

**О НЕКОТОРЫХ РЕЖИМАХ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ
ПОЛИКЛИНОВЫХ ТЕЛ*****В. В. Гравец, А. И. Швец****(Москва, Днепропетровск)*

Экспериментально изучены некоторые схемы обтекания поликлиновых тел при сверхзвуковых скоростях потока. На основании данных по распределению давления, визуализации течения и оптическим измерениям выполнен анализ структуры течения. Обнаружены зоны отрыва потока на боковых поверхностях лепестков. В носовой части поликлинового тела реализуется пространственная конфигурация присоединенных плоских скачков уплотнения, переходящая в единую отсоединенную несимметричную волну к основанию тела.

За первыми работами [1-3] при решении проблемы уменьшения сопротивления и увеличения подъемной силы появился ряд публикаций [4-17], посвященных исследованию обтекания пространственных конических и неконических тел с присоединенными скачками уплотнения, развивающих это направление. Эти исследования показали, что течение около элемента пирамидального тела с плоскими поверхностями при специальном выборе геометрии и числа Маха будет происходить с плоской ударной волной, лежащей на передних кромках. На возможность реализации течения с отраженными скачками уплотнения, нормальными к граням пирамидального тела за счет выбора формы передней кромки, указывалось в [5].

Согласно полученным точным решениям для схем течения с регулярным [4] и маховским [6] взаимодействиями скачков уплотнения построены пирамидальные тела звездообразного сечения. Экспериментальное подтверждение предполагаемых взаимодействий скачков уплотнений и анализ возможных схем течений приведены в [11-13] для моделей элементов звездообразного тела и V-образных крыльев, из которых могут быть составлены пирамидальные тела.

Рассмотренные схемы обтекания [1-6] рассчитаны для слабого плоского скачка уплотнения. Течение в двугранном угле с плоским скачком уплотнения, соответствующим сильному скачку на клине в плоскости, перпендикулярной передним кромкам, получено теоретически [9] и экспериментально [10]. Доказана также реализация течения в угле с четырьмя плоскими пересекающимися вдоль одной прямой скачками уплотнения, когда отраженные от этой линии скачки в перпендикулярной ей плоскости соответствуют сильному отраженному от стенки скачку.

В [1-13] исследовалось обтекание тел звездообразного поперечного сечения, обладающих свойством гомотетии. Для практического использования пирамидального тела в качестве носовой части летательного аппарата необходимо такое изменение его формы, которое даст возможность сопряжения с фюзеляжем в виде тела вращения при сохранении эффекта разбиения ударной волны на систему взаимодействующих скачков уплотнения. В этом случае получают тела, формы поперечных сечений которых не являются подобными, а основание близко к круговому. Далее эти тела именуется поликлиновыми. Навстречная поверхность поликлинового тела со стреловидностью передних кромок лепестков χ составле-

на из элементов плоскостей

$$\begin{aligned} xx_0 - yy_0 \pm zz_0 &= 0 \\ x_0 &= \cos \frac{2m\pi}{n} - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \cos \frac{(2m+1)\pi}{n}, \quad y_0 = \sin \frac{2m\pi}{n} - \\ &- \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \sin \frac{(2m+1)\pi}{n}, \quad z_0 = \operatorname{tg} \delta \sin \frac{\pi}{n} \end{aligned}$$

Здесь δ — угол, образуемый линией пересечения плоскостей соседних лепестков и осью тела, а n — количество лепестков. Верхний и нижний знаки перед членами уравнения относятся соответственно к правой и левой поверхностям лепестка (по направлению потока) относительно плоскости его симметрии. Поверхность лепестка на длине $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \div \div L$ (L — длина модели) помимо наветренной части образуется боковой стенкой

$$\begin{aligned} x \sin (4m+1) \frac{\pi}{2n} + y \cos (4m+1) \frac{\pi}{2n} - L \operatorname{tg} \delta \cos \frac{\pi}{2n} &= 0, \\ m &= 0, 1, 2, \dots, (n-1) \end{aligned}$$

Согласно построению поликлинового тела его ось и плоскости боковой стенки лепестков параллельны.

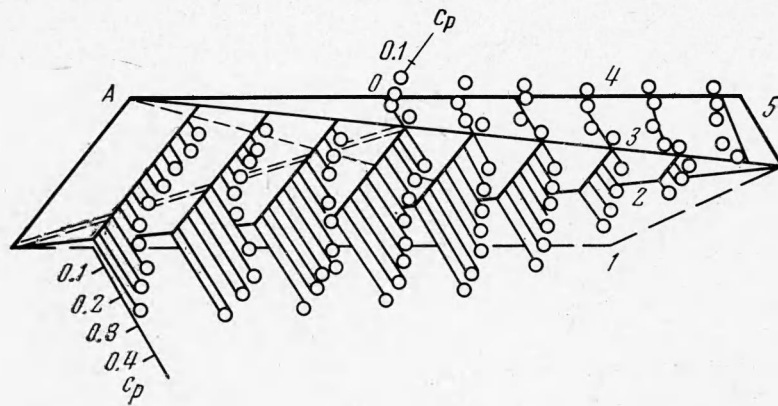
Для решения задачи обтекания конических неосесимметричных тел успешно применялся ряд методов, например точные решения [3, 4], гиперзвуковые приближения [19] и численные решения [7]. Для поликлиновых тел вследствие сложной структуры обтекания с переходом от системы взаимодействующих скачков к единой отсоединенной волне и наличием зон отрыва до настоящего времени теоретических решений не имеется.

Испытывались модели поликлиновых тел с параметрами $n = 3, 4, 6, 8$, $\chi = 0, 20, 40, 60, 77^\circ 30'$, $\delta = 12^\circ 30'$ (20 моделей). Передние кромки лепестков выполнены острыми для реализации течения с присоединенным скачком уплотнения. Длина моделей $L = 180$ мм. Дренажные отверстия диаметром 0.7 мм располагались в сечениях, перпендикулярных оси поликлинового тела. Для контроля положения моделей по углу крена выполнено несколько симметричных отверстий на поверхностях соседних лепестков. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе при числах Маха 2.5, 4, 6, 7.8 и числах Рейнольдса $4.2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^6$ соответственно (число Re отнесено к длине модели). Величина давлений в дренажных точках регистрировалась прибором ГРМ-2. Среднеквадратичная погрешность измерения коэффициента давления C_p с учетом неточности в определении числа Маха не превышала 3%.

В процессе экспериментальных исследований основное внимание уделялось изучению течения в хвостовой части. Дренаживание моделей на длине $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ более редкое в связи с тем, что передняя часть обтекает аналогично пирамидальным телам [11-13]. Результаты исследований сведены в пространственные эпюры распределения коэффициента давления по наветренной и боковой поверхностям тела. Качественно результаты испытаний для ряда моделей подобны данным для поликлинового тела (фиг. 1, $n = 6$, $\chi = 0$, $M = 4$, показана половина лепестка: 1 — ось тела, 2 — линия пересечения плоскостей наветренных сторон, 3 — линия пересечения плоскостей наветренной и боковой сторон, 4 — линия пересечения плоскостей боковой стороны, 5 — сторона многоугольника в основании тела). В области, ограниченной передней кромкой лепестка, линией пересечения поверхностей наветренных сторон и линиями Маха (пунктирные линии), построенными по параметрам потока за первым и отраженным скачками уплотнения, эпюра распределения коэффициента давления представляется двумя зонами постоянного дав-

ления со ступенчатым переходом от одной к другой по следу отраженного скачка (двойная пунктирная линия).

Результаты испытаний поликлиновых тел на длине $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ согласуются с данными исследований звездообразных тел с изломом боковой поверхности, пирамидальных тел и прямого двугранного угла [11,13,16]. Схема течения с регулярным взаимодействием волн выполняется в определенном диапазоне чисел Маха. Распределение давления на наветренной стороне лепестков в основном зависит от положения системы первых пересекающихся скачков, причем в области перед скачком уплотнения, падающим на грань лепестков, отмечается повышение давления, определяемое взаимодействием скачка с пограничным слоем [10]. Падающий на наветренную сторону (грань двугранного угла) скачок уплотнения индуцирует перед собой область местного отрыва пограничного слоя.



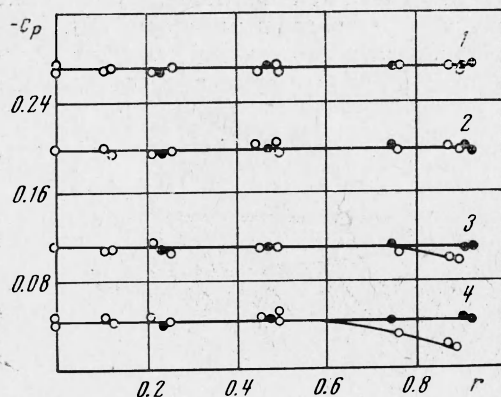
Фиг. 1

За отраженными скачками уплотнения поток направлен параллельно линии пересечения наветренных сторон соседних лепестков, затем следует отрыв за линией пересечения наветренной и боковой сторон. Согласно эпюре распределения давления происходит перетекание потока с наветренной на боковую сторону лепестка. Здесь реализуется отрыв потока с образованием парных вихревых жгутов, вращающихся навстречу друг другу и имеющих касание в плоскости симметрии лепестка. Вязкое взаимодействие основного потока, прошедшего систему скачков уплотнения, с отрывным течением способствует повышению давления вблизи кромки боковой стороны лепестка. В этой зоне силы вязкости оказываются достаточными для смещения линии отрыва на боковую поверхность, что подтверждается распределением визуализирующего покрытия на модели.

Коэффициент давления на боковой стороне изменяется от положительного значения, определяемого перетеканием потока с наветренной на боковую сторону, до отрицательного в зоне отрыва и вблизи плоскости симметрии лепестка опять принимает положительное значение (фиг. 1). Последнее связано с влиянием скоростного напора потока, повернувшегося к боковой стороне, причем в отличие от отрывных течений, образуемых при обтекании ступеньки или донного среза, в этом случае давление вблизи плоскости симметрии лепестка превышает статическое давление в набегающем потоке. Вследствие расхода из зоны отрыва к линии раздела оторвавшегося потока подходят струйки не из пограничного слоя, как в двумерном течении, а из идеального потока, обладающие большим давлением торможения [18]; в сносимом вихревом жгуте скорость

растет и ее составляющая по нормали к боковой стороне соответствует $M > 1$. В сверхзвуковой струе, направленной к центральной части боковой стороны, образуется скачок уплотнения, который заметен на фотографиях течения. За отраженным скачком давление вблизи линии пересечения наветренной и боковой сторон лепестка монотонно снижается вниз по потоку.

Уменьшение числа Маха от 4 до 3 приводит к качественному изменению картины течения — зоны отрыва на боковых поверхностях распространяются на всю хвостовую часть, чему соответствует отрицательное значение C_p как на боковой,



Фиг. 2

так и на наветренных сторонах.

Давление по донному срезу сохраняется примерно одинаковым с некоторым снижением для точек на периферии, лежащих в плоскости χ (фиг. 2, $\chi = 0$, $n = 6$, $\delta = 12^\circ 30'$, $r = r_1 / R$, r_1 — расстояние от оси до дренажной точки в донном сечении, R — расстояние от оси до кромки в этом сечении; белые кружки — плоскость χ , черные кружки — плоскость δ , числам $M = 1.5, 2, 3, 4$ соответствуют кривые 1—4). Аналогичные результаты получены на всех ис-

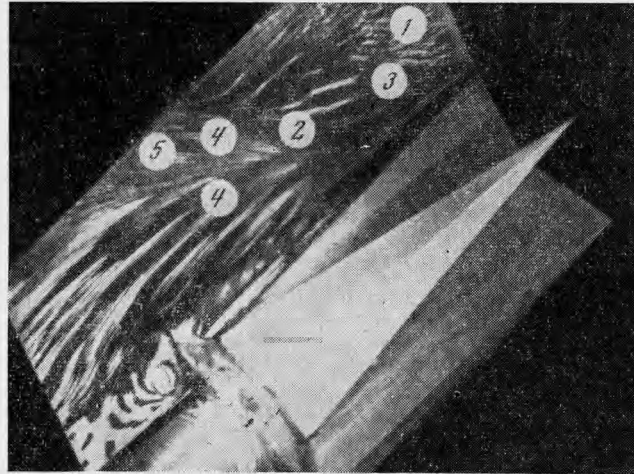
следованных моделях. Увеличение стреловидности передней кромки означает перестроение поликлинового тела в правильную пирамиду $\delta = \pi / 2 - \chi$, у которой значения донного давления в плоскостях углов δ , χ совпадают.

В процессе проведения экспериментов по изучению структуры потока, обтекающего поликлиновое тела, производилась визуализация линий тока на наветренной и боковой сторонах модели и в плоскости симметрии лепестка. Идентичность течений по обе стороны плоскости симметрии лепестка при нулевых углах атаки и скольжения позволяла использовать тонкую с заостренной передней кромкой пластину, установленную параллельно набегающему потоку (фиг. 3, $\chi = 0$, $n = 6$, $M = 4$). На участке вблизи передней кромки пластины линиями тока являются параллельные прямые. Здесь реализуется однородное течение 1 с параметрами набегающего потока. Вниз по потоку от следа отраженного скачка на пластине 2 направление линий тока приближается к оси симметрии.

За линией пересечения наветренной и боковой сторон происходит отрыв потока, прошедшего через скачок уплотнения, присоединенный к передней кромке, и перетекание газа в область 3; аналогично в область 4 попадает поток, оторвавшийся за отраженным скачком. Течение в области 4 делится линией растекания 5 на две части, в одной из которых газ вместе с вязким потоком сносится вниз по течению, а в другой — поворачивает к телу [16, 18]. На участках 3 и 4 наблюдается перетекание визуализирующего покрытия на боковую сторону лепестка. В хвостовой части по мере удаления от поверхности тела уменьшается влияние эжекции отрывного течения и предельные линии тока становятся менее искривленными.

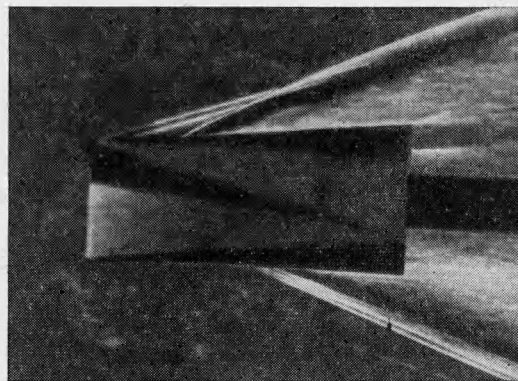
Оптическим методом изучалась система скачков при обтекании поликлиновых тел. Носовая часть поликлинового тела длиной $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ обтекается аналогично элементам звездообразного тела [13]. Г. Г. Черным

[19] была показана возможность реализации течений с присоединенными скачками уплотнения по передним кромкам, с присоединенной ударной волной в вершине тела и отсоединенной от передних кромок, с отсоединенной ударной волной от вершины тела и передних кромок лепестков.



Фиг. 3

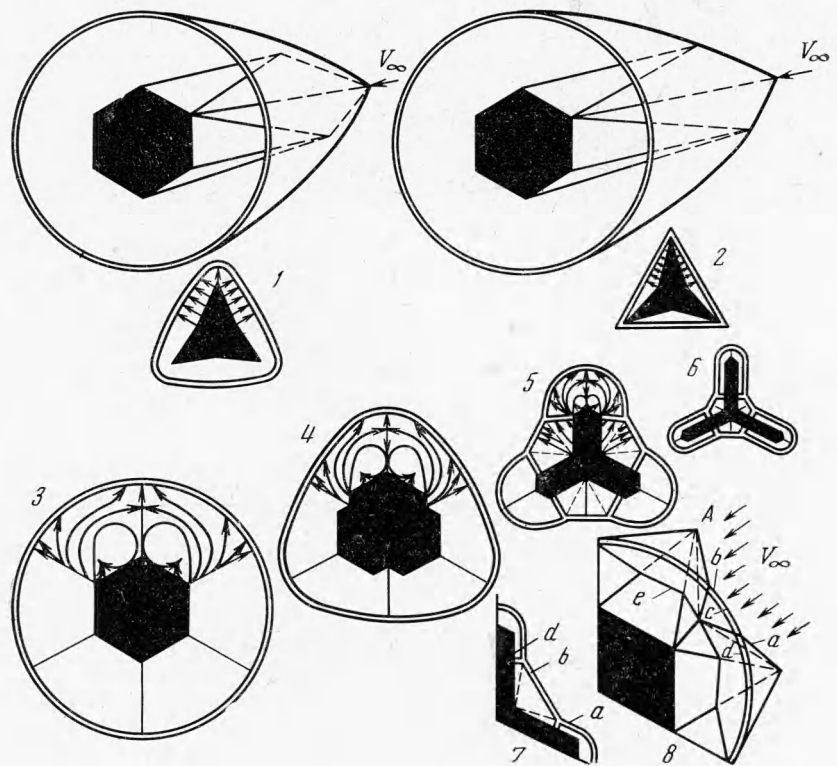
Последний случай соответствует обтеканию поликлинового тела с большими углами раскрытия наветренных сторон лепестков. Установленные схемы течений для элементов звездообразных тел реализуются и для исследуемых моделей со стреловидностью передних кромок лепестков



Фиг. 4

$\chi > 0$ при соответствующих значениях геометрических параметров и числах Маха. Например, для модели с $n = 6$ и стреловидностью $\chi = 60^\circ$ при $M = 2$ получены результаты, подтверждающие возможность реализации схемы с конической ударной волной, присоединенной к вершине тела. Отсоединенная ударная волна в окрестности вершины поликлинового тела и присоединенная вдоль некоторой длины передних кромок лепестков получена при $\chi = 0$, $M = 1.5$.

Течение с почти плоским скачком уплотнения, лежащим на передних кромках лепестков осуществляется при $\chi = 40^\circ$, $M = 2$ и $\chi = 60^\circ$, $M = 3$. Пересечение в пространстве двух скачков уплотнения, присоединенных к передним кромкам лепестков, реализуется, например, для моделей с $\chi = 0, 40^\circ$, $n = 6$, $M = 3$ и $\chi = 0, n = 3, 4, 8$, $M = 4$ (фиг. 4, $\chi = 0$, $n = 3$, $M = 4$). На длине, примерно равной $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$, линии скачков являются прямыми, что свидетельствует о коническом характере течения между лепестками. Такой же результат получен и при



Фиг. 5

выполнении исследований на дренированных моделях. В сечениях, расположенных в кормовой части модели, происходит постепенное перестроение пересекающихся скачков уплотнения и вырождение их в поперечном сечении в отсоединенную ударную волну. В плоскости основания поликлинового тела форма ударной волны получена при вращении модели вокруг ее продольной оси и регистрации скачков в каждом фиксированном случае.

Схемы обтекания поликлинового тела с ударной волной, присоединенной к вершине тела и вдоль передних кромок лепестков, показаны на фиг. 5 (1 и 2 соответственно). Приведены также поперечные сечения поликлиновых тел в диапазоне длин $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ с конфигурацией ударной волны, показанной двойной линией. Линии со стрелками показывают направление траекторий частиц в проекции на плоскость поперечного сечения. Четыре последовательных сечения (3—6) иллюстрируют перестроение течения с маховским пересечением скачков уплотнения и образование в хвостовой части тела отсоединенной ударной волны. В одном

из сечений реализуется система скачков γ , аналогичная обтеканию двугранного угла [14-16]. Помимо конфигураций ударных волн показана также пространственная схема обтекания поликлинового тела ($n = 3$) с взаимодействующими скачками уплотнения δ .

На режиме сверхзвукового обтекания с присоединенным к вершине поликлинового тела скачком уплотнения 1 поток обладает свойством конических течений на длине $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$. Далее вниз по потоку происходит перетекание линий тока с наветренной стороны на боковую и установление вихревого характера течения, идентичного $3, 4$. При определенной геометрии носовой части поликлинового тела 2 величина отклонения линий тока на плоском скачке уплотнения описывается двумерной теорией косоугольного скачка. В этом случае поток также обладает свойством конических течений, а проекции линий тока в поперечном сечении параллельны. В хвостовой части тела на удалении от вершины, большем $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$, на боковой стороне реализуется отрывное течение.

Представление об обтекании поликлиновых тел с учетом схемы взаимодействия скачков a и d (8) по линии c с маховской конфигурацией b может быть дополнено рассмотрением движения элементарного объема газа через отмеченные ранее области. Первый поворот потока осуществляется на присоединенном к передней кромке лепестка скачке уплотнения a . В области, ограниченной плоскостью лепестка, присоединенным a и отраженным d скачками уплотнения, поток отклоняется на угол, определяемый величиной скорости до ударной волны a и ее положением. При этом угол отклонения линий тока отсчитывается в плоскости, перпендикулярной ударной волне a и проведенной через направление скорости невозмущенного потока. Линия тока отклоняется за присоединенным скачком c в линии пересечения наветренной и боковой сторон лепестка. Далее за этой линией происходит отрыв потока. Остальной поток, пройдя поверхность отраженной ударной волны, имеет новое направление, которое определяется аналогично предыдущему, но по положению отраженной волны и вектору скорости за присоединенным скачком. В донной области поликлинового тела реализуется течение, состоящее из пар вихрей, число которых равно количеству лепестков.

Поступила 12 X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.
2. Nonweiler T. R. F. Aerodynamic problems of manned space vehicles. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1959, vol. 63, No. 585.
3. Келдыш В. В. Точные решения для несущих тел с одним и двумя плоскими скачками уплотнения. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 3.
4. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
5. Келдыш В. В. Пересечение в пространстве двух плоских скачков уплотнения. ПММ, 1966, т. 30, вып. 1.
6. Гонор А. Л. Некоторые пространственные течения с маховским взаимодействием ударных волн. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
7. Лапыгин В. И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
8. Воробьев Н. Ф., Федосов В. П. Обтекание сверхзвуковым потоком двугранного угла (конический случай). Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 5.
9. Келдыш В. В. Исследование течения в окрестности V-образных крыльев, образованных поверхностями тока за плоскими скачками уплотнения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
10. Зайцев Ю. И., Келдыш В. В. Особые случаи течения вблизи сверхзвуковой кромки и линий пересечения скачков уплотнения. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1.

11. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование распределения давления на некоторых звездообразных телах при числе $M \approx 4$. ПМТФ, 1965, № 6.
 12. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование системы скачков при обтекании звездообразных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
 13. Гонор А. Л., Швец А. И. Обтекание V-образных крыльев сверхзвуковым потоком при числе $M = 3.9$. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
 14. Charwat A. F., Redeker L. G. Supersonic interference flow along the corner of intersecting wedges. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 6.
 15. Korkegi R. H. Limit case for supersonic inviscid flow in the corner of intersecting wedges. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 3.
 16. Демьяненко В. С., Дерунов Е. К. Обтекание прямого двугранного угла сверхзвуковым потоком. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1971, № 8, вып. 2.†
 17. Михайлов В. Н., Тамилев В. С. Сверхзвуковой поток в угле, образованном пересекающимися пластинами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
 18. Авдучевский В. С., Медведев К. И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
 19. Черный Г. Г. К исследованию тел наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1964, т. 28, вып. 2.
-