

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ СЛЕДА ЗА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНОЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ НАБЕГАЮЩЕГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА

УДК 532.526

В. И. Лысенко

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск

Аэродинамические характеристики летательного аппарата в значительной степени определяются течением в следе за ним. При этом аэродинамическое сопротивление обтекаемого тела может существенно отличаться при ламинарном и турбулентном режимах течения (а, например, величина донного сопротивления может различаться более чем в 2 раза [1]). Но при сверхзвуковых скоростях потока экспериментов по устойчивости следа проведено мало, а отечественная работа выполнена только одна [2].

Основная часть экспериментов данной работы проведена в аэродинамической трубе Т-325 [3] ИТПМ СО РАН при числах Маха набегающего потока  $M_\infty = 2$  и 4 и единичном числе Рейнольдса  $Re_{1\infty} = (5,7; 9 \text{ и } 15) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Температура торможения потока около 290 К.

Для измерения характеристик устойчивости и перехода использовались термоанемометр постоянного сопротивления К-109 (в отдельных экспериментах при  $M_\infty = 4$  — термоанемометр ТПТ-4) с датчиком с вольфрамовой нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,2 мм, селективный усилитель У2-8, вольтметр В7-27А/1 и анализатор спектра фирмы «Grüel and Kjaerg» (тип 2010) с самописцем уровня (тип 2307).

Рабочей моделью служила теплоизолированная стальная симметричная плоская пластина длиной 61 мм, толщиной 10 мм и шириной 200 мм, имеющая носик в виде клина с полууглом скоса  $14^\circ$  и притуплением передней кромки 0,1 мм. Корма пластины тупая, прямоугольной формы. Пластина жестко крепилась к боковым стенкам рабочей части трубы и устанавливалась под нулевым углом атаки.

Положение перехода в следе определяется достаточно четко по положению максимума среднеквадратичных пульсаций напряжения  $\langle e \rangle$  на нити датчика термоанемометра в зависимости от продольной координаты (см., например, [4]) аналогично нахождению с помощью термоанемометра положения перехода в пограничном слое (в данной работе продольная координата  $x$  отсчитывалась от кормы пластины). На рис. 1 представлены такие зависимости, полученные в плоскости симметрии следа, для  $M_\infty = 2$  и 4 при  $Re_{1\infty} = 9 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  (пульсации напряжения нормированы на их максимальные значения). Видно, что при уменьшении числа Маха от 4 до 2 переход существенно приближается к модели.

На рис. 2 показаны степени нарастания возмущений в следе —  $\alpha_i = (de/e)(b/2dx)$  ( $b$  — толщина следа) в зависимости от частоты  $f$  для  $M_\infty = 2$  и 4. Измерения проведены в слое с максимальными по нормальной координате  $y$  значениями  $\langle e \rangle$  (этот слой близок к критическому). На рисунке видно, что при уменьшении числа Маха от 4 до 2 существенно увеличиваются степени нарастания возмущений.

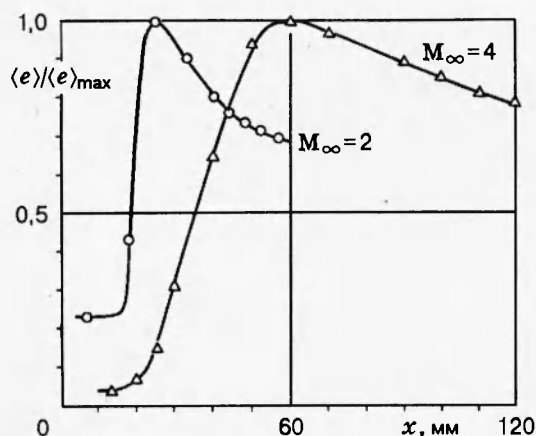


Рис. 1

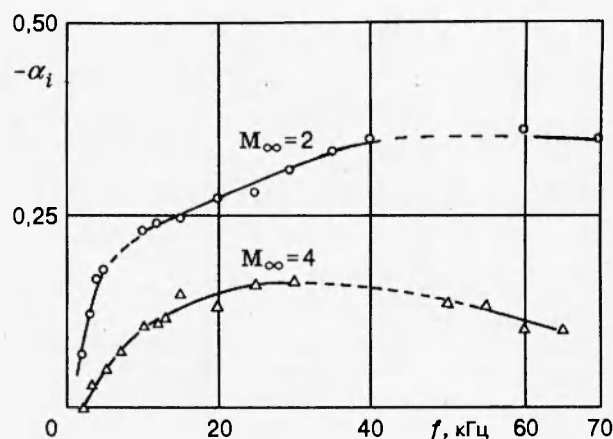


Рис. 2

Рост продольной координаты перехода  $x_n$  при увеличении  $M_{\infty}$  от 2 до 4 в данной работе полностью соответствует росту  $x_n$  при увеличении  $M_{\infty}$  от 4 до 5, полученному автором в [5] в импульсной трубе «Транзит» в следе за моделью, аналогичной используемой в данной работе. Более того, автором были проведены в «Транзите» дополнительные эксперименты при  $M_{\infty} = 7$  в следе за той же моделью. Исследование влияния числа Маха проводилось в диапазоне  $Re_{1\infty} = (50 \div 70) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . При увеличении  $M_{\infty}$  от 5 до 7 было получено еще большее удаление перехода от модели (при изменении  $M_{\infty}$  от 4 до 7 продольная координата перехода выросла примерно в 2 раза).

Таким образом, эксперименты, проведенные при  $M_{\infty} = 2; 4; 5$  и 7, показали стабилизирующее влияние роста числа Маха. Этот факт находится в согласии с теоретическими работами как для следа (см., например, [6]), так и для слоев смешения [7], в которых было получено, что степени нарастания возмущений уменьшаются при увеличении числа Маха.

В аэродинамической трубе Т-325 также было изучено влияние единичного числа Рейнольдса на положение перехода в следе. Эксперименты проведены в плоскости симметрии следа при  $M_{\infty} = 2$  и  $Re_{1\infty} = (5,7; 9 \text{ и } 15) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  (соответственно кривые 1–3 на рис. 3, где приведены результаты исследований). На рис. 3 все пульсации напряжения обезразмерены на их начальные значения вблизи границы рециркуляционной зоны. Видно затягивание перехода в следе при уменьшении  $Re_{1\infty}$ . Это утверждение отвечает результатам [8, 9] (при  $M_{\infty} = 4,3$ ) и [10] (при гиперзвуковой скорости 6710 м/с обтекания тела).

Развитие возмущений в следе при  $M_{\infty} = 2$  и  $Re_{1\infty} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  иллюстрирует рис. 4, где показаны безразмерные профили пульсаций  $\langle \bar{e} \rangle = \langle e \rangle / \langle e \rangle_{\infty}$  ( $y$  — нормальная координата, отсчитываемая от плоскости симметрии следа) для  $x = 20; 27$  мм (незадолго до перехода); 44; 60 мм (линии 1–4). Измерения проведены при достаточно большом перегреве нити 0,7, когда термоанемометром фактически регистрировались пульсации массового расхода. Видно, что в ламинарном следе при увеличении  $x$  имеет место рост возмущений по всей толщине следа, при этом сама она остается примерно одной и той же. Однако после турбулизации следа происходит заметное выполаживание профиля возмущений за счет уменьшения максимальных в следе пульсаций. При этом более интенсивно увеличиваются толщина наиболее возмущенной части следа и поперечная координата слоя с максимальными возмущениями, что соответствует утверждению в [11, 12] о том, что за-

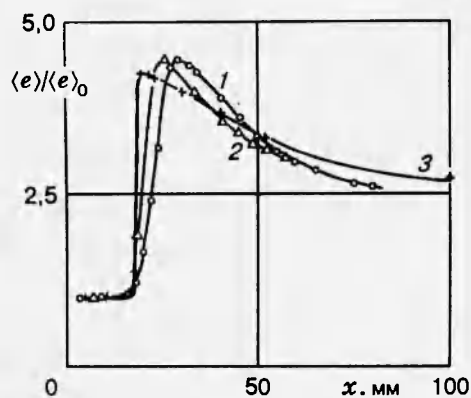


Рис. 3

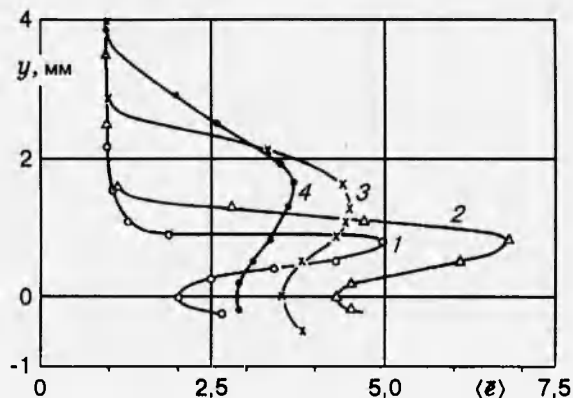


Рис. 4

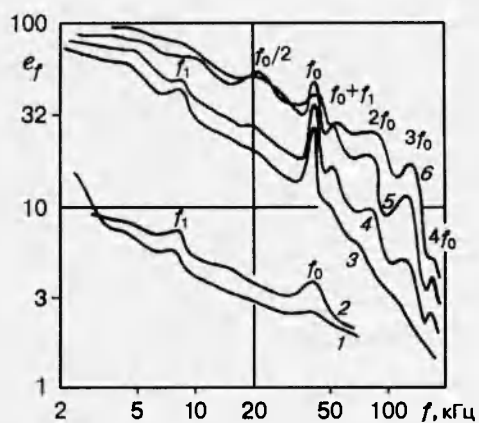


Рис. 5

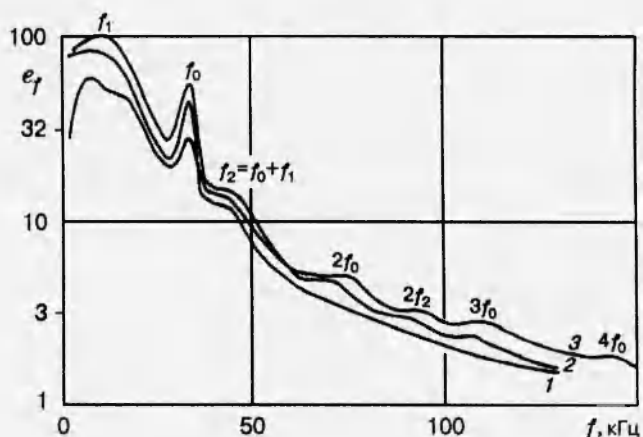


Рис. 6

метное расширение следа является признаком перехода. Показанное на рис. 4 развитие возмущений в следе при  $M_\infty = 2$  полностью аналогично результатам экспериментов при  $M_\infty = 4$  в [2].

На рис. 5, 6 представлены спектры энергии пульсаций на нити датчика термоанемометра (распределения амплитуды возмущений  $e_f$  для разных частот  $f_i$ ) в слое с максимальными по  $y$  значениями  $\langle e \rangle$  (слой, близком к критическому) соответственно при  $M_\infty = 2$ ,  $Re_{1\infty} = 5,7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  и  $M_\infty = 4$ ,  $Re_{1\infty} = 9 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  для разных значений продольной координаты. На рис. 5 приведены спектры 1, 2 для  $x = 12; 14$  мм (оба в свободном вязком слое); 3–6 для  $x = 22; 24; 27; 30$  мм (спектр 6 получен в переходной области), а на рис. 6 — спектры 1–3 для  $x = 40; 45; 60$  мм (спектр 3 получен в переходной области). Для  $M_\infty = 2$  и 4 были обнаружены общие закономерности. В заключительной части свободного вязкого слоя (непосредственно перед переходом его в след) и в линейной фазе развития собственно следа появлялся характерный максимум в спектральном распределении пульсаций — резко начинают расти возмущения с частотой  $f_0 = 43$  кГц для  $M_\infty = 2$  и 35 кГц для  $M_\infty = 4$ . При этом число Струхала, рассчитанное по частоте этого максимума, толщине следа в области горла и скорости невозмущенного течения,  $St = f_0 b_0 / u_\infty = 0,3$ . Такое же

появление максимума в спектре пульсаций наблюдалось и в [13] при изучении следа за плоской пластиной при  $M_\infty = 6$ . Кроме того, в [13] также получено  $St = 0,3$  и показано, что это значение числа Струхала является универсальным как при дозвуковых, так и при гиперзвуковых скоростях обтекания пластины.

В нелинейной фазе развития возмущений в следе (примерно при  $22 \text{ мм} < x < 29 \text{ мм}$  для  $M_\infty = 2$  и при  $40 \text{ мм} < x < 56 \text{ мм}$  для  $M_\infty = 4$ ) основной тон с частотой  $f_0$  по-прежнему доминирует в спектре энергии пульсаций (вплоть до начала перехода, когда возмущения с частотой  $f_0$  уменьшаются, и спектр выполаживается), однако начинается нелинейное взаимодействие разных пульсаций. В частности, начинают резко расти возмущения с частотой  $f_0 + f_1$  ( $f_1$  — частота второго максимума в спектре энергии пульсаций в линейной фазе). Скорее всего, эти два максимума резонируют между собой, и возникает триплет волн (третья волна с частотой  $f_0 + f_1$ ). Кроме того, начинается заметный рост гармоник с частотами  $2f_0$ ,  $3f_0$ ,  $4f_0$ . Все это происходит на фоне заметного замедления роста возмущений с  $f_1$  и  $f_0$ , что позволяет автору сделать предположение о том, что от основного тона с  $f_0$  и возмущения с  $f_1$  идет перекачка энергии к возмущению с частотой  $f_0 + f_1$ , а от основного тона — еще и к гармоникам с частотами  $2f_0$ ,  $3f_0$ ,  $4f_0$ .

Таким образом, при  $M_\infty = 2$  и 4 проведены экспериментальные исследования развития возмущений в следе за плоской пластиной с симметричным клинообразным носом с острой передней кромкой и тупой (скошенной под прямым углом) кормой. Эти эксперименты (а также дополнительные исследования по определению положения перехода при  $M_\infty = 4$ ; 5 и 7) показали стабилизирующее влияние увеличения числа Маха — степени нарастания возмущений уменьшаются, а переход в следе удаляется от модели. Также затягивается переход в следе при уменьшении единичного числа Рейнольдса. В работе прослежено развитие возмущений в следе на разных этапах (в частности, в нелинейной фазе).

Автор благодарит А. Д. Косинова и Н. В. Семенова за помощь в подготовке к проведению экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михалев А. Н. О влиянии числа Рейнольдса на параметры ближнего следа сверхзвуковых конусов // Физико-газодинамические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 88–98.
2. Лысенко В. И., Семенов Н. В. Устойчивость следа за плоской пластиной при сверхзвуковой скорости ее обтекания // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 55–59.
3. 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.
4. Demetriades A. Experiments on the free shear layer between two supersonic streams. N. Y., 1990. (Paper / AIAA; N 710).
5. Лысенко В. И. Исследование положения перехода в сверхзвуковом пограничном слое на пластине и в следе за ней // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 4. С. 44–46.
6. Lees L., Gold H. Stability of laminar boundary layers and wakes at hypersonic speeds. Pt 1. Stability of laminar wakes // Fund. Phenom. in Hypersonic Flow. Buffalo, N. Y.: Cornell Univ. Press, 1964. N 4. P. 310–337.
7. Ragab S. A., Wu J. L. Linear instabilities in two-dimensional compressible mixing layers // Phys. Fluids A. 1989. V. 1, N 6. P. 957–966.

8. Маклафлин, Картер, Финстон, Форни. Экспериментальное исследование потока в сверхзвуковом следе за конусом при ламинарном режиме обтекания // РТК. 1971. Т. 9, № 3. С. 165-172.
9. Маклафлин. Экспериментальное исследование устойчивости ламинарного сверхзвукового следа за конусом // РТК. 1971. Т. 9, № 4. С. 191-199.
10. Паллоне А., Эрдос Дж., Экерман Дж. Исследование ламинарного течения и перехода в следе за телами при гиперзвуковых скоростях // РТК. 1964. Т. 2, № 5. С. 92-102.
11. Беренс. Исследование дальней части следа за цилиндрами при гиперзвуковых скоростях. II. Устойчивость // РТК. 1968. Т. 6, № 2. С. 41-50.
12. Деметриадес А. Измерения при помощи термоанемометра в следах за тонкими телами, обтекаемыми гиперзвуковым потоком // РТК. 1964. Т. 2, № 2. С. 28-35.
13. Беренс, Коу. Экспериментальное исследование устойчивости следа за двумерными тонкими телами при гиперзвуковых скоростях // РТК. 1971. Т. 9, № 5. С. 102-111.

*Поступила в редакцию 11/IV 1995 г.,  
в окончательном варианте — 7/VI 1995 г.*

---