

УДК 532.526

УСТОЙЧИВОСТЬ СЛЕДА ЗА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНОЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ЕЕ ОБТЕКАНИЯ

В. И. Лысенко, Н. В. Семенов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск

Течение в следе за телом в значительной мере определяет аэродинамику летательного аппарата. При этом сопротивление обтекаемого тела может существенно отличаться при ламинарном и турбулентном режимах обтекания [1]. Однако при сверхзвуковых скоростях потока исследований по устойчивости следа (а особенно экспериментальных) проведено крайне мало, а на территории бывшего СССР такие эксперименты вообще не выполнялись.

Данные эксперименты проведены в аэродинамической трубе Т-325 [2] ИТПМ СО РАН при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 4$, единичном числе Рейнольдса $Re_{1\infty} = 9 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, температуре торможения потока около 290 К.

Для измерения характеристик устойчивости и перехода использовались термоанемометр постоянного тока ТПТ-4 с датчиком с вольфрамовой нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,2 мм, усилитель селективный У2-8, вольтметр В7-27А/1 и анализатор спектра фирмы «Brüel and Kjaer» (тип 2010).

Рабочей моделью служила теплоизолированная стальная симметричная плоская пластина длиной 88 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, имеющая носик в виде клина с полууглом скоса 14° и притуплением передней кромки 0,1 мм. Корма пластины тупая, скошена под прямым углом. Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

Получены профили среднего напряжения E и среднеквадратичных пульсаций напряжения $\langle e \rangle$ на нити датчика термоанемометра в свободном вязком слое (свободном струйном пограничном слое) при отсчитываемой от кормы пластины продольной координате $x = 12,5$ и 15 мм и в собственно следе при $x = 40$; 60 и 80 мм.

На рис. 1 приведены безразмерные профили $\langle e \rangle(y)$ (y — поперечная координата, отсчитываемая от плоскости симметрии следа; для наглядности зависимости $\langle e \rangle(y)$ при $x = 12,5$ и 15 мм обезразмерены на величину $\langle e \rangle_\infty$ при $x = 40$ мм). Видно, что в следе с ростом продольной координаты разница между максимальными (в поперечном сечении следа) пульсациями и пульсациями на оси симметрии следа уменьшается.

В то же время сравнение полученных зависимостей $E(y)$ и $\langle e \rangle(y)$ показало, что для каждого значения x поперечная координата y , при которой

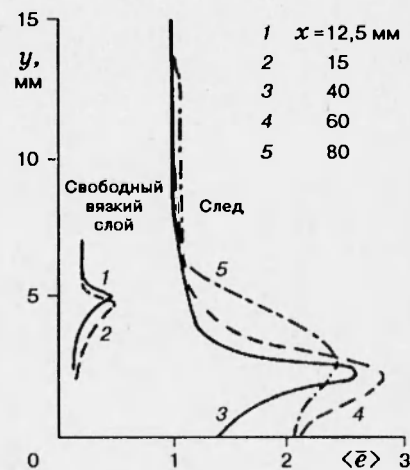


Рис. 1

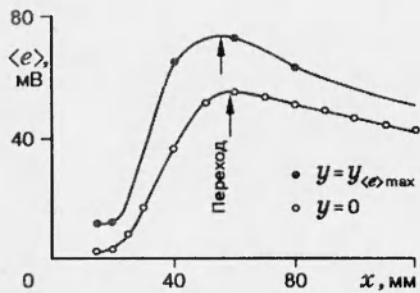


Рис. 2

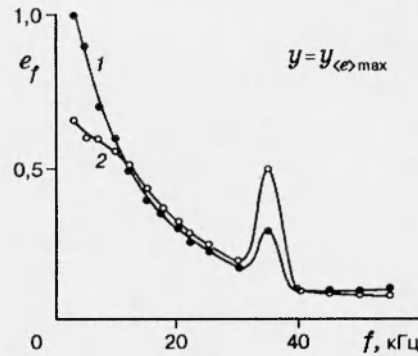


Рис. 3

$\langle e \rangle$ максимально поперек следа, примерно отвечает точке перегиба в зависимости $E(y)$. Эта закономерность соответствует теории неустойчивости перегибных профилей (кстати, слой сдвига в расчетах неустойчив уже в невязком приближении).

Положение перехода в следе определяется достаточно четко по положению максимума пульсаций напряжения в зависимости $\langle e \rangle(x)$ (см., например, [3]) аналогично нахождению с помощью термоанемометра положения перехода в пограничном слое. На рис. 2 представлены такие зависимости, полученные в данных экспериментах как на оси симметрии следа ($y = 0$), так и в слое с максимальными по y значениями $\langle e \rangle$ (этот слой близок к критическому). Положение перехода, определенного таким способом, соответствует $x_{\text{п}} \approx 56 \div 59$ мм и $Re_{\text{п}} = (u_e - u_0)x_{\text{п}}/\nu_0 \approx 0,3 \cdot 10^5$ (индексы 0 и e относятся к плоскости симметрии следа и его границе), причем в слое, близком к критическому, переход происходит несколько раньше (при $x_{\text{п}} \approx 56$ мм), чем на оси симметрии следа (где $x_{\text{п}} \approx 59$ мм) (так было и в [4]).

После турбулизации (т. е. при $x > 56$ мм) профиль возмущений в следе (см. рис. 1) при движении вдоль продольной координаты x выполаживается быстрее, чем до перехода, за счет уменьшения максимальных в слое возмущений. При этом интенсивнее увеличиваются толщина наиболее возмущенной части следа и поперечная координата слоя с максимальными возмущениями, что соответствует утверждению в [4, 5] о том, что заметное расширение следа является признаком перехода.

Свободный вязкий слой (свободный струйный пограничный слой) видоизменяется от близкого к пограничному слою (сразу за пластиной) до более-менее развитого слоя смешения (это соответствует результатам [6]). Поэтому представляло большой интерес сравнить характеристики устойчивости свободного вязкого слоя с аналогичными характеристиками пограничного слоя, а впоследствии и с характеристиками устойчивости следа.

На рис. 3 показаны спектры энергии пульсаций на нити датчика термоанемометра (распределения амплитуды возмущения e_f для разных частот f) в свободном вязком слое для $x = 12,5$ и 15 мм — линии 1 и 2 (здесь и далее амплитуды возмущений для разных частот обезразмерены на величину амплитуды возмущений с частотой 3 кГц при $x = 12,5$ мм).

На рис. 4 приведены степени нарастания возмущений $-\alpha_i = \frac{de}{e} \frac{\delta}{dx}$ в свободном вязком слое (кривая 1) в зависимости от частоты возмущений f для $x = 13,8$ мм, а также (для сравнения) степени нарастания возмущений в пограничном слое на конце пластины, полученные ранее примерно при таком же режиме обтекания плоской пластины (кривая 2). Здесь δ —

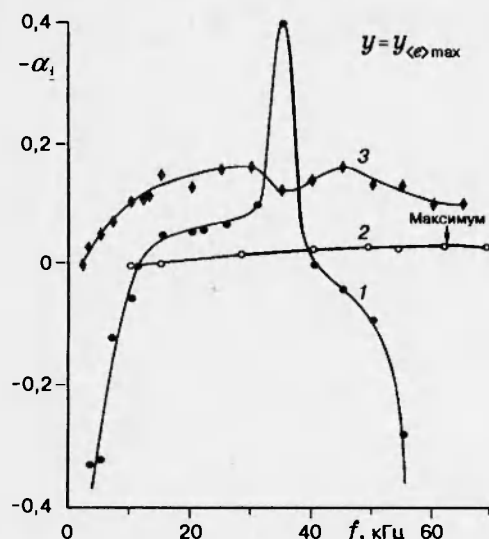


Рис. 4

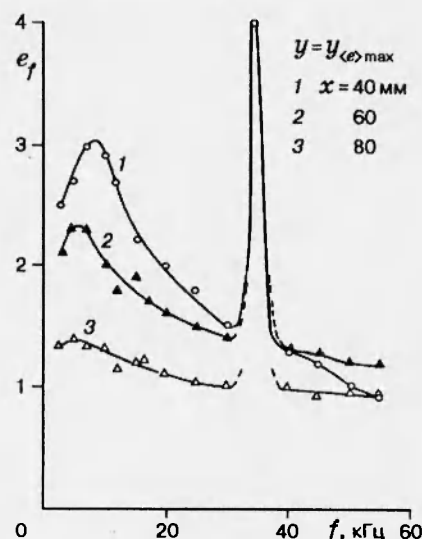


Рис. 5

толщина свободного вязкого слоя и пограничного слоя. Приведенная зависимость степеней нарастания для пограничного слоя имеет второе нулевое значение (на верхней ветви кривой нейтральной устойчивости) при $f = 140 \div 150$ кГц. Как видно из рис. 4, диапазон «неустойчивых» частот резко (в несколько раз) уменьшается (за счет высоких частот), хотя максимальные степени нарастания возмущений в свободном вязком слое выше, чем в пограничном слое на конце пластины. Возмущения, максимальные в пограничном слое на конце пластины и готовые привести к переходу в пограничном слое (как определено ранее, в пограничном слое на плоской пластине при $M_\infty = 4$ и $Re_1 = 9 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ начало перехода, измеренное с помощью трубки полного напора, происходит при $x \approx 80 \div 90$ мм, что соответствует концу исследуемой ныне модели-пластины), стабилизируются в свободном вязком слое (это возмущения с $f \geq 60$ кГц).

Низкочастотные возмущения, наиболее усиливаемые в свободном вязком слое, поступают в него из пограничного слоя пластины чрезвычайно малыми и поэтому не успевают до горла следа развиваться до «переходного» уровня. И в этом смысле (с точки зрения развития перехода в системе погранслоя — свободный вязкий слой — след) свободный вязкий слой является устойчивым. Полученные данные отвечают утверждениям, приведенным в [7], о том, что в вязком свободном слое (до горла следа) при $M > 3$ течение ламинарное.

Развитие возмущений в собственно следе также отражено на рис. 4 (кривая 3), где приведены степени роста $-\alpha_1$ возмущений в следе при $x = 42,5$ мм, которые сравниваются с ранее рассмотренными степенями нарастания возмущений в свободном вязком слое и в пограничном слое на конце пластины. Если при переходе от пограничного слоя к свободному вязкому слою диапазон «неустойчивых» частот резко уменьшается (за счет высоких частот), то при переходе от свободного вязкого слоя к следу он значительно расширяется (также за счет высоких частот).

Спектры энергии пульсаций в следе, измеренные при $x = 40; 50; 60$ и 80 мм в слое, близком к критическому, и на линии симметрии следа $y = 0$, приведены на рис. 5 и 6. Как в свободном вязком слое (см. рис. 3), так и в следе в слое, близком к критическому (рис. 5), обнаружено появление характерного максимума в спектральном распределении пульсаций — резко начинают расти возмущения с $f \approx 35$ кГц. Число Струхалия, рас-

считанное по частоте такого максимума, толщине следа в области горла (определенной по профилю скорости) и скорости невозмущенного течения, $Sr = \frac{f b_0}{u_\infty} = 0,3$. Такое же появление максимума в спектре пульсаций наблюдалось и в работе [8] при изучении следа за плоской пластиной при $M_\infty = 6$. Более того, в [8] также получено $Sr = 0,3$ и показано, что это значение числа Струхала является универсальным как при дозвуковых, так и при гиперзвуковых скоростях обтекания пластины.

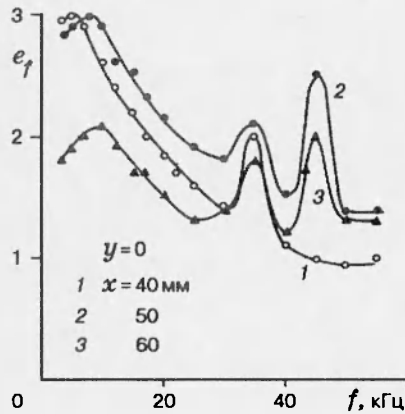


Рис. 6

Данные на рис. 2, 5, 6 дают основание считать, что при $Re_{1\infty} = 9 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ линейное развитие возмущений в следе (начиная от горла следа) идет до $x \approx 40$ мм, затем происходит нелинейное развитие, и при $x \approx 56 \div 59$ мм наступает переход. В соответствии с этим меняются энергетические спектры. И если для слоя, близкого к критическому (рис. 5), в линейной и нелинейной областях основной тон с $f \approx 35$ кГц доминирует в спектре энергии (аналогично было и в [8]), то в слое $y = 0$ (рис. 6) ситуация сложнее.

В линейной области сильнее других (но в значительно меньшей степени, чем в критическом слое) растут возмущения с $f \approx 35$ кГц, однако в нелинейной области начинают быстро увеличиваться возмущения с $f \approx 45$ кГц. Скорее всего, имеющиеся в спектре пульсаций при $x \approx 40 \div 45$ мм в критическом слое и в слое $y = 0$ два максимума (при $f_1 \approx 5 \div 10$ кГц и $f_2 \approx 35$ кГц) резонируют между собой, и возникает триплет волн (в частности, третья волна с $f_3 \approx 45$ кГц). Как видно из рис. 6, в слое $y = 0$ рост возмущений с частотами, соответствующими двум (при $x = 40$ мм) максимумам в спектре возмущений, при переходе от сечения $x = 40$ мм к сечению $x = 50$ мм существенно замедляется, в то время как возмущения с $f_3 \approx 45$ кГц растут очень сильно, т. е. в триплете волн с частотами f_1, f_2 и f_3 перекачка энергии идет от первых двух волн к третьей.

Интересно, что в [8] в слое, близком к критическому, был лишь один максимум (отвечающий максимуму в данной работе с $f \approx 35$ кГц), а в слое $y = 0$ заметно росла лишь гармоника с частотой $2f$ (такое отличие от настоящих результатов объясняется, скорее всего, тем, что в [8] толщина исследованной пластины была лишь 0,38 мм и пластина имела острую заднюю кромку, т. е. рециркуляционная зона практически отсутствовала). Возможно, и в данных экспериментах в слое $y = 0$ росли возмущения с частотой $2f \approx 70$ кГц, однако они не были зафиксированы, так как измерения ограничивались диапазоном частот $3 \div 60$ кГц.

Из рис. 5 и 6 четко видно, что если в линейной области следа преобладают низкочастотные возмущения (в целом, не считая характерного максимума), а в нелинейной области сильнее растут высокочастотные, то при наступлении перехода низкочастотные возмущения уменьшаются сильнее, чем высокочастотные, и спектр выполаживается. Перераспределение энергии приводит к тому, что в дальнейшем для всех частот энергия пульсаций выравнивается.

Таким образом, при $M_\infty = 4$ исследовано развитие возмущений в свободном вязком слое и собственно следе за плоской пластиной с симметричным клинообразным носом с острой передней кромкой и тупой (скошенной под прямым углом) кормой. Получены характеристики устойчивости те-

чения в свободном вязком слое и следе. Обнаружено появление характерного максимума в спектральном распределении пульсаций, соответствующего числу Струхала 0,3 (рассчитанному по частоте такого максимума). В плоскости симметрии следа в нелинейной области развития возмущений наблюдалась триада волн, удовлетворяющая резонансному соотношению частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михалев А. Н. О влиянии числа Рейнольдса на параметры ближнего следа сверхзвуковых конусов // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 88–98.
2. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1972. С. 11–13.
3. Demetriades A. Experiments on the free shear layer between two supersonic streams. Washington, 1990. (Paper / AIAA; N 710).
4. Беренс. Исследование дальней части следа за цилиндрами при гиперзвуковых скоростях. Ч. II. Устойчивость // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1968. Т. 6, № 2. С. 41–50.
5. Деметриадес А. Измерения при помощи термоанемометра в следах за тонкими телами, обтекаемыми гиперзвуковым потоком // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1964. Т. 2, № 2. С. 28–35.
6. Papageorgiou D. T. The stability of two-dimensional wakes and shear layers at high Mach numbers // Phys. Fluids. 1991. V. 3, N 5. P. 793–802.
7. Ривз, Лиз. Теория ламинарного ближнего следа за затупленными телами в гиперзвуковом потоке // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1965. Т. 3, № 11. С. 103–120.
8. Беренс, Коу. Экспериментальное исследование устойчивости следа за двумерными тонкими телами при гиперзвуковых скоростях // Ракетная техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1971. Т. 9, № 5. С. 102–111.

Поступила в редакцию 25/XI 1994 г.
