

УДК 551.510.3:533.6.011

Флуктуации интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через сверхзвуковую затопленную струю

Д.А. Маракасов, В.М. Сазанович, А.А. Сухарев, Р.Ш. Цвык*

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

Поступила в редакцию 27.04.2012 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований флуктуаций интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через сверхзвуковую затопленную струю. Лазерный пучок проходил поперек струи на различных расстояниях от сопла Витошинского. Эксперимент проводился при давлениях в камере Эйфеля от 1,7 до 7 при двух режимах истечения струи: с использованием шевронов на выходном сопле (насадка) и без шевронов. Определены зависимости дисперсии и спектров флуктуаций от давления и расстояния от сопла. Оценивается внутренний оптический масштаб турбулентности.

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, флуктуации, спектры, лазерный пучок; supersonic jet, fluctuations, the spectra, laser beam.

Введение

В классической теории [1, 2] рассматривается изотропная турбулентность несжимаемой жидкости. Это характерно для потоков, турбулентные пульсации разности скоростей которых значительно меньше скорости звука, а флуктуации плотности воздуха для оптического диапазона длин волн определяются только флуктуациями температуры.

В сверхзвуковых потоках, примерами которых являются потоки в аэродинамических трубах, на выходе реактивного двигателя, за летящим снарядом и т.д. [3–5], возникают ударные волны или скачки уплотнения, при переходе через которые резко меняются газодинамические параметры течения (изменения плотности и давления в струе происходят скачкообразно). Турбулентные пульсации в таких потоках развиваются в условиях ограниченного объема и сильной пространственной неоднородности средних параметров течения. Поэтому даже при скорости, близкой к дозвуковой, спектральный состав неоднородностей плотности воздуха может отличаться от степенного закона Колмогорова–Обухова [1, 2]. В этих условиях нестационарность потока определяется флуктуациями не только температуры, но и давления, что приводит к сильной неоднородности процесса. Если средние параметры потока изучены достаточно полно теоретически и экспериментально, то турбулентность в сверхзвуковой струе изучена в меньшей степени.

Для исследования турбулентности в сверхзвуковых потоках все большее применение находят оптические методы просвечивания, которые являются дистанционными, малоинерционными, обладают высокой чувствительностью и не вносят искажения в структуру течения.

Исследования средней и пульсационной составляющих скорости с применением PIV-метода (Particle Image Velocimetry), который позволяет получить мгновенное поле скорости с высоким пространственно-временным разрешением, выполнены в работе [4]. Показано, что в дозвуковой струе пульсации относительной скорости максимальны на границе затопленной (выходящей в атмосферу) струи вблизи сопла и убывают при удалении от сопла, а вдоль оси струи возрастают по мере удаления от сопла и на порядок меньше. В сверхзвуковом потоке пульсации скорости потока неоднородны как в поперечном сечении, так и вдоль оси. Некоторые из результатов этой работы будут рассмотрены ниже.

В последние годы появились теоретические работы (например, [5–7]), в которых делаются попытки построить оптическую модель флуктуаций параметров сжимаемых газовых потоков, и экспериментальные [8–10], в которых изучается распространение лазерных пучков через сверхзвуковые потоки. В [8] исследуются условия пробоя в струе мощным CO₂-лазером, а в [9, 10] – флуктуации параметров непрерывных лазерных пучков, распространяющихся через сверхзвуковую струю. Однако полученные в них результаты можно рассматривать лишь как начальный этап изучения распространения света в сверхзвуковых потоках.

* Дмитрий Анатольевич Маракасов (mda@iao.ru); Валентина Михайловна Сазанович (sazanovich@iao.ru); Артем Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru); Рувим Шаханович Цвык (tsvyk@iao.ru).

Течение затопленных струй сопровождается звуковой волной, достигающей уровня 150 дБ и более. Для интенсификации процесса смешения и снижения уровня звукового давления используются специальные вихреобразующие элементы (насадки в виде шевронов, табов или ввод микроструй), разбивающие поток на выходе из сопла и, как следствие, меняющие газодинамические и турбулентные параметры течения [4].

Известно [1, 2, 11, 12], что флуктуации интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через неоднородную среду, обладают высокой чувствительностью к малым масштабам флуктуаций показателя преломления и широко применяются для измерения уровня и структуры турбулентности в атмосфере.

Цель данной работы заключалась в исследовании флуктуации интенсивности лазерного пучка, распространяющегося через затопленную сверхзвуковую струю при различных условиях ее формирования, и сравнении с результатами распространения излучения в турбулентной среде (атмосфере), описываемой степенным законом Колмогорова–Обухова.

Аппаратура и методики измерений

Эксперимент проводился в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН на струйном модуле аэродинамической трубы периодического действия Т-326. Сверхзвуковая затопленная (выходящая в воздух) струя формировалась соплом Витошинского радиусом $R_a = 15$ мм с применением обычного конвергентного сопла и сопла с шестью шевронами на срезе высотой 9,5 мм и шириной 5 мм (рис. 1, в). Струя из сопла распространялась в свободное пространство вертикально вверх. Отношение давления на выходе сопла к давлению в окружающей среде (npr) изменялось от 1,7 (дозвуковая скорость) до 7. Максимальная скорость в струе достигала значений $M = 2$ (M – число Маха).

Для диагностики струи использовался непрерывный лазер с длиной волны 0,53 мкм. Пучок, близкий к сферической волне, формировался короткофокусной линзой, пересекал струю и принимался

блоком из трех фотоприемников – фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). ФЭУ разнесены по горизонтали на 4,5 мм в плоскости фотоприемника, что соответствовало расстоянию $r = -3; 0; 3$ мм в области струи 3 мм. Перед фотоприемниками установлены диафрагмы диаметром 0,1 мм, что почти на порядок меньше ожидаемого минимального оптического масштаба неоднородностей показателя преломления в струе. Минимальный размер регистрируемых неоднородностей показателя преломления при верхней частоте пропускания усилителей $f \geq 3$ МГц и при скорости в струе $V \approx 500$ м/с составляет $l = V/f = 0,17$ мм. Расстояние от формирующей оптики до сопла 1490 мм, от сопла до фотоприемников 870 мм.

Сигналы с фотоприемников регистрировались на компьютере через многоканальный АЦП. Полоса пропускания усилителя сигнала с фотоприемником охватывала диапазон 0–3 МГц, частота оцифровки 7 МГц. Измерительные устройства и источник излучения размещались на платформах, которые перемещались по высоте относительно среза сопла. Это позволяло проводить измерения на различных расстояниях от среза сопла.

Особенности структуры течения в сверхзвуковой струе видны на рис. 1 (фотографии, полученные теньевым методом при $npr = 5$ с различным временным осреднением, предоставлены сотрудниками ИТПМ СО РАН).

Видно существенное изменение структуры течения сверхзвуковой струи при использовании сопла с шевронами и без шевронов. В струе с шевронами появляются дополнительные ударные волны, изменяющие стационарную структуру течения и турбулентные характеристики потока. В обоих случаях структура струи меняется при удалении от среза сопла. На мгновенной фотографии (рис. 1, б) проявляются мелкомасштабные неоднородности струи. Форма струи состоит из последовательности бочкообразных структур, образовавшихся в результате сжатия струи между дисками Маха и связанных с увеличением скорости струи после диска Маха и дальнейшим торможением при приближении к следующему диску.



Рис. 1. Шлирен-фотографии струи, полученные теньевым методом при $npr = 5$: без шевронов – с большой экспозицией (а), с короткой экспозицией (б); с шевронами с большой экспозицией (в) (внешний вид сопла см. на фрагменте)

Результаты измерений

В эксперименте были проведены два цикла измерений. В первом цикле регистрировались флуктуации интенсивности лазерного луча, пересекающего струю над центром сопла на расстояниях от сопла (высотах) 15, 35, 45, 115, 165, 215, 265 и 315 мм. Измерения были проведены при $npr = 5$ с применением обычного сопла и при наличии на срезе сопла 6 шевронов.

Второй цикл измерений проводился при $npr = 1,7; 2; 3; 4; 5; 7$ на высотах прохождения луча над срезом сопла 15, 115 и 215 мм при свободном сопле и сопле с шевронами.

В каждом измерении было записано по 3–5 реализаций, по которым рассчитывались дисперсии $\sigma^2 = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I^2 \rangle$ и усредненные спектральные функции флуктуаций интенсивности с использованием БПФ (в дальнейшем спектры) $U(f) = fW(f)$, где I – интенсивность излучения; $\langle \rangle$ – среднее по времени; $W(f)$ – спектральная плотность флуктуаций интенсивности; f – частота флуктуаций.

Дисперсия флуктуаций интенсивности лазерного излучения

На рис. 2, *a* представлена зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности σ^2 от смещения вдоль оси струи x при $npr = 5$ и поперечном сдвиге $r = -3; 0; 3$ мм, а на рис. 2, *б* – от npr при $r = 0$ с шевронами и без шевронов.

Видно, что без шевронов уровень флуктуаций растет на первых двух бочкообразных структурах ($x \approx 100$ мм, рис. 2, *a*), стабилизируется до $x \sim 270$ мм, а затем быстро возрастает. С шевронами дисперсия флуктуаций максимальна вблизи сопла и уменьшается по мере удаления от сопла. Увеличение npr от 1,7 до 7 приводит к усилению флуктуаций.

Для пояснения такой зависимости уровня флуктуаций зондирующего пучка обратимся к работе [4]. В ней описаны измерения средней скорости и относительных пульсаций в струе с применением PIV-метода, который позволяет получать два мгновенных (длительностью 5 нс) кадра поля скорости течения с минимальным интервалом 500 нс и высоким пространственно-временным разрешением. На рис. 3 приведены результаты измерений относительных пульсаций скорости потока $\langle \Delta V \rangle / V_a$ (ΔV – среднеквадратическое отклонение, V_a – средняя скорость в точке измерения) в сверхзвуковом и дозвуковом режимах [4].

В [4] отмечено, что в сверхзвуковом потоке в области диска Маха ($x/R_a = 2,67$, см. рис. 1, *б*, рис. 3, *a*) на оси пульсации максимальны, а за диском внутри струи ($r/R_a \sim 3$) формируются два дополнительных турбулентных слоя (см. рис. 1, *б*, рис. 3, *б*). Уровень пульсаций во внешнем и внутреннем слоях смешения сравним с пульсациями в области диска Маха. Пульсации на выходе сопла оцениваются на уровне 0,1%, т.е. практически имеем ламинарное течение. В дозвуковой струе пуль-

сации во внешнем слое смешения (рис. 3, *б*) убывают (в отличие от сверхзвуковой, рис. 3, *a*), а на оси – незначительны и плавно растут при удалении от сопла с 0,012 ($x/R_a = 0,3$) до 0,024 ($x/R_a = 7,5$). Такая зависимость пульсаций скорости в струе совпадает с результатами измерений дисперсии флуктуаций интенсивности (см. рис. 2, *a*).

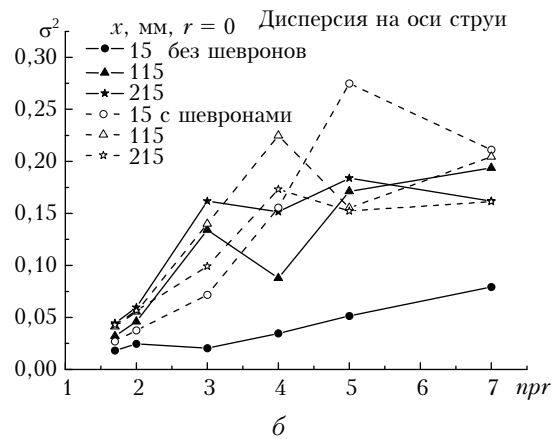
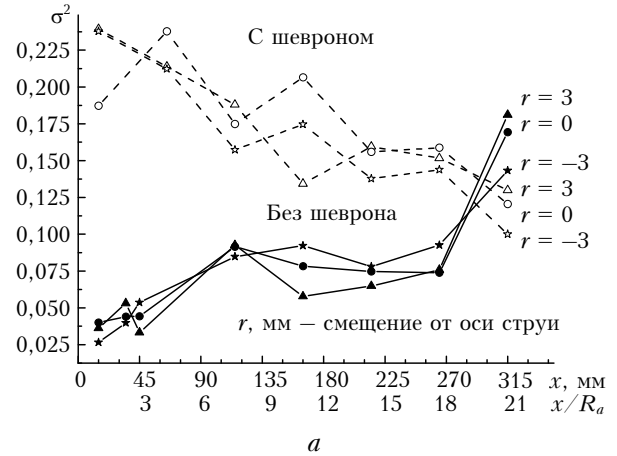


Рис. 2. Зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности σ^2 (расстояния от оси $r = 0$ и ± 3 мм) от смещения вдоль оси x , x/R_a ($R_a = 15$ мм – радиус сопла) при $npr = 5$ (*a*) и от npr на трех расстояниях x (*б*) с соплом без шевронов и с шевронами

Отметим, что на начальном участке установка шевронов увеличивает уровень флуктуаций интенсивности зондирующего пучка в 6–8 раз. Это различие можно объяснить изменением структуры потока. Если без шевронов на начальном участке течения слабо турбулизовано, то с шевронами уже на выходе из сопла видны дополнительные ударные волны, слои смешения, отрыв струи на поверхности шевронов (см. рис. 1, *в*). Численный расчет [4] и эксперимент показали, что в результате взаимодействия струи с шевронами происходит трансформация стационарной структуры и формирование крупномасштабных вихревых структур грибовидной формы между шевронами за счет затекания струи в зазоры и отрыва струй на их поверхности (рис. 4).

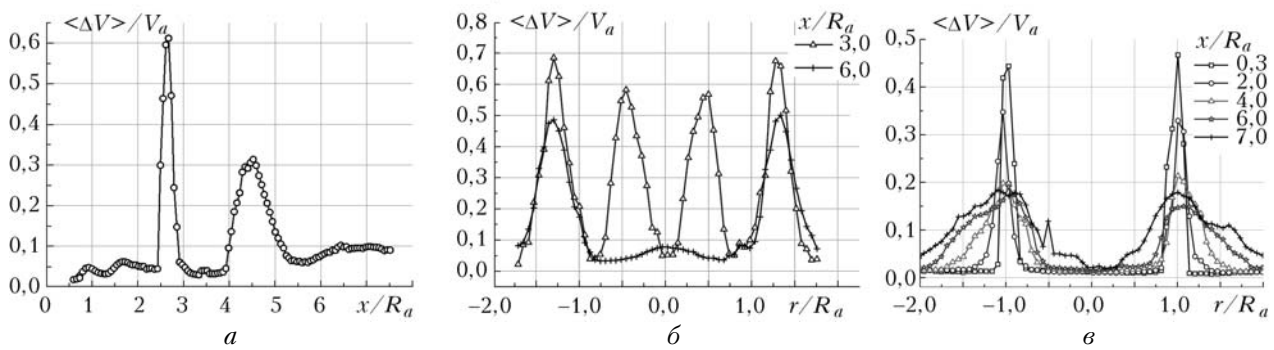


Рис. 3. Среднеквадратическое значение пульсаций скорости: вдоль оси сверхзвуковой недорасширенной струи без шевронов $npr = 5$ (а) и в поперечном сечении (б); в поперечном сечении дозвуковой струи $npr = 1,7$ (в) [4]

Такая структура течения, в отличие от сверхзвуковой струи без шевронов, приводит к усилению турбулентности на начальном участке струи и дальнейшему уменьшению вдоль струи за счет сглаживания плотности взаимодействующих внутренних струй.

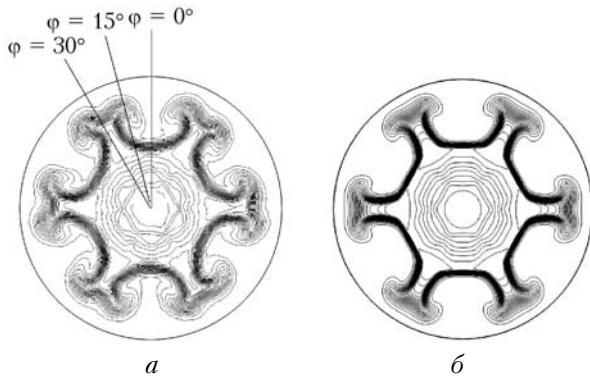


Рис. 4. Изолинии распределения давления по азимуту в поперечном сечении сверхзвуковой недорасширенной струи на расстоянии $x = 30$ мм от сопла с шестью шевронами: а – данные эксперимента (сечение $\varphi = 0^\circ$ соответствует радиальному лучу оси шеврона, $\varphi = 30^\circ$ и 15° – радиальному лучу между двумя соседними шевронами); б – численный расчет [4]

Предполагая, что турбулентное движение в струе может быть описано уравнениями метода плавных возмущений (МПВ), и допуская применимость формулы $\sigma^2 = 0,46C_n^2 k^{7/6} L_3$ для флуктуаций интенсивности излучения [2, 11, 12], можно оценить значения C_n^2 по данным рис. 2, а. Здесь C_n^2 – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $L_3 = (L - L_1)^{11/6} - (L - L_2)^{11/6}$ – эквивалентное расстояние, L , L_1 и L_2 – общая длина трассы, расстояние от источника до входа в струю и до выхода из струи ($L_1 - L_2 = 2R_a = 30$ мм). Оценки средних значений C_n^2 превышают максимальные значения в атмосфере на 4–5 порядков. Без шевронов значения C_n^2 растут от $3 \cdot 10^{-10}$ до $1,6 \cdot 10^{-9}$ $\text{см}^{-2/3}$, а с шевронами убывают от $1,4 \cdot 10^{-9}$ до $8 \cdot 10^{-10}$ $\text{см}^{-2/3}$ (рис. 5).

Для сравнения приведены результаты численного моделирования восстановления зависимости C_n^2 по флуктуациям интенсивности [7] и экспери-

ментальные данные измерений пульсаций скорости $\langle \Delta V \rangle / V_a$ на оси струи PIV-методом [4].

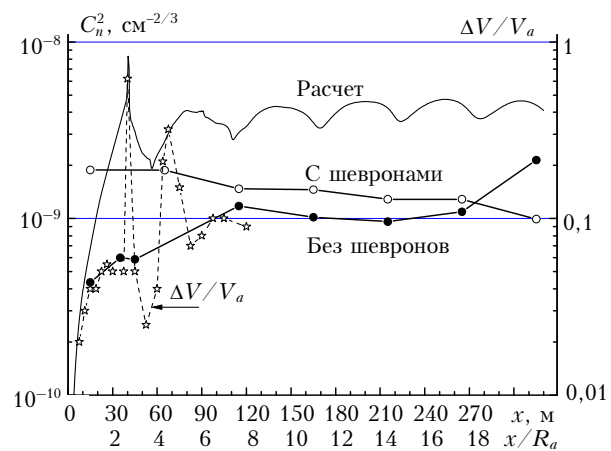


Рис. 5. Зависимость средних значений структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 от расстояния до сопла без шевронов и с шевронами, рассчитанных по данным рис. 2, а; результаты численного моделирования (расчет) [7] и экспериментальные измерения пульсаций скорости $\langle \Delta V \rangle / V_a$ на оси струи PIV-методом (см. рис. 3, а) без шевронов при $npr = 5$ [4]

Видно, что, несмотря на количественное расхождение, наблюдается согласие общего хода изменения C_n^2 , определенного по экспериментальным данным и при численном моделировании, с данными измерений пульсаций скорости.

Спектры флуктуации интенсивности лазерного излучения

В первых экспериментах [9] приемник излучения и лазер размещались на одном столе с перемещениями по вертикали и горизонтали. На противоположной стороне камеры Эйфеля было установлено отражающее зеркало. Излучение лазера проходило через камеру Эйфеля ниже струи, отражалось от зеркала диаметром 300 мм и направлялось на фотоприемник через центр струи или ниже ее. Это позволило исключить настройку системы при изменении координат, но привело к достаточно сильному влиянию акустического поля на флуктуации интенсивности лазерного пучка.

В данных экспериментах струя выходила в достаточно большое помещение, использовалась более короткая длина трассы, а камера Эйфеля отсутствовала. Это привело к существенному уменьшению влияния акустического поля, которое дает некоторое увеличение спектра на частоте 725 Гц (рис. 6, а) и присутствует во всех измерениях.

Спектры флуктуаций интенсивности были рассчитаны по результатам измерений в зависимости от давления и расстояния от сопла. Для анализа были выбраны высоты 15, 115 и 215 мм. В качестве примера на рис. 6 показаны спектры флуктуаций интенсивности лазерного луча, прошедшего на высоте 15 мм над соплом. На этой высоте наиболее заметны характерные изменения в высокочастотной области, которые будут рассмотрены ниже.

Для аппроксимации различных характерных участков спектра применялись следующие уравнения, параметры которых подбирались для каждого участка экспериментального спектра по наилучшему совпадению.

Степенные зависимости:

$$U(f) \sim f^b \text{ при } f < f_m; \quad (1)$$

$$U(f) \sim f^{-b_1} \text{ при } f \gg f_m. \quad (1a)$$

Экспоненты:

$$\exp\{-(f/f_m - 1)/a\}^c \text{ при } f > f_m; \quad (2)$$

$$\exp\{[(f/f_m - a_1)/b_2]^{c_1} - [(f/f_m - 1)/a]^c\} \text{ при } f \gg f_m \quad (2a)$$

На рис. 6, б приведен пример использования этих уравнений: кривая 2 — уравнение (2), кривая 3 — уравнение (2a), кривая 1 — спектр флуктуаций, рассчитанный в приближении МПВ для колмогоровского спектра неоднородности без учета внешнего и внутреннего масштабов. Отметим, что уравнение (2a) хорошо описывает ход спектра от начала отклонения от экспоненты (2) и до $f/f_m \sim 20-30$. При $f/f_m > 20-30$ начинается отклонение кривой в сторону увеличения.

На рис. 7 приведены параметры в этих уравнениях, которые получены в результате обработки спектров, а в таблице приведены значения показателя степени в уравнении (1a). Для всех спектров показатель степени b в уравнении (1) при $f < f_m$ равен 0,7–0,8, а показатели степени c и c_1 в уравнениях (2) и (2a) при всех npr равны соответственно 1,15; 1,4.

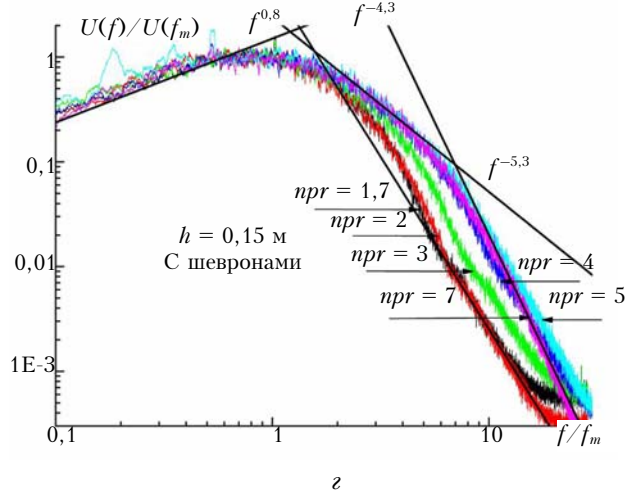
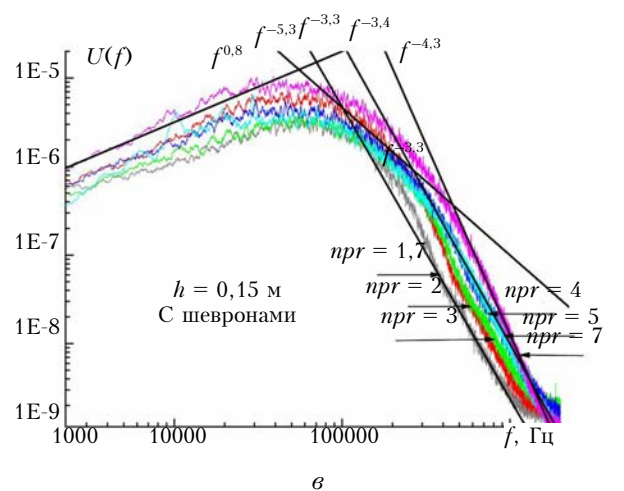
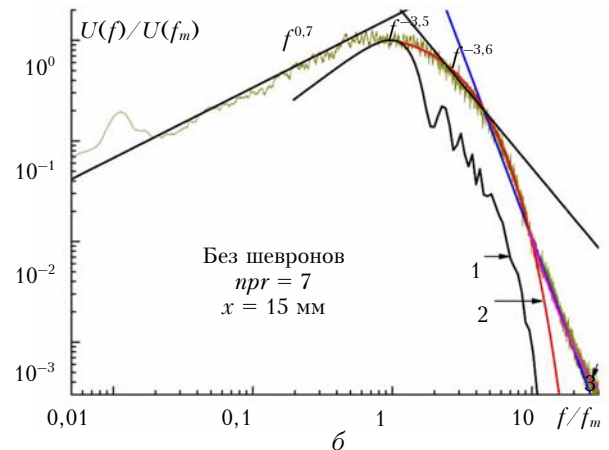
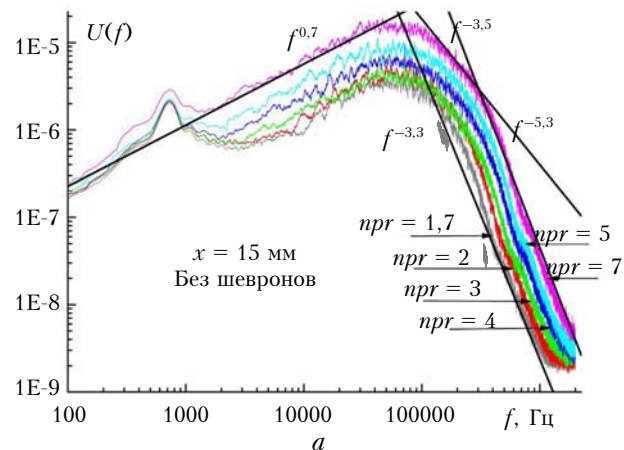


Рис. 6. Спектры флуктуаций интенсивности при различных npr : без шевронов (а) и с шевронами (в); нормированные спектры — по оси ординат амплитуда $U(f)$ нормирована на значение амплитуды $U(f_m)$ на частоте максимума f_m , по оси абсцисс — частота f , нормированная на f_m (б), (з); б — пример подбора аппроксимации различных участков спектра

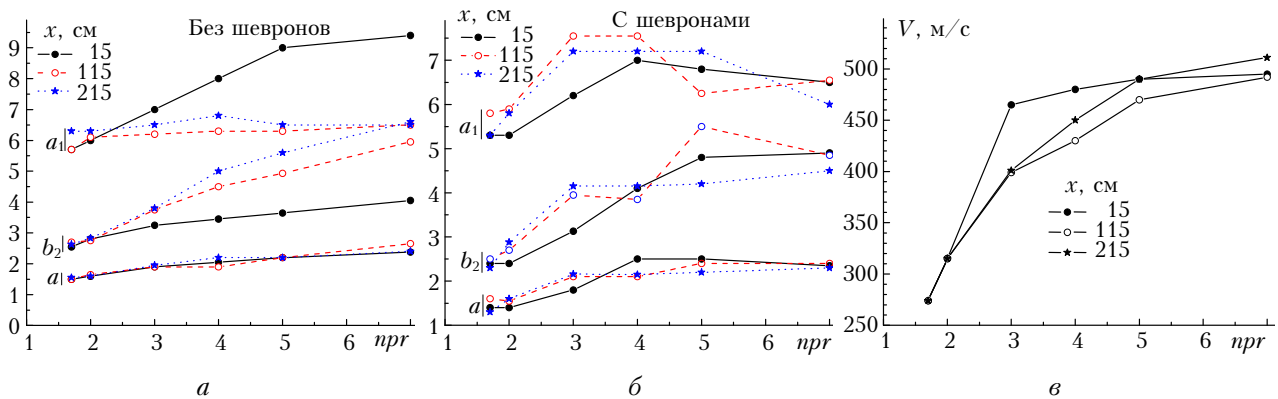


Рис. 7. Зависимость параметров уравнений от npr и расстояния по оси струи в уравнениях (2), (2а) без шевронов (а) и с шевронами (б), расчетная скорость в струе без шевронов (в)

Зависимость показателя степени в уравнении (1а) от условий измерений

npr	Смещение по оси струи x , см					
	Без шевронов			С шевронами		
	15	115	215	15	115	215
1,7	-3,3	-3,8	-3,8	-3,3	-3,8	-4,0
2	-3,3	-3,8	-4,0	-3,3	-3,6	-4,0
3	-3,3	-4,2	-4,0	-3,3	-4,0	-4,0
4	-3,3	-4,0	-4,0	-3,4	-3,9	-4,0
5	-3,5	-4,0	-4,0	-3,4	-4,0	-4,0
7	-3,6	-4,0	-4,0	-4,3	-4,0	-4,0

Результаты анализа спектров состоят в следующем.

1. Характерной особенностью спектров является наличие перегиба при переходе от экспоненты к степенному закону спада при значениях параметра $-3,6 < b_1 < -3,3$. Это проявляется при $x = 15$ мм без шевронов ($npr = 1,7-5$) и при малых $npr = 1,7$; 2 с шевронами (см. рис. 6, а, в). При больших значениях npr ($b_1 < -3,6$) спектр плавно переходит от экспоненты к степенному закону спада. Нормированные спектры совпадают только в области $f < (2-3)f_m$. В низкочастотной области при $f < f_m$ спектральная плотность растет $\sim f^{0,7} - f^{0,8}$, а в области $3f_m > f > f_m$ спектры хорошо описываются уравнением (2). В области $f > 3f_m$ с увеличением npr спектры сдвигаются в область высоких частот, их наклон возрастает до значения $b_1 = -4$. Это указывает на то, что спектр турбулентности в области $f < (2-3)f_m$ определяется только скоростью струи, а в области спада спектра $\sim f^{-b_1}$ (при $f > 300-900$ кГц в зависимости от npr) — на него влияет дополнительный параметр (внутренний масштаб), зависящий от скорости.

2. Максимум спектров достигается на частотах $f_m \sim 56 \div 75$ кГц и слабо зависит от npr . Масштаб неоднородностей l в пучке, соответствующих частоте $f_m \sim 56 \div 75$ кГц, полученный по формуле в рамках первого приближения метода плавных возмущений ($l = 0,4V/f_m$), в области фотоприемника составляет 2,0–2,75 мм. Влияние расходимости пучка

(радиус кривизны волнового фронта в области струи 1490 мм, в плоскости фотоприемников 2290 мм) приводит к увеличению размера в 1,54 раза. Тогда реальный размер неоднородностей в области струи составит 1,3–1,75 мм, что близко к радиусу зоны Френеля (1,1 мм).

3. Отметим, что в спектрах нет четко выделенного инерционного интервала, на котором $U(f) \sim f^{-5/3}$. Его отсутствие в этих измерениях, по видимому, связано с малой разностью частот между частотой максимума (масштаб 1,3–1,75 мм) и началом интервала диссипации (внутренним масштабом турбулентности, оценки которого рассмотрены ниже). Это приводит к тому, что влияние инерционного интервала не успевает проявиться.

4. Для сопла с шевронами и без шевронов частота максимумов и форма спектров близки. Это свидетельствует о подобии процессов в струях со свободным соплом и соплом с шевронами.

Оценки внутреннего оптического масштаба турбулентности

Оценки оптического внутреннего масштаба l_0 выполнены в предположении, что участок диссипации начинается на частоте f_{l_0} с момента перехода спектра к степенной зависимости f^{-b_1} по формуле $l_0 = V/f_{l_0}$. Результаты определения f_{l_0} и l_0 приведены на рис. 8.

Увеличение частоты f_{l_0} констатирует факт зависимости области высоких частот от скорости потока. Полученные с учетом расходимости пучка (см. выше) значения $l_{01} \approx 0,35 \div 0,7$ мм не противоречат характерным значениям внутреннего масштаба в атмосфере [2, 11, 12].

Из рис. 8 видно, что внутренний масштаб l_0 уменьшается с увеличением скорости потока и при удалении от сопла. Общий ход кривых для сверхзвуковой струи вблизи и на большом удалении от сопла не зависит от наличия шевронов. Различие внутренних масштабов может быть обусловлено тем, что скорости потоков при наличии или отсутствии шевронов при одинаковых значениях npr несколько отличаются.

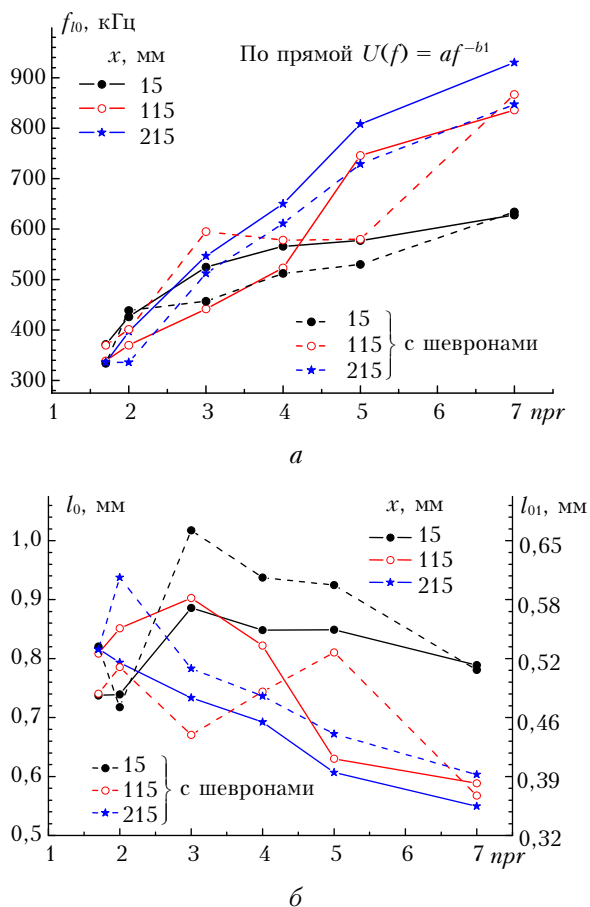


Рис. 8. Зависимость частоты перехода спектра к степенному закону спада f^{-b_1} от npr и расстояния по оси струи (a) и рассчитанные по этой частоте значения l_0 (b) для сопла без шевронов и с шевронами. Правая шкала дана с учетом расходимости пучка $l_{01} = l_0/1,54$

Заключение

Результаты исследований показали, что спектр флуктуаций интенсивности лазерного пучка, прошедшего через сверхзвуковую струю $U(f)$, отличается от спектра, соответствующего колмогоровской турбулентности со степенным законом спада « $-5/3$ » в инерционном интервале. Участок спектра с законом спада « $-5/3$ » наблюдается в некоторых спектрах в узком спектральном интервале при больших значениях npr .

Модель развитой турбулентности предполагает, что возникновение мелкомасштабных вихрей происходит при разрушении более крупных неоднородностей. Установление равновесия в процессе образования — разрушения вихрей требует времени. Следует ожидать, что между появлением крупных вихрей с характерными масштабами, соответствующими пространственным неоднородностям в струе, и переносом достаточного количества энергии в мелкомасштабную турбулентность существует определенная задержка.

Кроме того, размер области, в которой развивается турбулентный режим, ограничен в простран-

стве. Она имеет очень малые размеры вблизи сопла, увеличивается по мере удаления (см. рис. 3), а средние характеристики неоднородны в поперечном сечении. В частности, в зависимости от удаления от сопла средняя скорость, плотность и давление изменяются от максимального значения до атмосферного на расстояниях от нескольких миллиметров (вблизи сопла) до размера струи.

Число Рейнольдса для струи оценивается значениями $Re = dV/\mu \approx (1-3) \cdot 10^6$. Здесь d — диаметр струи, V — скорость, μ — коэффициент кинематической вязкости. Известно, что чем меньше уровень турбулентности исходного потока, тем выше критическое значение числа $Re_{кр}$, при котором начинается переход от ламинарного течения к турбулентному [13]. Например, при обтекании пластины потоком с уровнем начальных пульсаций 0,2% (уровень пульсаций для аэродинамической трубы Т-326) $Re_{кр1} \approx 2 \cdot 10^6$. При этом возникают первые вихри и пульсации, а при $Re_{кр1} \approx 3,5 \cdot 10^6$ начинается переход к развитому турбулентному течению [13]. Значения $Re_{кр}$ быстро уменьшаются с увеличением пульсаций в потоке.

Эти факторы могут привести к отличию турбулентности в сверхзвуковом потоке от атмосферной и возникновению трудностей при решении обратной задачи по определению турбулентных характеристик среды из оптических измерений.

Введение шевронов не изменяет основных особенностей спектра флуктуаций интенсивности, но существенно меняет поведение дисперсии. Дисперсия максимальна вблизи сопла и уменьшается при удалении, что подтверждает существенные изменения газодинамического течения в струе. Вблизи сопла без шевронов дисперсия в 6–8 раз меньше и растет при удалении от сопла. Оценки средних значений C_n^2 вдоль оси превышают максимальные значения в атмосфере на 4–5 порядков. Для сопла без шевронов значения C_n^2 растут от $3 \cdot 10^{-10}$ до $1,6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2/3}$, а с шевронами — убывают от $1,4 \cdot 10^{-9}$ до $8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-08-01059) на стенде Института теоретической и прикладной механики СО РАН.

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
3. Кочетков Ю.М. Турбулентность Римана–Маха // Двигатель. 2008. № 5. С. 50–51.
4. Бойко В.М., Достовалов А.В., Запругаев А.И., Кавун И.Н., Кисилев Н.П., Пивоваров А.А. Исследование структуры сверхзвуковых неизобарических труб // Уч. зап. ЦАГИ. 2010. Т. XLI, № 2. С. 44–57.
5. Pade O. Optical propagation through turbulent jets // Proc. SPIE. 2004. V. 5572. P. 24–33.
6. Banakh V.A., Marakasov D.A. Wind profiling based on the optical beam intensity statistics in a turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. A. 2007. V. 24, N 10. P. 3245–3254.
7. Банух В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А. Восстановление радиальной зависимости структурной харак-

- теристики показателя преломления в сверхзвуковом потоке газа по флуктуациям интенсивности лазерного пучка // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108, № 1. С. 123–127.
8. Малов А.Н., Оришич А.М., Бобарыкина Т.А., Чиркашенко В.Ф. Исследование оптического разряда и поглощения энергии мощного импульсно-периодического CO₂-лазера в сверхзвуковой струе воздуха // Оптика атмосфер. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 244–249.
 9. Банах В.А., Запругаев В.И., Кавун И.Н., Сазанович В.М., Цвык 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.
 10. Банах 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 атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1091–1098.
 11. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
 12. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1998. 270 с.
 13. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973. 319 с.

D.A. Marakasov, V.M. Sazanovich, A.A. Sukharev, R.S. Tsvyk. Fluctuations of intensity of the laser beam extending through the supersonic flooded jet.

The results of experimental researches of fluctuations of the laser beam intensity extending through a supersonic flooded jet are presented. The work is executed at the stand of Institute of applied and theoretical mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science. The laser beam passed across a jet on various distances from Vitochinskogo nozzle. The experiment was spent at pressure in Eijfelja chamber from 1,7 up to 7 at two modes of the expiration of a jet: with the use of chevrons on the day off nozzle and without chevrons. Dependences of a dispersion and spectra of fluctuations on pressure and distances from the nozzle are found. The internal optical scale of the turbulence is estimated.