

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 533.6.011

Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела

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 27.09.2013 г.

Представлены результаты анализа средней интенсивности, флуктуаций интенсивности и регулярных и случайных смещений оптических пучков, распространяющихся через ударную волну, возникающую при сверхзвуковом движении конусообразного тела, в турбулентной атмосфере. Показано, что с усилением оптической турбулентности происходит подавление аэрооптических эффектов, вызываемых ударной волной. Приводятся количественные данные, иллюстрирующие степень проявления аэрооптических эффектов для трасс различной геометрии и протяженности в зависимости от турбулентных условий распространения света.

Ключевые слова: ударная волна, средняя интенсивность, турбулентность, дисперсия флуктуаций интенсивности; shock wave, mean intensity, turbulence, variance of intensity fluctuations.

Введение

Вопросам изучения турбулентных сверхзвуковых потоков (СП) и аэрооптических эффектов, возникающих вследствие распространения оптического излучения через СП, посвящены работы [1–16]. В частности, с использованием оптической модели турбулентности в СП, построенной в [12–15], в работе [16] выполнены исследования распространения оптического пучка с борта летательного аппарата (ЛА), движущегося со сверхзвуковой скоростью, когда вблизи его поверхности возникают турбулентные возмущения плотности воздуха (ударная волна), вызывающие различные аэрооптические эффекты. В [16] предполагалось, что источник оптического излучения находится в носовой части ЛА, и расчеты оптических характеристик ударной волны проводились на основе моделирования сверхзвукового обтекания воздушным потоком конусообразного тела с использованием пакета программ Fluid Dynamics 6.

Из результатов [16], в частности, следует, что при распространении через ударную волну в поперечном к поверхности конуса направлении может происходить фокусировка оптического излучения вследствие неоднородности распределения среднего значения показателя преломления вблизи ЛА. Это означает, что по мере распространения поперечные размеры оптического пучка, прошедшего ударную волну, могут становиться меньше, чем на выходной апертуре.

В [16] считалось, что за пределами ударной волны прошедшее через нее оптическое излучение искажений не испытывает. В действительности это не так. В атмосфере всегда присутствуют неоднородности показателя преломления, вызываемые турбулентным перемешиванием воздуха, поэтому важно знать влияние атмосферной турбулентности на проявление аэрооптических эффектов.

В настоящей статье рассмотрена задача прохождения излучения через ударную волну в турбулентной атмосфере. Используется та же модель пространственной структуры оптической турбулентности и распределения среднего значения показателя преломления вблизи ЛА, что и в [16]. Атмосферная турбулентность задается в соответствии с высотными моделями [17].

Формулировка задачи и исходные соотношения

Предположим, что движущийся со сверхзвуковой скоростью летательный аппарат находится на высоте H над поверхностью Земли и источник лазерного излучения расположен в носовой части фюзеляжа ЛА. Будем считать, что вблизи ЛА формируется ударная волна, соответствующая обтеканию сверхзвуковым потоком конусообразного тела [16]. Рассмотрим три типа трасс: вертикальные, горизонтальные и наклонные (рис. 1, а). Эти трассы имеют небольшой протяженности начальные участки, проходящие через ударную волну, и протяженные атмосферные участки (рис. 1, б).

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

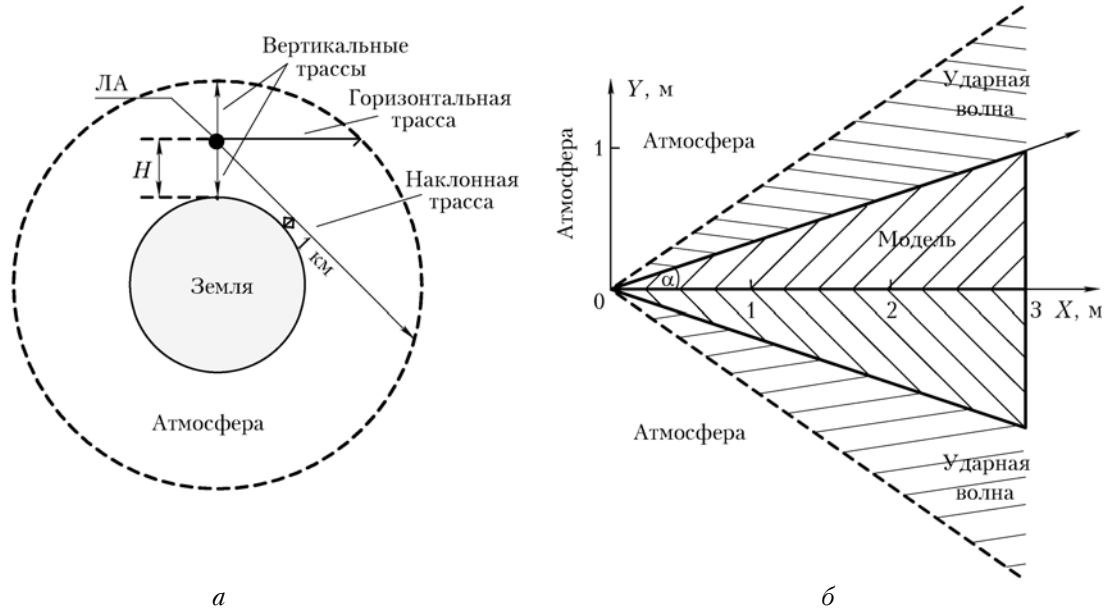


Рис. 1. Геометрия распространения и модель носового обтекателя сверхзвукового летательного аппарата, $\alpha = 18,4^\circ$

Решение задачи о распространении лазерного излучения вдоль трасс, показанных 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; $n(z, \mathbf{r})$ – отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое турбулентностью атмосферы и ударной волной. Начальное распределение поля задавалось в виде коллимированного гауссова пучка $U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\{-r^2/(2a^2)\}$ с эффективным радиусом на выходной апертуре a .

Для численного решения уравнения (1) использовался метод расщепления по физическим факторам с разбиением трассы распространения на слои, в каждом из которых турбулентные искажения оптического излучения моделируются с помощью фазовых экранов, а между экранами учитывается лишь дифракция излучения [19, 20]. Моделирование фазовых экранов на протяженных атмосферных участках трассы осуществлялось на основе колмогоровской модели турбулентности показателя преломления воздуха [21] с использованием полуэмпирической модели высотного профиля C_n^2 в атмосфере [17] для задания значений C_n^2 на каждом из экранов вдоль трассы распространения.

Построенная на основе известных экспериментальных данных высотная модель C_n^2 [17] определяет

изменение структурной характеристики показателя преломления с высотой для трех типов «турбулентной погоды», которые соответствуют наилучшим, средним и наихудшим условиям распространения света в атмосфере. В соответствии с этой моделью структурная характеристика с высотой изменяется в следующих диапазонах: наилучшие условия – $5 \cdot 10^{-16} - 9 \cdot 10^{-19}$, средние – $7 \cdot 10^{-15} - 2 \cdot 10^{-18}$, наихудшие – $1 \cdot 10^{-13} - 5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-2/3}$ [17].

Вызываемые ударной волной изменения показателя преломления на начальных участках трасс моделировались также с помощью фазовых экранов [16]. Фазовые экраны для всех трех типов трасс моделировались в соответствии с пространственным распределением среднего значения показателя преломления и структурной характеристики в направлении перпендикулярном поверхности конуса [16]. Значения C_n^2 на фазовых экранах в области ударной волны изменялись в диапазоне $4,7 \cdot 10^{-12} - 4,5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ на высоте 5 км и в диапазоне $5,9 \cdot 10^{-14} - 6,8 \cdot 10^{-18} \text{ м}^{-2/3}$ на высоте 20 км. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на границе ударной волны принималось за начальное распределение поля при моделировании распространения на атмосферных участках трасс.

Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle = \langle U(z, \mathbf{r}) U^*(z, \mathbf{r}) \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций; $I(z, \mathbf{r})$ – случайное распределение интенсивности пучка, а также относительной дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_I(z, \mathbf{r})$, регулярного смещения σ_r и дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести σ_c

проводились для пучка с эффективным радиусом на выходной апертуре $a = 5$ и 25 см, длина волны излучения задавалась равной $1,06$ мкм, высота ЛА полагалась 5 и 20 км. Из представленной на рис. 1 геометрии распространения следует, что для модели [17], где высота турбулентной атмосферы ограничена 20 км, протяженность вертикальных трасс в атмосфере составляет 5 и 20 км при распространении вниз с высот 5 и 20 км соответственно. Распространение вверх осуществлялось с высоты 5 км до внешней границы атмосферы и далее на 85 км, где рассчитывалась только дифракция, т.е. протяженность трассы составляла 100 км. При распространении пучка в горизонтальном направлении максимальная протяженность трассы до границы атмосферы равна 437 км для высоты 5 км. Наклонные трассы выбирались из условия, чтобы минимальное расстояние лазерного пучка от поверхности Земли составляло 1 км. Протяженность наклонных трасс до точки перигея пучка равна 226 и 492 км соответственно для высот 5 и 20 км.

Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности $\sigma_I(z, \mathbf{r})$ рассчитывалась по формуле [18]:

$$\sigma_I(z, \mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\langle I^2(z, \mathbf{r}) \rangle}{\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle^2}} - 1, \quad (2)$$

среднее смещение по формуле $\sigma_r = |\mathbf{p}_r|$ 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 \mathbf{p}_c ; $\mathbf{p}_r = \{x_r, y_r\}$ – радиус-вектор, определяющий среднее смещение пучка относительно прямолинейного распространения. Векторы \mathbf{p}_c и \mathbf{p}_r задаются соотношениями

$$\mathbf{p}_r(x_r, y_r) = \frac{\int \mathbf{r} \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}{\int \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}, \quad (3)$$

$$\mathbf{p}_c(x_c, y_c) = \frac{\int (\mathbf{r} - \mathbf{p}_r) I(\mathbf{r} - \mathbf{p}_r) d\mathbf{r}}{\int I(\mathbf{r} - \mathbf{p}_r) d\mathbf{r}}. \quad (4)$$

Число случайных реализаций, использовавшихся для оценки статистических параметров пучка, определялось из условия, что относительная среднеквадратическая погрешность оценивания статистического параметра не должна превышать $0,2$, и, как правило, не превышало 300 .

Для оценки возможности моделирования распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере были рассчитаны дифракционный a_d и эффективный a_{eff} радиусы пучка в турбулентной атмосфере по формулам [18]:

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

$$a_{eff} = a[1 + \Omega^{-2} + 0,4\Omega^{-1}\beta_0^{12/5}]^{1/2},$$

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

$$\beta_0^2 = 1,23k^{7/6} L^{11/6} \int_0^1 d\xi C_n^2(\xi L) \quad (5)$$

– параметр, характеризующий интенсивность оптической турбулентности на неоднородных по C_n^2 трассах. Результаты расчета β_0^2 по формуле (5) представлены в табл. 1.

Таблица 1
Результаты расчета параметра β_0^2

H, км	L, км Тип трассы	Условия		
		наилучшие	средние	наихудшие
5	5 вниз	0,03	0,37	5,68
	15 вверх	0,01	0,16	3,9
	437 горизонтальная	5,64	137,4	4172
	226 наклонная	15,34	213,2	4049,5
	20 вниз	0,1	1,24	21,3
20	492 наклонная	32,41	469,16	9363,2

Из табл. 1 следует, что интегральный параметр β_0^2 (5) при наихудших по турбулентности условиях распространения для трасс (см. рис. 1) может принимать очень большие значения, при которых происходит значительное турбулентное уширение лазерных пучков.

Результаты расчета радиусов пучка a_d и a_{eff} приведены в табл. 2, где значения эффективного радиуса a_{eff} для трасс различной длины соответствуют наилучшим, средним и наихудшим условиям распространения.

Таблица 2
Результаты расчета дифракционного a_d и эффективного a_{eff} радиусов пучка в турбулентной атмосфере

H, км	L, км Тип трассы	a = 5 см		a = 25 см	
		a_d , м	a_{eff} , м	a_d , м	a_{eff} , м
5	5 вниз		0,053	0,25	0,25
		0,053	0,053	0,25	0,25
			0,16	0,29	
	15 вверх	0,071	0,071	0,25	0,25
			0,177	0,3	
5	437 горизонтальная	1,467	2	0,386	1,427
			63,35	3803	63,3
			3803		3802
5	226 наклонная	0,72	3,24	0,292	3,28
			74,5	2549	76,93
20	20 вниз		0,084	0,25	0,25
		0,084	0,096	0,25	0,25
			1,45	1,46	
	492 наклонная	1,67	12	0,42	12
			293	10645	293
			10645		10645

Из табл. 2 видно, что поперечные размеры пучка в конце рассматриваемых трасс могут быть очень большими, так что моделирование распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере в этих случаях становится невозможным. Поэтому ниже представлены результаты сравнительного анализа влияния ударной волны и атмосферной турбулентности на характеристики лазерного пучка для трасс такой протяженности, когда численное моделирование распространения еще возможно.

Рис. 2 показывает, как изменяется максимальное значение средней интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ с начальным радиусом $a = 5$ (рис. 2, а) и 25 см (рис. 2, б) при распространении вдоль вертикальной трассы вверх с высоты 5 км в сравнении с пучком, распространяющимся в однородной среде (штриховая линия) и в турбулентной атмосфере при наилучших условиях для распространения света (штрихпунктирная).

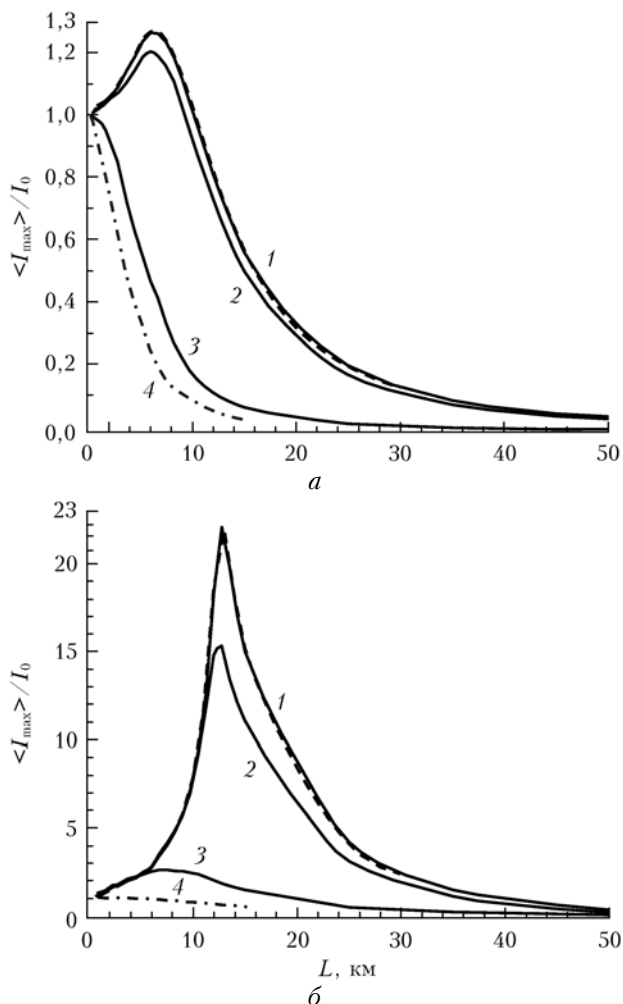


Рис. 2. Зависимость $\langle I_{\max} \rangle / I_0$ от L . Кривые 1, 2, 3 – наилучшие, средние, наихудшие условия для распространения света соответственно; 4 – наихудшие условия без ударной волны; $a = 5$ (а), 25 см (б). Распространение вверх. $H = 5$ км

Нормировка средней интенсивности осуществляется на текущее дифракционное значение интен-

сивности I_0 на оси пучка. Из рис. 2 следует, что для ЛА на высоте 5 км атмосферная турбулентность практически не оказывает влияния на фокусировку пучка ударной волной [16] при наилучших и средних условиях для распространения света. При наихудших по турбулентности условиях распространения эффект фокусировки пучка ударной волной значительно подавляется. Тем не менее при больших размерах выходной апертуры (рис. 2, б) фокусировка пучка за счет ударной волны может приводить к увеличению интенсивности по сравнению с дифракционной в несколько раз. И даже на трассах протяженностью в несколько десятков километров в турбулентной атмосфере воздействие ударной волны на пучок все еще заметно.

На рис. 3 представлены нормированные максимальные значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle / I_0$ на горизонтальной и наклонной трассах для высоты ЛА 5 км. Видно, что с ухудшением условий для распространения света фокусирующее действие ударной волны ослабевает. Тем не менее, как и для вертикальных трасс, в случае больших выходных апертур (рис. 3, б) фокусирующее действие ударной волны проявляется, хоть и в значительно меньшей степени, даже при наихудших условиях распространения света в турбулентной атмосфере.

Вследствие того что оптическая турбулентность при распространении вдоль наклонных трасс, показанных на рис. 1, оказывает более сильное воздействие на пучок, чем при распространении на горизонтальных трассах той же протяженности, на наклонных трассах фокусирующее действие ударной волны проявляется в меньшей степени, чем на горизонтальных. Изменение максимального значения средней интенсивности вдоль наклонной трассы для ЛА на высоте 20 км показано на рис. 3, в. Видно, что, как и для высоты 5 км, фокусирующее действие ударной волны на пучок с $a = 25$ см ослабевает с усилением оптической турбулентности. Фокусировка пучка радиусом $a = 5$ см практически не происходит, и максимальная интенсивность плавно убывает с расстоянием.

На рис. 4, 5 показаны результаты расчета средней интенсивности пучка $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$, нормированной на значение в точке максимума $\langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$, в трехмерном представлении и распределения средней интенсивности в поперечном сечении пучка, распространяющегося вертикально вверх. Из рис. 4 видно, что пространственная структура пучка в поперечном сечении имеет сложную анизотропную форму, которая характерна для пучка, прошедшего через ударную волну и распространяющегося затем в однородной среде [16]. То есть при наилучших по турбулентности условиях распространения света воздействие ударной волны на пучок остается доминирующим.

С усилением оптической турбулентности (рис. 5) форма пучка в поперечном сечении становится более однородной. Однако даже при наихудших условиях распространения турбулентность не подавляет полностью искажающее воздействие ударной волны на

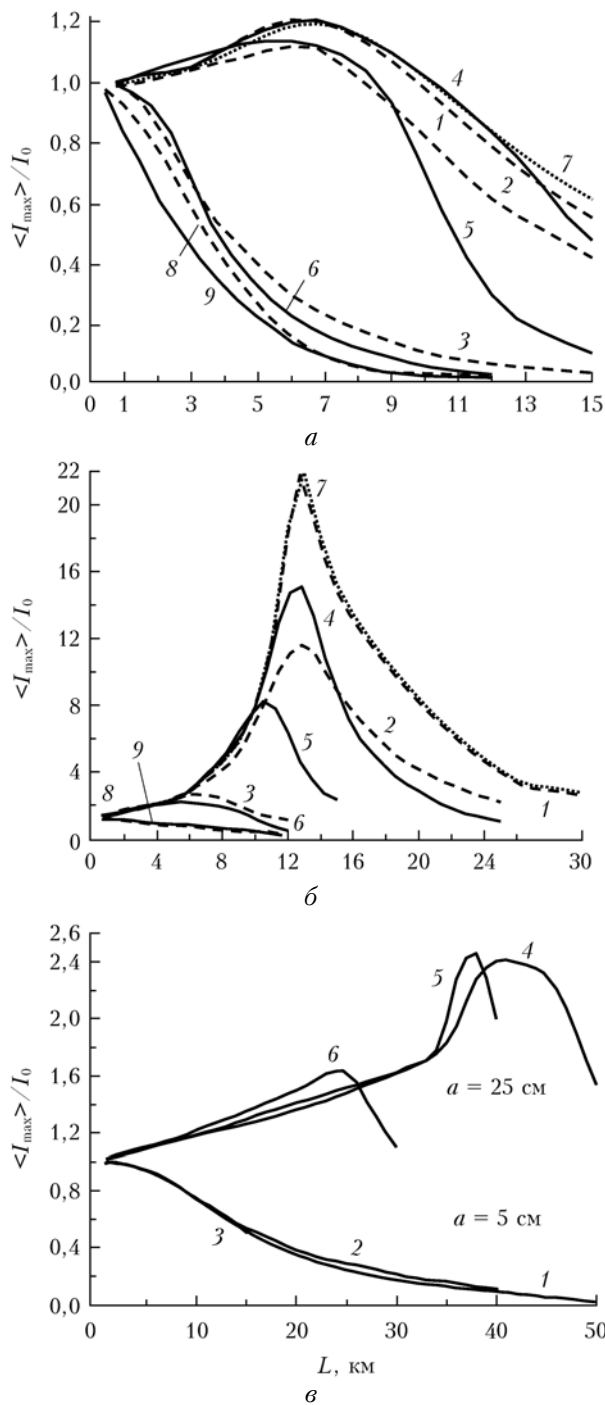


Рис. 3. Зависимость $\langle I_{\max} \rangle / I_0$ от L . Кривые 1, 4 – наилучшие; 2, 5 – средние; 3, 6 – наихудшие условия для распространения света; 7 – распространение в однородной среде; 8, 9 – наихудшие условия без ударной волны. Горизонтальная (штриховые линии) и наклонная (сплошные линии) трассы; $a = 5$ (а), 25 см (б), $H = 5$ км; в – наклонная трасса, $H = 20$ км

пучок вплоть до расстояний 45 км. Это видно из сравнения на рис. 5 поперечных сечений пучка на различных расстояниях с показанными штриховой линией сечениями пучка, рассчитанными для тех же условий, но в отсутствие ударной волны.

Результаты расчета относительной дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_I(z, \mathbf{r})$ представлены на рис. 6, 7.

Расчеты дисперсии проводились в точке с координатами усредненного энергетического центра тяжести пучка $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$. Кривые 1 и 5 на рис. 6, где представлены результаты для случая распространения вверх с высоты 5 км, соответствуют прохождению пучка через ударную волну в однородной среде. Эти кривые воспроизводят типичное поведение дисперсии флуктуаций интенсивности оптического пучка за фазовым экраном [22]: флуктуации интенсивности сначала растут по мере увеличения расстояния, а затем насыщаются на определенном уровне, зависящем от величины фазовых флуктуаций на экране и характерных масштабов фазовых неоднородностей. Величина фазовых искажений пучка, а следовательно, и уровень насыщения флуктуаций интенсивности за фазовым экраном зависят от поперечных размеров пучка. Чем больше размер пучка, тем больше случайная разность фазы в пределах пучка, тем выше уровень насыщения флуктуаций интенсивности [22]. Это видно из результатов на рис. 6: если уровень насыщения относительной дисперсии в пучке радиусом $a = 5$ см равен около 0,2, то в пучке радиусом $a = 25$ см – примерно 0,7.

Турбулентность атмосферы приводит к увеличению флуктуаций интенсивности в пучке, прошедшем ударную волну (см. рис. 6). Кривые 9 и 10 соответствуют распространению пучка в турбулентной атмосфере в отсутствие ударной волны. Видно, что при наихудших по турбулентности условиях распространения света относительная дисперсия флуктуаций интенсивности в пучке, прошедшем ударную волну, ведет себя так же, как и в отсутствие ударной волны, независимо от начальных размеров пучка.

На рис. 7 представлены результаты расчета относительной дисперсии, соответствующие распространению пучка после прохождения ударной волны сверху вниз с высоты 20 км вертикально в однородной среде и в турбулентной атмосфере. В однородной среде качественно поведение σ_I остается таким же, что и при распространении пучка через ударную волну вверх (см. рис. 6): относительная дисперсия сначала растет, а затем насыщается на уровне, зависящем от размеров пучка. Однако уровни насыщения дисперсии существенно меньше, чем при распространении вверх, так как ударная волна, возникающая вблизи конусообразного тела на высоте 20 км, вызывает существенно меньшие искажения фазы в пучке, чем ударная волна, возникающая на высоте 5 км.

Турбулентность атмосферы приводит к возрастанию флуктуаций интенсивности, однако вследствие ограниченной протяженности трассы (20 км) относительная дисперсия достигает насыщения лишь при наихудших условиях распространения света. Качественно таким же остается изменение относительной дисперсии вдоль трассы и при наклонном распространении пучка с высоты 20 км (рис. 7, в). Отличие заключается лишь в меньшей скорости нарастания

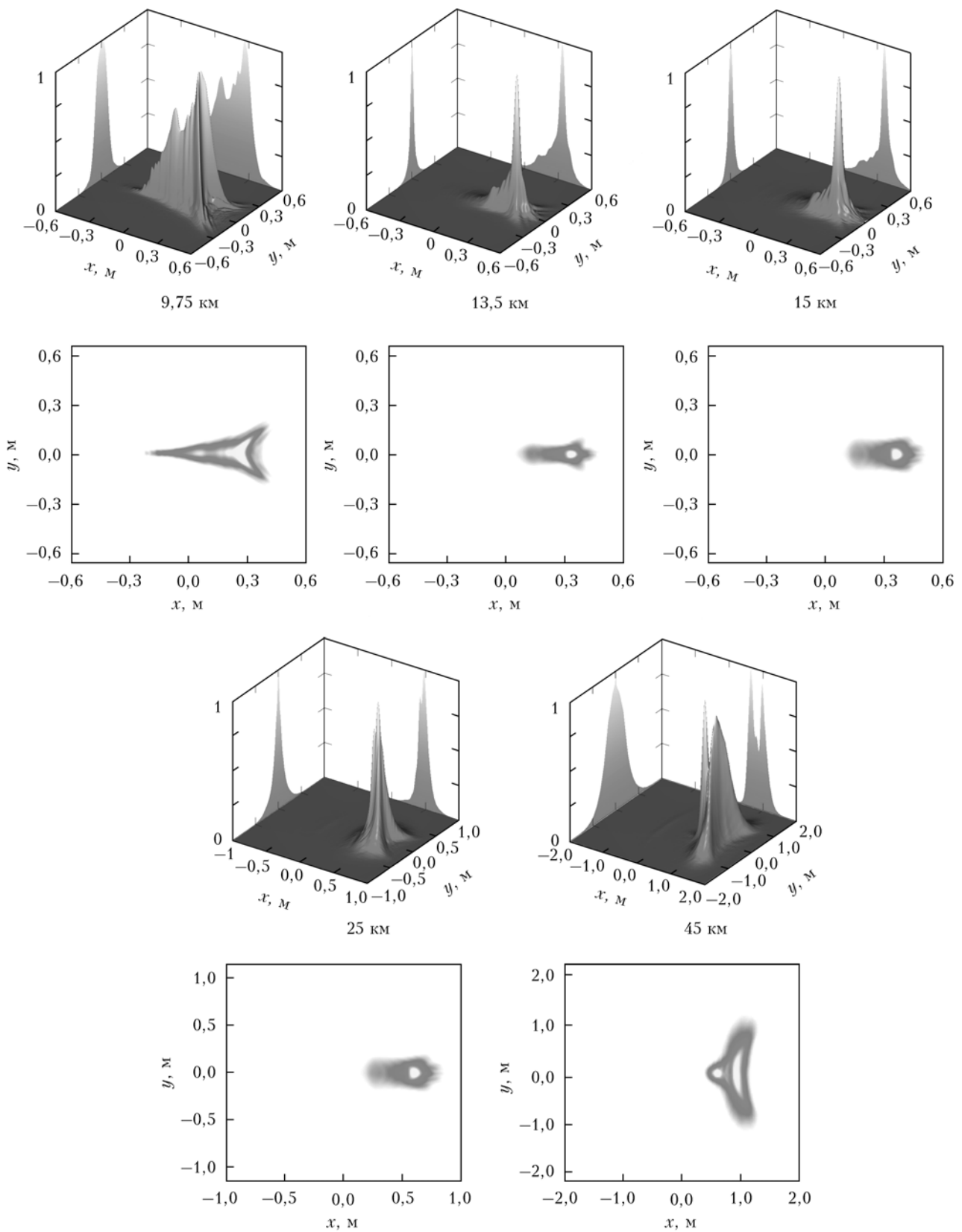


Рис. 4. Распределения нормированной интенсивности лазерного пучка $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle / \langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$ в трехмерном представлении и средней интенсивности в поперечном сечении пучка; $a = 25$ см; $H = 5$ км. Наилучшие условия для распространения света

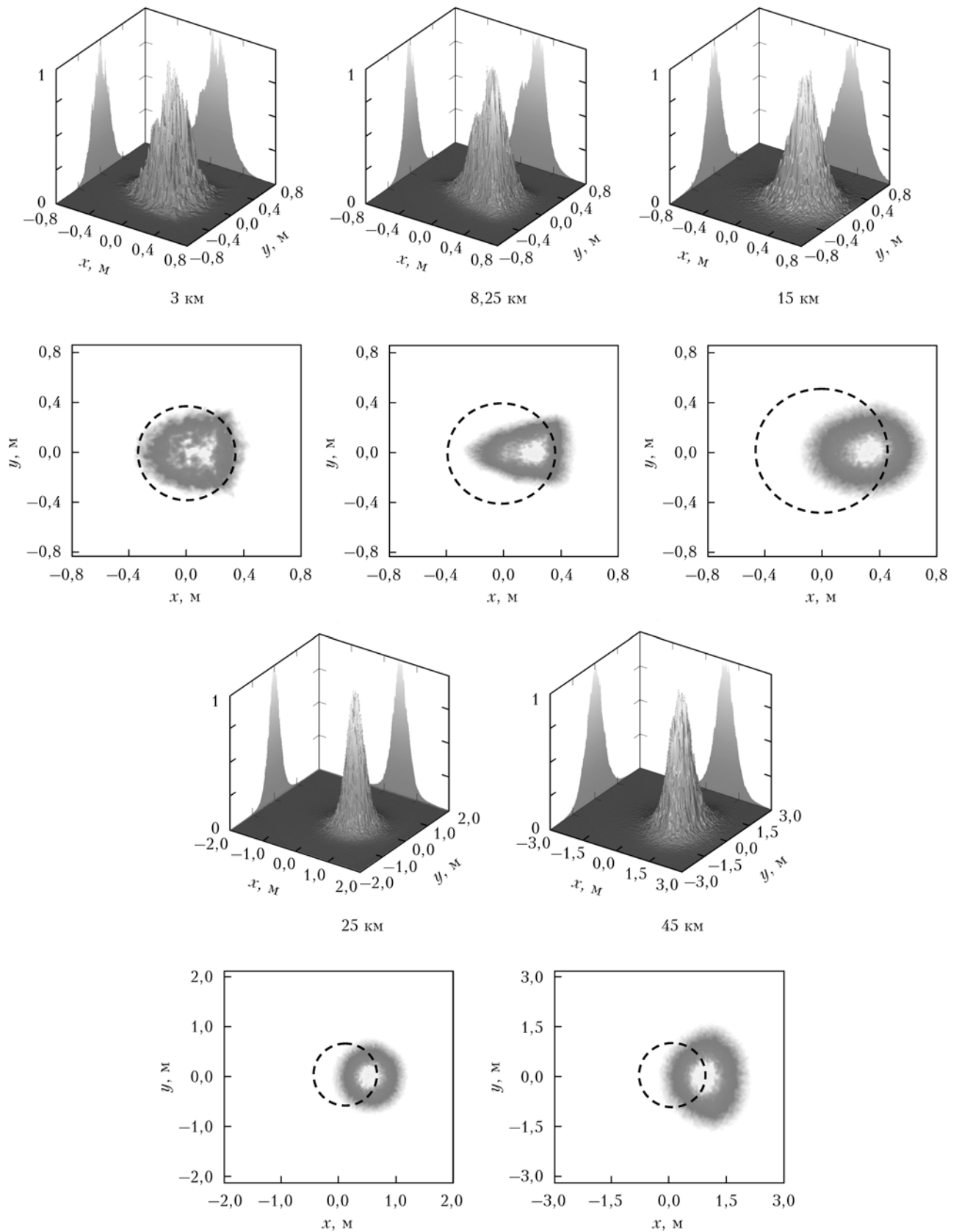


Рис. 5. Распределения нормированной интенсивности лазерного пучка $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle / \langle I(z, \mathbf{r}_{\max}) \rangle$ в трехмерном представлении и средней интенсивности в поперечном сечении пучка; $a = 25$ см; $H = 5$ км. Наихудшие условия для распространения света. Штриховые линии – без ударной волны

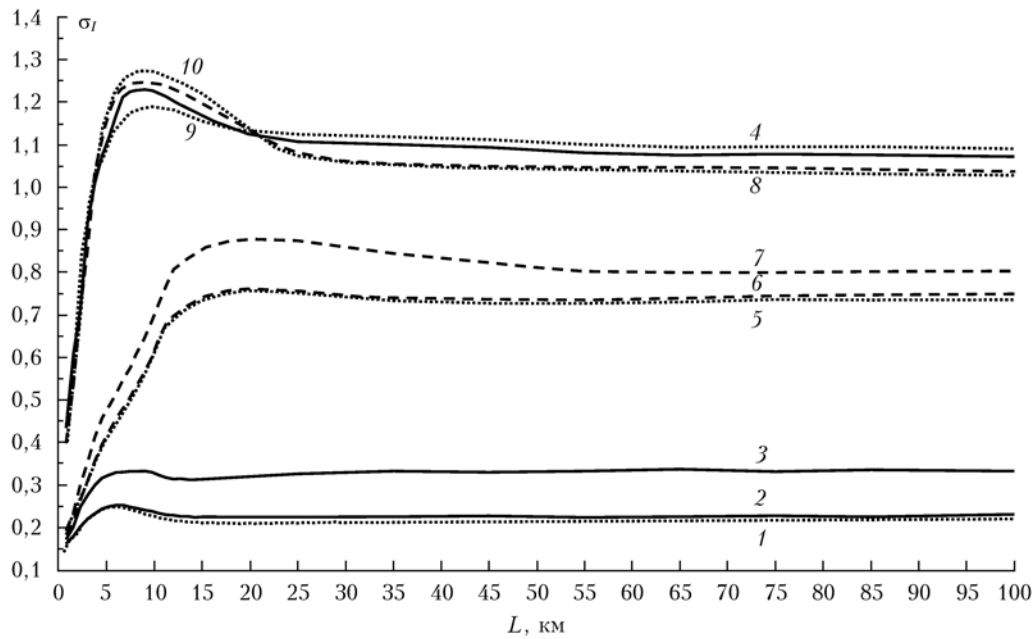


Рис. 6. Зависимость σ_I от L ; $a = 5$ см: распространение в однородной среде (1); наилучшие (2), средние (3), наихудшие (4) условия для распространения света, наихудшие условия в отсутствие ударной волны (9) и $a = 25$ см: распространение в однородной среде (5); наилучшие (6), средние (7) и наихудшие (8) условия для распространения света соответственно; наихудшие условия в отсутствие ударной волны (10). Распространение вверх. $H = 5$ км

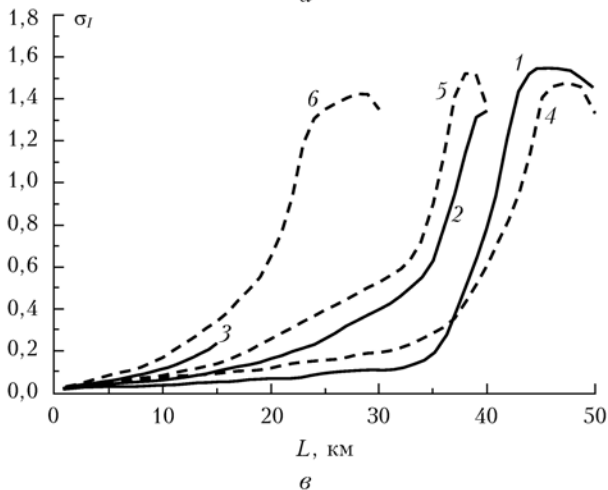
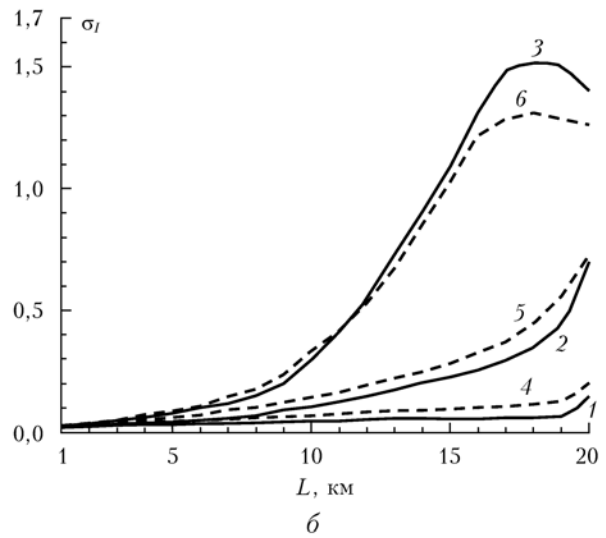
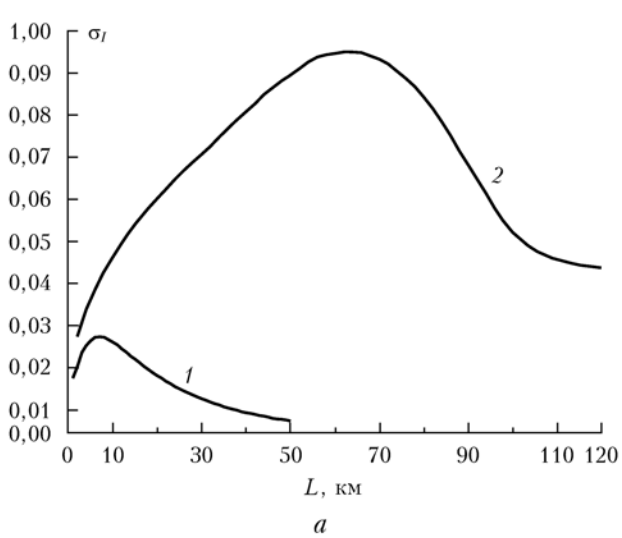


Рис. 7. Зависимость σ_I от L : распространение в однородной среде пучков с начальными радиусами 5 (1) и 25 см (2) (а); распространение вниз (б) для $a = 5$ (сплошные линии) и 25 см (штриховые линии) и наклонная трасса (в) для $H = 20$ км. Наилучшие (1, 4), средние (2, 5), наихудшие (3, 6) условия для распространения света

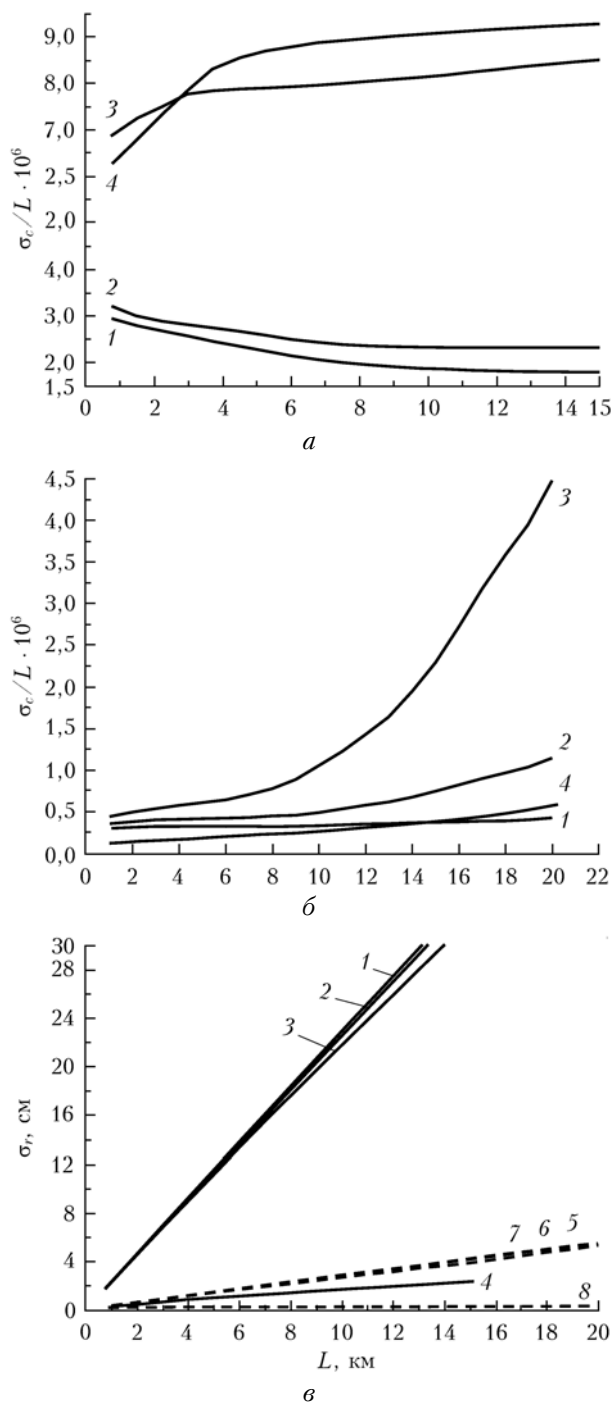


Рис. 8. Дисперсия случайных смещений σ_c/L (а, б) и регулярное смещение σ_r (в) оптического пучка: а – распространение вверх, $H = 5$ км; б – распространение вниз, $H = 20$ км; а = 5 см; 1, 5 – наилучшие, 2, 6 – средние, 3, 7 – наихудшие условия для распространения света, 4, 8 – наихудшие условия в отсутствие ударной волны; в – сплошные линии: распространение вверх с высоты 5 км; штриховые линии: распространение вниз с высоты 20 км

флуктуаций интенсивности. Это объясняется большей протяженностью (по сравнению с вертикальными) наклонных трасс в верхних слоях атмосферы, где турбулентность слабее.

Рис. 8 показывает результаты расчета среднеквадратического отклонения случайных смещений σ_c/L и регулярного смещения σ_r оптических пучков. Из рис. 8, а следует, что на вертикальных трассах при наилучших и средних условиях распространения света влияние турбулентности на случайные смещения пучка невелико. Как и в однородной среде [16], после прохождения ударной волны угловое среднеквадратическое отклонение случайных смещений пучка уменьшается с увеличением длины трассы. Увеличение интенсивности оптической турбулентности меняет тенденцию: при наихудших по турбулентности условиях распространения с увеличением длины трассы угловое среднеквадратическое отклонение пучка после прохождения ударной волны начинает расти (кривая 3), как и в отсутствие ударной волны (кривая 4). Но наличие ударной волны замедляет рост среднеквадратического отклонения случайных смещений энергетического центра тяжести пучка, т.е. даже при сильной атмосферной турбулентности влияние ударной волны сохраняется.

Расчеты для распространения пучка с высоты 20 км вниз (рис. 8, б) показывают, что величина угловых случайных блужданий пучка, прошедшего ударную волну и распространяющегося в турбулентной атмосфере даже при наилучших для распространения света условиях, растет с увеличением длины трассы и близка к значениям σ_c/L пучка, распространяющегося при наихудших по турбулентности условиях в отсутствие ударной волны. Усиление оптической турбулентности приводит к значительному росту случайных блужданий пучка, прошедшего ударную волну, по сравнению с распространением в отсутствие ударной волны.

Величина регулярного отклонения пучка линейно растет с увеличением длины трассы и слабо зависит от турбулентных условий распространения (рис. 8, в). Из сравнения полученных результатов с расчетами для случая распространения пучка в атмосфере при наихудших по турбулентности условиях следует, что регулярные отклонения, вызванные ударной волной, намного превосходят величину случайных смещений пучка из-за атмосферной турбулентности.

Заключение

Анализ результатов исследования влияния атмосферной турбулентности на проявление аэрооптических эффектов, возникающих при прохождении оптического излучения через ударную волну вблизи сверхзвуковых летательных аппаратов, показал, что с усилением оптической турбулентности происходит подавление аэрооптических эффектов и при наихудших по турбулентности условиях распространения света с увеличением длины трассы может происходить их полное подавление. Однако последствие ударной волны может сказываться на значительных расстояниях после нее даже при наихудших для распространения света условиях. Так, вызываемая ударной волной анизотропия распределения интенсивности в поперечном сечении пучка сохраняется на трассах протяженностью в несколько десятков километров.

А при распространении вниз наличие ударной волны приводит к значительному возрастанию амплитуды случайных блужданий пучка по сравнению с распространением в ее отсутствие, которое только увеличивается с усилением оптической турбулентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты № 11-08-01059, 12-08-31032 и при частичной финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5.

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, N 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.
12. *Банах В.А., Запьягаев В.И., Кавун И.Н., Сазанович В.М., Цык Р.Ш.* Экспериментальные исследования дисперсии и спектров флуктуаций интенсивности лазерного пучка, пересекающего сверхзвуковой поток газа // *Оптика атмосфер. и океана.* 2007. Т. 20, № 5. С. 408–412.
13. *Банах 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.
14. *Банах 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.
15. *Банах В.А., Запьягаев В.И., Сазанович В.М., Сухарев А.А., Цык Р.Ш.* Экспериментальные исследования оптическими методами среды над моделью, обдуваемой сверхзвуковой струей // *Оптика атмосфер. и океана.* 2010. Т. 23, № 12. С. 1091–1098.
16. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.И.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 11. С. 932–941.
17. *Гурвич А.С., Грачева М.Е.* Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // *Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана.* 1980. Т. 16, № 10. С. 1107–1111.
18. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Л.: Гидрометеониздат, 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. *Банах В.А., Смалыхо И.Н., Фалиц А.В.* Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосфер. и океана.* 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.
21. *Татарский В.И.* Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
22. *Рытов С.М., Кравцов О.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.

V.A. Banakh, A.A. Sukharev, A.V. Falits. Manifestation of the aero-optic effects in the turbulent atmosphere for the case of supersonic motion of a conical body.

The results of analysis of the mean intensity, intensity fluctuations, and regular and random wandering of the optical beams, crossing a shock wave, arising in the vicinity of a conical body moving with supersonic speeds in a turbulent atmosphere are present. It is shown that with increase of the optical turbulence strength the aero-optic effects, caused by the shock wave, are suppressed. Quantitative data, illustrating manifestation of the aero-optic effects on paths of different geometry and length depending on the turbulent conditions of propagation of light, are presented and discussed in the paper.