

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕПЛОБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ НЕКОТОРЫХ НЕСУЩИХ ТЕЛ ПРИ БОЛЬШИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Я. БОРОВОЙ, Р. З. ДАВЛЕТ-КИЛЬДЕЕВ, М. В. РЫЖКОВА

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования теплообмена и течения газа на поверхности полуконуса и плоских крыльев с изломом передних кромок при числе Маха  $M = 5$ . Показано, что при взаимодействии потоков газа, обтекающих различные участки поверхности таких тел, могут возникать местные, относительно узкие зоны повышенных или пониженных значений удельных потоков тепла.

Для измерения потоков тепла были использованы термоиндикаторные краски, а для визуализации течения — размываемые краски, наносимые на поверхность в виде отдельных точек.

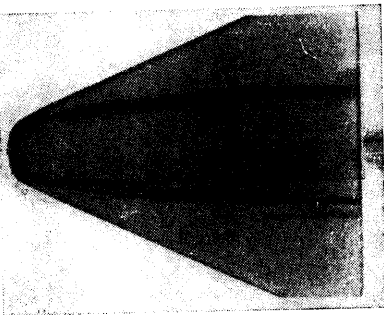
В последние годы были проведены исследования теплообмена и обтекания гиперзвуковым потоком при различных углах атаки тел простейшей формы (конус, треугольное крыло [1, 2]). Многообразные требования, связанные с проблемой управляемого гиперзвукового полета, заставляют рассматривать также более сложные тела, в частности, полуконуса и крылья с передней кромкой в виде ломаной линии. Для таких конфигураций практически нет данных по теплообмену.

Цель настоящей работы состоит, в первую очередь, в выявлении качественных особенностей теплообмена и течения газа на таких телах усложненной формы. Эксперименты проводились при числе Маха  $M = 5$ , давлении торможения  $p_0 = 8.3 \text{ ата}$  и температуре торможения  $T_0 = 473\text{--}773^\circ \text{К}$ . Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного потока и характерной длине  $x = 0.1 \text{ м}$ , было равно  $5 \cdot 10^5\text{--}10^6$ . Пограничный слой на большей части исследуемой поверхности оставался ламинарным.

Если распределение коэффициента теплообмена по поверхности тела имеет локальные особенности, то трудно получить достаточно полные данные о теплообмене при помощи дискретных датчиков. В таких случаях более целесообразно использовать методы измерения, дающие непрерывное распределение коэффициента теплообмена. В данной работе были использованы термоиндикаторные краски, изменяющие свой цвет при определенной температуре [3, 4].

При экспериментах измерялась продолжительность нагревания модели от момента ввода ее в поток до момента изменения цвета краски в рассматриваемой точке поверхности. По этим измерениям можно определить величину коэффициента теплоотдачи, используя решение соответствующей задачи о распространении тепла в твердом теле.

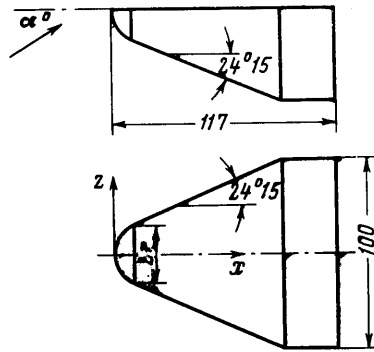
1. Рассмотрим сначала теплообмен на полуконусе, притупленном по полусфере, при нулевом угле атаки (угол атаки определялся по отношению к плоской верхней поверхности, фиг. 1). Если бы взаимодействие нижней и верхней поверхностей отсутствовало, то распределение коэффициента теплоотдачи на верхней поверхности полуконуса было бы таким же, как на плоской пластине соответствующей формы, установленной под нулевым углом атаки.



Фиг. 2

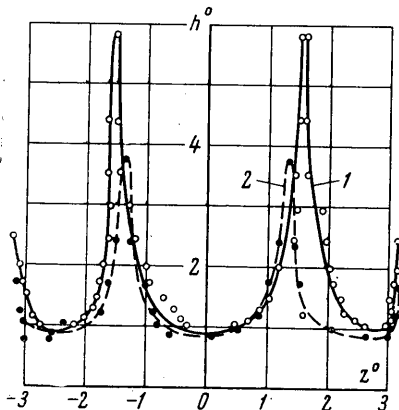
В действительности на верхней поверхности наблюдаются особенности, не свойственные пластине.

На фиг. 2 приведена в качестве примера фотография плоской поверхности модели, полученная через 1 сек после начала испытаний. В местах повышенных тепловых потоков, где краска изменила свой цвет, на фотографии получается потемнение. Видно, что на плоской поверхности полуконуса образуются две узкие зоны повышенных тепловых потоков, начинающиеся у носка в месте резкого изменения кривизны контура и распространяющиеся вниз по потоку. Повышенные тепловые потоки наблюдаются также вблизи криволинейной кромки носка и прямолинейных боковых кромок.



Фиг. 1

На фиг. 3 показано распределение относительной величины коэффициента теплоотдачи  $h^\circ$  на плоской поверхности в сечении, характеризуемом координатой  $x^\circ = 5.5$  ( $x^\circ = x/r$ ,  $z^\circ = z/r$ ,  $r = 13.5$  мм, фиг. 1). Местные значения коэффициента теплоотдачи отнесены к расчетному значению коэффициента теплоотдачи в том же сечении на плоской прямоугольной пластине при ламинарном состоянии пограничного слоя. Максимальная величина коэффициента теплоотдачи, полученная в рассматриваемом сечении, почти в шесть раз превосходит величину коэффициента теплоотдачи на

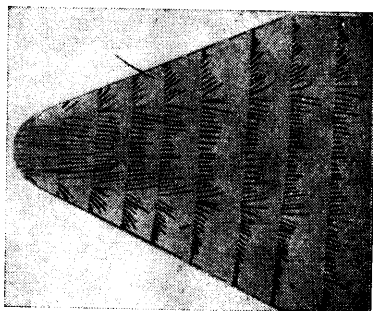


Фиг. 3

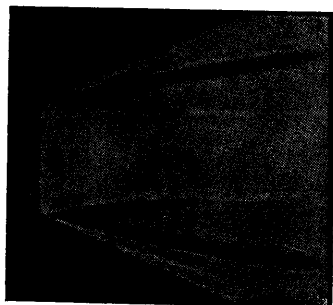
пластине при числе Рейнольдса  $R = 9.5 \cdot 10^5$  (см. фиг. 3, кривая 1; температура торможения  $T_0 = 488^\circ \text{K}$ , температура поверхности  $T_w = 338^\circ \text{K}$ ) и в 3,5 раза при  $R = 4.95 \cdot 10^5$  (см. фиг. 3, кривая 2:  $T_0 = 783^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 383^\circ \text{K}$ ). Изменение числа Рейнольдса происходило за счет изменения температуры торможения. Одновременно изменялся и тип использованной термокраски.

Анализ распределения коэффициентов теплоотдачи в ряде поперечных сечений показывает, что максимальное значение параметра  $h^\circ$  слабо зависит от положения рассматриваемого сечения по длине модели в исследованном диапазоне от  $x^\circ = 1$  до  $x^\circ = 8$ .

При помощи размываемой краски, нанесенной в виде точек, были получены предельные линии тока на плоской поверхности полуконуса (фиг. 4). Спектры предельных линий тока позволяют представить следующую картину течения. Газ с выпуклой нижней поверхности перетекает на плоскую верхнюю поверхность. При этом пограничный слой отрывается от верхней поверхности вблизи боковых кромок (на фиг. 4 видно, что у боковых кромок образуются огибающие предельных линий тока). Присоединение оторвавшегося пограничного слоя происходит на линии, расположенной между боковой кромкой и плоскостью симметрии. Линия присоединения, как видно из фиг. 4, будет линией растекания. Сопоставление фиг. 2 и 4 показывает, что именно на линии



Фиг. 4



Фиг. 5

присоединения и наблюдается резкое усиление теплообмена. Передняя скругленная кромка полуконуса обтекает безотрывно (фиг. 4). Поток, прошедший над передней кромкой, разделяет два отрывных течения, ограничивает поперечные размеры зон отрыва и способствует присоединению оторвавшегося слоя к поверхности тела.

Спектры предельных линий тока, полученные при других углах атаки, показали, что при  $\alpha = -15^\circ$  плоская поверхность притупленного полуконуса обтекает без отрыва. Увеличение угла атаки в диапазоне  $\alpha = 0-25^\circ$  приводит к расширению зон отрыва за счет перемещения линий присоединения к плоскости симметрии. При этом области повышенных значений теплового потока также смещаются к плоскости симметрии, а абсолютная величина максимального теплового потока уменьшается.

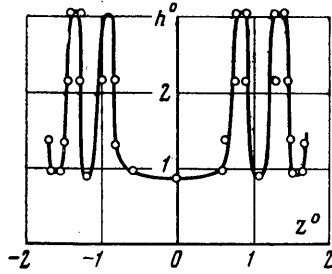
Был исследован теплообмен также на полуконусе с плоским притуплением при  $\alpha = 0$  (фиг. 5 и 6). На контуре плоской поверхности модели при этом появляются угловые точки, от которых идут по две зоны повышенных значений тепловых потоков (фиг. 5). Одна зона, как и при сферическом притуплении, соответствует линии присоединения потока, оторвавшегося от боковой кромки, другая — скачку уплотне-

ния, образуемому вследствие взаимодействия потока, прошедшего над передней кромкой, с потоком, прошедшим над боковой кромкой.

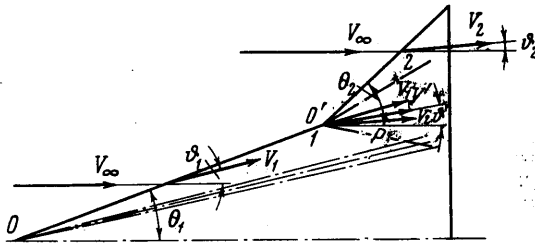
На небольшом удалении от передней кромки в обеих парах указанных зон наблюдается значительное повышение тепловых потоков по сравнению с тепловыми потоками на пластине (фиг. 6:  $x^0 = 1.75$ ,  $T_0 = 783^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 383^\circ \text{K}$ ). Испытания модели полуконуса с плоским притуплением показали также, что даже при небольшом скруглении угловых точек внутренняя пара зон интенсивного теплообмена исчезает.

2. При обтекании передней кромки крыла, установленного под ненулевым углом атаки, на нижней поверхности образуется скачок уплотнения, а на верхней — волны разрежения. Если передняя кромка представляет собой ломаную линию, то направления вектора скорости за различными участками передней кромки отличаются. Обозначим наклон вектора скорости в области 1 через  $\varphi_1$ , а в области 2 — через  $\varphi_2$ . Если  $\varphi_1 < \varphi_2$ , то при взаимодействии потоков 1 и 2 в точке  $O'$  образуются два скачка уплотнения (фиг. 7 и 8 — пунктирные линии). Если же  $\varphi_1 > \varphi_2$ , то в точке  $O'$  образуются один или два веера линий разрежения (штрихпунктирные линии).

На фиг. 9 показана зависимость угла отклонения потока на нижней поверхности (крыла) (сплошная линия) и верхней поверхности (пунктирная линия) в зависимости от угла наклона кромки  $\theta$ . Расчет проведен для числа  $M = 5$  и угла атаки  $\alpha = 15^\circ$  для условий течения с присоединенными скачками уплотнения. С увеличением угла  $\theta$  на нижней поверхности угол отклонения потока уменьшается, а на верхней — увеличивается.

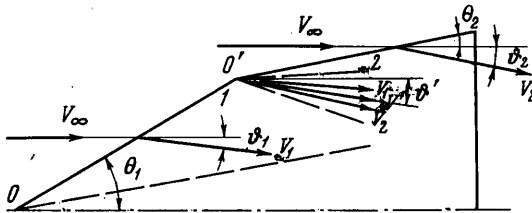


Фиг. 6.



Фиг. 7

Следовательно, если  $\theta_2 > \theta_1$ , то на нижней поверхности вблизи точки  $O'$  образуются скачки уплотнения (фиг. 7), а на верхней — волны разрежения. Если же  $\theta_2 < \theta_1$ , то, наоборот, на нижней поверхности возникнут волны разрежения, а на верхней — скачки уплотнения (фиг. 8).



Фиг. 8

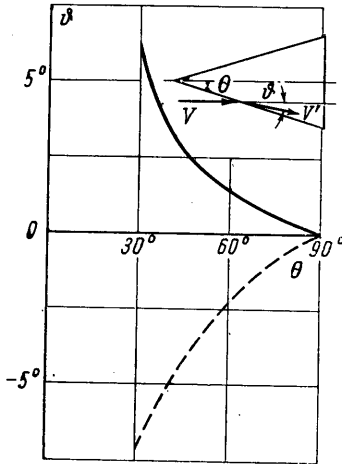
Указанные особенности встречаются также вблизи вершины крыла  $O$ . Возникающее при этом течение было подробно изучено Д. А. Бабаевым [5, 6].

Расчеты показывают, что при  $M_\infty \geq 5$  значения числа Маха и давления в потоках 1 и 2 вблизи кромок отличаются слабо. Отсюда следует, что течение за точкой  $O'$  близко к симметричному относительно нового направления скорости  $\varphi'$ , т. е. из точки  $O'$  должны выходить два скачка или две волны разрежения приблизительно одинаковой интенсивности.

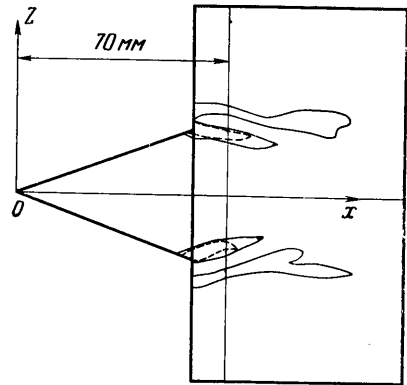
Течение в окрестности точки  $O'$  — коническое. Если происходит сжатие потока, то оно частично осуществляется в скачках уплотнения, а частично — при изэнтропическом течении в окрестности линии, наклонной под углом  $\varphi'$  (фиг. 7).

При увеличении числа  $M_\infty$  углы отклонения вектора скорости вблизи кромок  $\theta_1$  и  $\theta_2$  уменьшаются. Действительно, при увеличении  $M_\infty$  увеличивается перпендикулярная кромке компонента скорости. Когда течение газа в плоскости, перпендикулярной передней кромке, становится гиперзвуковым, изменение нормальной компоненты скорости, происходящее при обтекании кромки, уменьшается. В пределе при  $M_\infty \theta \rightarrow \infty$  углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  стремятся к нулю. Однако числа Маха в потоках 1 и 2 при увеличении  $M_\infty$  возрастают.

3. Исследование теплообмена вблизи угловых точек контура передней кромки крыла было проведено на двух моделях. Для усиления взаимодействия потоков были выбраны конфигурации с сильно отличающимися значениями углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  на каждой модели: на первой модели (фиг. 10)  $\theta_1 = 19^\circ$ ,  $\theta_2 = 90^\circ$  ( $\alpha = 15^\circ$ ,  $T_0 = 485^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 338^\circ \text{K}$ ; штриховая линия:  $\tau = 0.37 \text{ сек}$ ,  $h^\circ = 9.7$ ; сплошная линия:  $\tau = 0.8 \text{ сек}$ ,  $h^\circ = 5.1$ ); на второй модели (см.



Фиг. 9

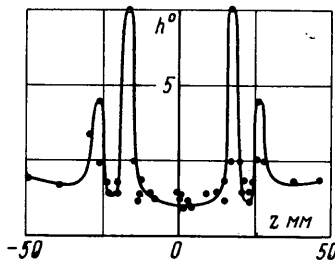


Фиг. 10

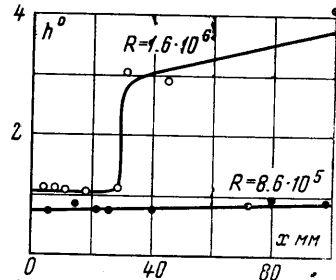
ниже фиг. 15)  $\theta_1 = 90^\circ$ ,  $\theta_2 = 19^\circ$ . Кромки моделей были скруглены. Из-за этого, а также из-за относительно малого значения угла  $\theta$  на стреловидных кромках, скачки уплотнения были отсоединены от кромок.

На фиг. 10 показаны изотермы на нижней поверхности первого крыла для двух моментов времени. Видно, что изменение цвета краски начинается сначала в узкой области, выходящей из угловой точки. Эта область имеет небольшую протяженность, так как на некотором удалении от угловой точки интенсивность скачка уплотнения начинает уменьшаться из-за взаимодействия с волнами разрежения, идущими от вершины крыла (см. фиг. 7).

В месте падения отсоединенного скачка уплотнения, индуцированного кромкой



Фиг. 11

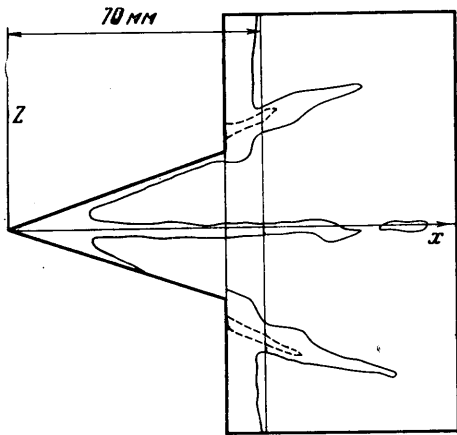


Фиг. 12

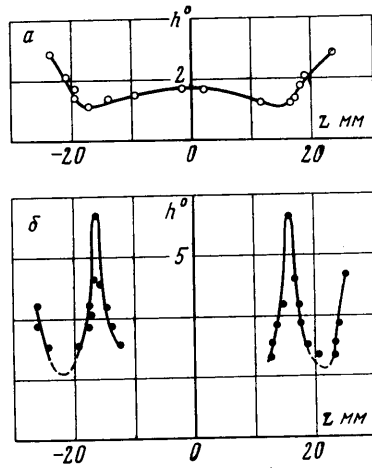
передней части крыла, также начинается область повышенных значений теплового потока. Эта область имеет большую протяженность. По виду изотерм нельзя обнаружить второй скачок от угловой точки. Возможно, что это связано с влиянием скачка, индуцированного передней частью крыла.

На фиг. 11 показано в качестве примера распределение относительных величин коэффициента теплоотдачи  $h^\circ$  на нижней поверхности в сечении, удаленном на 70 мм от вершины (на 10 мм от угловой точки). Результаты получены при  $T_0 = 803^\circ \text{K}$ ; из-

менение цвета краски происходило при  $T_w = 383^\circ \text{K}$ . На крыле образуются две пары пиков тепловых потоков. Внутренние пики относятся к зонам, выходящим из угловых точек. Здесь коэффициенты теплоотдачи в семь раз превосходят коэффициент теплоотдачи на нижней поверхности прямоугольной пластины, начинающейся в вер-



Фиг. 13



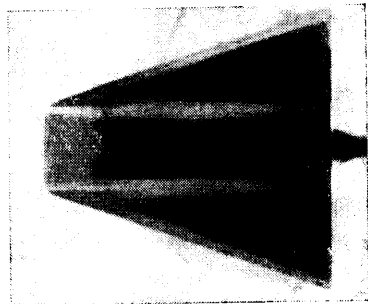
Фиг. 14

шине и наклоненной под углом  $15^\circ$ . В зонах падения скачков, индуцированных кромками передней части крыла, коэффициент теплоотдачи несколько ниже.

По мере удаления от вершины крыла максимальные значения относительных тепловых потоков уменьшаются, особенно во внутренних пиках.

В опытах, проведенных при более высоком значении числа Рейнольдса и большем значении температурного фактора (при  $T_0 = 485^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 338^\circ \text{K}$ ), наблюдается повышение теплового потока также в плоскости симметрии крыла. Оно обусловлено переходом ламинарного течения в пограничном слое в турбулентное. Об изменении режима течения в пограничном слое можно судить по данным фиг. 12, где представлено распределение относительного коэффициента теплоотдачи на нижней поверхности в плоскости симметрии при двух значениях числа Рейнольдса (характерная длина  $x = 0.1 \text{ м}$ ).

На верхней поверхности интенсификация теплообмена происходит в местах падения скачков, индуцированных кромками передней части крыла (фиг. 13,  $T_0 = 476^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 338^\circ \text{K}$ ). В отличие от нижней поверхности, зоны повышенных тепловых потоков расходятся к боковым кромкам. Относительные величины максимального коэффициента теплоотдачи в этих зонах на верхней поверхности гораздо выше, чем на нижней ( $h^0_{\text{max}} \approx 17$ ). Однако соответствующие абсолютные значения коэффициента теплоотдачи на верхней поверхности в два раза меньше, чем на нижней. Повышенные значения тепловых потоков наблюдались также в плоскости симметрии и у стреловидных передних кромок (фиг. 13, штриховая линия:  $\tau = 4.5 \text{ сек}$ ;  $h^0 = 17.3$ , сплошная линия:  $\tau = 12 \text{ сек}$ ,  $h^0 = 10$ ). Спектры предельных линий тока показали, что при  $\alpha = 15^\circ$  на верхней поверхности крыла происходит отрыв пограничного слоя вблизи стреловидных кромок и присоединение его в плоскости симметрии.



Фиг. 15

Результаты испытаний второй модели крыла приведены на фиг. 14 и 15. На фиг. 14 приводятся измерения на расстоянии  $x = 30 \text{ мм}$  от передней кромки,  $\alpha = 15^\circ$ : а — нижняя поверхность,  $T_0 = 483^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 338^\circ \text{K}$ ; б — верхняя поверхность,  $T_0 = 776^\circ \text{K}$ ,  $T_w = 383^\circ \text{K}$ . На нижней поверхности максимальные тепловые потоки наблюдаются вблизи кромок крыла (фиг. 14, а). На некотором удалении от кромок получается минимум теплового потока: здесь коэффициент теплоотдачи меньше, чем в плоскости симметрии. Этот минимум может быть обусловлен волнами разрежения, выходящими из угловых точек.

Обтекание верхней поверхности крыла носит более сложный характер; распределение тепловых потоков в поперечных сечениях неравномерно, передняя кромка обтекается безотрывно; вблизи боковых кромок на верхней поверхности, как показали исследования предельных линий тока, происходит отрыв пограничного слоя. На линиях присоединения, выходящих из угловых точек, достигается максимум тепловых потоков в поперечном сечении крыла. На фотографии верхней поверхности модели крыла (фиг. 15) светлые полосы, расположенные вблизи линий присоединения, характеризуют положение зон максимальных тепловых потоков. Значения относительного коэффициента теплоотдачи в этих зонах в шесть — семь раз превосходят значения коэффициентов теплоотдачи на верхней поверхности пластины, обтекаемой при том же угле атаки  $\alpha = 15^\circ$  (фиг. 14, б).

Значения относительного коэффициента теплоотдачи в ряде точек на фиг. 14, б не приводятся, так как в областях с низким уровнем тепловых потоков существенные погрешности при определении теплоотдачи вносятся притоком тепла с нижней поверхности тонкого крыла.

При уменьшении угла наклона боковой кромки пластинки ( $\theta_2$ ) с  $19$  до  $8.5^\circ$  максимальные значения параметра  $h^*$  в соответствующих поперечных сечениях верхней поверхности не изменились.

Поступило 29 V 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеевский В. С., Медведев К. И. Исследования отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки. Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 3.
2. Mitchell H. Bertram and Arthur Henderson. Recent Hypersonic Studies of Wings and Bodies. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 8.
3. Handbuch der Präparativen Anorganischen Chemie. Stuttgart, 1954.
4. Джонс, Хант. Исследование чувствительных к изменению температуры покрытий для получения количественных данных о теплопередаче при аэродинамическом нагреве. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 7 (русский перевод).
5. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания нижней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 6.
6. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания верхней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 2.

#### ВАРИАЦИОННАЯ ЗАДАЧА О ФОРМЕ ТЕЛА МИНИМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ЗАДАННЫХ ОБЪЕМЕ И ПЛОЩАДИ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Г. И. БОГОМОЛОВ (Москва)

Вопросу определения формы пространственных тел минимального сопротивления при гиперзвуковых скоростях посвящено большое число работ [1-6], в которых предполагается, что тело является или тонким или коническим.

В случае тонкого тела задачи определения продольной и поперечной образующих разделяются; если же тело коническое, то ищется только его поперечная образующая.

В данной работе определяется форма тела эллиптического сечения, обладающего минимальным сопротивлением при гиперзвуковых скоростях и нулевым угле атаки, если заданы объем тела и площадь его боковой поверхности, т. е. задается поперечное сечение тела, а ищется форма его продольной образующей. Таким образом, рассматривается один из возможных подходов к построению пространственных тел минимального сопротивления. В результате этого возникает вариационная задача на условный экстремум, решаемая в предположении, что давление, действующее на тело при его обтекании гиперзвуковым потоком газа, рассчитывается по ньютоновской теории.

Согласно этой теории, давление на элемент поверхности тела зависит только от ориентации этого элемента по отношению к набегающему потоку. Поскольку теория Ньютона не дает возможности найти давление на участки поверхности тела, лежащие в его «аэродинамической тени», то она распространяется, по существу, только на головные части тел или на тела, для которых  $y'(x) \geq 0$ , где  $y = y(x)$  — уравнение образующей тела в плоскости  $xy$ .