

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ V-ОБРАЗНЫХ КРЫЛЬЕВ

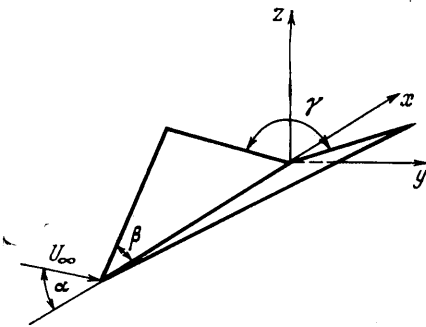
М. А. ЗУБИН, Н. А. ОСТАПЕНКО

(Москва)

В работе приведены некоторые результаты экспериментального исследования структуры потока при сверхзвуковом обтекании наветренной и подветренной сторон V-образных крыльев.

В последние годы появилось большое количество работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию сверх- и гиперзвукового обтекания V-образных крыльев и их модификаций. В них получены важные результаты о структуре потока около таких крыльев и об их аэродинамических характеристиках. В то же время имеется ряд вопросов, касающихся структуры течения, которые до сих пор не получили окончательного решения ни теоретически, ни экспериментально, либо рассматривались только теоретически.

1. В работе [1], в которой при использовании метода двух приближений построена теория гиперзвукового обтекания треугольного крыла с ромбовидным поперечным сечением, было установлено, что структура течения в ударном слое носит качественно

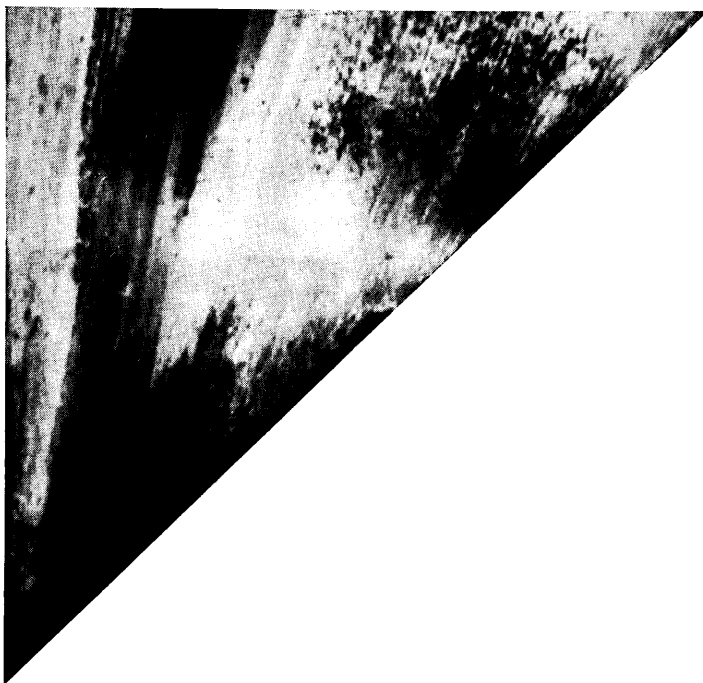
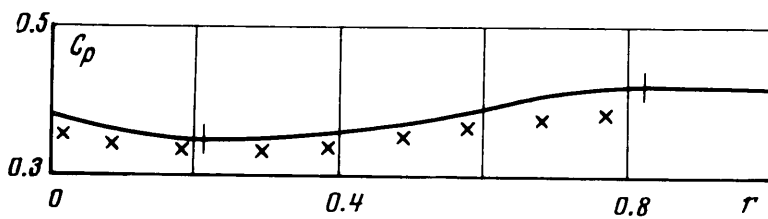


Фиг. 1

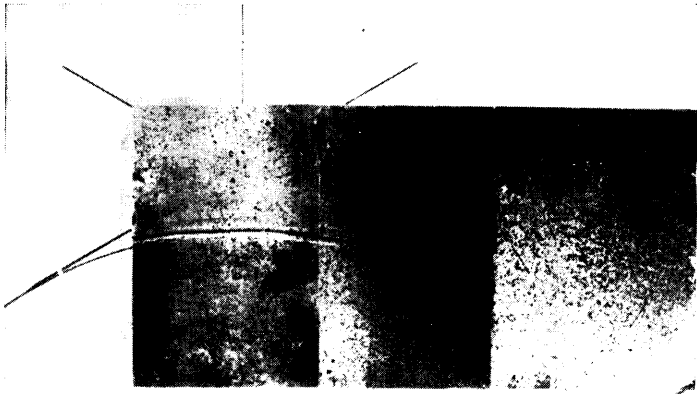
новый характер, заключающийся в наличии трех особых линий: линии растекания и двух линий стекания поперечных потоков. Известно, что при обтекании треугольной пластины со сверхзвуковыми передними кромками имеется одна линия стекания в плоскости симметрии. Эта простейшая схема течения переносилась и на случай обтекания крыла конечной толщины с ромбовидным поперечным сечением, или для V-образного крыла с углом раскрытия $\gamma > \pi$ со сверхзвуковыми передними кромками (фиг. 1). Так, в работах [2, 3] линии стекания не были обнаружены.

С другой стороны, численные схемы расчета, в которых энтропия на поверхности крыла предполагается постоянной и равной энтропии за скачком, присоединенным к передней кромке (например, [4]), могут привести к существенным погрешностям при решении указанной задачи.

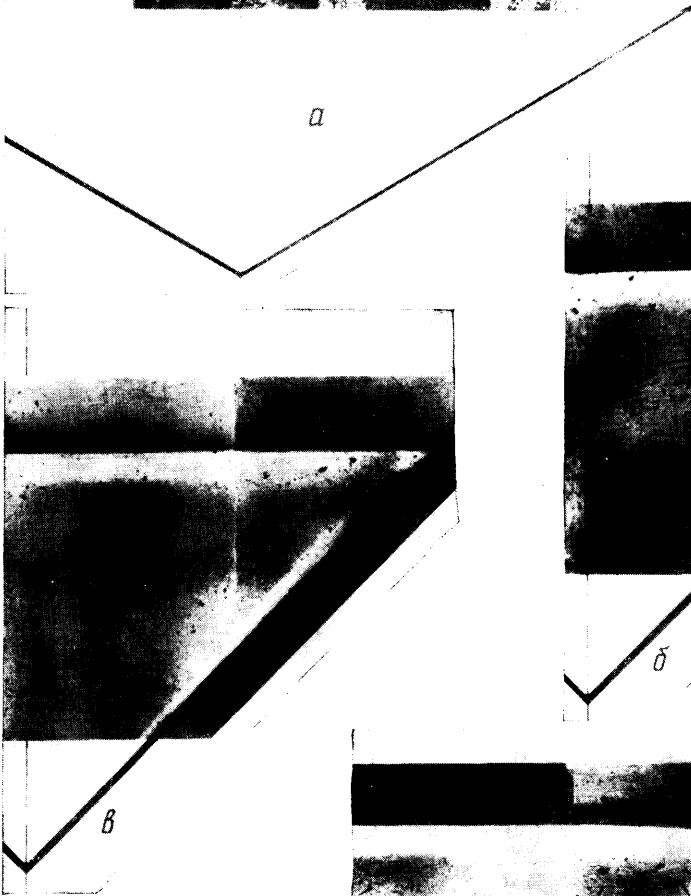
Для выяснения реальной картины течения в ударном слое и количественной проверки теории [1] было проведено экспериментальное исследование на гиперзвуковой аэродинамической трубе при $M=6$ (давление в ресивере $P_0=60$ атм, температура $T_0=200^\circ\text{C}$). Исследовались две модели крыла (№ 1 — $\beta=45^\circ$, $a=15$; № 2 — $\beta=45^\circ$, $a=25^\circ$) длиной 55 и 65 мм соответственно ($\text{tg } a = -\cos(\gamma/2) \text{tg } \beta$, a — угол между линией излома крыла и плоскостью передних кромок при $\gamma > \pi$, β — угол при вершине крыла). Дренаж моделей



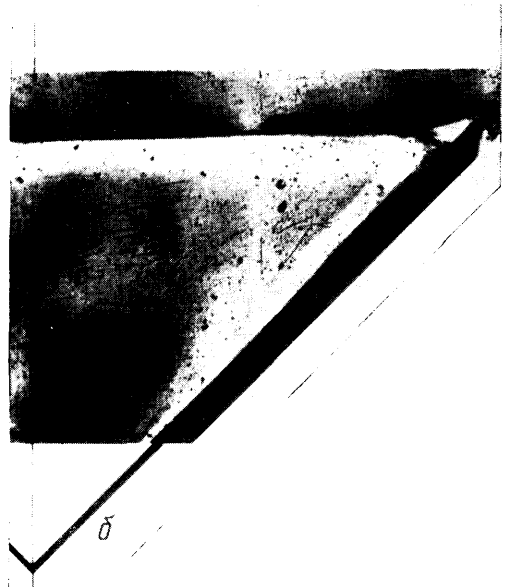
Фиг. 2



a



b



d

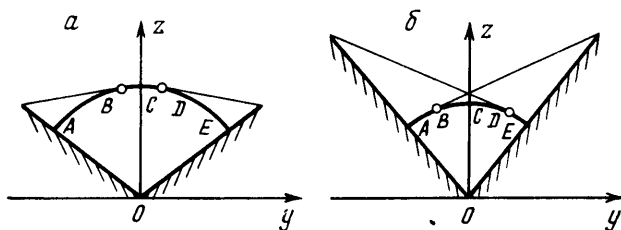


z

Фиг. 4

был выполнен в двух сечениях на расстояниях 45 и 50 мм от носика крыла. Совпадение измеренных распределений давления в обоих сечениях свидетельствует о коническом характере поля потока. Проведенное сравнение экспериментальных данных по распределению давления и по положению линии стекания, определяемому с помощью визуализирующего покрытия, с расчетом по теории [1] показало их хорошее согласование в широком диапазоне углов атаки α .

На фиг. 2 в качестве иллюстрации представлены распределение коэффициента давления C_p в случае $\alpha=0$ (модель № 2) и картина течения на крыле, полученная с помощью масляного покрытия. Визуализирующий



Фиг. 3

состав перед экспериментом наносился узкой полосой вдоль верхнего ребра крыла и вдоль передней кромки, за исключением небольшого участка передней кромки в окрестности носика крыла. В опытах наблюдался снос визуализирующего состава от верхнего ребра до некоторой линии, идущей от носика вниз по потоку, что свидетельствует о растекании потока от верхнего ребра крыла. Линию, идущую от носика крыла вниз по потоку и ограничивающую визуализирующий состав, снесенный с верхнего ребра крыла (на снимке — это линия перехода от светлого тона к темному), можно приближенно интерпретировать как линию, которая разделяет потоки, идущие от верхнего ребра и передней кромки крыла, т. е. как линию стекания. Сравнение полученных экспериментальных и теоретических результатов как по распределению давления, так и по положению линии стекания свидетельствует об их удовлетворительном совпадении.

2. Другим качественным свойством обтекания V-образного крыла со сверхзвуковыми кромками является наличие всячего скачка уплотнения в окрестности плоскости симметрии крыла на его подветренной стороне, обнаруженного с помощью линейной теории [5]. На фиг. 3 представлены два из возможных случаев обтекания V-образного крыла при угле атаки $\alpha \rightarrow 0$. В первом случае, когда характеристические плоскости, идущие от передних кромок, приходят на конус Маха $ABCDE$, не пересекая плоскость симметрии, образуются два скачка уплотнения, которые опираются на поверхность крыла в окрестности дуг AB и DE конуса Маха. Во втором случае, когда характеристические плоскости пересекают плоскость симметрии и приходят на конус Маха в точках B и D , существует всячий скачок уплотнения в окрестности дуги BCD конуса Маха.

Выводы теории о существовании всячего скачка уплотнения в окрестности плоскости симметрии нуждались в экспериментальной проверке. Ввиду расположения скачка уплотнения внутри угла и его малой интенсивности [5] обнаружение скачка при помощи известных экспериментальных методов представляет большие трудности. В настоящей работе для обнаружения скачка был применен с некоторыми модификациями специ-

альный теневой метод, предложенный в [6] для визуализации пространственных сверхзвуковых течений.

Эксперименты проводились при числе $M=3$. Для исследования были выбраны модели, для которых при $\alpha \rightarrow 0$ реализуется режим течения, схематически изображенный на фиг. 3, б.

Ввиду малой интенсивности висячего скачка целесообразно для его надежной регистрации выбрать геометрические параметры крыла (γ, β) такими, чтобы скачок уплотнения имел как можно большую интенсивность и достаточную протяженность в поперечной плоскости.

Для коэффициента давления C_p на поверхности крыла внутри возмущенной области $ABCDEOA$ имеет место формула [5]

$$C_p = C_{p\alpha} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arctg \left[\operatorname{ctg} [\sigma (\Theta_0 - \gamma_1)] \frac{1 - R^{2\sigma}}{1 + R^{2\sigma}} \right] \right\}$$

$$C_{p\alpha} = -2\alpha \sin \beta \cos \gamma_1 / \sqrt{M_\infty^2 \sin^2 \beta - 1}$$

$$\Theta_0 = \gamma_1 + \arcsin [\sqrt{M_\infty^2 \sin^2 \beta - 1} / \sin \beta \sqrt{M_\infty^2 - 1}]$$

$$1/2 < \sigma \leq 2, \quad \sigma = \pi / \gamma, \quad \gamma_1 = (\pi - \gamma) / 2$$

Здесь $C_{p\alpha}$ — коэффициент давления, определяемый из линеаризованных соотношений в волне Прандтля — Майера, образующейся на передней кромке крыла; Θ_0 — угол между положительным направлением оси y и радиус-вектором точки B (фиг. 3, б); R изменяется от нуля в плоскости симметрии до единицы на конусе Маха невозмущенного потока.

Анализ этой формулы показывает, что следует ожидать увеличение интенсивности скачка уплотнения, располагающегося в окрестности дуги конуса Маха набегающего потока BCD при $\alpha \rightarrow 0$, при приближении точек B и D к точке C (фиг. 3, б).

В связи со сказанным геометрические параметры крыла выбирались из условий, обеспечивающих расположение точек B и D в биссектральных плоскостях углов между гранями крыла и плоскостью симметрии и максимум для значения $C_{p\alpha}$ при указанных требованиях к геометрии течения. Оказалось, что оптимальной в смысле указанных выше соображений является модель крыла со следующими параметрами: угол при вершине крыла $\beta = 90^\circ$, угол раскрытия $\gamma = 120^\circ$. Для исследования была изготовлена также модель с параметрами $\beta = 90^\circ$ и $\gamma = 100^\circ$, на которой висячий скачок имел меньшую интенсивность, но большую протяженность.

На фиг. 4, а представлен фрагмент картины течения в возмущенной области около подветренной стороны V -образного крыла с $\beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$ при угле атаки $\alpha = 2^\circ$. На представленной фотографии в окрестности плоскости симметрии наблюдается висячий скачок уплотнения. Интенсивность и протяженность скачка уплотнения для модели с углом раскрытия $\gamma = 100^\circ$ оказались соответствующими представлению о них, высказанному выше. Сплошными тонкими линиями нанесены положения следов конуса Маха и характеристических плоскостей в поперечной плоскости при $\alpha \rightarrow 0$, штрихпунктирной линией показана плоскость симметрии.

Таким образом, результаты экспериментов полностью подтвердили выводы теории [5].

3. Значительный интерес при сверхзвуковом обтекании наветренной стороны V -образного крыла представляет вопрос о структуре течения в окрестности режима обтекания с сильным скачком уплотнения, присоединенным к передним кромкам и лежащим в их плоскости, в частности, при углах атаки V -образного крыла с заданной геометрией, меньших расчетного угла атаки α^* и больших α^* .

В настоящее время реализация расчетного режима течения при подходе к нему от углов атаки $\alpha < \alpha^*$ представляется достаточно ясной [7-14]. При $\alpha < \alpha^*$ образуется маховская конфигурация ударных волн со слабой присоединенной к передней кромке ударной волной. С увеличением угла атаки внутренний скачок уплотнения «вытесняется» и мостообразный скачок переходит в плоскую волну, лежащую на передних кромках и соответствующую в плоскости, нормальной кромке, сильной присоединенной ударной волне, как было показано для модели идеального газа [9].

Вопрос же о структуре течения около V-образного крыла при углах атаки $\alpha > \alpha^*$ не получил окончательного решения. Соответствующие исследования проводились в работах [7-9]: в двух первых экспериментально — измерением давления и съёмкой течения около моделей сбоку прибором Теплера, в третьей — теоретически — численным методом установления. В работе [7] сделан вывод, что при $\alpha > \alpha^*$ ударная волна отсоединена от передних кромок. Однако следует отметить, что это утверждение основывается на единичном эксперименте по распределению давления (модель б, угол атаки $\alpha = 35,5^\circ$), которое несколько выше давления за соответствующим присоединенным сильным скачком и незначительно повышается от плоскости симметрии к кромке [11]. При этом, принимая во внимание указанную в работе [9] точность установки модели по углу атаки $\pm 1^\circ$ и учитывая, что безусловное отсоединение ударной волны от передних кромок должно происходить для исследуемой модели при угле атаки $\alpha = 36^\circ$, можно сказать, что вывод об отсоединении ударной волны при $\alpha > \alpha^*$ [7] нельзя считать окончательным.

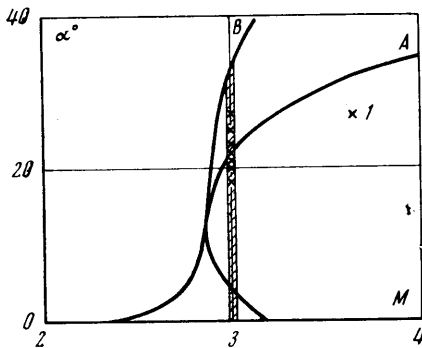
В сложных краевых задачах, которые здесь имеют место, заранее не располагая данными о свойствах течения на границе, в данном случае на кромке, трудно прогнозировать структуру течения, располагая лишь распределением давления (которое, вообще говоря, необходимо измерять вплоть до кромки, что практически невозможно) и тепловыми фото-снимками. Свидетельством этому могут служить численные исследования соответствующих режимов обтекания [9].

Подробный анализ результатов расчета положений ударных волн и распределения давления для $\alpha > \alpha^*$ не позволил автору работы [9] сделать окончательный вывод о характере течения. Была указана еще одна возможная схема течения, когда сильная ударная волна, присоединенная к передней кромке, имела в ее окрестности точку перегиба. Это следовало из того, что сильный присоединенный скачок располагался под плоскостью передних кромок, в то время как ударная волна в центральной области, согласно результатам расчета, над ней. Наличие точки перегиба и могло бы приводить к локальному возрастанию давления от давления за сильным присоединенным скачком в окрестности кромки и затем к его уменьшению к плоскости симметрии, что наблюдалось в экспериментах [7, 8].

Таким образом, вопрос о характере течения около V-образного крыла при $\alpha^* < \alpha < \alpha^\circ$ оставался окончательно невыясненным (α° — угол атаки, соответствующий безусловному отсоединению ударной волны от передней кромки). Из имеющихся экспериментальных исследований, проведенных различными известными методами, следовало, что для решения указанного вопроса необходимо «увидеть» течение в окрестности передних кромок, что позволяет сделать метод, использованный в п. 2.

Эксперименты, так же как и в п. 2, проводились при $M=3$. Была выбрана такая геометрия модели ($\gamma=90^\circ$, $\beta=25^\circ$), для которой интервал (α^* , α°) являлся достаточно протяженным при данном числе Маха.

На фиг. 5 приведены кривые, определяющие два характерных режима течения: кривая А соответствует обтеканию с плоской ударной волной, ле-



Фиг. 5

На фотоснимках наблюдается маховская конфигурация ударных волн со слабой ударной волной, присоединенной к передней кромке. С ростом угла атаки область однородного потока в окрестности кромки уменьшается. По мере приближения внутреннего скачка уплотнения к кромке его интенсивность увеличивается [9], что вызывает местный отрыв пограничного слоя (фиг. 4, б), который еще не наблюдается при $\alpha=15$ и 18° . При этом разрешающая способность метода позволяет видеть контактный разрыв, выходящий из тройной точки (фиг. 4, б).

Представленные результаты подтверждают выводы работ [8, 9] о «вытеснении» внутреннего скачка уплотнения при $\alpha \gtrsim \alpha^*$.

На фиг. 4, в представлена картина течения при расчетном для рассматриваемой модели угле атаки $\alpha^*=22^\circ 15'$, который соответствует режиму течения с сильной ударной волной, присоединенной к передней кромке. В интервале (α^*, α°) , где $\alpha^\circ=33^\circ$ (см. фиг. 5), эксперименты были проведены для углов атаки $\alpha=23, 25$ и 27° . На фиг. 4, г представлена картина течения, соответствующая $\alpha=27^\circ$. На снимках $(\alpha > \alpha^*)$ отчетливо наблюдается отход ударной волны от передней кромки, который с ростом угла атаки увеличивается, при этом ударная волна располагается над плоскостью передних кромок и кривизна ее возрастает. Таким образом, результаты исследований позволяют сделать вывод, что при углах атаки $\alpha^* < \alpha < \alpha^\circ$ будет осуществляться схема течения с отсоединенной от передних кромок ударной волной.

Следует отметить, что, согласно приведенным результатам, обтекание V-образного крыла с ударной волной, присоединенной к передней кромке и соответствующей сильному скачку в плоскости, нормальной кромке, существует при $M_\infty = \text{const}$ лишь в одной точке области изменения определяющего параметра $(\alpha = \alpha^*)$, т. е. на расчетном режиме. Экспериментальная же реализация точных значений определяющих параметров, соответствующих расчетному режиму, представляется затруднительной. В связи с этим картину течения, представленную на фиг. 4, в, можно трактовать как полученную при достаточно близких значениях параметров.

Развитие структуры течения вблизи расчетного режима α^* необходимо рассматривать в динамике, причем осуществление той или иной структуры течения, весьма вероятно, будет зависеть от того, с какой стороны $\alpha \rightarrow \alpha^*$. Так, при $\alpha \gtrsim \alpha^*$ в силу увеличения интенсивности внутреннего скачка, приближающегося к передней кромке, возникающая отрывная зона может вызвать преждевременное отсоединение ударной волны от кромки, а не выход от обтекания со слабым скачком на кромке к обтеканию с сильным скачком при $\alpha < \alpha^*$, как было указано в [9]. При этом расчетный режим может не реализоваться, тогда как при $\alpha \gtrsim \alpha^*$ он будет существовать. При дальнейшем уменьшении угла атаки, по-видимому, может опять наступить

жащей на передних кромках, кривая B — режиму отсоединения ударной волны от передних кромок. Заштрихованная область указывает на возможные отклонения числа Маха от расчетного режима (0.6%). Точками 1 указаны экспериментальные данные. Точность установки модели по углам крена и скольжения $5'$ и углу атаки $15'$.

Исследования для углов атаки $\alpha < \alpha^*$ были проведены для $\alpha=15, 18, 20$ и 21° , из которых на фиг. 4, б представлена картина течения для $\alpha=20^\circ$.

отсоединение ударной волны, что будет иметь место пока отрывная зона препятствует образованию слабого скачка, присоединенного к передней кромке.

Авторы благодарят А. Л. Гонора за внимание к работе.

Институт механики МГУ

Поступила
1 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Гиперзвуковое обтекание треугольного крыла конечной толщины. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
2. Woods B. A. Hypersonic flow with attached shock waves over delta wings. Aeronaut., 1970, vol. 21, No. 4.
3. Pike J. The pressure on flat and anhedral delta wings with attached shock waves. Aeronaut. Quart., 1972, vol. 23, No. 4.
4. Воскресенский Г. П. Численное решение задачи обтекания произвольной поверхности треугольного крыла в области сжатия сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
5. Лапыгин В. И., Остапенко Н. А. Обтекание подветренной стороны конического крыла сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 1.
6. Алексеев В. Н., Гонор А. Л. Некоторые результаты оптического исследования сверхзвуковых пространственных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
7. Келдыш В. В. Исследование течения в окрестности V-образных крыльев, образованных поверхностями тока за плоским скачком уплотнения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
8. Зайцев Ю. И., Келдыш В. В. Особые случаи течения вблизи сверхзвуковой кромки и линии пересечения скачков уплотнения. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1.
9. Лапыгин В. И. О решении задачи обтекания V-образного крыла с сильной ударной волной на передней кромке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 3.
10. Гонор А. Л., Лапыгин В. И., Остапенко Н. А. Исследование новых форм крыльев для гиперзвуковых полетов. В сб. «24-й Международный астронавтический конгр.» Баку, 1973, Тезисы. М., Изд. Ин-та мех. МГУ, 1973.
11. Squire L. C. Experimental results for wave-riders in certain off-design conditions. Aeronaut. Quart., 1971, vol. 22, No. 3.