяющегося через регулярную и турбулизованную ударную волну. Кроме того, приведены результаты расчета среднеквадратического отклонения σ_c случайных смещений пучка, прошедшего через турбулизованную ударную волну. Из таблицы следует, что регулярное отклонение пучка от прямолинейного распространения, вызываемое регулярной ударной волной $\sigma_{r, \text{рег}}$, растет с увеличением угла, под которым распространяется пучок с поверхности турели. Угловое

**Регулярное смещение и стандартное отклонение случайных смещений
энергетического центра тяжести пучка**

a , см	Направление распространения	$\sigma_{r\text{рег}}$, 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	+45	0,634	1,3	0,972	2	0,06	0,12
	0	0,225	0,46	0,26	0,53	0,034	0,07
	-45	0,396	0,81	0,595	1,22	0,04	0,08
10	+45	0,495	1,02	0,774	1,6	0,05	0,1
	0	0,226	0,46	0,264	0,54	0,03	0,06
	-45	0,413	0,84	0,624	1,28	0,01	0,02

отклонение $\alpha_{r\text{рег}} = \sigma_{r\text{рег}}/L$ при этом уменьшается в соответствии со значениями регулярного отклонения от прямолинейного распространения $\sigma_{r\text{рег}}$. При прохождении через турбулизованную ударную волну отклонение пучка увеличивается в 1,5 раза при распространении под углами 45° в обоих направлениях, и $\alpha_{r\text{турб}} = \sigma_{r\text{турб}}/L$ увеличивается незначительно при распространении пучка вверх. Среднеквадратическое отклонение случайных смещений энергетического центра тяжести пучка σ_c составляет лишь десятую часть от регулярного. Аналогичный вывод справедлив и для углового среднеквадратического отклонения $\alpha_c = \sigma_c/L$ по сравнению с $\alpha_{r\text{рег}}$ и $\alpha_{r\text{турб}}$. Таким образом, случайные отклонения от прямолинейного распространения пучка, прошедшего через ударную волну, незначительны в сравнении с его регулярным смещением.

Заключение

Рассмотрена задача о прохождении оптического излучения через ударную волну, образующуюся при обтекании турели сверхзвуковым потоком воздуха. Представлены результаты анализа возмущений показателя преломления воздуха, вызываемые ударной волной. Установлено, что пространственная структура показателя преломления воздуха вблизи турели характеризуется скачкообразным возрастанием среднего значения \bar{n} и структурной постоянной C_n^2 у переднего фронта ударной волны, где \bar{n} и C_n^2 принимают максимальные значения. За турелью возникает течение разрежения, где средний показатель преломления имеет значения, меньшие, чем в невозмущенной атмосфере за пределами ударной волны, а флуктуации показателя преломления минимальны.

Возникающая неоднородность показателя преломления воздуха в ударной волне вблизи турели приводит к значительным анизотропным искажениям распределения интенсивности в поперечном сечении пучка оптического излучения, пересекающего ударную волну. Это искажающее воздействие ударной волны может быть столь сильным, что происходят фрагментация пучка на несколько частей уже в начале трассы и его последующая быстрая деградация при дальнейшем распространении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-06549.

1. *Frumker E., Pade O.* Generic method for aero-optic evaluations // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 16. P. 3224–3228.
2. *Pade O.* Propagation through shear layers // *Proc. SPIE.* 2006. V. 6364. P. 63640E.
3. *Волков К.Н., Емельянов В.Н.* Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование // *Ж. техн. физ.* 2008. Т. 78, вып. 2. С. 77–82.
4. *Henriksson M., Sjöqvist L., Parmhed O., Fureby C.* Numerical laser beam propagation using large eddy simulation of a jet engine flow field // *Opt. Eng.* V. 54, iss. 8. 085101 (Aug 05, 2015). DOI: 10.1117/1.OE.54.8.085101.
5. *Bo L., Hong L.* Aero-Optical Characteristics of Supersonic Flow over Blunt Wedge with Cavity Window // *J. Shanghai Jiaotong Univ.* 2011. V. 16(6). P. 742–749.
6. *Xu L., Cai Y.* Influence of altitude on aero-optic imaging deviation // *Appl. Opt.* 2011. V. 50, N 18. P. 2949–2957.
7. *Wang M., Mani A., Gordeev S.* Physics and Computation of Aero-Optics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 299–321.
8. *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. P. 16494–16503.
9. *Баных В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосф. и океана.* 2013. Т. 26, № 11. С. 932–941.
10. *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Optical beam distortions induced by a shock wave // *Appl. Opt.* 2015. V. 54, iss. 8. P. 2023–2031.
11. *Баных В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела // *Оптика атмосф. и океана.* 2014. Т. 27, № 8. С. 679–688. *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Manifestation of Aero-Optical Effects in a Turbulent Atmosphere in Supersonic Motion of a Conical Body // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 1. P. 24–33.
12. *Зуев В.Е., Баных В.А., Показов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
13. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
14. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
15. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 2006. 522 p.
16. *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.
17. Wang K., Wang M. Aero-optics of subsonic turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2012. V. 696. P. 122–151.
18. 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. Lasers Engin. 2013. V. 51, iss. 9. P. 1113–1119.

V.A. Banakh, A.A. Sukharev. Distortions of laser beams caused by a shock wave near the turret of a supersonic aircraft.

Results of calculation of the mean intensity of an optical beam crossing a shock wave arising at the supersonic flowing the turret 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 can cause strong anisotropic distortions of a beam intersecting a shock wave. The distortions leads to focusing and fragmentation of a beam at relatively small distances from the turret and its quick degradation during further propagation.