

Экспериментальные исследования оптическими методами среды над моделью, обдуваемой сверхзвуковой струей

В.А. Банах¹, В.И. Запрыгаев², В.М. Сазанович¹, А.А. Сухарев¹, Р.Ш. Цвык^{1*}

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

²Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Поступила в редакцию 15.07.2010 г.

Экспериментально исследуются флуктуации параметров лазерного пучка, распространяющегося над поверхностью модели плоского крыла, обдуваемого сверхзвуковым воздушным потоком. Исследования выполнены в ИТПМ СО РАН на аэродинамической трубе Т-313, в которой поток со скоростью ~600 м/с формируется в трубе квадратного сечения. Анализируются дисперсии и спектры флуктуаций интенсивности и углов прихода лазерных пучков, распространяющихся над моделью при различных углах атаки крыла. Приводятся оценки параметров турбулентности между крылом и ударной волной.

Ключевые слова: флуктуации, спектры, зондирующий пучок, сверхзвуковой поток; fluctuations, the spectra, a probing beam, a supersonic stream.

Введение

Сверхзвуковые потоки (СП) относятся к широкому классу турбулентных потоков, которым присуще наличие нестационарного организованного движения крупномасштабных образований (больших вихрей) со слабой пульсацией, которые имеют устойчивую и типичную пространственно-временную форму [1, 2]. Внутренняя зона указанных течений имеет турбулентный характер и состоит из неупорядоченных мелкомасштабных пульсаций достаточно высокой интенсивности.

Развитие экспериментальной аэрогазодинамики требует совершенствования систем контроля за осредненными параметрами потока, а также измерений в реальном времени уровня и спектрального состава пульсационных характеристик потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах (АТ). В частности, использование СП для продувки моделей летательных аппаратов (ЛА) и препятствий различной формы требует знания уровня и структуры турбулентности таких течений. Обтекание летательного аппарата при сверх- и гиперзвуковых скоростях сопровождается многочисленными скачками уплотнения (в некоторых случаях они являются высокотемпературными) различной конфигурации и интенсивности. Исследование структуры течения при взаимодействии возникающих скачков уплотнения между собой, с пограничными слоями, вихревым следом и т.п. является актуальной научной задачей.

В то же время турбулентность является дополнительным существенным источником отвода тепла с поверхности ЛА. Это свойство турбулентного потока начинает применяться в исследованиях для увеличения теплоотвода путем введения в набегающий поток встречной газовой струи, которая создает турбулентный слой перед моделью. Это позволяет за счет изменения структуры течения уменьшить нагрузки на конструкцию и увеличить теплоотдачу. В связи с этим появляется задача измерения турбулентности не только в самом СП, но и вблизи поверхности модели.

Одними из самых перспективных методов исследования структуры турбулентности в таких потоках являются оптические, которые широко применяются в турбулентной атмосфере. Они, в отличие от датчиков прямого измерения, малоинерционные, не нарушают структуру течения, обладают высокой чувствительностью. В работах [3–5] выполнены исследования с затопленной (выходящей в атмосферу) сверхзвуковой струей (СС) на струйном модуле аэродинамической трубы АТ-326. В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований турбулентности над моделью, обдуваемой СП, который формируется в замкнутом пространстве размером 60×60 см на аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН.

1. Аппаратура и методика эксперимента

На рис. 1 приведена схема эксперимента. В трубе установлена модель плоского крыла, которая обдувается СП (рис. 2, а).

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Валерий Иванович Запрыгаев (zapr@itam.nsc.ru); Валентина Михайловна Сазанович; Артем Андреевич Сухарев; Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru).

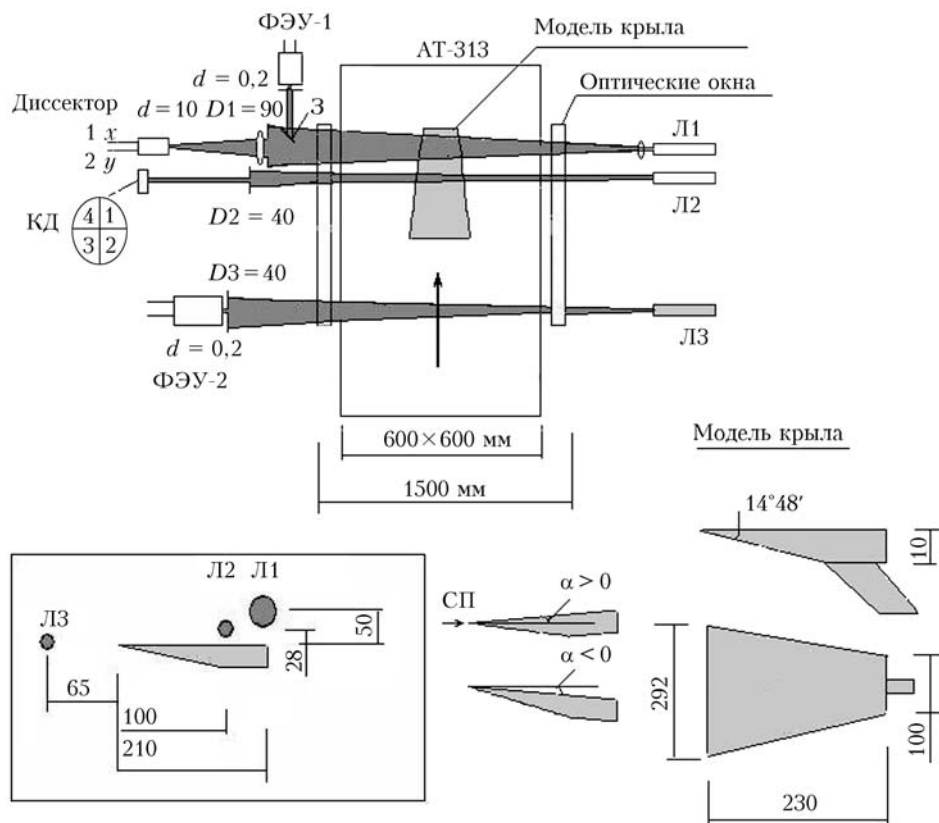


Рис. 1. Схема эксперимента: Л1–Л3 – лазеры; $\lambda = 0,6328$ мкм; КД – 4-квадрантный координатный фотодиод; d , D_i – диаметры диафрагм и лазерных пучков, мм; З – зеркало; α – угол атаки. Размеры крыла в мм

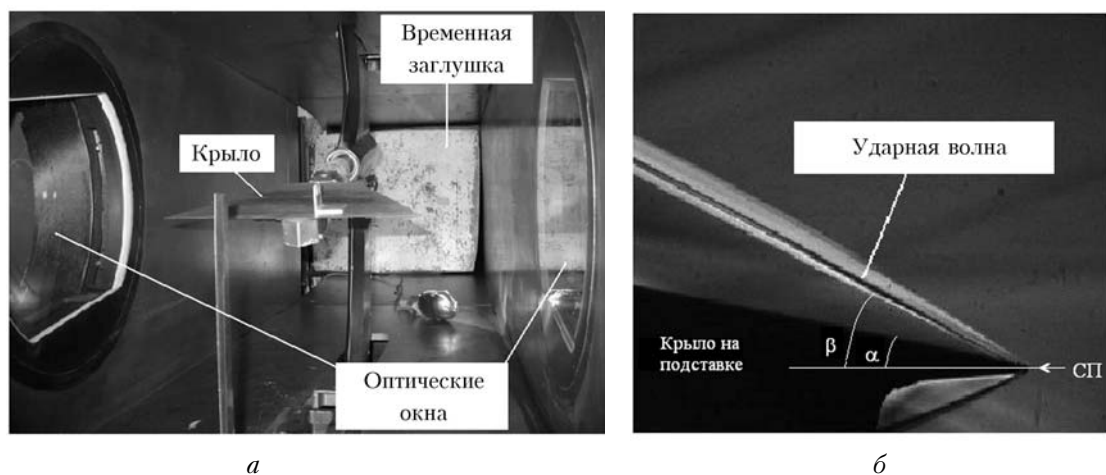


Рис. 2. Модель крыла, установленная в трубе Т-313 (а), и косая ударная волна, формирующаяся от передней кромки крыла (б) при угле атаки $\alpha = 9,7^\circ$

Угол атаки крыла (наклон относительно оси СП) изменялся от $-4,7$ до $19,7^\circ$ навстречу потоку. Косая ударная волна (УВ), которая формируется под углом β от передней кромки крыла, показана на рис. 2, б.

Для исследования искажения СП, обтекающего крыло, применялось просвечивание среды тремя лазерами. Регистрация начиналась после установления стационарного режима в потоке.

Регистрировались следующие параметры.

Перед крылом: флуктуации интенсивности лазерного излучения в неискаженном потоке, набегающем на крыло (ФЭУ-2 и лазер Л3). Частота оцифровки 10 МГц на канал, полоса пропускания 0–3 МГц, диаметр d диафрагмы, установленной перед ФЭУ, равен 0,2 мм.

Над крылом:

1. Флуктуации интенсивности лазерного излучения в отведенной зеркалом части пучка излучения лазера (ФЭУ-1 и лазер Л1). Частота оцифров-

ки 10 МГц на канал, полоса пропускания 0–3 МГц, диаметр d диафрагмы, установленной перед ФЭУ, равен 0,2 мм.

2. Флуктуации изображения лазерного пучка (диссектор и лазер Л1). Частота оцифровки 100 кГц на канал, полоса пропускания 0–1,5 кГц по каждой оси, линза с фокусным расстоянием 450 мм и диафрагмой 10 мм.

3. Флуктуации направления лазерного пучка (КД – 4-квadrантный, координатный фотодиод и лазер Л2). Частота оцифровки 250 кГц с каждого элемента. Диаметр диафрагмы, которая установлена перед КД на расстоянии 700 мм, равен 2 мм. Расчетные соотношения для определения флуктуаций направления:

$$x_c = [(I1 + I2) - (I3 + I4)]/I_{\text{п}},$$

$$y_c = [(I1 + I4) - (I2 + I3)]/I_{\text{п}},$$

где x_c, y_c – координаты энергетического центра пучка по горизонтальной и вертикальной осям, $I1-I4$ – амплитуда сигнала с каждого элемента КД, пропорциональная падающему излучению, $I_{\text{п}} = I1 + I2 + I3 + I4$ – сигнал, пропорциональный полному потоку излучения, падающему на КД.

По зарегистрированным данным рассчитывались спектральные функции и дисперсии флуктуаций сигнала, нормированные на среднее значение.

В табл. 1 приведены параметры потока на различных участках аэродинамической трубы. Форкамера, которая установлена перед соплом, обеспечивает запас воздуха, необходимый для поддержания постоянства параметров потока в АТ в течение одной серии экспериментов. Отметим, что при отрицательном угле атаки давление и плотность над крылом меньше (разряжение), чем в набегающем потоке, при положительном – растут.

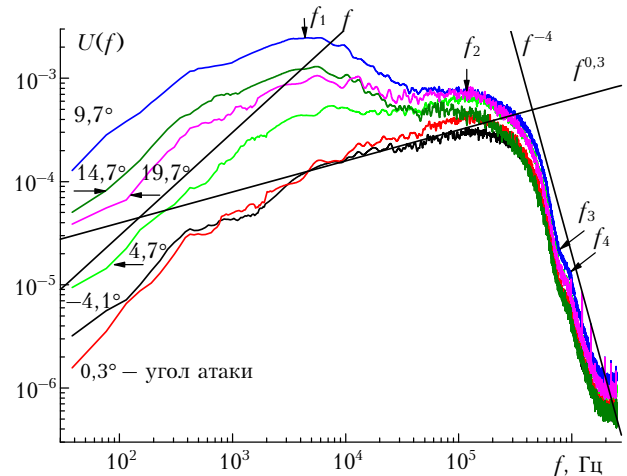


Рис. 3. Спектры флуктуаций интенсивности в лазерном пучке, распространяющемся над крылом

Видно, что с увеличением угла атаки спектр становится двухмасштабным. Существенно возрастает мощность в области низких частот и более слабо в области высокочастотного максимума. Перед крылом, в области набегающего потока, выделить спектр не удается, так как уровень сигнала в 1,5–2 раза выше уровня шумов, который определяется работой импульсных источников питания фотоприемника и усилителя.

На рис. 4, а приведены зависимости дисперсии флуктуаций интенсивности, а на рис. 4, б – частоты максимумов спектров в области низких f_1 и высоких частот f_2 над крылом при различных углах атаки. На рис. 4, а также приведена дисперсия в набегающем потоке за вычетом дисперсии без СП (шумы приемной системы и лазера), ее среднее значение равно $2,96 \cdot 10^{-5}$.

Таблица 1

Параметры СП на различных участках аэродинамической трубы

Параметр	Форкамера	Перед крылом	Над крылом					
			α , град					
			– 4,1	0,3	4,7	9,7	14,7	19,7
β , град	–	–	–	19,3	23	27,3	32,1	37,6
p , кПа	40,8	$p_0 = 11$	7,9	11	16	22	31	41
ρ , кг/м ³	–	$\rho_0 = 0,37$	0,29	0,38	0,48	0,61	0,75	0,89
T , К	299	$T_0 = 102$	93,0	103	113	127	141	158
M	–	$M_0 = 3,02$	3,24	3,00	2,78	2,54	2,28	2,02
V , м/с	–	$V_0 = 612$	626,0	618,8	593,2	572,8	542,5	509,4

Примечание. p, p_0 – давление, ρ, ρ_0 – плотность; T, T_0 – температура; M, M_0 – число Маха; V, V_0 – скорость потока.

2. Результаты исследований

2.1. Флуктуации интенсивности лазерного излучения

Спектральные функции $U(f) = fW(f)$ (в дальнейшем спектры) флуктуаций интенсивности лазерного излучения, распространяющегося над крылом, для различных углов атаки приведены на рис. 3.

На рис. 4 вертикальная ось разбита на два участка, имеющих разные масштабы для отображения существенно отличающихся по величине значений. Отметим, что флуктуации интенсивности чувствительны к мелкомасштабным флуктуациям показателя преломления, а частота максимума спектра в атмосфере определяется размером неоднородностей порядка первой зоны Френеля $(\lambda L)^{1/2}$, где L – длина трассы распространения лазерного пучка.

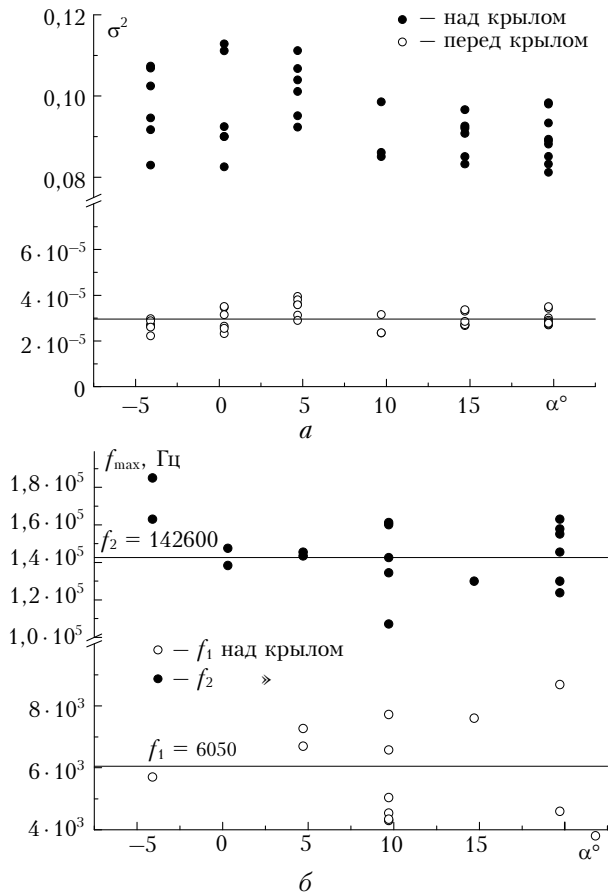


Рис. 4. Зависимость дисперсии флуктуаций (а) и максимумов спектра флуктуаций (б) интенсивности в лазерном пучке, распространяющемся над крылом, от угла атаки

Из анализа результатов измерения флуктуаций интенсивности можно сделать следующие выводы.

1. В набегающем потоке средняя дисперсия флуктуаций составляет $\sim 3 \cdot 10^{-5}$, что на 4 порядка меньше, чем над крылом. Это говорит об очень слабой турбулентности исходного потока, сравнимой с собственными флуктуациями лазера и фотоприемника.

2. Уровень флуктуаций интенсивности над крылом слабо зависит от угла атаки.

3. Спектр флуктуаций над крылом имеет 4 характерных участка:

Участок $f < 0,4 \div 0,5$ кГц, на котором спектр растет пропорционально частоте $\sim f$, что аналогично атмосферным спектрам.

Второй участок $0,4 \text{ кГц} < f < f_1$ и $f_1 < f < f_2$ (максимумы спектра на частотах $f_1 \sim 4 \div 6$ кГц, $f_2 \sim 130 \div 170$ кГц, см. рис. 3) — спектр изменяется по форме, и его амплитуда растет с увеличением угла атаки. На наш взгляд, эти флуктуации вызваны влиянием акустической волны, генерируемой СП над крылом или, менее вероятно, непосредственно в аэродинамической трубе. Длину волны звука можно оценить из формулы $\lambda_3 \approx V_3/f_1$, где $V_3 \approx 20,17^{1/2} = 200 \div 250$ м/с — скорость распространения звука при температурах потока [6]. В этом случае длина волны звука $\lambda_3 \approx 3 \div 6$ см. Вклад влия-

ния акустической волны в уровень флуктуаций интенсивности растет с увеличением угла атаки. Изменение угла атаки может оказывать влияние на условия генерации акустической волны над крылом и в самом СП.

Третий участок при $f_3 > f > f_2$ — спектр спадает $\sim \exp[-(f/3f_2)^2]$, а $f_3 = 650 \div 750$ кГц. Частота максимума спектра по теории распространения волн $f_2 = 0,4V_{\perp}/(\lambda L)^{1/2} \approx 139 \div 170$ кГц, где $V_{\perp} = V$ — скорость СП, что совпадает с экспериментальными данными и косвенно подтверждает возможность применения соотношений, полученных для распространения излучения в колмогоровской турбулентности [7].

Четвертый участок $f > f_4 = 880 \div 960$ кГц — спектр спадает $\sim f^{-4}$ и незначительно растет с увеличением угла атаки. Аналогичная скорость спада на этом участке спектра получена на аэродинамической трубе Т-326 с затопленной струей [3] и в атмосфере [8].

На рис. 5 представлены спектры рис. 3, нормированные на амплитуду на частоте максимума каждого экспериментального спектра f_2 от частоты, нормированной на f_2 .

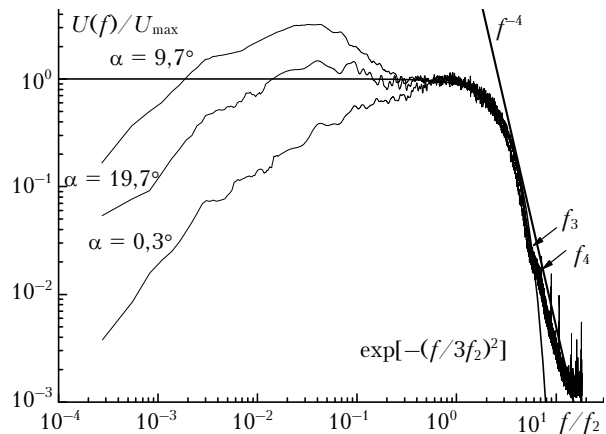


Рис. 5. Нормированные спектры флуктуаций интенсивности по данным рис. 3

Совпадение спектров в высокочастотной области (области турбулентности) указывает на то, что спектр турбулентности зависит только от скорости движения потока. Считая, что точки перегиба каждого спектра от экспоненты к степенной функции f^{-4} (частоты f_3 и f_4 на рис. 3 и 5) обусловлены переходом к интервалу диссипации [7–9], можно оценить оптический внутренний масштаб турбулентности l_0 и энергию диссипации ϵ . Эти оценки в зависимости от угла атаки приведены ниже.

Отметим практическое отсутствие в спектре инерционного интервала, на котором спектр должен спадать $\sim f^{-5/3}$ при $f/f_2 \gg 1$ [7–9]. Его отсутствие в этих измерениях, по-видимому, связано с малой разностью частот: максимума (масштаба $(\lambda L)^{1/2} = 1,55$ мм) и начала интервала диссипации ($l_0 \approx 0,56 \div 0,71$ мм — см. ниже). Это приводит к тому, что влияние инерционного интервала не успевает проявиться. Максимальную величину внешнего (энергетического) масштаба L_0 можно оценить как

половину длины нормали к ударной волне на расстоянии L_k от передней кромки крыла до лазерного пучка. Он составит $L_0 = L_k \sin(\beta - \alpha)/2 \approx 32 \div 34$ мм, где $L_k = 210$ мм. Причем это значение должно изменяться по длине крыла, так как L_k — уменьшается до нуля у передней кромки. На этом основании можно ожидать, что значение L_0 будет намного меньше 32 мм и инерционный интервал будет занимать малый интервал масштабов или будет отсутствовать.

2.2. Флуктуации направления лазерного пучка

Спектры флуктуаций направления, измеренные КД над крылом, имеют два максимума (рис. 6, а).

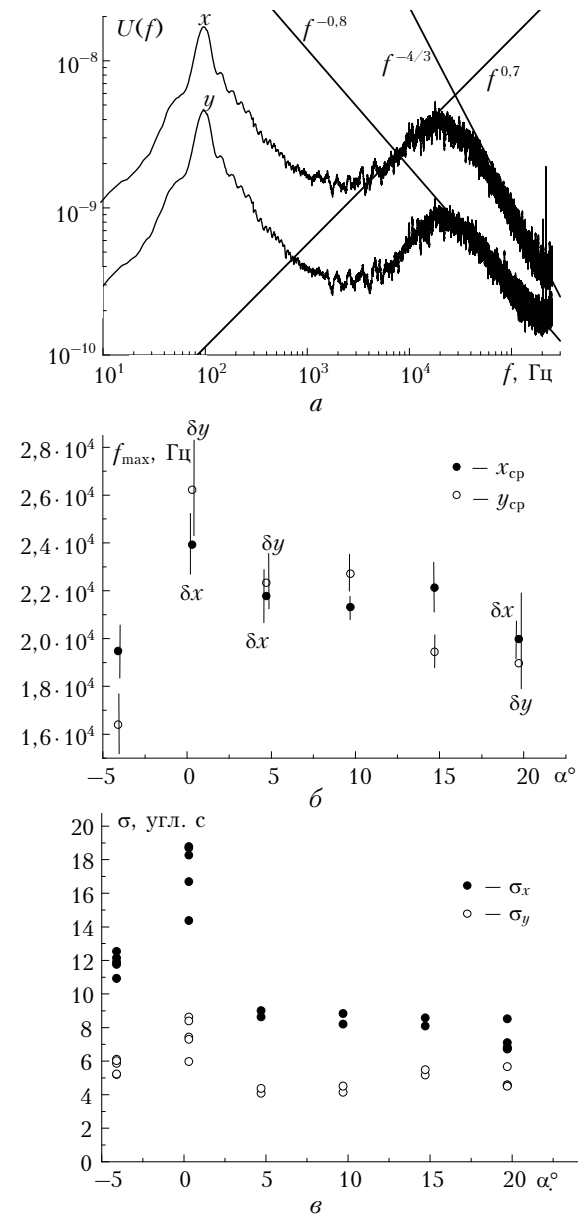


Рис. 6. Пример спектра (а), зависимость от угла атаки α частоты максимума спектра (б) и среднев квадратического отклонения (в) флуктуаций направления лазерного пучка над крылом, измеренных КД

Один максимум на частоте 100 Гц мы связываем с наведенной помехой от работы мощных электрических источников. Второй максимум на частотах в области 19–24 кГц, на наш взгляд, обусловлен влиянием турбулентности над крылом. На рис. 6, б, в представлены частоты максимума спектра и среднев квадратического отклонения флуктуаций направления.

Анализ результатов измерений флуктуаций направления показал следующее.

1. Частота второго максимума 19–24 кГц слабо уменьшается с увеличением угла атаки. Исходя из теории распространения лазерного излучения в атмосферной турбулентности, второму максимуму соответствуют масштабы турбулентности $l_m = 0,22V/f_{max} \sim 5,9 \div 5,2$ мм. Для атмосферных условий при распространении коллимированного пучка излучения этот масштаб определяется размером апертуры, т.е. должен быть ≈ 2 мм. Отметим, что максимум экспериментальных спектров флуктуаций направления в атмосфере достаточно широкий и составляет $\sim (0,7 \div 1,3)f_{max}$.

2. Наклон спектров в высокочастотной области $f > f_{max}$ составляет по горизонтальной оси примерно $-4/3$ и вертикальной около $-(0,6-0,8)$. Различие наклонов указывает на неизотропность флуктуаций по горизонтали и вертикали.

3. Среднев квадратические отклонения по горизонтали составляют ~ 8 угл. с, по вертикали ~ 4 и слабо зависят от угла атаки. Максимальный уровень флуктуаций, как и частота максимума спектра, достигается при угле атаки $0,3^\circ$, т.е. при максимальной скорости потока над крылом (см. рис. 6, в).

4. Частота максимума спектра флуктуаций изображения лазерного пучка, измеренного диссектором, составляет 250–300 Гц по горизонтальной оси и 200–270 Гц — по вертикальной при углах атаки до 15° и резко возрастает до 500 Гц при угле атаки $19,7^\circ$. Возможной причиной этих флуктуаций являются замеченные вибрации крыла под влиянием набегающего потока. Среднев квадратические отклонения составляют 12–17 угл. с и максимальны при угле атаки $\sim 15^\circ$.

2.3. Оценки параметров турбулентности

Оценки внутреннего масштаба турбулентности и энергии диссипации

Оценки оптического внутреннего масштаба над крылом выполнены в предположении формирования колмогоровской турбулентности по формуле $l_0 = V/f$ [7–9] для двух частот, соответствующих частоте f_3 — началу отклонения спектра от экспоненты, и частоте f_4 — началу степенного спада пропорционально f^{-4} (см. рис. 3 и 5). Результаты оценки приведены на рис. 7, а.

Полученные значения $l_0 \approx 0,56 \div 0,85$ мм не противоречат их среднему значению в атмосфере $l_0 \sim 1$ мм [7]. На рис. 7, а кривая по частотам f_3

получена методом наименьших квадратов и применена для аппроксимации данных, рассчитанных по частотам f_4 с подгонкой постоянной составляющей.

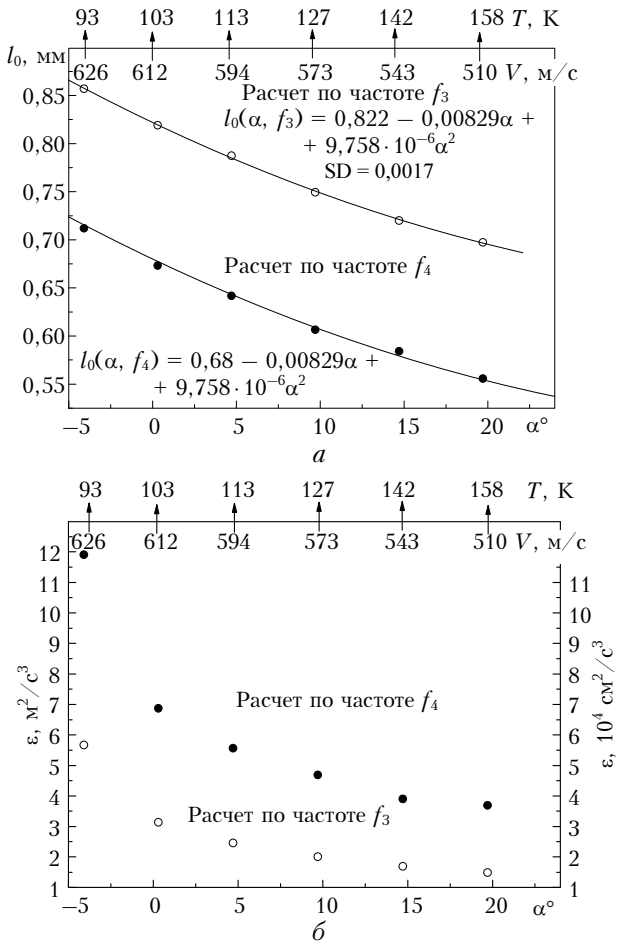


Рис. 7. Оценки оптического внутреннего масштаба l_0 (а) и энергии диссипации ϵ (б) в зависимости от угла атаки (температуры, скорости потока), SD – среднеквадратическое отклонение

Видно, что внутренний масштаб уменьшается с увеличением угла атаки. Уравнение второго порядка (рис. 7) хорошо описывает зависимость внутреннего масштаба от угла атаки для частот f_3 и f_4 . Рассчитаны аналогичные зависимости l_0 , мм, от скорости потока над крылом, которые имеют вид

$$l_0(V, f_3) = 3,0 - 0,00929V + 9,35685 \cdot 10^{-6}V^2, \\ SD = 0,0032,$$

$$l_0(V, f_4) = 2,86 - 0,00929V + 9,35685 \cdot 10^{-6}V^2,$$

где V выражается в метрах в секунду.

Знание l_0 дает возможность оценить энергию диссипации (энергия расхода турбулентной энергии в тепло) ϵ по формуле $\epsilon = v^3/\eta_k^4$, где η_k – внутренний масштаб колмогоровской турбулентности; η_k связан с оптическим масштабом соотношением $\eta_k = l_0/3,8$ [7, 8]; $v = \eta/\rho$ – кинематическая вязкость воздуха, которая рассчитывалась по данным таблицы динамической вязкости η для конкретной

температуры и плотности воздуха над крылом [10]. Результаты расчета ϵ приведены на рис. 7, б. Энергия диссипации медленно растет при уменьшении угла атаки (увеличении скорости потока) и быстро возрастает при приближении к $\alpha = 0^\circ$ и при отрицательном угле атаки. Это увеличение ϵ связано с быстрым уменьшением плотности потока (разряжением относительно набегающего потока) и соответственно с увеличением кинематической вязкости воздуха. Отметим, что значения энергии диссипации $(0,1 \div 1,2) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}^3$ соответствуют минимальным значениям в атмосфере $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}^3$ [7].

Оценки структурных постоянных флуктуаций показателя преломления C_n^2 , температуры C_T^2 и давления C_p^2

Оценки структурной постоянной флуктуаций показателя преломления C_n^2 выполнены в предположении применимости соотношений, полученных для распространения лазерного излучения в атмосферной (колмогоровской) турбулентности [7]. Радиус первой зоны Френеля составляет $(\lambda L)^{1/2} \approx 1,55 \text{ мм} \sim l_0$. Это означает, что длина трассы и условия распространения соответствуют промежуточной области применимости между методами решения в приближении геометрической оптики (ГО) и плавных возмущений (МПВ). В связи с этим приведем оценки по обоим методам, опираясь на оценку l_0 , полученную выше на основе анализа спектров. При оценке использовались следующие соотношения для сферической волны [7] с учетом расположения турбулентного слоя на значительном расстоянии от источника и приемника.

Геометрическая оптика (перед крылом $L_1 = 60 \text{ см}$, $L_2 = 145 \text{ см}$, над крылом $L_1 = 16 \text{ см}$, $L_2 = 115 \text{ см}$):

$$C_n^2 = \frac{\sigma^2}{0,64l_0^{-7/3}L_T}, \quad L_T = (L - L_1)^3 - (L - L_2)^3. \quad (1)$$

Метод плавных возмущений над крылом ($L_1 = 16 \text{ см}$, $L_2 = 115 \text{ см}$):

$$C_n^2 = \frac{\sigma^2}{0,46k^{7/6}L_3}, \quad L_3 = (L - L_1)^{11/6} - (L - L_2)^{11/6}, \quad (2)$$

где σ^2 – дисперсия флуктуаций интенсивности, нормированная на среднее значение; $L = 380 \text{ см}$ – общая длина трассы; L_1 – расстояние от источника до начала турбулентного слоя; L_2 – расстояние от источника до конца турбулентного слоя; L_T и L_3 – эффективное расстояние для приближения ГО L_T и МПВ L_3 ; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Значения C_n^2 из данных дисперсии флуктуаций направления σ_x^2 , измеренных КД, определялись по формуле [7]:

$$C_n^2 = \sigma_x^2/2,84L_T d^{-1/3}, \quad (3)$$

где L_T – длина пути в турбулентной среде, см; d – диаметр диафрагмы, см.

Результаты оценки C_n^2 приведены в табл. 2.

Расчетные величины C_n^2 , $\text{см}^{-2/3}$

Флуктуации интенсивности				Флуктуации направления		
Условия измерений		C_n^2		Условия измерений	σ_x^2 , угл. с^2	C_n^2
		ГО	МПВ			
<i>перед крылом</i>						
$L_1 = 60 \text{ см}$	$l_0 = 0,086 \text{ см}$	$7,73 \cdot 10^{-15}$	$5,7 \cdot 10^{-15}$	—	—	—
$\sigma^2 = 0,00003$	$l_0 = 0,056 \text{ см}$	$2,84 \cdot 10^{-15}$	—	—	—	—
<i>над крылом</i>						
$L_1 = 16 \text{ см}$	$\sigma^2 = 0,08$	$5,9 \cdot 10^{-10}$	$1,62 \cdot 10^{-10}$	$L_T = 20 \text{ см}, d = 2 \text{ мм}$	51,6	$2,12 \cdot 10^{-10}$
$l_0 = 0,86 \text{ см}$	$\sigma^2 = 0,12$	$8,84 \cdot 10^{-10}$	$2,44 \cdot 10^{-10}$		308,5	$1,24 \cdot 10^{-9}$
$L_1 = 16 \text{ см}$	$\sigma^2 = 0,08$	$2,17 \cdot 10^{-10}$	—	—	—	—
$l_0 = 0,056 \text{ см}$	$\sigma^2 = 0,12$	$3,25 \cdot 10^{-10}$	—	—	—	—

Из табл. 2 видно, что в аэродинамической трубе АТ-313 над крылом $C_n^2 \approx 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$, что на четыре порядка выше максимальных значений в атмосфере. В набегающем потоке значения $C_n^2 \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ и соответствуют достаточно сильной атмосферной турбулентности. Такая сильная турбулентность, возможно, связана с низкими давлением, плотностью и температурой среды.

Но основное отличие турбулентности в СП от атмосферной, на наш взгляд, обусловлено тем, что турбулентный режим в СП формируется за счет флуктуаций плотности и связанной с ними температуры. В атмосфере основной возникновения турбулентности являются градиенты скорости ветра и температуры.

Оценим отклонение показателя преломления воздуха « n » от единицы в СП по формуле [7–9]:

$$N_\lambda = (n - 1) \cdot 10^6 = 77,6p/T + 0,584p/(T\lambda^2) \approx 85 \div 208, \quad (4)$$

где p — давление, мбар; λ — в микрометрах.

В набегающем потоке $N_\lambda = 85$, как и при угле атаки $\alpha = 0^\circ$, а под ударной волной N_λ растет с увеличением угла атаки. При нормальных атмосферных условиях ($p = 1013 \text{ мбар} = 101,3 \text{ кПа}$, $T = 288 \text{ К}$) $N_\lambda = 278$.

Считая, что флуктуации показателя преломления вызваны флуктуациями давления C_p , определим

их уровень из формулы (4) при $C_n^2 \approx \Delta n^2 = 10^{-6} \Delta N_\lambda$. Второй член в (4) мал по сравнению с первым, и учитывать его не будем. Тогда [8]:

$$C_p = 10^6 C_n T / 77,6.$$

Аналогично получаем формулу для случая, когда флуктуации показателя преломления вызваны флуктуациями температуры:

$$C_T = 10^6 C_n T^2 / 77,6p.$$

Учитывая, что в зависимости от угла атаки C_n^2 изменяется не более чем на 10%, оценки проведем для среднего значения МПВ: $C_n = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1/3}$ — над крылом и $C_n = 7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1/3}$ — перед крылом. Результаты оценок приведены в табл. 3.

Оценки показали, что уровень флуктуаций давления растет, а температуры падает с увеличением угла атаки. В то же время относительные флуктуации давления и температуры убывают. Уровень флуктуаций в набегающем потоке составляет сотую долю процента, т.е. поток практически ламинарный. Основная область турбулентности сосредоточена вблизи стенок аэродинамической трубы [2, 6] и оценивается в 4,5%. Отметим, что приведенные оценки из оптических измерений дают среднее интегральное значение по трассе рассчитываемых величин. Поэтому малый уровень флуктуаций в набегающем потоке не противоречит оценке пристеночной турбулентности.

Таблица 3

Расчетные величины C_p , C_T , нормированные на средние значения

Параметр	Перед крылом	Над крылом					
		α , град					
		— 4,1	0,3	4,7	9,7	14,7	19,7
p , кПа	11	7,9	11	16	22	31	41
T , К	102	93,0	103	113	127	141	158
C_p , кПа/ $\text{см}^{-1/3}$	0,092	1,8	2,00	2,18	2,45	2,73	3,05
C_p/p	0,0008	0,23	0,18	0,14	0,11	0,088	0,0074
C_T , град/ $\text{см}^{-1/3}$	0,085	21,2	18,6	15,4	14,2	12,4	11,8
C_T/T	0,0008	0,23	0,18	0,14	0,11	0,088	0,0074

Заключение

По результатам исследований можно сделать предварительный вывод о том, что над крылом (между моделью плоского крыла и ударной волной) развивается турбулентность, подобная колмогоровской. Внутренний масштаб турбулентности и энергия диссипации близки к минимальным значениям в атмосфере, форма спектра флуктуаций интенсивности зависит от скорости потока. В спектре флуктуаций интенсивности отсутствует инерционный участок спектра, на котором спектр спадает пропорционально $f^{-5/3}$, что объясняется малым размером внешнего масштаба (энергетического) флуктуаций в среде, связанного с ограниченностью области турбулентности между крылом и ударной волной.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-08-00315-а).

1. Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Четкин В.М. Турбулентность: новые подходы. М.: Наука, 2002. 288 с.
2. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / Под ред. С.А. Гапонова, А.А. Маслова. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2000. 200 с.
3. Банах В.А., Запругаев В.И., Кавун И.Н., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования дисперсии и спектров флуктуаций интенсивно-

сти лазерного пучка, пересекающего сверхзвуковой поток газа // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 5. С. 408–412.

4. Банах В.А., Запругаев В.И., Кавун И.Н., Маркасов Д.А., Сазанович В.М., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш. Определение параметров турбулентности в сверхзвуковых струях по флуктуациям интенсивности лазерного излучения // XVI Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск, 12–15 октября 2009 г. С. 210–213.
5. Банах В.А., Запругаев В.И., Кавун И.Н., Сазанович В.М., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования модели, обдуваемой сверхзвуковой струей оптическими методами // XVI Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск, 12–15 октября 2009 г. С. 213–216.
6. Самойлович Г.С. Гидрогазодинамика. М.: Машиностроение, 1990. 384 с.
7. Татарский В.И. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М.: Изд. АН СССР, 1958. 548 с.
8. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1998. 270 с.
9. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
10. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

V.A. Banakh, V.I. Zapryagaev, V.M. Sazanovich, A.A. Sukharev, R.Sh. Tsvyk. Experimental research by optical methods of turbulence above the model, blown by the supersonic flow.

Fluctuations of parameters of the laser beam, extending above a surface of a flat wing model blown by a supersonic air flow, are experimentally researched. Researches are executed in ITAM SB RAS on altitude tunnel AT-316, in which a flow of a speed of 600 m/s is formed in the closed tunnel of the square section. Dispersions and spectra of fluctuations of intensity and corners of arrival of the laser beams, extending above the model at various angles of attack of a wing, are analyzed. Estimations of parameters of the turbulence between the wing and the shock wave are presented.