

Максимальные градиенты давления $p_x = dp/dx_0$, где $x_0 = X/L_0$, измерялись по углу наклона касательной к кривой распределения давления на соответствующем ее участке. Зависимость p_x от величины p_{0j} представлена на фиг. 8. На участке возрастания давления от p_1 до p_2 (фиг. 3), т. е. в окрестности точки отрыва, градиент давления $(p_x)_{1,2} = 6$, градиент на втором участке от p_2 до p_3 также постоянен и равен $(p_x)_{2,3} = -2.5$. Величина градиента на следующем характерном участке от p_3 до p_4 в интервале $15 \leq p_{0j} \leq 75$ остается почти постоянной и равной примерно 15, а затем начинает возрастать. Наиболее сильные градиенты давления наблюдаются непосредственно перед вдуваемой струей. Здесь при $p_{0j} = 50$ величина $(p_x)_{4,5}$ достигает значения -50 . Однако с увеличением p_{0j} величина градиента резко уменьшается и при $p_{0j} = 125$ достигает значения, равного -8 .

Результаты изучения структуры пространственного отрывного течения около струйного препятствия на пластине, предложенная газодинамическая схема и полученные количественные данные могут быть использованы при дальнейшем изучении этого явления.

Работа выполнена в Институте механики МГУ.

Поступило 25 X 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Hsia H. T.-S., Seifert H. S., Karamcheti K. Shocks induced by secondary fluid injection. J. spacecraft, 1965, vol. 2, No. 1.
2. Zukoski, E. E., Spaid F. W. Secondary injection of gases into a supersonic flow. AIAA Journal 1964, vol. 1, No. 2.
3. Charwat A. F., Allegry I. Interaction of a supersonic stream and a transverse supersonic jet. AIAA Journal 1965, vol. 2, No. 11.
4. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
5. Бам-Зеликович Г. М. Отрыв пограничного слоя. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 12.
6. Авдуевский В. С., Медведев К. И. Отрыв трехмерного пограничного слоя. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
7. Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А. О существовании сверхзвуковых зон в пространственных отрывных течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
8. Авдуевский В. С., Медведев К. И. Физические особенности течения в области отрыва при трехмерном взаимодействии пограничного слоя с ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
9. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком сверхзвуковой скорости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПЛОСКИХ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ ЧИСЛЕ $M=5$ В ДИАПАЗОНЕ УГЛОВ АТАКИ ОТ 0 ДО 70°

В. А. БАШКИН

(Москва)

Приведены результаты экспериментального исследования обтекания плоских треугольных крыльев с острыми и затупленными передними кромками и углами стреловидности $\chi = 60, 70, 80^\circ$ при числе M набегающего потока, равном 5, в диапазоне углов атаки от 0 до 70°. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов показало их хорошее соответствие между собой. Полученные при помощи специальных красок спектры предельных линий тока на поверхности тела указывают, что на данных режимах реализуется расчетная схема течения.

Решение многих нелинейных задач аэродинамики было получено методом интегральных соотношений, предложенным А. А. Дородницким [1]. В частности, этот метод был использован для расчета параметров невязкого потока вокруг затупленных плоских и осесимметричных тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа при

нулевым углом атаки. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало, что при правильном выборе аппроксимирующих функций решение задачи уже в первом приближении обеспечивает получение достаточно надежных данных и хорошее соответствие их с экспериментом.

А. П. Вазжин [2] применил метод интегральных соотношений для определения параметров невязкого потока около наветренной стороны плоского треугольного крыла с острыми дозвуковыми передними кромками, движущегося со сверхзвуковой скоростью при больших углах атаки. Для этого частного случая имеется сравнительно мало экспериментальных данных, чтобы провести систематическое и достаточно подробное сравнение результатов расчетов с экспериментом.

Ниже приведены результаты экспериментального исследования обтекания сверхзвуковым потоком газа плоских треугольных крыльев с острыми и затупленными передними кромками и углами стреловидности $\chi = 60, 70, 80^\circ$ при $M = 5$ в диапазоне углов атаки от 0 до 70° . Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов показало хорошее соответствие их между собой. Полученные при помощи специальных красок спектры «пределных» линий тока на поверхности этих тел подтверждают расчетную схему течения.

1. Для экспериментального исследования была изготовлена серия моделей из семи плоских треугольных крыльев с углами стреловидности $\chi = 60, 70$ и 80° .

Испытания этих моделей проводились в аэродинамической трубе при $M = 5$ в диапазоне углов атаки от 0 до 70° . Условия эксперимента характеризуются следующими параметрами: температура газа в форкамере $\sim 450^\circ\text{C}$; полное давление газа в форкамере ~ 8 атм; число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и длине центральной хорды треугольного крыла, $R \approx 3.5 \cdot 10^5$.

Измерение статического давления на поверхности модели осуществлялось при помощи групповых регистрирующих манометров типа ГРМ2. После ввода модели в поток давалась выдержка во времени $\Delta t = 3$ мин. для того, чтобы установилось давление в трассе между дренажными отверстиями и измерительной аппаратурой. После снятия показаний приборов давалась выдержка в течение 1 мин., после чего показания приборов снимались повторно.

При каждом угле атаки при помощи прибора Теллера проводилось фотографирование картины обтекания модели; для ряда углов атаки при помощи специальных красок были получены спектры «пределных» линий тока на поверхности плоских треугольных крыльев.

2. В зависимости от числа M набегающего потока, угла атаки и угла стреловидности возможны три режима обтекания треугольного крыла: (1) крыло со сверхзвуковыми передними кромками, когда нормальная к передней кромке составляющая вектора скорости набегающего потока больше скорости звука; (2) крыло с дозвуковыми передними кромками, когда нормальная к передней кромке составляющая вектора скорости набегающего потока меньше скорости звука; (3) обтекание крыла с отходящей ударной волной. На первых двух режимах течение газа вокруг треугольного крыла коническое, а на третьем режиме оно носит существенно пространственный характер.

Для заданных значений угла стреловидности и числа M смена этих режимов обтекания происходит при определенных значениях предельных углов атаки α_1 и α_2 . При $\alpha < \alpha_1$ имеет место обтекание крыла со сверхзвуковыми передними кромками, при $\alpha_1 \leq \alpha < \alpha_2$ — крыло с дозвуковыми передними кромками, а при $\alpha > \alpha_2$ — обтекание крыла с отходящей ударной волной.

Теоретическому исследованию обтекания треугольных крыльев на первых двух режимах посвящены работы [2–5]. В работах Д. А. Бабаева [3, 4] изложен метод численного расчета параметров потока на наветренной и подветренной сторонах плоского треугольного крыла с острыми сверхзвуковыми передними кромками. Приближенный метод расчета параметров потока на наветренной стороне плоского треугольного крыла с острыми сверх- и дозвуковыми передними кромками был разработан Д. А. Мельниковым [5]. Этим методом К. Ю. Метлицким были вычислены распределения коэффициентов давления на поверхности треугольных крыльев в широком диапазоне изменения характеристических параметров.

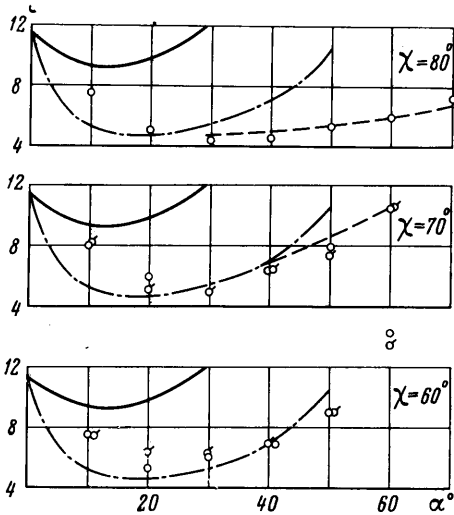
Методом интегральных соотношений А. П. Вазжиным [2] были рассчитаны параметры невязкого потока на поверхности треугольного крыла при больших углах атаки (крыло с дозвуковыми передними кромками) в достаточно широком диапазоне изменения числа M полета, угла атаки и полуугла раскрытия треугольного крыла.

Приведенные в этих работах результаты расчетов позволяют правильно объяснить полученные экспериментальные данные, которые, в свою очередь, могут служить критерием правильности основных предположений, положенных в основу того или иного метода расчета.

Из теллеровских снимков картины обтекания моделей при $M = 5$ можно установить, что конический характер течения для треугольного крыла с углом стреловидности $\chi = 60^\circ$ сохраняется до угла атаки $\alpha \approx 60^\circ$, для крыла с $\chi = 70^\circ$ — до

$\alpha \approx 65^\circ$, а для крыла с $\chi = 80^\circ$ — до $\alpha \approx 75^\circ$; при этом разрушение конического течения начинается в кормовой части модели и происходит постепенно вследствие конечных размеров крыла.

Теллеровские снимки позволяют также установить величину угла наклона ϵ при соединенного скачка уплотнения к треугольному крылу в плоскости симметрии в зависимости от α (фиг. 1). Экспериментальные точки располагаются ниже расчетной зависимости для плоской пластины (сплошная кривая) и при малых углах атаки достаточно хорошо согласуются с расчетной кривой для острого кругового конуса при нулевом угле атаки с полууглом раствора $\theta_k = \alpha$ (штрих-пунктирная кривая).



Фиг. 1

Как показывают расчеты А. П. Базжина, вторичное течение в области между двумя линиями растекания слабое и становится существенным лишь вблизи передних кромок. По мере увеличения угла атаки линии растекания сближаются, и, начиная с некоторого угла атаки, на поверхности крыла имеется лишь одна линия растекания, расположенная на центральной хорде. На такую смену картины течения в зависимости от угла атаки указывают и спектры «пределных» линий тока (см. фиг. 2, а, б).

Треугольное крыло с углом стреловидности $\chi = 70^\circ$ при $\alpha < 7$ имеет сверхзвуковые, а при $\alpha \geq 7$ — дозвуковые передние кромки.

Спектры «пределных» линий тока указывают, что у треугольного крыла с $\chi = 70^\circ$ и сверхзвуковыми передними кромками пространственность течения проявляется значительно сильнее, чем у крыла с углом стреловидности $\chi = 60^\circ$.

Расчеты А. П. Базжина для треугольного крыла $\chi = 70^\circ$ при числе $M = 6$ показывают, что при α от 10 до 20° вторичное течение между двумя линиями растекания является достаточно сильным; при $\alpha = 50^\circ$ эти две линии растекания сливаются в одну, а вторичное течение существенно лишь вблизи передних кромок.

Эту смену картины течения можно проследить по снимкам спектров «пределных» линий тока на поверхности модели. Так, например, при $\alpha = 10^\circ$ линии растекания расположены вблизи передних кромок; на центральной хорде имеется линия стекания, а вторичное течение является достаточно сильным (линии тока искривлены в сторону центральной хорды, см. фиг. 2, с).

При $\alpha = 20$ и 40° линии растекания смещаются к центральной хорде, а интенсивность вторичного течения ослабевает.

При $\alpha = 60^\circ$ на центральной хорде расположена одна линия растекания. При $\alpha = 70^\circ$, по-видимому, еще сохраняется конический характер течения; однако в кормовой части модели заметно влияние задних кромок крыла (см. фиг. 2, d).

При $M = 5$ треугольное крыло с углом стреловидности $\chi = 80^\circ$ при всех углах атаки имеет дозвуковые передние кромки.

Расчеты А. П. Базжина для этого треугольного крыла при $M = 6$ показывают, что уже при $\alpha = 30^\circ$ на поверхности крыла имеется одна линия растекания. Это хорошо согласуется с экспериментально полученными спектрами «пределных» линий тока: при $\alpha = 20$ на поверхности крыла имеются две линии растекания (см. фиг. 2, e), а при $\alpha \geq 40^\circ$ — одна линия растекания (см. фиг. 2, f).

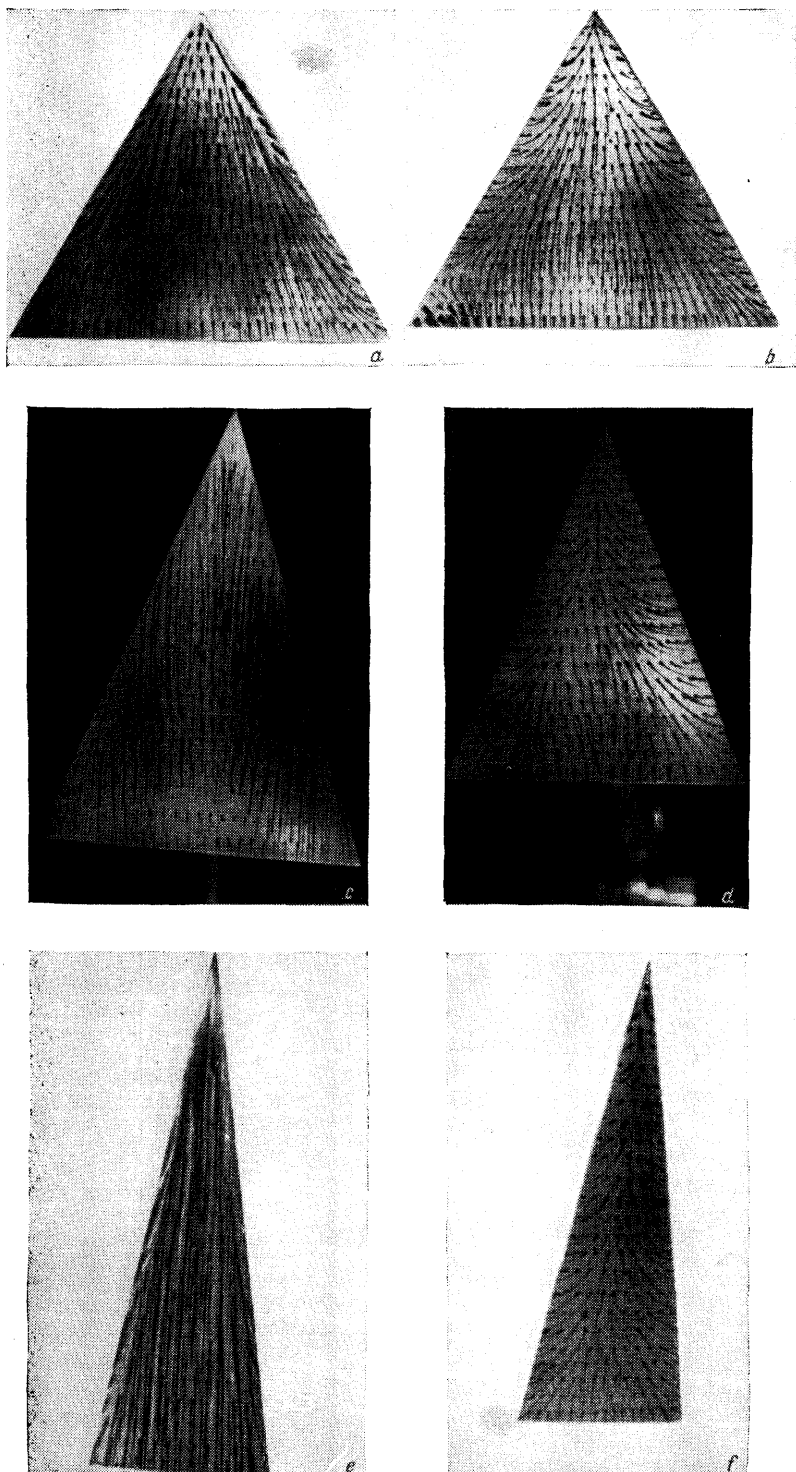
3. Экспериментально полученные распределения коэффициентов давления по поверхности треугольных крыльев с острыми передними кромками и углами стрело-

При $\alpha > 30^\circ$ экспериментальные точки находятся ниже расчетных кривых для острого конуса. В этом диапазоне углов атаки экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов А. П. Базжина при $M = 6$ (пунктирная кривая).

Согласно данным, приведенным в работе [6], треугольное крыло с углом стреловидности $\chi = 60^\circ$ при $\alpha < 20^\circ$ имеет сверхзвуковые, а при $\alpha \geq 20^\circ$ — дозвуковые передние кромки.

Спектры «пределных» линий тока указывают, что в случае крыла со сверхзвуковыми передними кромками пространственность течения проявляется очень слабо: «пределные» линии тока — почти параллельные прямые.

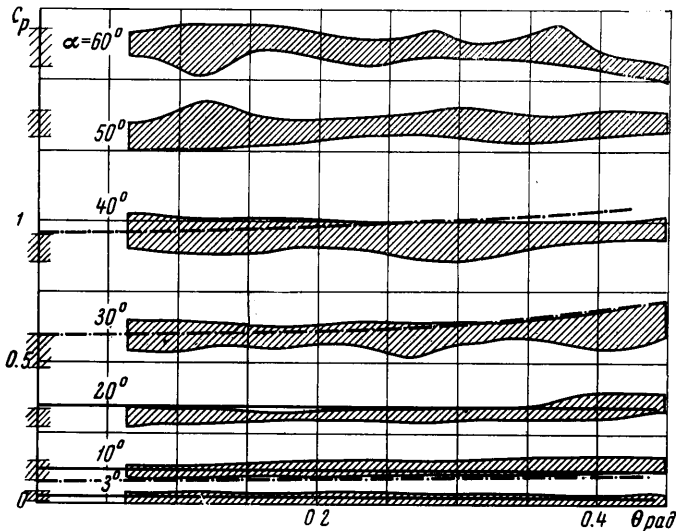
У крыла с дозвуковыми передними кромками при относительно малых углах атаки на поверхности тела имеются две линии растекания и одна линия стекания, расположенная на центральной хорде крыла.



Фиг. 2

$a - \chi = 60^\circ, \alpha = 50^\circ$; $b - \chi = 60^\circ, \alpha = 60^\circ$; $c - \chi = 70^\circ, \alpha = 10^\circ$; $d - \chi = 70^\circ, \alpha = 70^\circ$;
 $e - \chi = 80^\circ, \alpha = 20^\circ$; $f - \chi = 80^\circ, \alpha = 70^\circ$

видности $\chi = 60, 70$ и 80° при $M = 5$ приведены на фиг. 3—6 (штриховкой указаны области, в которых расположены экспериментальные точки для треугольного крыла с острыми и затупленными передними кромками). Эти данные подтверждают качест-



Фиг. 3

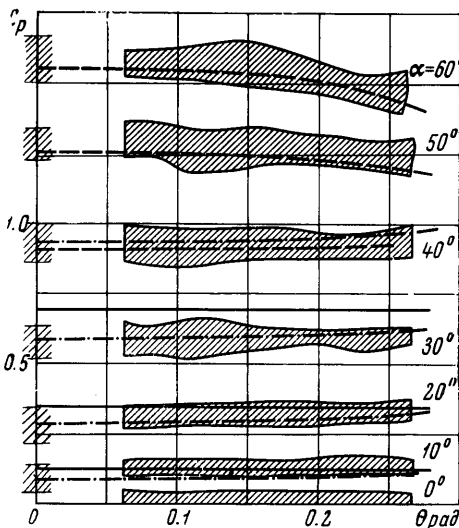
венные выводы, которые были сделаны при анализе картины обтекания моделей. При углах атаки, когда вокруг треугольных крыльев реализуется коническое течение, экспериментальные данные сравнивались с соответствующими результатами расчетов, полученными К. Ю. Метлицким путем использования метода Д. А. Мельникова [5] и А. П. Вазжиным — методом интегральных соотношений [2], а также с результатами расчетов для плоской пластины.

На фиг. 3—6 результаты расчетов для плоской пластины нанесены сплошной линией ($M = 5$), результаты расчетов по методу Д. А. Мельникова ($M = 6$) — штрихпунктирной линией, а результаты расчетов методом интегральных соотношений ($M = 6$) — пунктирной линией.

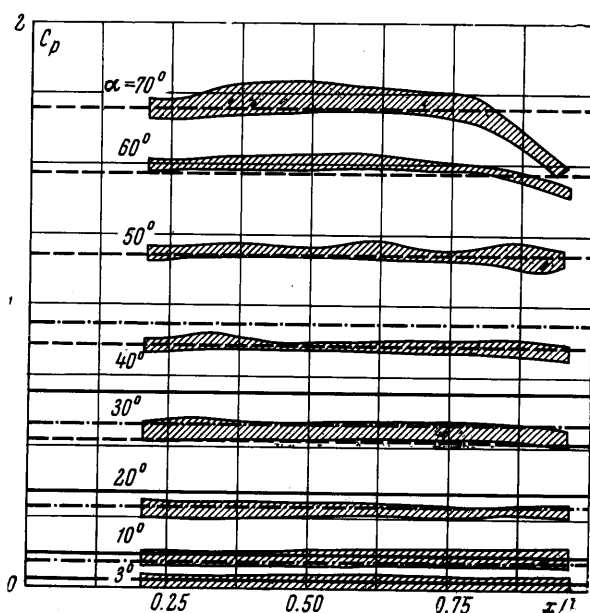
Экспериментальные данные только лишь при малых углах атаки ($\alpha \leq 10^\circ$) хорошо согласуются с результатами расчетов для плоской пластины; при больших значениях углов атаки расчет величины коэффициента давления на поверхности треугольного крыла, как на плоской пластине, приводит к завышению его значения.

При относительно малых углах атаки, когда треугольное крыло имеет сверхзвуковые передние кромки, экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов по методу Д. А. Мельникова. Однако при больших углах атаки расчет по этому методу приводит к завышению величины коэффициента давления. Эта погрешность тем заметнее, чем больше угол стреловидности треугольного крыла.

При больших углах атаки экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов по методу интегральных соотношений. Это указывает, что положенная в основу расчета схема течения газа вокруг треугольного крыла правильно отражает действительную картину его обтекания.



Фиг. 4



Фиг. 5

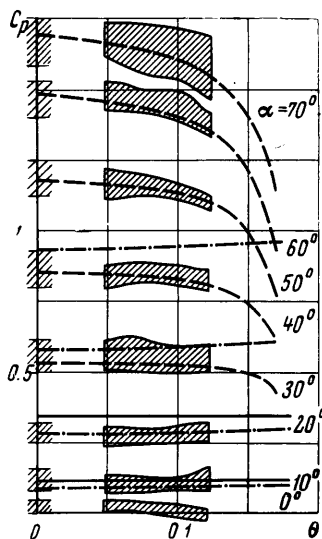
4. Влияние затупления передних кромок на распределение давления по поверхности плоского треугольного крыла было исследовано на трех моделях с углами стреловидности $\chi = 60, 70$ и 80° в диапазоне углов атаки от 0 до 70° при $M = 5$.

Тепловровские снимки картины обтекания треугольных крыльев с затупленными передними кромками показали, что влияние затупления на форму скачка уплотнения заметно лишь в небольшой окрестности вблизи затупления. Примерно на расстоянии 5—8 калибров (малые углы атаки) и 1—2 калибров (большие углы атаки) от затупления форма скачка уплотнения такая же, как и у крыла с острыми передними кромками.

Дренажные отверстия на поверхности моделей были расположены на расстоянии более восьми калибров от затупления. Результаты измерений распределения давления, приведенные на фиг. 3—6, показали, что затупление передних кромок практически не влияет на распределение значений давления на центральной части крыла на расстоянии более 8 калибров от затупления.

Этот результат согласуется с экспериментальными данными по распределению давления по поверхности иных тел с острыми и затупленными передними кромками

и позволяет использовать результаты расчетов параметров потока вокруг плоского треугольного крыла с острыми передними кромками для определения давления на поверхности соответствующего затупленного тела при тех же условиях обтекания.



Фиг. 6

Поступило 17 X 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронницын А. А. Об одном методе численного решения некоторых нелинейных задач аэрогидродинамики. Тр. III Всесоюзн. матем. съезда, М., Изд-во АН СССР, т. 2, 1956, с. 78; т. 3, 1958, с. 447—453.
2. Базжин А. П. Расчет течения около нижней поверхности треугольных крыльев при больших углах атаки. Инж. ж., 1964, т. 4, вып. 2, с. 242—246.
3. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания верхней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 2, с. 278—289.
4. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания нижней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физики, 1962, т. 2, № 6, с. 1086—1101.
5. Мельников Д. А. Обтекание сверхзвуковым потоком плоской треугольной пластины. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 6, с. 33—39.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧИСЕЛ МАХА
И РЕЙНОЛЬДСА НА СТРУКТУРУ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА
РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕДНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ
ТОЧКИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА**

А. В. ИВАНОВ

(Москва)

Использование явления рассеяния электронов из коллимированного пучка на молекулах газа, присутствующих в исследуемом объеме, позволяет определить поле локальных плотностей в потоке разреженного газа [1, 2]. При помощи этого метода было показано [2], что при обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком воздуха с низкой плотностью структура течения перед последним существенно отличается от структуры континуального обтекания. В частности, было найдено, что значительная часть возмущенной области перед обтекаемым телом заполнена расплывшейся ударной волной. Толщина последней d , согласно измерениям [2—5], составляет несколько длин свободного пробега λ_∞ в набегающем потоке, что существенно больше длины свободного пробега λ_s за прямым скачком. Данный результат показывает, что оценки Пробстина [6], использующие предположение $d \approx \lambda_s$, являются несправедливыми.

Модель	r^0 мм	M	R_∞	λ_{∞} мм	Δ/λ_∞
1 Диск	7.5	3.75—3.8	52	0.82	5.14
	7.5		35	1.2	3.56
	5		24	1.2	2.37
	2.5		12	1.2	1.19
2 Сфера	7.5	3.7—3.8	100	0.4	3.3
	7.5		52	0.82	1.65
	7.5		35	1.2	1.17
3 Сфера	7.5	2.6	90—100	0.33	6
	7.5	3.7		0.4	3.9
	5.3	5.8		0.5	2.34

При использовании экспериментального результата $d \approx \lambda_\infty$ сравнение толщин пограничного слоя δ и ударной волны d приводит к выводу, что при переходном режиме течения нельзя пренебрегать толщиной d . Более того, толщина ударной волны увеличивается быстрее толщины пограничного слоя при уменьшении плотности набегающего потока, и следует ожидать, что в некоторый момент величины d и δ обе окажутся сравнимыми с величиной континуального отхода Δ ударной волны от тела. Состояние газа в окрестности передней критической точки затупленного тела должно при этом существенно зависеть от физических процессов, происходящих в ударной волне, и механизм обтекания на самом деле является более сложным, по сравнению с моделью, предложенной в работе [6].

Для исследования изменения характера обтекания затупленного тела при уменьшении плотности набегающего потока в настоящей работе экспериментально определялись поля плотности перед круглым диском и сферой при различных режимах