

УДК 532.526.013.4+533.6.011.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ЛАМИНАРНОМ СЛЕДЕ ЗА КОНУСОМ

В. М. Анискин, С. Г. Миронов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Методом электронно-пучковой флюоресценции исследованы характеристики естественных пульсаций плотности в ближнем ламинарном следе за острым конусом при его обтекании гиперзвуковым потоком азота под нулевым углом атаки при числе Маха $M = 21$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$. Получены распределения средней плотности, суммарных пульсаций и спектров пульсаций плотности, определены продольные и азимутальные фазовые скорости возмущений, найдены инкременты возмущений в следе. Данные сопоставлены с результатами измерений в ударном слое на пластине.

Большое внимание уделяется исследованию аэродинамики гиперзвуковых пограничных слоев и гиперзвуковых слоев смешения. Одной из важных задач является изучение возмущений в аэродинамических следах за телами. Результаты этих исследований имеют большое значение для понимания механизмов ламинарно-турбулентного перехода в сдвиговых течениях и применяются при разработке тракта камеры сгорания гиперзвукового прямоточного двигателя и проектировании элементов аэродинамического управления гиперзвуковыми летательными аппаратами.

В настоящее время имеются лишь отдельные экспериментальные исследования аэродинамических характеристик и устойчивости течения в следе за телами, обтекаемыми гиперзвуковым потоком, в частности за конусами [1–4]. Данные этих работ в основном касаются средних параметров течения в следе и получены для больших чисел Рейнольдса и умеренных гиперзвуковых чисел Маха. Для больших чисел Маха и умеренных чисел Рейнольдса поле следа за конусом исследовано только в работе [2]. В [1–4] отсутствуют данные о развитии и локальных характеристиках возмущений.

Вместе с тем существуют теоретические работы по исследованию устойчивости гиперзвуковых ламинарных слоев смешения, к которым относятся и следовые течения (см., например, [5]). Параметры среднего течения, используемые при моделировании устойчивости, просты и соответствуют дальнему следу, в котором пространственные распределения параметров автомодельны. В ближнем следе картина течения существенно сложнее, так как в нем имеются большие поперечные и продольные градиенты параметров. Ближний след сохраняет информацию о поле возмущений пограничного слоя на теле, что затрудняет теоретическое исследование. Однако именно в ближнем следе за телом формируются начальные возмущения, которые развиваются ниже по потоку, что и обуславливает необходимость изучения устойчивости ближнего следа.

Целью настоящего исследования является получение полного комплекса характеристик возмущений плотности в ближнем ламинарном следе за конусом, обтекаемым гиперзвуковым потоком азота при числе Маха $M = 21$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$.

1. Экспериментальное оборудование. Эксперименты проводились в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327А Института теоретической и прикладной ме-

ханики СО РАН [6] с коническим соплом, рассчитанным на число Маха на выходе $M = 20$. Продольный градиент числа Маха в рабочей части установки составляет 3 м^{-1} , суммарный уровень пульсаций плотности в ядре потока не превышает $0,5\%$. При измерениях давление торможения P_0 составляло 8 МПа , температура торможения во избежание конденсации азота поддерживалась на уровне 1100 К . Для этих условий плотность (концентрация) молекул азота n_∞ в свободном потоке в области измерений составляла $6,8 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Экспериментальная установка оснащена электронной пушкой для создания диагностического электронного пучка [7].

В качестве модели в экспериментах использовался алюминиевый конус. Длина конуса равна $0,113 \text{ м}$, диаметр основания — $0,04 \text{ м}$, полуугол — 10° . Радиус закругления носика конуса составлял менее $0,05 \text{ мм}$, т. е. порядка длины свободного пробега молекул. Конус был установлен под нулевым углом атаки.

Державка модели, удерживающая конус за его основание, крепилась на координатном устройстве, позволяющем перемещать модель вдоль потока на расстояние до $0,2 \text{ м}$. Это перемещение позволяло сканировать поле следа при различных значениях координаты X , однако при этом число Маха в точке взаимодействия потока с носиком конуса менялось от $20,0$ до $20,8$. Координатное устройство вместе с моделью могло перемещаться поперек потока (в направлении оси Y) на расстояние до $0,1 \text{ м}$.

Измерения средней плотности и пульсаций плотности в ближнем следе за конусом выполнены методом электронно-пучковой флюоресценции в диапазоне расстояний от основания конуса $X/d = 0,75 \div 6$ (d — диаметр основания конуса). В экспериментах электронный пучок был неподвижен и пересекал поток в области, где местное число Маха $M = 21$. Оптическая система регистрации флюоресценции азота, методика обработки сигнала для получения осредненных и пульсационных характеристик плотности в потоке подробно описаны в [7, 8]. Оптическая ось системы регистрации была направлена вдоль оси Y . Оптическая система имела координатное устройство для сканирования свечения азота вдоль электронного пучка, что обеспечивало измерения при различных значениях координаты Z . Поле средней плотности и пульсаций плотности измерялось в плоскости, проходящей через ось следа, перпендикулярно оптической оси. При этом электронный пучок пересекал след по диаметру и координата Z фактически являлась радиальной координатой.

Методика измерений продольной и азимутальной фазовой скорости также описана в [7, 8]. Измерения фазовых скоростей возмущений проводились в областях максимума радиального распределения суммарных пульсаций плотности в следе. Продольная фазовая скорость измерялась при разведении точек регистрации флюоресценции вдоль оси следа на расстояние $0,023 \text{ м}$ в плоскости XY (база измерений фазы). При измерении азимутальной фазовой скорости модель смещалась в направлении оси Y (в направлении оптической оси системы регистрации) и электронный пучок пересекал цилиндрическую область максимума пульсаций по хорде длиной $0,023 \text{ м}$. На то же расстояние вдоль электронного пучка были разведены точки регистрации оптической системы.

Соотношения для вычисления безразмерного частотного параметра F , инкремента пульсаций плотности α_i , продольной и азимутальной фазовой скорости C_x , C_φ и угла распространения волн плотности χ аналогичны приведенным в [7, 8].

2. Методика определения средней плотности и пульсаций плотности. По сравнению со случаем течения на пластине течение в гиперзвуковом следе за конусом обладает рядом особенностей, позволяющих упростить задачу электронно-пучковой диагностики. Так как плотность газа в следе за конусом и набегающем потоке вне области скачка уплотнения значительно меньше плотности в скачке, то существенного рассеяния электронов здесь не происходит. Основное рассеяние пучка электронов происходит в области ударной волны. Ослабления пучка электронов во внешнем потоке можно избежать

нормированием сигнала средней плотности на его значение непосредственно перед скачком. Это допустимо, так как предполагается, что распределение плотности во внешнем потоке однородно. Если вести измерения интенсивности флюоресценции вдоль пучка электронов, который пронизывает след по диаметру, можно ожидать существенно меньшего рассеяния пучка электронов на ударной волне по сравнению с измерениями [7, 8], где пучок пронизывает течение вдоль плоскости ударной волны на значительном расстоянии (около 0,05 м). В этом случае общее рассеяние пучка достаточно мало и можно использовать только значения локальной плотности в точке измерения.

Данное обстоятельство позволяет учитывать в качестве основного процесс столкновительного тушения электронного возбуждения молекул. В качестве функции ослабления интенсивности флюоресценции может быть использована зависимость Штерна — Фольмера, из которой следует

$$\frac{n}{n_\infty} = \frac{I/I_\infty}{1 - K_\tau(I/I_\infty)}. \quad (1)$$

Здесь n/n_∞ и I/I_∞ — плотность газа и средний сигнал оптической системы, нормированные соответствующими величинами во внешнем потоке; K_τ — константа тушения, учитывающая столкновительную дезактивацию молекул, определяемая по данным работы [9] для температуры газа за ударной волной. Такой выбор температуры обусловлен тем, что непосредственно за ударной волной плотность максимальна и соответственно максимально влияние столкновительной дезактивации. До и после скачка уплотнения плотность резко уменьшается и влияние этого процесса существенно ослабевает. Подобный подход применен в [10] при измерении распределения средней плотности в ударном слое на пластине в условиях эксперимента, близких к условиям, приведенным в данной работе. Соотношение (1) использовалось для восстановления распределения средней плотности в следе. При этом температура газа за ударной волной определялась по соотношениям для ударной адиабаты с учетом реальной величины угла наклона скачка к направлению потока. Угол наклона находился по фотографиям электронно-пучковой визуализации поля течения.

Тем не менее точность восстановления плотности в следе можно повысить, если учесть рассеяние электронов в газе. Предполагая, что зависимость ослабления диагностического пучка в газе экспоненциальна, и используя данные об изменении сигнала вдоль пучка на участке пересечения им внешнего потока, можно определить эффективный коэффициент ослабления β . Этот коэффициент равен $(6,0 \pm 0,2) \text{ м}^{-1}$. Далее истинное значение плотности в точке z находилось итерациями по соотношению

$$\left(\frac{n}{n_\infty}\right)_{N+1} = \left(\frac{n}{n_\infty}\right)_0 / \exp \left[-\beta \int_a^z \left(\frac{n}{n_\infty}\right)_N dl \right], \quad N = 0, 1, 2, \dots$$

Здесь $(n/n_\infty)_0$ — значение в точке z , полученное из (1); a — значение координаты Z перед скачком уплотнения; l — расстояние вдоль пучка от точки a до точки z ; N — номер итерации. Вычисления показали, что $n/n_\infty(z)$ сходятся к конечному значению уже через две итерации.

В силу локальности измерений связь нормированных пульсаций плотности n'/n_∞ в точке измерения с нормированной переменной составляющей выходного сигнала I'/I_∞ определяется производной от соотношения (1)

$$\frac{n'}{n_\infty} = \frac{I'}{I_\infty} \left(1 + K_\tau \frac{n}{n_\infty} \right)^2.$$

Отсюда следует, что величина пульсаций плотности зависит не только от величины переменной составляющей сигнала, но и от средней величины плотности в точке измерения.

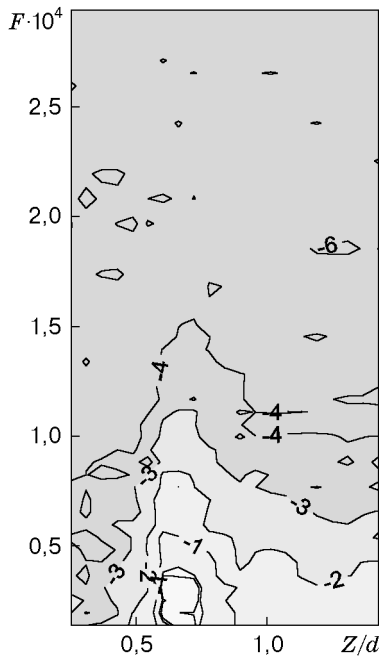


Рис. 1

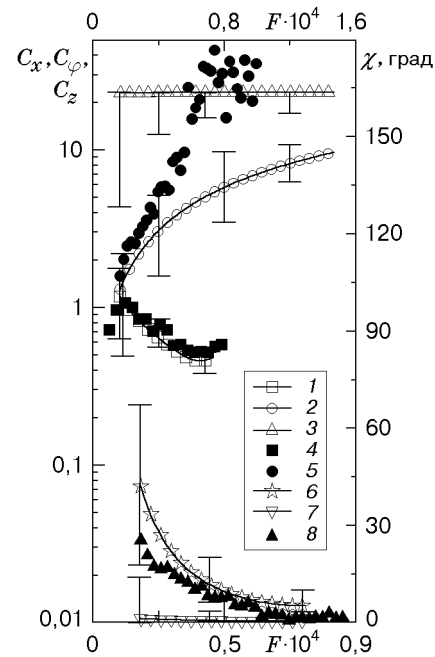


Рис. 2

3. Результаты измерений. На рис. 1 показано радиальное распределение спектров пульсаций плотности в сечении $X/d = 1$. Распределение представлено в виде изолиний логарифма амплитуды пульсаций. Спектры нормированы одним значением амплитуды для частот свыше $2,5 \cdot 10^{-4}$. Логарифмическое представление амплитуды и нормировка спектров позволяют исключить влияние зависимости амплитуды от локальной средней плотности на форму спектра и выявить реальные изменения в распределении интенсивности пульсаций по частоте. На рис. 1 видно, что в области скачка уплотнения значительно увеличивается доля низкочастотных пульсаций. За скачком в спектре преобладают высокочастотные возмущения. Качественный характер распределения пульсаций по частотам один и тот же во всей исследуемой области следа.

На рис. 2 показаны спектры фазовых скоростей в продольном C_x (точки 1 для сечения $X/d = 2,3$) и азимутальном C_φ направлениях (точки 2 для сечения $X/d = 1,5$; точки 3 для $X/d = 4$). По оси абсцисс для фазовых скоростей, расположенной сверху, откладываются значения безразмерной частоты пульсаций плотности F . Определение частотного параметра F дано в [8]. На рис. 2 приведены аппроксимационные зависимости с интервалами, характеризующими погрешность определения фазовых скоростей. Для кривой 3 даны только нижние пределы отклонений.

На рис. 2 приведены также данные для обтекания плоской пластины работы [8] (точки 4 соответствуют C_x ; точки 5 — C_z). Продольная фазовая скорость распространения возмущений C_x в следе за конусом в пределах точности измерений не зависит от координаты X и близка к продольной фазовой скорости в ударном слое на пластине. Зависимость азимутальной фазовой скорости возмущений от частотного параметра $C_\varphi(F)$ для сечения $X/d = 1,5$ качественно согласуется с частотной зависимостью для трансверсальной фазовой скорости $C_z(F)$ на пластине, но количественное расхождение увеличивается с ростом частоты. Возможно, это зависит от вида двумерного течения (осесимметричное или плоское).

На рис. 2 также видно, что азимутальная фазовая скорость в сечении $X/d = 4$ (точки 3) существенно превышает фазовую скорость в сечении $X/d = 1,5$ (точки 2). По спек-

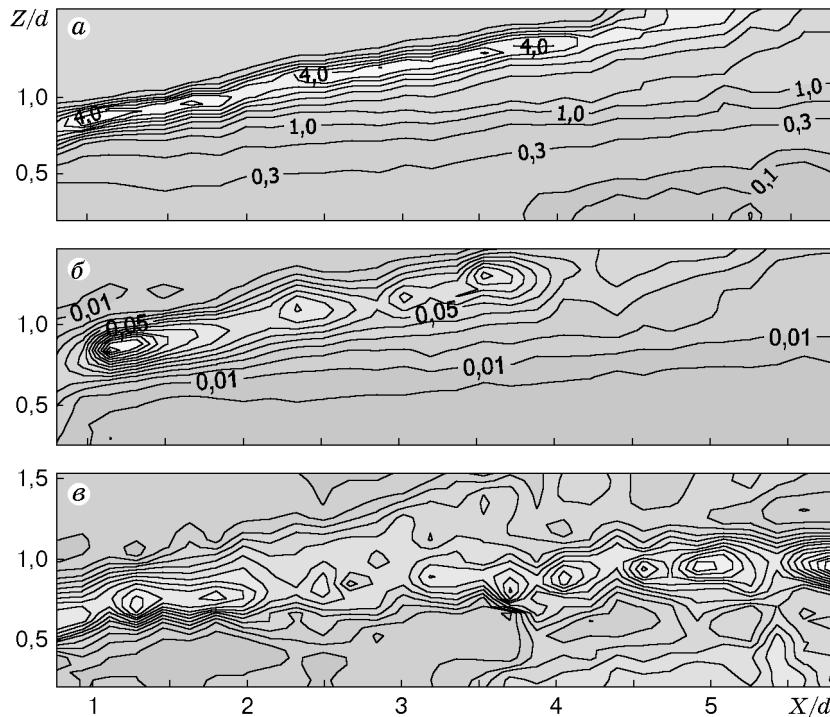


Рис. 3

трам продольной и азимутальной фазовой скорости для этих сечений вычислены спектры углов наклона волнового вектора к оси потока χ (в градусах). На рис. 2 точки 6 соответствуют сечению $X/d = 1,5$, точки 7 — $X/d = 4$. Ось абсцисс для угловых зависимостей на рис. 2 приведена внизу. На рис. 2 точки 8 соответствуют спектру углов χ , полученному в [8] для пластины. Зависимости для сечения $X/d = 1,5$ подобны. Уменьшение угла наклона волнового вектора к оси потока свидетельствует об увеличении доли двумерных волн в следе по мере удаления от основания конуса. Одной из возможных причин этого является расходимость течения, влияние которой обнаружено в измерениях в умеренно гиперзвуковом пограничном слое на конусе. Инициация наклонных волн в следе за конусом, так же как в ударном слое на пластине, возможно, связана с существованием сильно наклоненных волн в набегающем потоке [8]. Меньшие по сравнению с величиной $1 - 1/M_e = 0,88$ (M_e — число Маха за ударной волной) значения продольной фазовой скорости свидетельствуют об акустической природе возмущений, по крайней мере для частотного параметра F , превышающего значение $0,2 \cdot 10^{-4}$. Эта величина отделяет возмущения вихревой моды от возмущений акустической в линейной теории устойчивости сжимаемых течений [11].

На рис. 3,а приведены изолинии нормированной плотности в осевом сечении следа за конусом. Хорошо виден головной скачок уплотнения в виде прямолинейного острого гребня, переходящего в плато на внутреннем склоне распределения по мере удаления от основания конуса. Его формирование связано с постепенным выделением из ударного слоя собственно слоя смешения.

При вычислении инкремента пульсаций плотности в следе основную трудность представляет отсутствие четко выраженной линии максимума интегральных пульсаций плотности слоя смешения, аналогичной той, вдоль которой вычислялся инкремент пульсаций при обтекании пластины [8, 12]. В [12] показано, что спектр инкремента возмущений существенно зависит от траектории, вдоль которой проводятся измерения. На рис. 3,б приведены изолинии поля нормированных интегральных пульсаций плотности в следе. Видно,

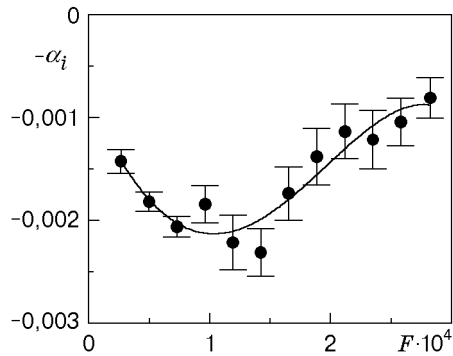


Рис. 4

что пульсации плотности концентрируются в основном в окрестности скачка уплотнения. Вероятно, это связано с колебаниями ударной волны под действием возмущений внешнего потока, поэтому предварительно следовало выявить положение максимума пульсаций плотности, связанных с течением в сдвиговом слое под скачком. Для этого предполагалось, что пульсации в следе состоят из двух компонент: колебаний скачка плотности и пульсаций, связанных с развитием неустойчивости сдвигового слоя. Так как плотность в скачке слабо меняется вдоль следа, то величина пульсаций плотности, связанная с колебанием ударной волны, должна быть пропорциональна величине средней плотности. Это позволяет выделить пульсации, связанные со сдвиговым слоем, путем деления в каждой точке значений интегральных пульсаций на величину средней плотности. Такая процедура не позволяет получить истинные значения пульсаций плотности, связанных с развитием неустойчивости, но дает возможность выделить (визуализировать) их положение в следе, так как первая компонента пульсаций вырождается в достаточно однородный фон (рис. 3, в).

Зависимость $Z(X)$ положений максимумов на рис. 3, в аппроксимирована степенной зависимостью с показателем степени, равным 0,44 (X отсчитывается от носика конуса). Эта зависимость близка к зависимости $Z = X^{1/2}$, характерной для ламинарного слоя смешения. Вдоль линии положений максимумов вычислен спектр инкремента пульсаций плотности $\alpha_i(F)$, график которого представлен на рис. 4. Инкремент вычислен для интервала $0,03 \div 0,23$ м за основанием конуса. На рис. 4 приведены также значения доверительного интервала. Можно отметить затухание колебаний на всех частотах. При этом возмущения на высоких частотах затухают менее интенсивно, чем на низких. Это согласуется с результатами измерений спектров пульсаций, представленных на рис. 1, где показано преобладание высокочастотных возмущений плотности в следе. Экспериментально показано, что на расстояниях от основания конуса вплоть до $X/d = 6$ имеет место ускорение газа на оси следа [2]. Это свидетельствует о наличии отрицательного градиента давления в следе. Вероятно, вследствие этого в эксперименте наблюдается стабилизация сдвигового слоя и подавление роста возмущений.

Заключение. Разработана методика измерений средней плотности и пульсаций плотности для осесимметричных гиперзвуковых следовых течений на основе электронно-пучковой флуоресценции азота. Впервые проведены измерения поля средней плотности и характеристик возмущений в гиперзвуковом ближнем следе за острым конусом с полууглом 10° при числе Маха потока $M = 21$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$. Показано, что в следе за конусом развиваются наклонные волны, угол наклона которых уменьшается с расстоянием от донного среза конуса. Продольная фазовая скорость этих волн оказалась близкой к продольной фазовой скорости волн плотности на поверхности

пластины. Экспериментально показано, что углы наклона волнового вектора к оси потока в следе и на пластине совпадают. Получены спектры инкремента возмущений плотности, соответствующие затухающему волновому процессу, что связано со стабилизирующим влиянием отрицательного градиента давления и ускорения потока в ближнем следе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Чернявский С. Ю.** Исследование размеров следа за конусом, летящим с гиперзвуковой скоростью // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1976. № 6. С. 76–78.
2. **Allegre J., Raffin M.** Flow determination along a wake axis // Proc. of the 9th Intern. symp. on rarefied gas dynamics. Göttingen, 1974. V. 1. P. B9.1-B9.11.
3. **Левенштейнс З., Круминс М.** Аэродинамические характеристики следов за телами, движущимися с гиперзвуковыми скоростями // Ракет. и косм. техника. 1967. Т. 5, № 9. С. 31–42.
4. **Marcillat M. J.** Configuration du sillage proche hypersonique d'un cone circulaire elance // C. R. Acad. Sci. Paris. Sér. A. 1969. V. 269. P. 1217–1220.
5. **Parageorgiou D. T.** The stability of two-dimensional wakes and shear layers at high Mach numbers // Phys. Fluids A. 1991. V. 3, N 5. P. 793–802.
6. **Друкер И. Г., Жак В. Д., Сапогов Б. А., Сафронов Ю. А.** Характеристики гиперзвуковой азотной трубы ИТПМ СО АН СССР // Вопр. газовой динамики: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики. 1975. Вып. 5. С. 294, 295.
7. **Maslov A. A., Mironov S. G.** Electron-beam diagnostics of hypersonic flows // Experiments Measurements Fluid Mech. 1998. V. 12, N 4. P. 42–52.
8. **Маслов А. А., Миронов С. Г., Шиплюк А. Н.** Волновые процессы в гиперзвуковом ударном слое на пластине // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 5. С. 162–168.
9. **Беликов А. Е.** Константы скорости реакций молекулярного энергообмена при низких температурах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1996.
10. **Harbour P. J., Lewis J. H.** Preliminary measurements of the hypersonic rarefied flow field on a sharp plate using electron beam probe // Rarefied gas dynamics / Ed. by C. L. Brundin. N. Y.: Acad. Press, 1967. P. 1031–1046.
11. **Mack L. M.** Boundary layer stability theory. Pasadena (California): JPL, 1969. Rev. A. Doc. 900–277.
12. **Маслов А. А., Миронов С. Г.** Влияние непараллельности течения в ударном слое на пластине и угла атаки на характеристики пульсаций плотности // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 2. С. 49–55.

Поступила в редакцию 26/VII 1999 г.