

Р и с. 5

При  $h/l \leq 0,025$  влияние зазора незначительно и наблюдается ординарный отрыв пограничного слоя с поверхности второй пластины. При  $h/l \geq 0,05$  зазор становится достаточно большим и на вторую пластинку приходит внешняя часть пограничного слоя, сходящего с первой пластины; здесь также наблюдается ординарный отрыв пограничного слоя.

Итак, отрыв пограничного слоя от гладкой поверхности возможен, по крайней мере, в виде двух реализаций: ординарного отрыва и  $\lambda$ -отрыва ( $\lambda$ -отрыв наблюдался и ранее в [4, 5], но там он

появлялся как результат взаимодействия пограничного слоя с внешним невязким течением). В данном эксперименте он возник в результате взаимодействия двух пограничных слоев.

Отсоединенный отрыв в исследуемом диапазоне значений  $Re$  обнаружить не удалось.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Van Dyke M. An Album of Fluid Motion.— Stanford, Calif.: The Parabolic Press, 1982.
2. Петров А. В. Некоторые типы отрывного обтекания разрезных крыльев // Учен. зап. ЦАГИ.— 1977.— Т. 8, № 2.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1969.
4. Pullin D. I., Perry A. E. Some flow visualization experiments on starting vortex // J. Fluid Mech.— 1980.— V. 97, pt 2.
5. Arakeri V. H. Viscous effect on the position of cavitation separation from smooth bodies // J. Fluid Mech.— 1975.— V. 68, pt 4.

г. Жуковский

Поступила 25/III 1993 г.

УДК 532.526

В. Н. Ветлуцкий, Т. В. Поплавская

### РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СЖИМАЕМОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА НАВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Качественное исследование режимов течения в зависимости от угла стреловидности  $\chi$ , числа Маха  $M_\infty$  и угла атаки  $\alpha$  при сверхзвуковом обтекании треугольных крыльев с острой кромкой выполнено экспериментально в [1, 2]. Влияние угла атаки на переход ламинарного течения в турбулентное изучалось в [3, 4]. Показано, что для треугольных пластин с  $\chi = 60 \div 75^\circ$  переход при  $\alpha \leq 10^\circ$  ускоряется, а при  $\alpha > 15^\circ$  затягивается. В [5] измерены числа Стантона на наветренной стороне треугольных крыльев при  $\chi = 65, 70^\circ$ ,  $\alpha = 0 \div 15^\circ$ ,  $M_\infty = 6, 1$  и 8. Результаты расчетов ламинарного и турбулентного пограничных слоев на плоском треугольном крыле приведены в [6].

На основе алгоритма, изложенного в [7, 8], в данной работе выполнены расчеты сжимаемого турбулентного пограничного слоя на наветренной стороне плоских и профилированных треугольных крыльев при  $M_\infty > 1$ . Параметры ламинарно-турбулентного перехода выбраны из сопоставления распределения чисел Стантона с экспериментальными результатами [5].

© В. Н. Ветлуцкий, Т. В. Поплавская, 1994

Исследовано влияние определяющих параметров задачи на распределение локальных и суммарных по поверхности коэффициентов трения.

1. Рассматривается турбулентный пограничный слой на профилированном треугольном крыле, передняя кромка которого имеет угол стреловидности  $\chi$ . Его поверхность  $y = G(x, z)$  задается в декартовой системе координат  $x, y, z$  с началом в носике крыла. Плоскость  $z = 0$  совпадает с его плоскостью симметрии. Передние и задняя кромки крыла лежат в плоскости  $y = 0$ ;  $z = f(x)$  — уравнение передней кромки. Вектор скорости набегающего потока лежит в вертикальной плоскости симметрии обтекаемого крыла и составляет угол атаки  $\alpha$  с осью  $x$ .

Для описания пограничного слоя вводится неортогональная система координат  $(\xi, \eta, \zeta)$ , связанная с поверхностью тела:

$$\xi = x, \quad \zeta = 1 - z/f(x).$$

Здесь координата  $\zeta$  отсчитывается от передней кромки в сечении  $\xi = \text{const}$ ;  $\eta$  — нормаль к поверхности. Компоненты  $u, v, w$  соответствуют координатам  $\xi, \eta, \zeta$ . Полные уравнения сжимаемого пограничного слоя в переменных  $\xi, \lambda, \zeta$ , где  $\lambda = \eta/\sqrt{\xi}$ , и граничные условия для области  $\Omega$  ( $\xi \geq \xi_0, 0 \leq \zeta \leq \zeta_k, 0 \leq \lambda \leq \lambda_e(\xi, \zeta)$ ) выписаны в [7, 8].

Сечение  $\xi = \xi_0$  задано на коническом носике тела, и профили  $u_0, w_0, T_0$  берутся из автомодельного решения для носика. На передней кромке ( $\zeta = 0$ ) профили  $u_\delta, w_\delta, T_\delta$  определяются из решения обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных из полных уравнений пограничного слоя предельным переходом  $\zeta \rightarrow 0$  в предположении ограниченности всех искомых функций и их производных. На поверхности тела ( $\lambda = 0$ ) заданы обычные для вязкой жидкости условия прилипания и равенство температур газа и стенки  $T = T_w$ . На внешней границе ( $\lambda = \lambda_e(\xi, \zeta)$ ) параметры пограничного слоя берутся из расчетов обтекания крыла невязким газом. В приведенных ниже результатах расчетов при  $\chi = 70^\circ$  взяты данные, полученные методом [9], а при  $\chi = 45^\circ$  — данные из [10].

При расчете турбулентного течения к коэффициенту молекулярной вязкости  $\mu$  добавлялся коэффициент турбулентной вязкости  $\mu_t$ . Аналогично изменялся коэффициент теплопроводности  $k$ . Таким образом, коэффициенты суммарной вязкости и теплопроводности вычислялись по формулам

$$\mu_\Sigma = \mu + \Gamma\mu_t, \quad k_\Sigma = \frac{c_p}{Pr} \left( \mu + \Gamma \frac{Pr}{Pr_t} \mu_t \right),$$

где  $Pr$  и  $Pr_t$  — молекулярное и турбулентное числа Прандтля;  $\Gamma$  — коэффициент перехода от ламинарного течения к турбулентному, который определяется зависимостью числа Рейнольдса по параметрам набегающего потока и толщины потери импульса  $Re_{\delta^*}$  от местного числа Маха  $M_e$  [11]:

$$\Gamma = \begin{cases} 0, & \text{если } r < r_1, \\ 1 - \exp(-6,5((r - r_1)/(r_2 - r_1))^2), & \text{если } r > r_1. \end{cases}$$

Здесь  $r = Re_{\delta^*}/\exp(0,2 M_e)$ ; значение параметра  $r_1$  соответствует началу перехода, а  $r_2$  — концу перехода.

Для расчета турбулентного течения величина  $\mu_t$  задавалась на основе гипотезы о длине пути смешения в виде

$$\mu_t = \rho l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial \zeta}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial \zeta}\right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta} \cos \varphi},$$

где  $l$  — длина пути смешения;  $\varphi$  — угол между осями координат  $\xi$  и  $\zeta$ ;  $\rho$  — плотность. В данной работе использована одна из алгебраических моделей турбулентной вязкости, а именно модель Михеля [12] со следующим выражением для длины пути смешения:

$$l/\delta = 0,09 \operatorname{th} [0,435/0,09 (y/\delta)] F, \quad F = 1 - \exp\left(-\frac{y \sqrt{\tau_w \rho_w}}{26 \mu_w}\right).$$

Здесь  $F$  — демпфирующий множитель Ван-Дрифта в пристеночной области;  $\delta$  — толщина пограничного слоя;  $\tau_w$  — длина вектора напряжения трения на

Т а б л и ц а 1

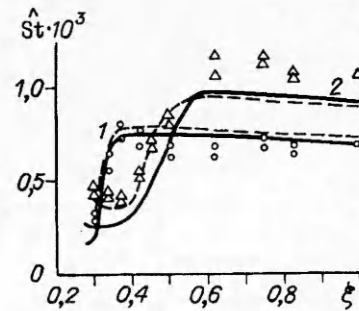
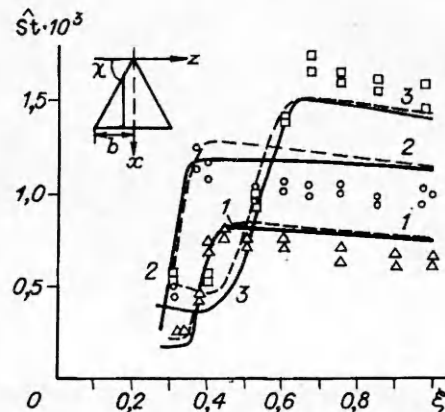
$\chi$	$\alpha$	$Re_L$	$CF_x$	$r_1$	$r_2$
	град				
65	5	$1,38 \cdot 10^7$	0,00195	200	400
	10	$1,38 \cdot 10^7$	0,00337	120	320
		$4,73 \cdot 10^6$	0,00294	150	450
70	5	$1,59 \cdot 10^7$	0,00205	150	350
		$5,5 \cdot 10^6$	0,00198	130	400

стенке. Ранее в [13] для пограничного слоя на теле оживально-цилиндрической формы было показано, что модели турбулентности Михеля [12], Себечи — Смита [14] и Плетчера [15] дают близкие значения напряжения трения.

Система уравнений пограничного слоя решалась численно с помощью неявной разностной схемы, описанной в [16]. Для решения разностных уравнений использовался следующий алгоритм расчета. Сначала маршевым методом по координате  $\zeta$  рассчитывался автомодельный пограничный слой на коническом участке [7]. Полученные таким образом значения газодинамических параметров  $u_0, w_0, T_0$  задавались в качестве начальных условий в сечении  $\xi = \xi_0$  на коническом участке. Затем маршевым методом по координате  $\xi$  решались трехмерные уравнения пограничного слоя на остальной поверхности крыла.

С помощью вычисленных в пограничном слое профилей компонент скорости и температуры рассчитывались компоненты коэффициентов напряжения трения  $c_{f1}$  и  $c_{f2}$  и числа Стантона  $St$  на поверхности крыла. Формулы для них приведены в [8, 17]. Поскольку эти параметры на передней кромке обращаются в бесконечность, то далее на графиках приводятся величины  $\hat{c}_f = c_f \sqrt{\zeta}$  и  $\hat{St} = St \sqrt{\zeta}$ . В данной работе также определялся вклад сил трения  $CF_x, CF_y$  в коэффициенты аэродинамической продольной и нормальной сил, действующих на крыло. Формулы для них также представлены в [8, 17].

2. Разработанный алгоритм и программа расчета верифицированы путем сравнения рассчитанных значений  $St$  на наветренной стороне плоских крыльев с экспериментальными [5]. В табл. 1 приведены варианты, для которых выполнено это сопоставление в сечении  $z = 0,25b$ , параллельном плоскости симметрии течения, где  $b$  — полуразмах крыла. Здесь для обоих крыльев  $M_\infty = 6,1$  и отношение температуры стенки к температуре набегающего потока  $T_w/T_\infty = 4,39$ , что соответствует относительной энтальпии  $H_w/H_\infty = 0,535$ . В последних колонках приведены значения параметров начала и конца перехода  $r_1$  и  $r_2$ , выбранные из условия наилучшего совпадения расчетных чисел Стантона с экспериментальными. Распределения  $\hat{St}$  в указанном сечении для крыла с углом стреловидности  $\chi = 65^\circ$  приведены на рис. 1 и с  $\chi = 70^\circ$  — на рис. 2. Кривые 1, 2 на рис. 1 соответствуют



Р и с. 2

← Р и с. 1

расчетам при  $\alpha = 5, 10^\circ$  и числу Рейнольдса  $Re_L = 1,38 \cdot 10^7$  (здесь  $Re_L$  вычислено по параметрам набегающего потока и длине центральной хорды  $L$ ), им отвечают треугольники и кружки, пересчитанные из [5]. Кривая 3 и квадратики относятся к варианту при  $\alpha = 10^\circ$  и  $Re_L = 4,73 \cdot 10^6$ . На рис. 2 представлены результаты для  $\alpha = 5^\circ$  и  $Re_L = 1,59 \cdot 10^7$  (кривая 1 и кружки) и  $Re_L = 5,5 \cdot 10^6$  (кривая 2 и треугольники). Как видно из обоих рисунков, расхождение между расчетными и экспериментальными данными в области турбулентного течения не превышает 15 %. Штриховой линией на рис. 1, 2 приведены результаты расчетов, полученные в [5] по теории плоских сечений. Как отмечено в [5], отличие расчетных значений чисел Стантона от экспериментальных достигает 20 %.

Правильный выбор параметров  $r_1$  и  $r_2$  имеет большое значение для наилучшего согласования с экспериментами. Однако заранее не ясно, какими они должны быть взяты в том или ином случае. Поэтому для крыла при  $\chi = 65^\circ$ ,  $M_\infty = 6$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ,  $Re_L = 4,73 \cdot 10^6$ ,  $T_w/T_\infty = 4,39$  были выполнены три варианта расчетов с различными значениями этих параметров (табл. 2). В первом варианте  $r_1$  и  $r_2$  подобраны из условия наилучшего совпадения распределения  $\dot{St}$  с экспериментальными данными, во втором взяты их средние значения по серии расчетов (см. табл. 1) и в третьем — несколько выходящие из диапазона их изменения в табл. 1. Как видно из табл. 2, значение суммарного коэффициента  $CF_x$  во втором варианте отличается от первого на 6 %, тогда как в третьем — более чем на 30 %. Таким образом, при расчете пограничного слоя на наветренной стороне треугольного крыла для определяющих параметров, близких к приведенным в табл. 1, параметры перехода, по-видимому, можно брать средние:  $r_1 = 150$ ,  $r_2 = 350$ . В последующих вариантах использовались именно такие их значения.

3. В настоящей работе выполнен ряд расчетов с целью выяснить влияние на турбулентный пограничный слой определяющих параметров. Значения последних для основных рассчитанных вариантов представлены в табл. 3 при  $Re_L = 1,5 \cdot 10^7$  и  $H_w/H_\infty = 0,535$ . Для профилированных крыльев уравнение поверхности имеет вид

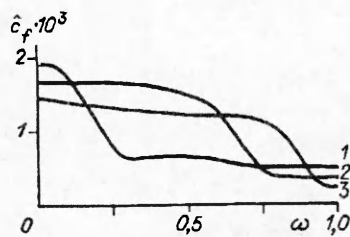
$$G(\xi, \zeta) = 4c(1 - (1 - \zeta)^2)(1 - \xi)\xi^{1,047},$$

Т а б л и ц а 2

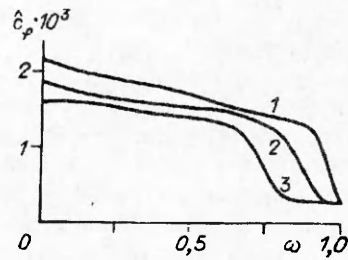
Вариант	$r_1$	$r_2$	$CF_x$
1	150	450	0,00294
2	150	350	0,00315
3	230	500	0,00207

Т а б л и ц а 3

$M_\infty$	$\chi$	$\alpha$	Режим обтекания	Толщина профиля $c$	$CF_x$	$CF$	
	град						
6	45	0	A I	0	0,00117	0,00117	
				0,03	0,00123	0,00283	
		5	A I	0	0,00195	0,00885	
				0,03	0,00199	0,0127	
		10	A I	0	0,00303	0,0282	
				0,03	0,00314	0,0331	
	70	70	0	A I	0	0,00125	0,00125
			5	A I	0	0,00212	—
			10	B I	0	0,00316	—
			15	B I	0	0,00427	—
	4	70	5	B I	0	0,00268	—
	8	70	5	A I	0	0,00170	—



Р и с. 3



Р и с. 4

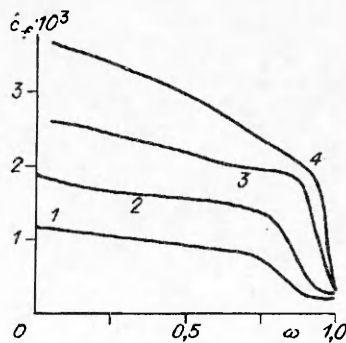
где  $c$  — относительная толщина профиля [10]. Все расчеты выполнены по единой программе, которая успешно работала и на режиме  $A1$ , когда ударная волна присоединена к передним кромкам, и на режиме  $B1$  с отошедшей ударной волной, когда разделяющая линия тока приходит на переднюю кромку [18].

На рис. 3—6 представлены распределения величины местного коэффициента трения  $\hat{c}_f$  в зависимости от параметра  $\omega = 1 - \zeta$ , который соответствует относительному расстоянию от плоскости симметрии в поперечном сечении крыла. Развитие пограничного слоя по сечениям хорошо видно на рис. 3, где распределение параметра  $\hat{c}_f$  приведено при  $\xi = 0,2; 0,4; 1,0$  (кривые 1—3) для  $\chi = 70^\circ$ ,  $M_\infty = 8$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $c = 0$ . Здесь переход к турбулентному течению возникает вначале вблизи плоскости симметрии и по мере продвижения к задней кромке распространяется практически на всю поверхность крыла. Причем в окрестности передних кромок течение, как и должно быть, остается ламинарным.

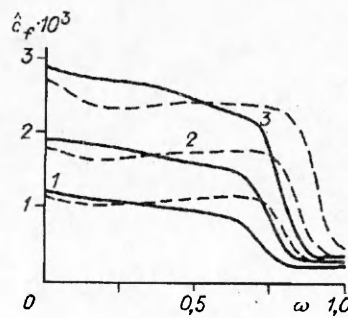
При увеличении числа Маха переход к турбулентному течению затягивается и область турбулентного течения уменьшается. Это хорошо видно на рис. 4, где приведено распределение параметра  $\hat{c}_f$  на поверхности крыла в сечении  $\xi = 0,5$  при  $\chi = 70^\circ$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $c = 0$  и  $M_\infty = 4, 6, 8$  (кривые 1—3). Здесь при  $M_\infty = 4$  область ламинарного течения очень мала. Видно также, что абсолютное значение параметра  $\hat{c}_f$  с увеличением числа Маха уменьшается. Все это подтверждает полученные раньше при  $Re_L = 2 \cdot 10^6$  результаты авторов [8].

Влияние угла атаки на параметры пограничного слоя показано на рис. 5 для плоского крыла с  $\chi = 70^\circ$  и на рис. 6 для плоского (сплошные линии) и профилированного (штриховые) крыльев с  $\chi = 45^\circ$ . Кривые 1—3 на обоих рисунках соответствуют  $\xi = 0,5$  и  $\alpha = 0, 5, 10^\circ$ , а кривая 4 (рис. 5) —  $\alpha = 15^\circ$ . Из графиков видно, что зависимость  $\hat{c}_f$  от угла атаки монотонная. Область турбулентного течения с ростом угла атаки увеличивается, при этом зона перехода сдвигается к носу крыла. Для  $\chi = 70^\circ$  и  $\alpha = 10, 15^\circ$  (кривые 3, 4 на рис. 5) реализуется режим  $B1$  и область ламинарного течения вблизи кромок очень мала.

Для плоского крыла с  $\chi = 45^\circ$  (рис. 6, сплошные кривые) значения  $\hat{c}_f$  вблизи плоскости симметрии практически совпадают со своими значениями



Р и с. 5



Р и с. 6

для крыла с  $\chi = 70^\circ$ . Однако у передних кромок участок ламинарного течения здесь больше.

Сопоставляя распределения  $\hat{c}_f$  для плоского и профилированного (штриховые линии) крыльев при различных углах атаки, приходим к выводу, что область турбулентного течения во втором случае больше. Однако абсолютное значение параметра  $\hat{c}_f$  в этой области несколько ниже, что особенно заметно при  $\alpha = 10^\circ$  (кривые 3).

В заключение проанализируем вклад суммарных по наветренной стороне сил трения  $CF_x$  в коэффициент аэродинамической продольной силы  $CF$ . Их значения приведены в двух последних столбцах табл. 3. Так, увеличение угла стреловидности плоского крыла с  $45$  до  $70^\circ$  приводит к незначительному (3—7 %) росту коэффициента  $CF_x$  при всех углах атаки, что согласуется с аналогичной зависимостью для полностью ламинарного пограничного слоя на крыле [18]. Увеличение числа Маха от 4 до 8 при  $\chi = 70^\circ$ ,  $\alpha = 5^\circ$  уменьшает значения параметра  $CF_x$  на 37 %.

Как и в случае полностью ламинарного пограничного слоя [17], коэффициент трения  $CF_x$  на профилированном крыле несколько выше, чем на плоском. Хотя различие и уменьшается с ростом угла атаки с 5 до 1 %, однако при этом значительно возрастает волновое сопротивление, что приводит к уменьшению вклада  $CF_x$  в полное сопротивление крыла с  $\chi = 45^\circ$  при  $\alpha = 0$  со 100 до 43 %, при  $\alpha = 5^\circ$  с 23 до 17 % и при  $\alpha = 15^\circ$  с 11 до 9 %.

Таким образом, в работе проанализировано влияние определяющих параметров задачи на локальные и суммарные коэффициенты трения на поверхности треугольного крыла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боровой В. Я., Иванов Б. А., Орлов А. А., Харченко В. Н. Исследование обтекания сверхзвуковым потоком крыльев различной формы в плане методом лазерного ножа // Тр. ЦАГИ.— 1977.— Вып. 1793.
2. Squire L. C. Flow regimes over delta wings at supersonic and hypersonic speeds // Aeronaut. Quart.— 1976.— V. 27, N 1.
3. Давыдова Н. А., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный около нижней поверхности треугольных пластин с острыми кромками // Учен. зап. ЦАГИ.— 1975.— Т. 6, № 1.
4. Ковалева Н. А., Колина Н. П., Юшин А. Я. Влияние угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на нижней поверхности треугольных пластин в сверхзвуковом потоке газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1990.— Т. 21, № 4.
5. Ковалева Н. А., Колина Н. П., Косых А. П., Юшин А. Я. Результаты экспериментального и численного исследований аэродинамического нагрева нижней поверхности треугольных крыльев с острыми кромками при числах  $M_\infty = 6,1$  и 8 // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1991.— № 4.
6. Щекин Г. А. Численный расчет трехмерного пограничного слоя в ламинарной и турбулентной областях течения на крыле при сверхзвуковых скоростях полета // Экспериментальное и теоретическое исследование аэродинамики элементов летательного аппарата и его частей.— М.: МАИ, 1983.
7. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. К расчету ламинарного сжимаемого пограничного слоя на треугольном профилированном крыле со сверхзвуковыми передними кромками // Моделирование в механике.— 1989.— Т. 3(20), № 6.
8. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. Расчет трехмерного турбулентного пограничного слоя на треугольных крыльях // Моделирование в механике.— 1992.— Т. 6(23), № 1.
9. Шашкин А. П., Волков В. Ф. Об одной схеме численного расчета невязких газодинамических течений // Задачи обтекания тел пространственной конфигурации.— Новосибирск: ИТПМ, 1978.
10. Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С. Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной // Тр. ЦАГИ.— 1974.— Вып. 1590.

11. Thyson N., Neuringer J., Pallone A., Chen K. K. Nose tip shape change predictions during atmospheric reentry.— N. Y., 1970.— (Pap./AIAA; N 70—827).
12. Michel R., Cousteix J., Quemard C. Application d'un schéma amélioré de longueur de mélange à l'étude de couches limites turbulentes tridimensionnelles // AGARD Meeting on Turbulent Shear Flows.— London, 1971.
13. Veltlitsky V. N., Krause E. Berechnung dreidimensionaler Grenzschichten an spitzen Körpern // Abhandl. Aerodyn. Inst. der RWTH Aachen.— Aachen, 1990.— Н. 30.
14. Cebeci T., Smith A. M. O. Analysis of turbulent boundary layers.— N. Y.: Academic Press, 1974.
15. Pletcher R. H. On a finite difference solution for the constant property turbulent boundary layer // AIAA J.— 1969.— N 7.
16. Veltlitsky V. N. Laminar boundary layer on a flat plate with rotating cylinder // Computers and Fluids.— 1981.— N 9.
17. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. Численный расчет трехмерного ламинарного сжимаемого пограничного слоя на профилированных треугольных крыльях со сверхзвуковыми передними кромками // ПМТФ.— 1993.— № 5.
18. Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В. Сжимаемый ламинарный пограничный слой на плоской треугольной пластине с присоединенной ударной волной // ПМТФ.— 1985.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 18/II 1993 г.

УДК 532. 516:532. 526

А. Б. Езерский, М. Гариб, М. Хаммаши

#### ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА СЛЕДА ЗА НАГРЕТЫМ ЦИЛИНДРОМ

Теплопередача, возникающая при обтекании потоком нагретых тел, может существенно влиять на гидродинамические течения. При малых скоростях потока (характерная скорость много меньше скорости звука) такое влияние прежде всего обусловлено зависимостью вязкости жидкости от температуры. Локальное изменение вязкости, а следовательно, и сдвиговых напряжений приводит к изменению профилей средней скорости. Это, в свою очередь, влияет на устойчивость гидродинамических течений и пространственно-временные характеристики собственных мод.

Подобные процессы изучались как для пограничного слоя [1, 2], так и для следа за нагретым цилиндром [3, 4]. К настоящему времени наиболее подробно исследовано влияние теплопередачи на временные характеристики следа при числах Рейнольдса  $Re \leq 10^2$ . В данной работе изучается влияние теплопередачи на пространственную структуру вихревой дорожки.

Качественное объяснение такого воздействия теплообмена достаточно простое. С ростом температуры  $T$  кинематическая вязкость воздуха  $\nu = \nu(T)$  увеличивается: динамическая вязкость  $\mu = \mu(t)$  слабо зависит от температуры, а плотность воздуха  $\rho$  обратно пропорциональна температуре. Поэтому с увеличением температуры  $\nu = \mu/\rho$  возрастает\*. Если определить число Рейнольдса как  $Re = \frac{Ud}{\nu(T_w)}$  ( $U$  — скорость набегающего потока,  $d$  — диаметр цилиндра,  $T_w$  — температура цилиндра), то оно уменьшается с ростом  $T$ . Ясно, что температура увеличивается лишь в пограничном слое и следе. Однако в воздухе число Прандтля  $Pr = \frac{\nu}{k}$  ( $k$  — температуропровод-

\* Отметим, что для воды зависимость обратная — ее кинематическая вязкость уменьшается с ростом температуры: более существенное уменьшение динамической вязкости, чем уменьшение плотности.