

откуда вытекает, что капля всегда вытягивается по направлению движения независимо от знака Ma_* .

В промежуточном случае ($Ma_* Re^{1/2} \sim 1$) справедлива формула (2.17), однако если $Ma_* < 0$, то в знаменателе стоит разность двух положительных чисел, которая при определенных значениях параметров может стать равной нулю. В окрестности этих значений предположение о слабой деформации капли при любых We несправедливо.

Отметим, что при обычных для жидкостей и поверхностных реакций значениях параметров ($L \sim 10^2$, $\sigma \sim 10^1-10^2$ эрг/см², $d\sigma/dT \sim \sim 0,1$ эрг/(см²·К), $\theta_* \sim 1-100$ К) получаем $Ma_* \sim 10^{-3}-10^{-4}$, так что $Ma_* Re^{1/2} \ll 1$ в широком диапазоне изменения $Re^{1/2} \gg 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Young N. O., Goldstein J. S., Block M. J. The motion of bubbles in a vertical temperature gradient // J. Fluid Mech.— 1959.— V. 6, pt 3.
2. Harper J. F., Moore D. W., Pearson J. R. A. The effect of the variation of surface tension with temperature on the motion of bubbles and drops // J. Fluid Mech.— 1967.— V. 27, pt 2.
3. Братухин Ю. К. Термокапиллярный дрейф капельки вязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1975.— № 5.
4. Антановский Л. К., Копбосынв Б. К. Нестационарный термокапиллярный дрейф капли вязкой жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 2.
5. Balasubramaniam, An-Ti Chai. Thermocapillary migration of droplets: an exact solution for small Marangoni numbers // J. Colloid Interface Sci.— 1987.— V. 119, N 2.
6. Рязанцев Ю. С. О термокапиллярном движении реагирующей капли в химически активной среде // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 3.
7. Головин А. А., Гупало Ю. П., Рязанцев Ю. С. О хемотермокапиллярном эффекте при движении капли в жидкости // ДАН СССР.— 1986.— Т. 290, № 1.
8. Taylor T. D., Acrivos A. On the deformation and drag of a falling viscous drop at low Reynolds number // J. Fluid Mech.— 1964.— V. 18, pt 3.
9. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
10. Гупало Ю. П., Полянин А. Д., Рязанцев Ю. С. Массотеплообмен реагирующих частиц с потоком.— М.: Наука, 1985.

г. Москва

Поступила 22/II 1988 г.

УДК 532.526.011.6 : 532.526.5.011.7

В. Н. Бражко, Н. А. Ковалева, Л. А. Крылова,
Г. И. Майкапар

О НАГРЕВАНИИ ПОДВЕТРЕННОЙ СТОРОНЫ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Треугольное в плане крыло — один из основных элементов летательных аппаратов, в связи с чем проблемам его обтекания и аэродинамического нагрева уделяется все более пристальное внимание. В [1—7] показано, что на верхней поверхности крыла могут существовать области интенсивного теплообмена — так называемые пики теплового потока. Образование пиков связано с появлением на подветренной поверхности крыла отрывных вихревых течений.

Величины пиков и их положение зависят от чисел Маха M_∞ , Рейнольдса Re , угла атаки α и конфигурации крыла. При $M_\infty = 5$ и $Re_1 = 10^7$ 1/м (см., например, [3]) они достигают наибольшего значения при $\alpha \approx 5^\circ$ и максимально исследованном в эксперименте угле стреловидности острой передней кромки $\chi = 75^\circ$. При этом максимальные числа Стантона St_∞ в пиках в несколько раз превышают соответствующие значения, определенные для $\alpha = 0$. При $M_\infty = 10,3$, $Re_1 = 2,2 \cdot 10^6$ 1/м и $\alpha = 5^\circ$ пики St_∞ на подветренной поверхности крыла с $\chi = 80^\circ$ не наблюдаются [6]. Локальный максимум теплоотдачи при этом появляется в окрестности плоскости симметрии крыла при больших α .

Из экспериментальных исследований обтекания треугольных крыльев [5, 7, 8] видно, что на картину течения на верхней поверхности крыла большое влияние оказывают условия обтекания кромок, зависящие от α_n и M_n в нормальном к кромке сечении и от формы самой кромки. Численные расчеты по уравнениям Навье—Стокса обтекания под углом атаки тонкого треугольного крыла сверхзвуковым потоком [9]

также показывают сильное влияние M_∞ на схему отрывного течения на его верхней поверхности. Подробная классификация схем отрывного обтекания крыла приведена в [8].

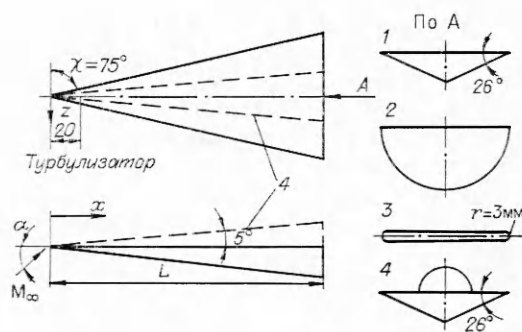
Результаты перечисленных здесь работ, а также ряда других дают как качественное, так и количественное представление о структуре течения и теплообмена на верхней поверхности треугольного крыла. Тем не менее остается еще целый ряд неизученных особенностей такого обтекания. Отсутствуют, например, критерии существования той или иной схемы отрывного обтекания и влияния схемы течения на теплообмен. Нет детального исследования влияния чисел Маха и Рейнольдса, формы поверхностей крыла, надстройки на подветренной его стороне на аэродинамическое нагревание крыла. Некоторые из этих вопросов рассматриваются в данной работе.

1. Эксперименты выполнены при $M_\infty = 3, 4$, и 5 на моделях, имеющих в плане форму треугольного крыла со стреловидностью передних кромок $\chi = 75^\circ$ (рис. 1). Угол раствора передней острой кромки моделей 1 и 4 в нормальном сечении $\delta_n = 29,5^\circ$. На верхней поверхности модели 4 установлен острый полуконус с полууглом раствора 5° . Модель 2 — острый полуконус с полууглом при вершине 15° , 3 — плоское крыло с радиусом затупления передних кромок $r = 3$ мм. Длина моделей $L = 210-250$ мм. Модели изготовлены из стекловолокнистого материала АГ-4, так как измерение теплоотдачи к ним производилось методом термоиндикаторных покрытий [10]. Визуализация обтекания моделей осуществлялась методами лазерного ножа [11] и размываемых капелек визуализирующего состава [12]. Числа Рейнольдса, вычисленные по параметрам набегающего невозмущенного потока и длине моделей L , $Re_L = (2,5-6,9) \cdot 10^6$, $\alpha = 0-15^\circ$. Головная волна всегда была отсоединена от передних кромок моделей.

На рис. 2 приведены фотографии верхней поверхности треугольного крыла (модель 1), где видна картина плавления термоиндикатора на фоне предельных линий тока, сделанная в процессе эксперимента при $M_\infty = 4$, $Re_L = 3 \cdot 10^6$ и $\alpha = 5^\circ$. Черные области на поверхности крыла — области повышенных значений тепловых потоков. Границам этих областей соответствует $St_\infty = 1,1 \cdot 10^{-3}$ (а) и $St_\infty = 0,7 \cdot 10^{-3}$ (б). Внутри границ значения St_∞ больше, а вне (в белых областях) — меньше, чем на границе; $St_\infty = q_w / (\rho_\infty u_\infty c_p (T_0 - T_w))$ (q_w — местный тепловой поток, ρ_∞ , u_∞ — плотность и скорость невозмущенного потока, c_p — удельная теплоемкость воздуха, T_0 — температура торможения набегающего потока, T_w — температура поверхности модели). При вычислении q_w в качестве определяющей использовалась температура торможения T_0 .

Узкие зоны повышенных значений St_∞ в средней части крыла, расположенные вдоль лучей, симметричных относительно плоскости угла атаки, связаны с присоединением потока, оторвавшегося с передних кромок крыла. Область интенсивного теплообмена в окрестности плоскости симметрии в задней части модели вызвана переходом ламинарного течения в турбулентное. Лучи максимальных значений St_* выходят, как и в [2, 3], из точки, расположенной на оси симметрии крыла на некотором расстоянии от его вершины. В [2, 3] утверждается, что линии St_* смещены от линии растекания в область S-образных линий тока. На самом деле линии St_* совпадают с линиями растекания 1 (рис. 2), на которых происходит присоединение потока, оторвавшегося на передних кромках (линии стекания 3).

В окрестности плоскости симметрии и линии повторного отрыва 2 наблюдаются минимальные значения ламинарного теплообмена (рис. 2, 3). При $M_\infty = 3$, $Re_L = 3,2 \cdot 10^6$ и $\alpha = 5,5^\circ$ линии St_* выходят из вершины крыла (рис. 3, а), а



Р и с. 1

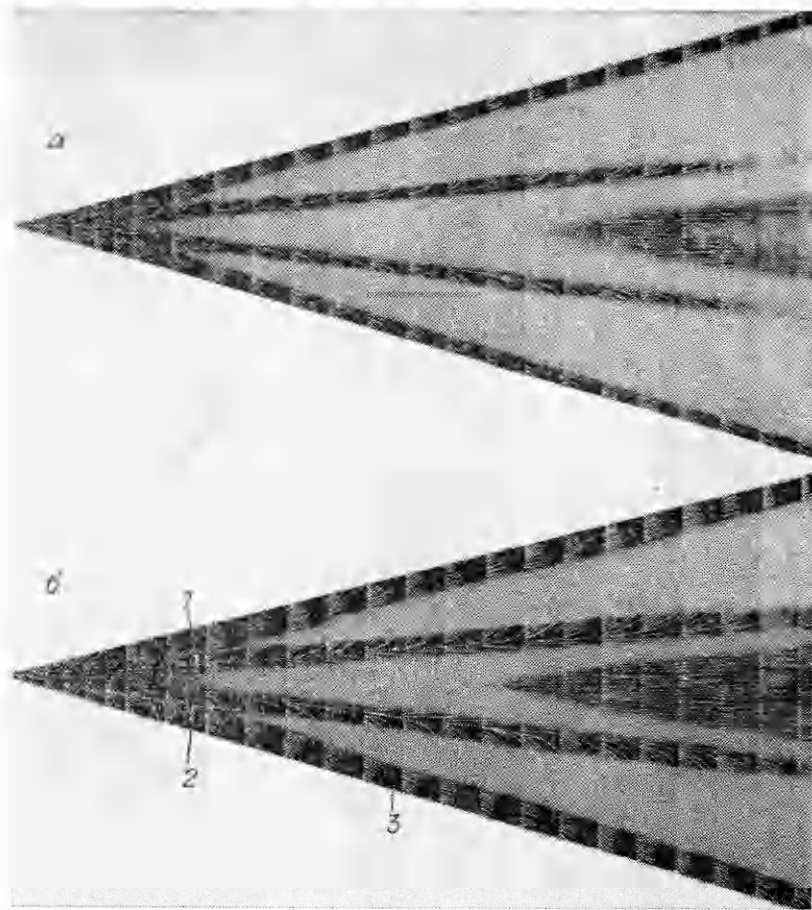


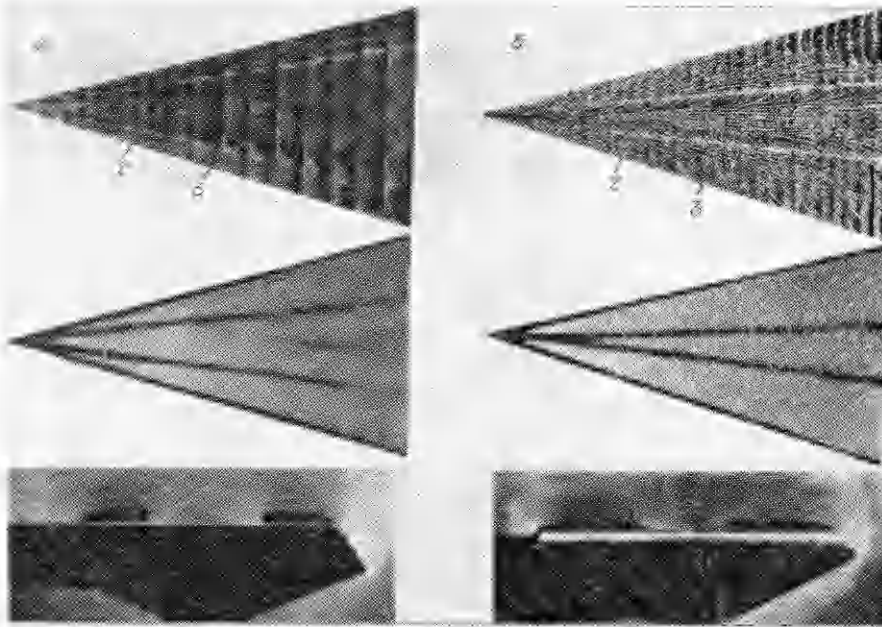
Рис. 2

при $M_\infty = 5$, $Re_L = 2,6 \cdot 10^6$ они расходятся на расстоянии $x \approx 25$ мм от вершины (рис. 3, б), т. е. с увеличением M_∞ точка расхождения линий присоединения удаляется от вершины крыла. Естественно, при этом начало линий вторичного отрыва 2 также удаляется от вершины, а в ее окрестности возникает «перистая» структура предельных линий тока, которая отмечалась ранее [2, 3].

Первичный отрыв на модели 1 во всех исследованных случаях происходит на передних кромках, только при $M_\infty = 5$ и $0 < \alpha \leq 5,5^\circ$ — на верхней поверхности крыла на некотором расстоянии от передних кромок. При $\alpha = 5,5^\circ$ линия отрыва 5 все еще находится на верхней поверхности крыла непосредственно за передними кромками (рис. 3, б).

На рис. 3 приведены также фотографии визуализации течения над поверхностью модели методом лазерного ножа [11] в сечении, расположенном на расстоянии $x = 200$ мм от вершины крыла нормально к набегающему потоку. Фотографирование производилось сверху со стороны задней кромки крыла под углом, равным приблизительно 25° по отношению к его верхней поверхности. При $M_n < 1$ (рис. 3, а, $M_n = 0,82$) тип течения дозвуковой с двумя вихрями над крылом и вторичным отрывом (схема 3 в [8]), а при $M_n > 1$ (рис. 3, б, $M_n = 1,36$) вихри переходят в прилегающие к поверхности крыла области отрыва, которые приближаются к плоскости симметрии (схема 5 в [8]).

2. Изменение условий обтекания крыла приводит к перестройке схемы течения на его подветренной поверхности, а следовательно, к изменению величины и положения пиков тепловых потоков. Так же как и в [3], определяющим в этом смысле является влияние угла атаки кры-



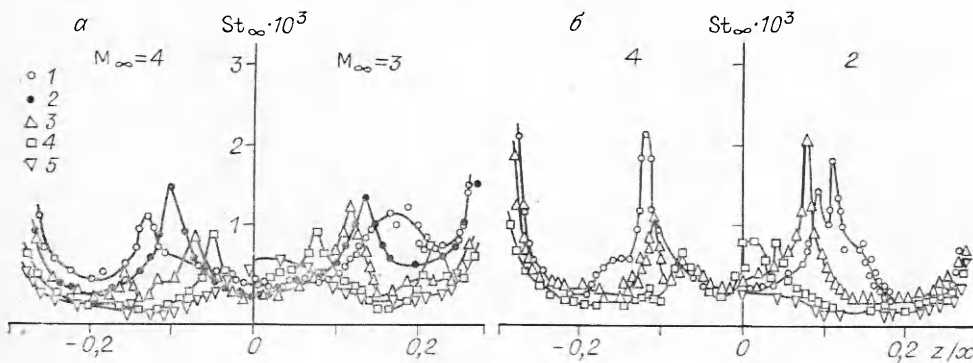
Р и с. 3

ла. При $M_\infty = 5$ в настоящей работе оно такое же, как на крыле с $\chi = 75^\circ$ в [3]. Два пика St_∞ в поперечном сечении крыла (модель 1) достигают максимального значения при $\alpha \approx 2 - 5,5^\circ$. С дальнейшим увеличением α пики резко уменьшаются, и при $\alpha > 10^\circ$ появляется максимум в плоскости симметрии. С ростом α пики приближаются к плоскости симметрии.

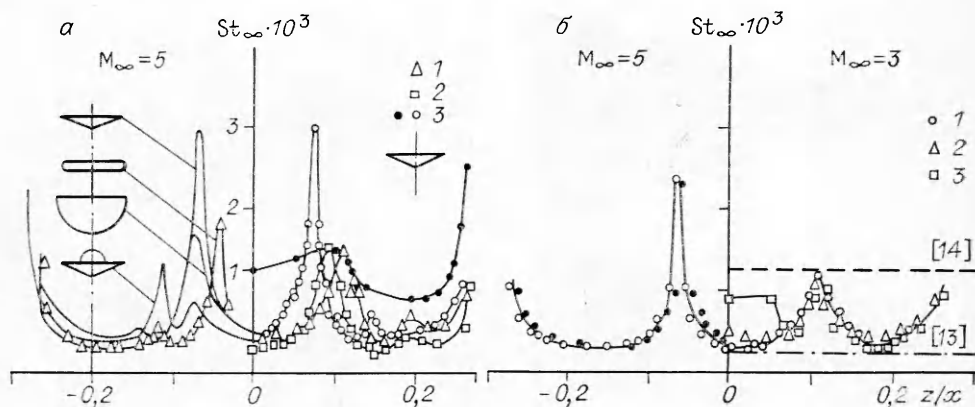
При $M_\infty = 3$ и 4 влияние α на распределение St_∞ в поперечном сечении модели 1, соответствующем $Re_x = Re_{1x} = 1,2 \cdot 10^6$ (рис. 4, а), качественно подобно тому, которое наблюдается при $M_\infty = 5$.

Точки 1—5 на рис. 4 отвечают $\alpha = 0, 3, 5, 10, 15^\circ$. Здесь и далее в силу симметрии распределения теплоотдачи на графиках представлены данные для одной из половин сечений. Так как при этих M_∞ крыло обтекает с отрывом от передних кромок, начиная с $\alpha = 0$ ($M_n < 1$), локальные максимумы тепловых потоков существуют уже при нулевом угле атаки. Наибольшие значения St_∞ в пиках измерены при $\alpha \approx 0 - 5^\circ$. Влияние α на St_* выражено слабее, чем при $M_\infty = 5$.

Распределение St_∞ для $M_\infty = 5$ в сечении, отвечающем $Re_x = 1,4 \cdot 10^6$ на подветренной поверхности полуконуса (модель 2) и крыла с полуконусом (модель 4), показано на рис. 4, б. Пик теплового потока при $\alpha = 0$ на модели 4 связан с интерференцией пограничного слоя на



Р и с. 4



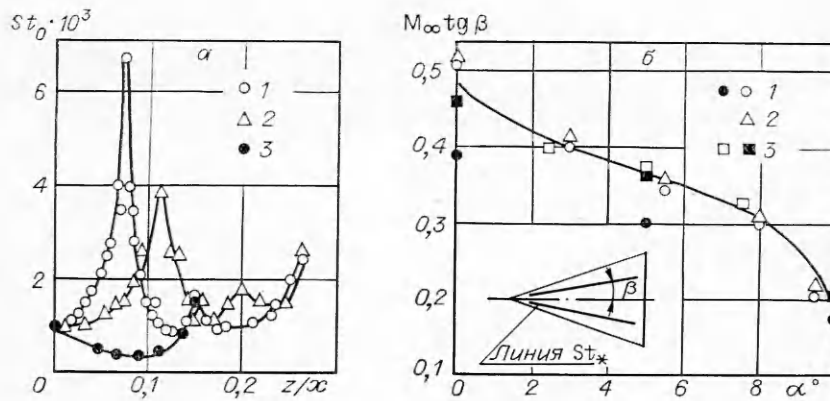
Р и с. 5

крыле с ударной волной, индуцированной полуконусом. На модели 2 полуконуса при $\alpha = 0$ возникают отрывное течение на его подветренной поверхности и связанный с этим локальный максимум теплоотдачи.

3. При $M_\infty = 5$ и $\alpha = 5^\circ$ изменение формы поперечного сечения крыла принципиального характера распределения теплового потока на его верхней поверхности не меняет (рис. 5, а). На моделях крыла 1, полуконуса 2 и крыла с полуконусом 4 положение пика St_∞ , связанного с присоединением потока, оторвавшегося в окрестности передних кромок, не изменяется ($z/x \approx -0,07$). Для модели 4 он расположен на надстройке и при этом минимален. Второй пик теплового потока на этой модели ($z/x \approx -0,11$) вызван повторным присоединением на крыле пограничного слоя, оторвавшегося на надстройке. На плоском крыле с цилиндрическими кромками (модель 3) линия отрыва смещается на подветренную поверхность [7]. Линия присоединения (линия St_*), а следовательно, и пик тепловых потоков на этом крыле приближаются к плоскости симметрии крыла. Для рассмотренных форм поперечного сечения крыла наибольшие значения St_∞ в пиках теплоотдачи на его верхней поверхности в сечении, соответствующем $Re_x \approx 1,3 \cdot 10^6$, получены на крыле с острыми передними кромками (модель 1, $St_* \approx 3 \cdot 10^{-3}$), а минимальные — на модели 4 ($St_* \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$).

На крыле с острыми кромками (рис. 5, а) с увеличением M_∞ от 3 до 5 (точки 1—3 отвечают $M_\infty = 3, 4, 5$) угол расхождения линий St_* уменьшается, пик теплового потока становится более резко выраженным. Значение St_* в пике возрастает при этом приблизительно в 2 раза. Темными точками нанесено распределение St_∞ в этом же сечении плоской поверхности крыла для случая, когда она при $M_\infty = 5$ и $\alpha = 5^\circ$ являлась наветренной. В средней части крыла происходит переход от ламинарного течения в пограничном слое к турбулентному. При $M_\infty = 5$ пиковые значения St_∞ на подветренной поверхности крыла приблизительно в 2 раза превышают турбулентный уровень теплоотдачи на наветренной поверхности. Вторичное присоединение пограничного слоя, оторвавшегося на линии отрыва 2 (см. рис. 2, 3), резкого повышения теплоотдачи не вызывает (рис. 5, а).

Установка турбулизатора вблизи вершины на подветренной поверхности модели 1 (см. рис. 1) в виде полосы песочной шероховатости с характерным размером элементов шероховатости 0,3—0,5 мм при $M_\infty = 5$ и $\alpha = 5,5^\circ$ не вносит существенных изменений в поперечное распределение St_∞ (рис. 5, б, левая сторона, темные точки — данные, полученные с турбулизатором, светлые — без турбулизатора). Увеличение Re_x (единичного числа Рейнольдса) при $M_\infty = 3$ также практически не влияет на распределение тепловых потоков и значения St_* в фиксированном поперечном сечении ($x/L = 0,36$) верхней поверхности модели 1 (рис. 5, б, правая сторона, точки 1—3 отвечают $Re_x \cdot 10^6 = 1,4; 1,7; 2,3$). Исключе-



Р и с. 6

чение составляет область в окрестности плоскости симметрии, где с ростом Re_x происходит переход ламинарного течения в турбулентное. На графике приведены расчетные значения St_∞ для ламинарного [13] и турбулентного [14] пограничных слоев на пластине, установленной под нулевым углом атаки. Максимальные значения St_∞ в пиках при $M_\infty = 3$ приблизительно соответствуют турбулентному уровню тепловых потоков на пластине.

4. Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что с увеличением M_∞ на крыле с $\chi = 75^\circ$ пики St_∞ приближаются к плоскости симметрии крыла и становятся более резко выраженными. При этом на верхней поверхности крыла существуют развитые области отрыва (см. рис. 3). На рис. 6, а для $\alpha = 5^\circ$ сравниваются результаты данной работы и [6] ($\chi = 80^\circ$, $M_\infty = 10,3$, $Re_1 = 6 \cdot 10^6$ 1/м) в поперечном сечении, отвечающем $Re_x \approx 1,3 \cdot 10^6$, St_0 — число Стантона, отнесенное к его значению на оси симметрии. Экспериментальные точки 1 и 2 получены в настоящей работе для $M_\infty = 3$ и 5 соответственно, точки 3 взяты из [6]. Отсутствие пиков на верхней поверхности крыла в [6] объясняется тем, что при таких условиях обтекания отрыв на подветренной стороне, по-видимому, только зарождается.

Как отмечалось выше, угол β расхождения линий St_* (линия присоединения) на подветренной поверхности крыла зависит от M_∞ и α . На рис. 6, б показано, что значения произведения $M_\infty \operatorname{tg} \beta$ в зависимости от α для крыла с $\chi = 75^\circ$ и острыми передними кромками при $M_\infty = 3 - 5$ осредняются единой кривой. Точки 1—3 отвечают $M_\infty = 3, 4, 5$, темные точки получены на полуконуса. Данные для полуконуса при $M_\infty = 5$ также описываются этой кривой.

Указанное поведение отрыва и пиков теплового потока объясняется элементарной схемой течения в поперечном сечении крыла — аналогией с поперечным обтеканием круглого цилиндра с двумя симметричными вихрями на его подветренной стороне. Циркуляция вихрей определяется из условия Н. Е. Жуковского (нулевой скорости на кромках пластины — крыла, которая конформно отображается на цилиндр). Поперечная скорость

$$v = \frac{4ua^2 \sin 2\theta [(a + 1/a) \cos \varphi - \cos \theta]}{[1 + a^2 - 2a \cos (\theta - \varphi)] [1 + a^2 - 2a \cos (\theta + \varphi)]}$$

Здесь $u = u_\infty \sin \alpha$; a, φ — цилиндрические координаты вихря; угол θ связан с координатой точки на пластине η ; $\sin \theta = 2\eta (-2 \leq \eta \leq 2)$. Скорость v обращается в нуль на пластине ($\eta > 0$), только если вихрь расположен в очень небольшой области вблизи кромки крыла, т. е. если углы атаки небольшие. Точка $v = 0$ соответствует линии растекания. При этом области отрыва малые и расположены вблизи поверхности.

При больших α , когда вихри выходят из этих областей, скорость обращается в нуль при $\eta = 0$, т. е. в середине крыла. Так как на круг отображается любой контур поперечного сечения, то сказанное распространяется на пластину, полуконус и на крыло с полуконусом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Whitehead A. H. Jr. Effect of vortices on delta wing lee-side heating at Mach 6 // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 3. Уайтхед мл. Влияние вихрей на теплообмен вдоль подветренной поверхности стреловидного крыла при $M_\infty = 6$ // Рус. пер. РТК.— 1970.— Т. 8, № 3.
2. Rao D. M., Whitehead A. H. Jr. Lee-side vortices on delta wings at hypersonic speeds // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 11. Рао, Уайтхед мл. Вихри на теневой стороне треугольного крыла, движущегося с гиперзвуковой скоростью // Рус. пер. РТК.— 1972.— Т. 10, № 11.
3. Давыдова Н. А., Зайцев Ю. П., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование аэродинамического нагрева верхней поверхности плоских треугольных крыльев при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ.— 1974.— Т. 6, № 5.
4. Майкапар Г. И. Аэродинамическое нагревание подветренной стороны тела при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 6.
5. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем.— М.: Машиностроение, 1983.
6. Narayan K. Y. Lee-side flowfield and heat transfer of delta wing at Mach 10 // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Нараян К. И. Исследование поля течения и теплообмена на подветренной стороне треугольного крыла при $M_\infty = 10$ // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
7. Келдыш В. В., Лапина Н. Г. Экспериментальное исследование течения в окрестности треугольных крыльев с острой и закругленной передней кромкой при сверхзвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ.— 1980.— Вып. 2074.
8. Майкапар Г. И. Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 13, № 4.
9. Rizzetta D. P., Shang J. S. Numerical simulation of leading-edge vortex flows // AIAA J.— 1968.— V. 24, N 2. Ризетта Д. П., Шенг Дж. С. Численный расчет вихревой структуры, образующейся при срывном обтекании передней кромки крыла // Аэрокосм. техника.— 1986.— № 7.
10. Ардашева М. М., Ильина С. А. и др. Применение плавящихся термоиндикаторов для измерения тепловых потоков к моделям в аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 1.
11. Боровой В. Я., Иванов Б. А. и др. Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью «лазерного ножа» // Учен. зап. ЦАГИ.— 1973.— Т. 4, № 5.
12. Бражко В. И. Способ визуализации линий тока на поверхности моделей в аэродинамических трубах // Тр. ЦАГИ.— 1976.— Вып. 1749.
13. Башкин В. А. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ламинарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ.— 1964.— Вып. 937.
14. Гарбузов В. М., Колина Н. П., Пятнова А. И. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины и острого конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком, при турбулентном течении в пограничном слое // Тр. ЦАГИ.— 1977.— Вып. 1881.

г. Москва

Поступила 23/II 1988 г.

УДК 536.24

Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев

О КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛОТВОДЕ ОТ ВНЕЗАПНО ВОЗНИКШЕГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ТЕПЛООВОГО ПЯТНА

В работе приводятся результаты экспериментального исследования нестационарных процессов передачи тепла в атмосфере от внезапно нагретой тонкой пластины, лежащей на горизонтальном нетеплопроводном основании, дополняющие результаты [1]. Проблемы нестационарных процессов, связанных с конвективным охлаждением внезапно нагретых объектов, обсуждались в [2—5].

Согласно [1], рассмотрим задачу в следующей постановке. Пусть в момент времени $t = 0$ в поле силы тяжести g на горизонтальной нетеплопроводной поверхности S внезапно (за время, много меньшее характерного времени формирования движения) образуется круглое тепловое