

УДК 532.526.011.6

© 1993 г. В. Я. БОРОВОЙ, Т. В. КУБЫШИНА

ТЕПЛООБМЕН НА КОНЦЕВЫХ КИЛЯХ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Проведено экспериментальное исследование течения и теплообмена у наветренной поверхности концевых килей при числах Маха $M_\infty = 5$ и 8 и $Re_{\infty L} = (0,6-1,1) \cdot 10^6$ (L — длина центральной хорды крыла, на котором установлены кили). Выявлены две линии растекания и соответственно две зоны усиленного теплообмена на поверхности кия. Варьировались величины угла наклона кия к поверхности крыла, угла атаки крыла и радиуса сопряжения крыла с килем.

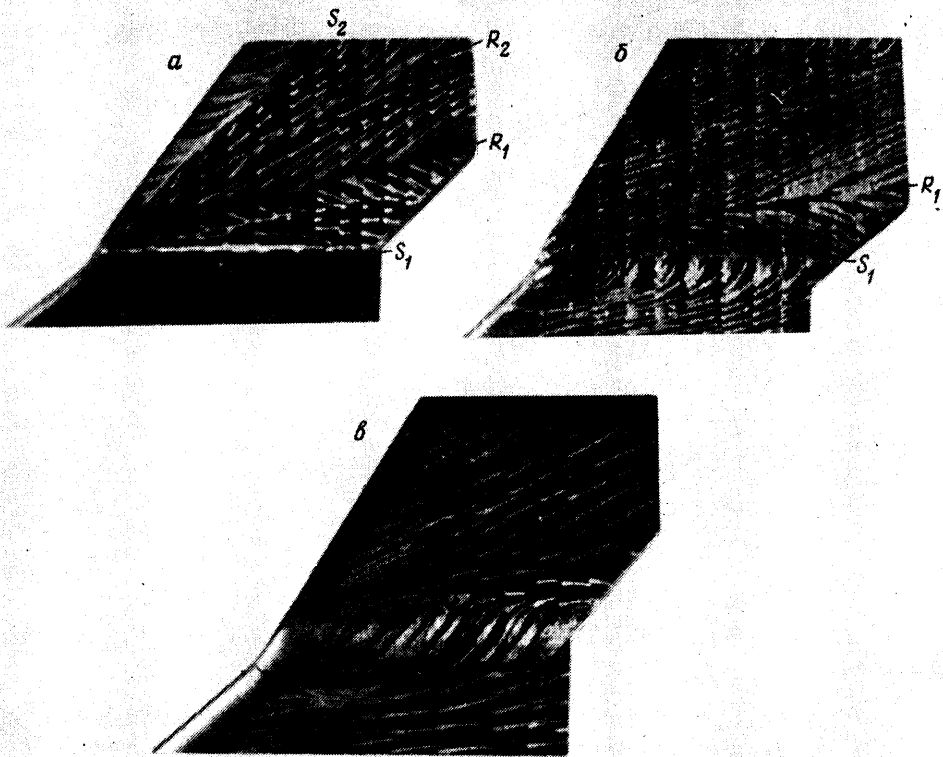
На спускаемых с орбиты летательных аппаратах «Спейс Шаттл» и «Буран» используется киль, расположенный на верхней поверхности в плоскости симметрии аппарата. Такое расположение кия облегчает решение проблемы его теплозащиты. Однако при больших углах атаки центральный киль, обтекаемый оторвавшимся потоком разреженного воздуха, мало эффективен и используется для целей стабилизации и управления лишь в конце траектории спуска, когда полет проходит под малым углом атаки.

На разрабатываемых гиперзвуковых летательных аппаратах часто предусматривается использование концевых килей, которые эффективны как при малых, так и при больших углах атаки. Это и стимулировало проведение данного исследования. Известно мало работ, посвященных изучению теплообмена на концевых киях. К их числу относится работа [1], в которой численно и экспериментально исследуются три компоновки гиперзвукового летательного аппарата, в том числе две компоновки с концевыми киями. Но в этой работе обращается внимание на теплообмен лишь на передних кромках кия. Течение и теплообмен на его боковой поверхности не анализируются. Используемые в [1] параболизированные уравнения Навье — Стокса не позволяют исследовать возвратные течения, которые могут образовываться на поверхности кия.

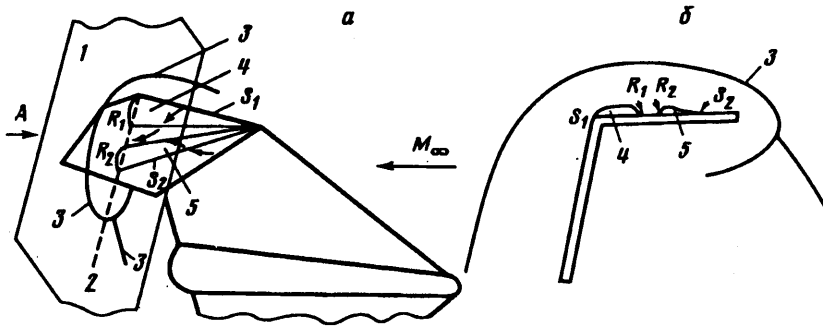
В данной работе изучаются в основном течение и теплообмен на наветренной поверхности концевого кия и в зоне сопряжения его с крылом. Для исследования выбрана схематизированная форма кия и крыла. Поэтому полученные результаты не могут быть непосредственно использованы на практике. Однако они дают представление о существенных особенностях течения и теплообмена на концевых киях, которые полезно учитывать при проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов.

1. Модели состоят из крыла и концевых килей. Передняя часть крыла имеет в плане треугольную форму с углом стреловидности передних кромок 45° ; в кормовой части крыло сопрягается с киями, причем линии сопряжения параллельны плоскости симметрии крыла. Кили образуют с нормалью к поверхности крыла угол φ , который варьировался ($\varphi = 15, 30, 45$ и 60°). Передние кромки килей имеют угол стреловидности 30° . Кили с углом наклона $\varphi = 45^\circ$ выполнялись в трех вариантах, различающихся радиусом сопряжения с крылом: $r = 0; 5$ и 10 мм, соответствующие относительные величины радиуса сопряжения $r^* = r/b = 0, 0,125$ и $0,25$ (где b — длина хорды кия в месте сопряжения его с крылом).

Как крыло, так и кили имеют плоскую форму и изготовлены из листа текстолита толщиной 4 мм. Длина центральной хорды крыла $L = 100$ мм, длина хорды крыла и кия в месте их сопряжения — 40 мм. Радиус затупления кромок



Фиг. 1

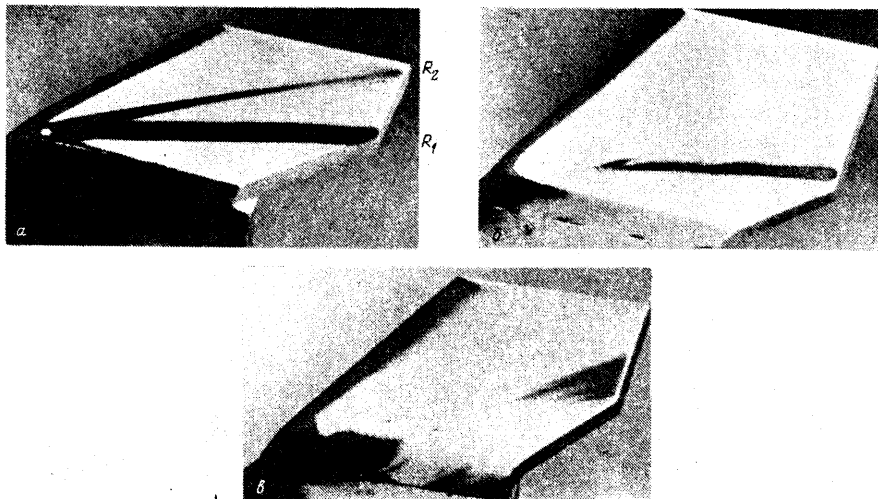


Фиг. 2

крыла и киля — 2 мм. Крыло крепится к фюзеляжу, который имеет форму затушенного полуконуса с радиусом затушения 5 мм.

Было проведено два цикла экспериментов в двух аэродинамических трубах периодического действия. Первый, больший по объему цикл, проводился при числе Маха $M_\infty = 5$ и числах Рейнольдса $Re_{\infty L} = (0,95-1,13) \cdot 10^6$, второй цикл — при $M_\infty = 8$ и $Re_{\infty L} = 0,57 \cdot 10^6$.

Теплообмен исследовался с помощью термоиндикаторных покрытий [2]. Полученные результаты обрабатывались как вручную, так и путем цифрового анализа изображений. При применении термоиндикаторов на тонкостенных моделях необходимо принимать во внимание возможность сквозного прогрева модели. Связанную с этим погрешность можно уменьшить, ограничив продолжительность эксперимента путем выбора термоиндикатора с достаточно низкой критической температурой. В работе [3] показано, что при симметричном нагреве пластины



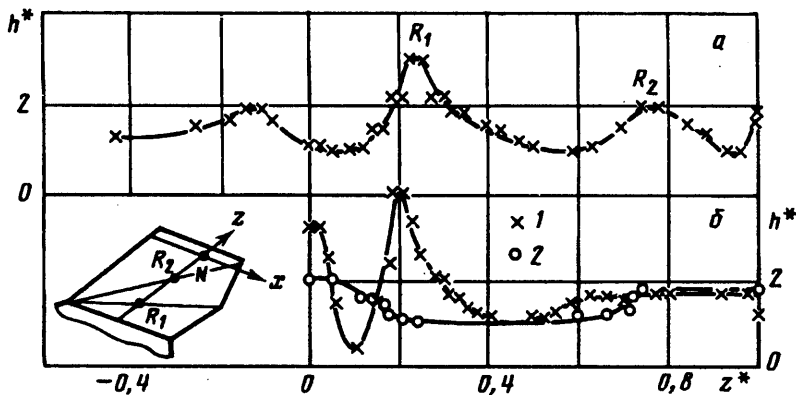
Фиг. 3

погрешность в величине коэффициента теплоотдачи, обусловленная конечной толщиной пластины, не больше 5%, если число Фурье Fo не превышает значения 0,4. Это условие выполнялось в данной работе.

2. Рассмотрим основные особенности течения и теплообмена у наветренной поверхности кия, выбрав в качестве характерного примера число Маха $M_\infty = 5$, угол атаки $\alpha = 30^\circ$, угол наклона килей $\varphi = 15^\circ$ и $r^* = 0$. О структуре течения дают представление предельные линии тока, полученные с помощью размываемой потоком краски (фиг. 1, а), а также фотографии поперечного сечения потока, выполненные методом лазерного ножа. Плоскость лазерного ножа 1 (фиг. 2, а) была перпендикулярна скорости невозмущенного потока, а лучи света 2 были параллельны поверхности кия; контуры на фиг. 2, б дают вид по стрелке А и получены путем цифровой обработки фотографии (3 — ударная волна). На основе визуализации течения можно представить следующую схему течения (фиг. 2, а). Под действием перепада давлений газ перетекает с крыла на киль. На линии S_1 , расположенной вблизи линии сопряжения крыла с килем, поток отрывается от обтекаемой поверхности и присоединяется к поверхности кия (на линии R_1 , фиг. 2). Образуется тонкая область отрыва 4 (фиг. 2). Линии S_1 и R_1 имеют приблизительно прямолинейную форму, а зона отрыва — коническую форму. Толщина ее приблизительно в 2 раза превышает толщину пограничного слоя на крыле перед линией сопряжения. Внутри области отрыва происходит вторичный отрыв (фиг. 1, а).

При перетекании газа с крыла на киль увеличивается компонента скорости, перпендикулярная линии сопряжения. Вследствие этого за линией сопряжения поток отклоняется вверх и встречается с «продольным» потоком, прошедшим над передней кромкой кия. Происходит торможение продольного потока, сопровождающееся отрывом (линия отрыва S_2 , линия присоединения R_2 , фиг. 1, а). Таким образом, формируется еще одна коническая вихревая зона 5 небольшой толщины (фиг. 2). Толщина зоны S_2R_2 меньше толщины зоны S_1R_1 , а растекание на линии R_2 выражено слабее, чем на линии R_1 .

При изменении параметров потока, углов α и φ представленная схема течения может существенно измениться, а некоторые ее элементы могут исчезнуть. В частности, если в рассмотренном примере значительно увеличить угол стреловидности передней кромки кия при сохранении углов α и φ , то область



Фиг. 4

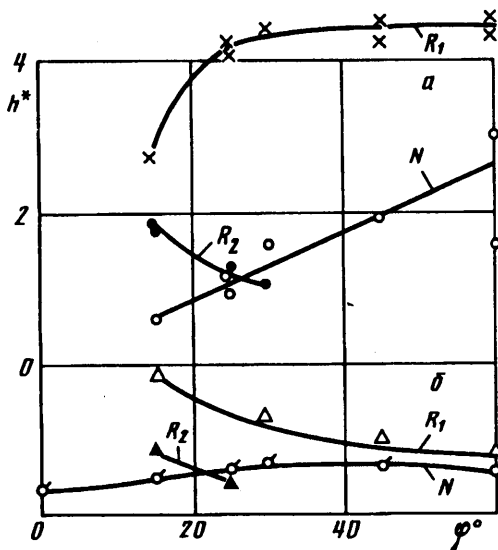
продольного течения сократится или полностью выродится, одновременно исчезнет и зона отрыва S_2R_2 . Кроме того, при достаточно большом угле стреловидности передней кромки не образуется линия растекания и усиленного теплообмена на самой кромке кила; это соображение учитывалось при выборе формы аппаратов с несущим корпусом типа «Бор».

Вблизи линий растекания R_1 и R_2 происходит резкое усиление теплообмена (фиг. 3, а, $\varphi = 15^\circ$, $r^* = 0$, время $\tau = 10$ с). Зоны усиленного теплообмена, как и зоны отрыва, имеют приблизительно прямолинейные границы. Вдоль каждой зоны коэффициент теплоотдачи изменяется слабо, а в поперечном направлении — сильно. Вблизи линий растекания коэффициент теплоотдачи принимает такие же большие значения, как в безотрывной области вблизи передней кромки кила. Об этом свидетельствует фотография, приведенная на фиг. 3, а: в один и тот же момент времени, запечатленный на кинокадре, термоиндикатор изменяет свой цвет как у передней кромки кила, так и на большом удалении от нее, вблизи линий R_1 и R_2 .

На фиг. 4 показано распределение относительного коэффициента теплоотдачи h^* по размаху кила при $M_\infty = 5$, $\alpha = 30^\circ$. Здесь $h^* = h/h_0$, h_0 — расчетное значение коэффициента ламинарной теплоотдачи на пластине длиной 70 мм (что соответствует длине средней аэродинамической хорды крыла), установленной под углом атаки $\alpha = 30^\circ$ ($h_0 = 0,076$ кВт/м²К). Точка $Z^* = 0$ соответствует линии сопряжения кила с крылом, а точка $Z^* = 1$ — боковой кромке кила. На линии растекания R_1 коэффициент теплоотдачи при $\varphi = 15^\circ$ приблизительно в 3 раза превышает аналогичное значение вне зоны отрыва, а на линии R_2 — в 2 раза (фиг. 4, а). Вторичный отрыв внутри зоны S_1R_1 не вызывает заметного усиления теплообмена.

На крыле перед линией сопряжения с килем также происходит усиление теплообмена (фиг. 4, а, $Z^* < 0$). Оно вызвано утоньшением пограничного слоя из-за разгона потока.

Вне зон интерференции течение на киле — ламинарное. Об этом свидетельствует характер изменения коэффициента теплоотдачи между передней кромкой и линией R_2 : $h^* \sim x^{-1/2}$, где x — расстояние от передней кромки. На большей части крыла также сохранялось ламинарное состояние пограничного слоя. Его переход в турбулентное состояние при $M_\infty = 5$ и $Re_{\omega L} = 10^6$ начинался в кормовой части крыла вблизи линии симметрии. Вероятно, в зонах отрыва на киле течение в этом случае было также переходным от ламинарного к турбулентному. На нижней поверхности крыла образуются также две полосы, начинающиеся вблизи точек сопряжения кромок крыла с полусферическим затуплением фюзеляжа.



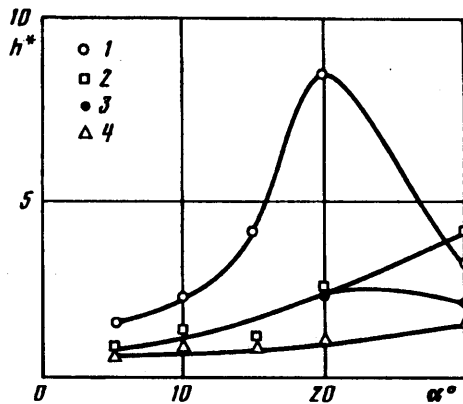
Фиг. 5

Аналогичные полосы наблюдались в [4]. Они связаны с завихренностью потока, обусловленной кривизной головной ударной волны. Этот эффект предсказан в [5].

Эксперименты при большом числе Маха $M_\infty = 8$, $\alpha = 30^\circ$ проводились при несколько меньшем значении числа Рейнольдса ($Re_{\infty L} = 0,57 \cdot 10^6$), чем при $M_\infty = 5$. В этом случае на всей поверхности крыла сохранялось ламинарное течение, в то время как при $M_\infty = 5$ оно было переходным. При $M_\infty = 8$ на наветренной поверхности кия также образуются две зоны усиленного теплообмена. С увеличением числа Маха они сближаются, а максимальные величины относительного коэффициента теплоотдачи h^* при $M_\infty = 8$ существенно меньше, чем при $M_\infty = 5$ (фиг. 5, б, при $M_\infty = 8$ $h_0 = 0,075$ кВт/м² К). Это может быть объяснено сохранением ламинарного состояния потока в зонах отрыва. В то же время отношение максимальных величин коэффициента теплоотдачи на линиях растекания к аналогичным величинам между этими линиями при $M_\infty = 8$ и 5 приблизительно одинаково.

3. При увеличении угла наклона кия φ интенсивность перетекания газа с наветренной поверхности крыла на киль уменьшается. В результате этого с увеличением φ ослабляется взаимодействие продольного и поперечного потоков. При углах наклона $\varphi \geq 30^\circ$ линия растекания R_2 исчезает (фиг. 1, б, $\varphi = 45^\circ$, $r^* = 0$) и соответствующий ей пик теплового потока не образуется (фиг. 3, б, $\varphi = 45^\circ$, $r^* = 0$, $\tau = 2$ с). По мере увеличения угла наклона кия относительная величина коэффициента теплоотдачи на линии растекания R_2 уменьшается и при $\varphi = 25^\circ$ — 30° в рассматриваемом случае сравнивается с величиной коэффициента теплоотдачи вне зоны интерференции (в точке N , фиг. 5, а, $M_\infty = 5$).

Усиление теплообмена на линии R_1 , обусловленное отрывом потока, стекающего с крыла, сохраняется при $\alpha = 30^\circ$ во всем исследованном диапазоне углов наклона кия (до $\varphi = 60^\circ$). Величина коэффициента теплоотдачи на линии R_1 определяется противоположным влиянием двух факторов. С одной стороны, вне зоны интерференции (в точке N , фиг. 4), коэффициент теплоотдачи с ростом угла φ монотонно увеличивается вследствие увеличения локального угла атаки наветренной поверхности кия. С другой стороны, по мере увеличения угла φ умень-



Фиг. 6

шается угол отклонения потока, стекающего на киль с нижней поверхности крыла, что вызывает уменьшение протяженности зоны отрыва, ослабление растекания и степени усиления теплообмена на линии R_1 .

В частном случае, представленном на фиг. 5, а и соответствующем переходному (ламинарно-турбулентному) течению в зоне отрыва, действие этих противоположных тенденций приводит к тому, что в широком диапазоне значений угла φ (от 25° до 60° при $M_\infty = 5$, $\alpha = 30^\circ$) пиковое значение коэффициента теплоотдачи на линии R_1 практически не изменяется и лишь при $\varphi < 25^\circ$ максимальная величина коэффициента теплоотдачи возрастает с ростом угла φ . При большем числе $M_\infty = 8$, $\alpha = 30^\circ$ и ламинарном течении превалирует вторая тенденция и максимальный коэффициент теплоотдачи на линии R_1 уменьшается по мере увеличения угла наклона кия (фиг. 5, б). При $M_\infty = 5$ и меньшем угле атаки $\alpha = 20^\circ$ также превалирует вторая тенденция.

При больших углах наклона концевой кия на его поверхность может падать головная волна расположенного впереди крыла. В частности, при угле атаки $\alpha = 30^\circ$ и угле стреловидности кромок крыла 45° это происходит, когда угол наклона кия $\varphi \geq 60^\circ$, и сопровождается небольшим усилением теплообмена на киле. Взаимодействие этого типа существенно зависит от угла стреловидности кромок крыла, который в данной работе не варьировался.

4. При увеличении угла атаки крыла коэффициент теплоотдачи на его наветренной поверхности возрастает в соответствии с увеличением давления. Иначе влияет угол атаки на теплообмен на наветренной поверхности кия. При исследованных углах наклона кия $\varphi = 15^\circ$ и 45° и $M_\infty = 5$ увеличение угла атаки в широком диапазоне (от 0 до $\sim 20^\circ$) слабо влияет на коэффициент теплоотдачи вне зоны интерференции, в точке N (фиг. 6, 1 — точка R_1 , $\varphi = 15^\circ$, 2 — точка R_1 , $\varphi = 45^\circ$, 3 — точка R_2 , $\varphi = 15^\circ$, 4 — точка N , $\varphi = 15^\circ$ и 45°). Это наглядно проявляется в том, что положение линии плавления термоиндикатора в определенный момент времени (например, через 2 с после начала эксперимента) практически не зависит от угла атаки в указанном диапазоне (лишь при $\alpha > 20^\circ$ коэффициент теплоотдачи в точке N несколько возрастает, фиг. 6).

Этот неожиданный на первый взгляд результат объясняется тем, что концевые кили располагаются за головной ударной волной крыла, причем в зоне расположения килей отход головной волны определяется главным образом формой крыла в плане и затуплением его кромок, а не углом атаки (об этом можно косвенно судить по фотографиям головной волны, полученным методом лазерного ножа). При этом направление вектора скорости и давление газа перед килем слабо зависят от угла атаки. В этом имеется аналогия с обтеканием конуса под углом атаки: у наветренной образующей конуса давление и коэффициент теп-

лоотдачи увеличиваются с ростом угла атаки, а у боковых образующих они практически не изменяются.

Уже при небольшом угле атаки $\alpha \approx 5^\circ$ зарождается отрыв потока на линии сопряжения киля с крылом и происходит небольшое локальное усиление теплообмена на линии присоединения R_1 . При увеличении угла атаки крыла давление на его поверхности возрастает (приблизительно пропорционально $\sin^2 \alpha$), а давление на киле изменяется слабо. Следовательно, с ростом угла атаки увеличивается перепад давлений, вызывающий перетекание газа на киль и отрыв потока. Это приводит, как показали эксперименты, к расширению зоны отрыва и усилению теплообмена на линии присоединения (в точке R_1 , фиг. 6).

На слабо наклоненном киле ($\varphi = 15^\circ$) при $\alpha = 15^\circ$ зарождается, а при $\alpha \geq 20^\circ$ проявляется вполне отчетливо вторая зона усиленного теплообмена, обусловленная взаимодействием продольного и поперечного потоков (точка R_2 , фиг. 6). Однако степень усиления теплообмена в этой зоне при $\alpha = 20^\circ$ значительно меньше, чем в конце зоны отрыва (в точке R_1).

На слабо наклоненном киле ($\varphi = 15^\circ$) коэффициент теплоотдачи в зоне присоединения (в точке R_1) достигает максимума при $\alpha \approx 20^\circ$, причем его относительная величина весьма значительна ($h_{\max}^* = 8,5$). На киле с углом наклона $\varphi = 45^\circ$ максимальная величина коэффициента теплоотдачи в этой зоне монотонно увеличивается с ростом угла атаки в исследованном диапазоне (до $\alpha = 30^\circ$). При приближении угла наклона киля φ к 90° исчезнут зона отрыва и связанное с ней локальное усиление теплообмена, а коэффициент теплоотдачи на киле будет увеличиваться с ростом угла атаки по тому же закону, что на крыле.

5. Из сказанного выше видно, что на наветренной поверхности киля наиболее значительное локальное усиление теплообмена вызвано отрывом потока, перетекающего с крыла на киль. На отрыв можно воздействовать путем плавного сопряжения крыла с килем. В дополнение к описанным выше экспериментам были проведены эксперименты при двух радиусах сопряжения $r = 5$ и 10 мм. Величину радиуса сопряжения целесообразно обезразмерить путем отнесения к длине корневой хорды киля b , так как эта длина определяет толщину пограничного слоя на линиях тока, переходящих с крыла на киль. В проведенных экспериментах относительный радиус сопряжения r^* принимал значения: $0, 0,125$ и $0,25$.

При плавном сопряжении крыла с килем линия отрыва при $M_\infty = 5$ смещается на киль, а растекание в области присоединения проявляется гораздо слабее, чем при $r^* = 0$ (фиг. 1, в, $\varphi = 45^\circ$, $r^* = 0,125$). На самом скруглении напряжения трения соизмеримы или превышают напряжения трения на крыле. Об этом можно судить по длине штрихов, которые образуются при размывании краски (фиг. 1, в). Влияние радиуса сопряжения на теплообмен проявляется при $M_\infty = 5$ и 8 по-разному.

При $M_\infty = 5$ увеличение радиуса сопряжения в исследованном диапазоне не устраняет пик теплового потока на поверхности киля (фиг. 3, в, $\alpha = 30^\circ$, $\varphi = 45^\circ$, $r^* = 0,25$, $\tau = 2$ с; фиг. 4, б, $\alpha = 30^\circ$, $\varphi = 45^\circ$, $1 - r^* = 0$, $2 - r^* = 0,25$). Некоторое усиление теплообмена происходит перед отрывом: при $r^* = 0$ оно наблюдается на крыле перед линией сопряжения с килем, а при $r^* > 0$ — на самом скруглении. Величина коэффициента теплоотдачи перед отрывом при увеличении r^* несколько возрастает. В результате этого увеличение радиуса сопряжения до $r^* = 0,25$ при $M_\infty = 5$ не приводит к существенному изменению максимального коэффициента теплоотдачи на поверхности киля (включая область, предшествующую отрыву).

При $M_\infty = 8$ увеличение радиуса сопряжения в диапазоне $r^* = 0 - 0,125$ дает такой же результат, как при $M_\infty = 5$: коэффициент теплоотдачи на линии R_1

уменьшается, а коэффициент теплоотдачи в области сопряжения увеличивается до значения коэффициента теплоотдачи на линии присоединения при $r^* = 0$. Однако дальнейшее увеличение радиуса сопряжения до $r^* = 0,25$ привело при $M_\infty = 8$ к устранению обоих пиков теплового потока, т. е. дало ожидаемый положительный эффект.

Авторы выражают благодарность С. Д. Фонову и Т. А. Ершовой за цифровой анализ фотографий, полученных методами термоиндикаторных покрытий и лазерного ножа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yamamoto Y., Arakawa H., Yoshida R.* Numerical simulation of hypersonic viscous perfect gas flow for the aerothermodynamic design of space planes at low angles of attack // AIAA. 1989. № 1699. P. 21.
2. *Боровой В. Я.* Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
3. *Кондакова В. П., Рыжкова М. В.* Расчетные материалы для определения коэффициентов теплоотдачи с помощью термоиндикаторов // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1175. С. 240—256.
4. *Кондратьев И. А., Юшин А. Я.* Пик теплового потока на наветренной стороне треугольного крыла с затупленными передними кромками // Уч. зап. ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 1. С. 89—92.
5. *Майкапар Г. И.* Вихри за головной ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 4. С. 162—165.

Москва

Поступила в редакцию
6.V.1992