

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ
ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ТЕЛАХ
С УСТАНОВЛЕННОЙ ВПЕРЕДИ ИГЛОЙ

А. Н. АНТОНОВ, С. П. ШАЛАЕВ

(Москва)

При обтекании сверхзвуковым потоком тел с установленной впереди иглой возможно появление нестационарных отрывных зон, приводящих к пульсациям давления на теле. В работах [1-9] проведено исследование физической картины течения. Установлено существование двух режимов течения: при $l < l_1$, когда зона отрыва коническая и мало меняет свои размеры — режим течения с пульсациями первого рода; при $l < l_2 < l_1$, когда зона отрыва периодически то разрушается, то возникает вновь — режим течения с пульсациями второго рода. При длине иглы l меньше отхода ударной волны Δ пульсации прекращаются.

Анализ результатов, полученных в [1-9], показывает, что в основном все внимание исследователей было уделено изучению режима течения с пульсациями второго рода. В то же время уровень пульсаций давления при режиме течения с пульсациями первого рода может быть значительным. Наряду с подробным изучением нестационарного отрывного течения на торце с иглой, имеется незначительное количество данных [3] о влиянии формы тела на положение границы течения с пульсациями второго рода.

В настоящей статье приводятся данные экспериментального исследования с пульсациями первого и второго рода на игле, установленной перед коническим щитком. Рассматривается влияние безразмерных параметров на безразмерную частоту пульсаций первого рода, а также на положение границ нестационарного течения с пульсациями первого и второго рода.

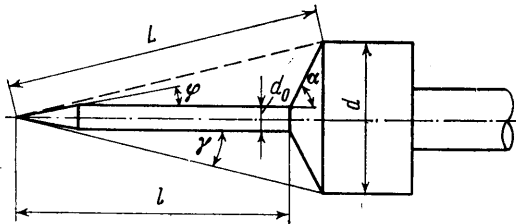
1. Для получения данных о нестационарных отрывных зонах были проведены эксперименты в аэродинамической трубе при числах Маха невозмущенного потока $M_\infty = 2, 2.1, 2.9, 3.7, 6$. Числа Рейнольдса, вычисленные по параметрам набегающего потока и диаметру мишени модели, изменялись от $7 \cdot 10^4$ до $1.6 \cdot 10^6$. В качестве моделей использовались составные тела: конус-цилиндры с установленной впереди иглой (фиг. 1). Угол конической части (щитка) модели составлял $\alpha = 40 \div 120^\circ$, диаметры цилиндрической части $d = 13 - 50$ мм, диаметры игл $d^\circ = d_0/d = 0.06 \div 0.3$, их длины $l^\circ = l/d = 0 \div 3$, угол конусности иглы $\varphi = 7 \div 90^\circ$. Во всех экспериментах ось иглы совпадала с направлением вектора скорости потока.

Измерение частоты f и среднеквадратичных уровней пульсаций давления σ проводилось датчиком давления емкостного типа, установленным на модели $d = 50$ мм. Анализ записанного на магнитную ленту сигнала от датчика проводился на анализаторе фирмы «Брюль и Кьер» при полосе пропускания $\Delta f = 10$ гц. Погрешность измерения среднеквадратичных уровней пульсаций давления не превышала 2 db.

Наряду с этим для определения частоты пульсаций скачка уплотнения и отрывной зоны применялась дисковая развертка [7]. Щель развертки устанавливалась параллельно игле на расстоянии $d/4$ от оси цилиндра при измерениях пульсационного режима второго рода и вертикально к игле при пульсациях первого рода. На фотопленке развертки фиксировалось положение скачка уплотнения во времени в виде волнистой дорож-

ки. На периферийном участке диска фотопленки с помощью звукового генератора наносилась метка времени. По известной скорости вращения диска определялась частота колебаний скачка уплотнения. Основная погрешность этого метода определения частоты пульсаций зависит от точности обработки волнообразной дорожки и составляет 5–6%. В процессе экспериментов фотографировались картины течения с выдержкой 10^{-6} сек, что позволило устанавливать границы течений с пульсациями первого и второго рода.

2. Режим течения с пульсациями первого рода характеризуется колебанием зоны отрыва, образующейся перед телом на игле [6]. При этом отрывная область сохраняет коническую форму, меняя угол отрыва θ . Скачок уплотнения, отходящий от отрывной зоны, во время колебаний последней остается близким к коническому. Диапазон изменения параметров был следующий: $M_H = 2 \div 6$, $Re = 7 \cdot 10^4 \div 1.6 \cdot 10^6$, $T_0 / T_w = 1 \div 1.75$, $d^0 = 0.06 \div 0.3$, $\alpha = 40 \div 120^\circ$, $\varphi = 7 \div 90^\circ$. Здесь T_0 — температура торможения



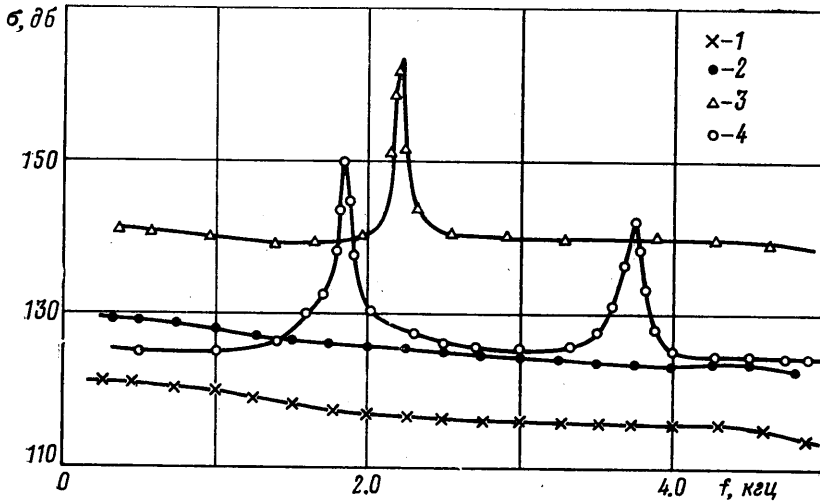
Фиг. 1

потока, T_w — температура стенки, l^0 — длина игл, при которых существовал режим пульсаций первого рода (наличие этого режима контролировалось по серии теневых фотографий, выполняемых в одном и том же пуске с выдержкой 10^{-6} сек). Нестационарный процесс в отрывной зоне исследовался как с помощью измерений уровней пульсаций давления на торце (или щитке), так и с помощью дисковой развертки, измеряющей колебания скачка уплотнения.

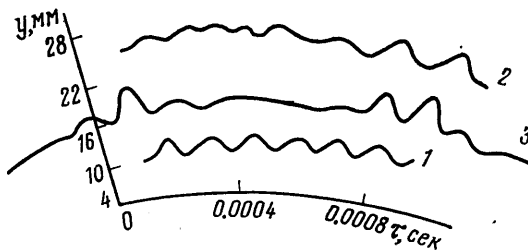
На фиг. 2 представлены значения спектральной плотности среднеквадратичных пульсаций давления, полученные при $M_H = 6$, $Re = 10^6$, $T_0 / T_w = 1.7$, $d^0 = 0.06$, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 7^\circ$, $d = 50$ мм (1–4 соответственно для $l^0 = 0, 0.3, 1.6, 2$). Спектры пульсаций давления при $l^0 = 0$ и 0.3 (при этом длина иглы меньше отхода ударной волны) гладкие без дискретных составляющих. При $l^0 = 1.6$ реализуется режим пульсаций первого рода и в спектре на частоте $f = 2.24$ кгц имеется дискретная составляющая, которая превышает уровень белого шума на 22 дб (среднеквадратичные значения пульсаций давления дискретной составляющей более чем в 10 раз превышают среднеквадратичные значения пульсаций давления белого шума). При $l^0 = 2$ спектр имеет две дискретные составляющие. Присутствие дискретного тона в спектре пульсаций давления отрывной зоны тесно связано с колебаниями конического скачка уплотнения.

На фиг. 3 представлены копии изображений колебаний скачка уплотнения по времени, снятые с фотографий, полученных при использовании фотодиска развертки. Сами фотографии ввиду их плохого качества (наличие пятен, местных потемнений и т. д.) не приводятся. Угол скачка уплотнения в течение времени меняется с частотой, равной частоте дискретной составляющей, если существует только один тон дискретной составляющей, или же меняется сложным образом, если существует несколько близких по интенсивности тонов. В первом случае, когда имеется одна дискретная составляющая, других тонов нет или их уровни незначительны, колебания скачка уплотнения фиксируются на диске фотопленки развертки в виде волнообразной (близкой к синусоидальной) дорожки с постоянным по времени периодом (см. фиг. 3(1), на которой приведены результаты экспериментов при $M_H = 3.7$, $Re =$

$=6 \cdot 10^5$, $\alpha=90^\circ$, $\varphi=7^\circ$, $T_0/T_w=1$, $l^\circ=1.1$, $d^\circ=0.15$). Наличие нескольких близких по интенсивности дискретных тонов приводит к более сложной конфигурации записи колебаний скачка уплотнения (фиг. 3(2), где $M_H=6$, $\varphi=7^\circ$, $\alpha=90^\circ$, $l^\circ=2$, $T_0/T_w=1.7$, $d^\circ=0.06$, $Re=10^6$). Если дискретная составляющая в спектре пульсаций давления отсутствует, то на дисковой пленке нет колебаний скачка уплотнения. При этом можно только заметить хаотическое дрожание скачка с едва заметной амплитудой даже при увеличении картины в 3–5 раз.



Фиг. 2



Фиг. 3

Возможность измерения частоты дискретной составляющей пульсаций давления f по колебаниям скачка уплотнения проверялась на модели $d=50$ мм, на которой можно было исследовать нестационарное течение обоими методами. Результаты такого сопоставления показывают, что можно получать данные по частоте дискретной составляющей пульсаций давления f отрывной зоны с помощью дисковой развертки, на фотодиске которой фиксируется волнообразная дорожка колебаний, имеющая постоянный по времени период (с точностью $\sim 4\%$). При этом частота дискретного тона, определенная с помощью развертки, отличается от частоты, полученной с помощью датчика пульсаций давления, не более чем на 5–6%.

Поэтому на малых моделях, на поверхности которых установить датчик пульсаций давления было невозможно, для измерений частоты дискретной составляющей применялась дисковая развертка. При этом обрабатывались только результаты экспериментов, которые имели на фотодиске волнообразные дорожки колебаний с постоянным по времени

периодом (с точностью $\sim 4\%$). На фотодиске развертки фиксируется ~ 40 периодов колебаний скачка (на фиг. 3(1) приведена только часть из них). Поэтому можно провести измерение изменения периода и амплитуды колебаний в течение времени. Каждый эксперимент с разверткой повторялся 3–4 раза для получения статистических данных по изменению периода и амплитуды колебаний скачка уплотнения. Отметим, что шумовой фон установок составлял на стенке сопла $\Delta p/p = (2 \div 5) \cdot 10^{-3}$, на торце без иглы $\Delta p/p = (1 \div 3) \cdot 10^{-4}$, при этом спектр пульсаций не имел дискретных составляющих (см. точки 1 на фиг. 2). Уровни дискретных составляющих на торце с иглой при режиме пульсаций первого рода превышали уровень пульсаций давления на торце без иглы на 30–50 дБ, т. е. отношение среднеквадратичных пульсаций давления в отрывной зоне для дискретной составляющей к пульсациям давления на торце без иглы составляло от 32 до 320.

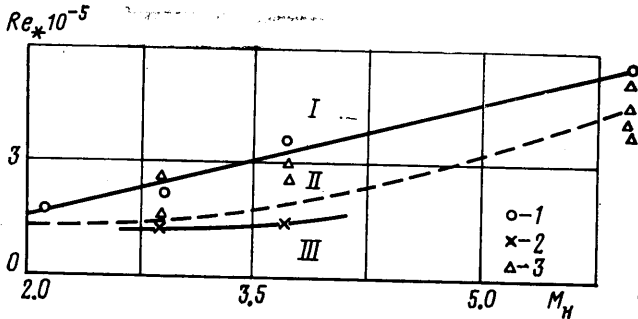
Рассмотрим результаты исследования по влиянию параметров M_H , Re , T_0/T_w , l° , d° , α , φ на частоту дискретной составляющей f первого тона колебаний давления отрывной зоны. Было получено, что числа Струхала $Sh = f \cdot du_H^{-1}$ и $Sh_2 = f \cdot La_0^{-1}$, предложенные в [4, 6], построены не по характерной скорости. При условии реализации режима течения первого рода число Струхала $Sh_1 = f \cdot Lu_2^{-1}$, где u_2 — скорость на внешней границе слоя смещения зоны отрыва, не зависит от M_H , Re , T_0/T_w , d_0 , α , l° , φ ; при $\varphi < \varphi_0$ — $Sh_1 \approx 0.22$. Здесь φ_0 — наименьший угол конуса, при котором на игле появляется отошедший скачок уплотнения. При $\varphi > \varphi_0$ с изменением φ число Струхала Sh_1 меняется. Отметим, что с увеличением температуры торможения набегающего потока происходит увеличение частоты пульсаций, причем $f/f_1 = \sqrt{T_0/T_{01}}$ (где $T_{01} = 300^\circ \text{K}$), и частота дискретной составляющей при режиме пульсаций первого рода зависит от температуры торможения внешнего потока так же, как при режиме с пульсациями второго рода [7]. Поэтому параметр T_0/T_w практически не влияет в указанном выше диапазоне изменения T_0/T_w на безразмерную частоту Sh_1 .

Обозначим верхнюю границу области пульсаций при режиме с пульсациями первого рода при изменении l° через l_1° , а нижнюю — через l_2° . Амплитуда колебаний скачка уплотнения с увеличением l° уменьшается и только вблизи верхней границы l_1° вновь несколько возрастает. Исследование картин течения, полученных фотографированием потока при различных значениях l° , показывает, что отрыв пограничного слоя на игле при пульсациях первого рода происходит с конца иглы, причем длина зоны отрыва равняется l° . Для значений l° , близких к верхней границе l_1° , точка отрыва колеблется, перемещаясь с конца на цилиндрическую часть иглы и обратно. При $l^\circ > l_1^\circ$ скачок перестает колебаться, и точка отрыва находится на цилиндрической части иглы. При этом длина зоны отрыва примерно равна длине l_1° .

Рассмотрим изменение $Re_L = \rho_2 u_2 L / \mu_2$ и воздействие его на амплитуду и частоту пульсаций скачка уплотнения. Здесь индекс 2 относится к верхней границе слоя смещения конической зоны отрыва. Напомним, что пульсации скачка уплотнения здесь связаны с присутствием дискретной составляющей в спектре пульсаций давления в зоне отрыва.

Для всех $M_H = 2.1$ –6 и длин l° , при которых реализуется режим пульсаций первого рода, можно выделить следующие характерные области значений Re_L . При Re_L , больших некоторого значения Re_{L0} , колебания скачка уплотнения (и, следовательно, зоны отрыва) носят устойчивый характер. На фиг. 3(1) представлены характерные результаты экспериментов для этих значений Re_L . При этом амплитуда колебаний скачка уплотнения не изменяется в течение времени. В области значений $Re_{L1} < Re_L < Re_{L0}$ коле-

бания скачка уплотнения неустойчивы, амплитуда колебаний меняется во времени, достигая то нулевых значений, то значений, превышающих амплитуду колебаний в области $Re_L > Re_{L0}$ (фиг. 3(3)), $M_H = 3.7$, $Re_L = 3 \cdot 10^5$, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 7^\circ$, $l^\circ = 1.1$, $T_0/T_w = 1$, $d^\circ = 0.15$). Из фиг. 3(3) видно, что пульсации то возбуждаются, то гаснут, хотя период колебаний остается постоянным. Результаты экспериментов также показывают, что с уменьшением Re_L время, в течение которого амплитуда колебаний мала или равна нулю, увеличивается. Наконец, существует область значений $Re_L < Re_{L1}$, когда режим пульсаций первого рода отсутствует. Изменение Re_L практически не оказывает влияния на Sh_1 во всем диапазоне изменения Re_L , при котором пульсации первого рода существуют.



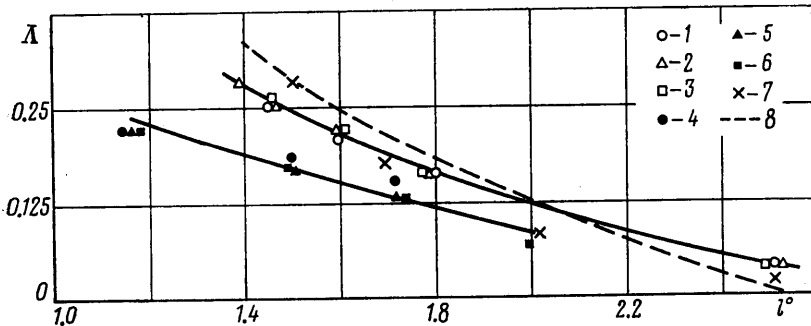
Фиг. 4

Граница области с устойчивыми пульсациями и граница области без пульсаций сдвигаются с изменением M_H набегающего потока. Зависимость $Re_L = Re_c$ для этих границ от M_H представлена на фиг. 4. Здесь I и II — области устойчивых и неустойчивых пульсаций, III — область течения без пульсаций, 1 — граница течения с устойчивыми пульсациями, 2 — граница течения без пульсаций. На этой же фигуре представлены также результаты измерений перехода от ламинарного течения к турбулентному в отрывной зоне, полученные при использовании фотографирования течения с выдержкой 10^{-6} сек.

Исследование показывает, что в слое смещения зоны отрыва обычно наблюдаются три области течения. У конца иглы зона смещения ламинарная, затем располагается зона перехода, а далее по течению — турбулентная область. По фотографиям были измерены длины x_n от конца иглы до начала перехода (который четко фиксируется на фотоснимках) и вычислены $Re_n = \rho_2 u_2 x_n / \mu_2$. Эти значения Re_n отмечены на фиг. 4 индексом 3. Можно видеть, что граница перехода от ламинарного течения к турбулентному достаточно размытая, т. е. имеется широкая дорожка разброса экспериментальных данных (фиг. 4). На фигуре пунктиром показана граница перехода в слое смешения стационарной зоны отрыва, вычисленная по соотношению Е. Н. Бондарева $Re_n = 7 \cdot 10^4 \exp[0.67(M_2 - 1)]$. Из фиг. 4 видно, что течение с неустойчивыми пульсациями соответствует области перехода от ламинарного течения в слое смешения к турбулентному. Область устойчивых пульсаций соответствует числам Re_L , отвечающим турбулентному течению, и точка присоединения пограничного слоя омывается турбулентным слоем смешения. В том случае, если слой смешения полностью ламинарный, нестационарного течения с пульсациями первого рода в отрывной области не наблюдается. Возможно, это объясняется тем, что без турбулентных вихрей автоколебательный процесс в отрывной зоне не поддерживается и со временем затухает.

Были проведены измерения амплитуды колебаний скачка уплотнения при пульсациях первого рода и $Re_L > Re_c$. При обработке результатов экспериментов форма скачка считалась строго конической с полууглом при вершине α_c . На фиг. 5 представлена зависимость $\Lambda = \Delta\alpha_c/\alpha_c$ от l° , полученная при $M_H = 6$. Здесь $\Delta\alpha_c = (\alpha_{c2} - \alpha_{c1})/2$, α_{c1} и α_{c2} — минимальный и максимальный полууглы скачка, индексы 1 и 4 соответствуют $Re = 1.6 \cdot 10^6$, 2 и 5 — $Re = 1.2 \cdot 10^6$, 3 и 6 — $Re = 8 \cdot 10^5$, 1—3 — для $\alpha = 90^\circ$, 4—6 — для $\alpha = 80^\circ$. С увеличением длины иглы параметр $\Delta\alpha_c/\alpha_c$ уменьшается. Значения $\Delta\alpha_c/\alpha_c$ для плоского торца (1—3) больше, чем для конического щитка (4—6).

Индексом 7 на фиг. 5 показаны результаты пересчета уровней пульсаций давления дискретной составляющей, замеренных датчиком пульсаций



Фиг. 5

при $\alpha = 90^\circ$. При этом полагалось, что течение с пульсациями первого рода квазистационарно в каждый момент времени и изменение давления в зоне отрыва приводит к изменению размеров этой зоны, которая остается конической. По таблицам конических течений и по известным из эксперимента максимальным и минимальным значениям давлений в отрывной зоне рассчитывалась $\Delta\alpha_c/\alpha_c$. Линией 8 представлен результат расчета, выполненный следующим образом. Пусть γ_1 — угол, характеризующий границу между стационарным и нестационарным режимами, а θ_1 — угол между осью модели и разделяющей линией тока, приходящей для заданного значения l° в какой-то момент времени на кромку торца или щитка. Это средний угол $\theta_1 \approx (\theta_1^* + \theta_2^*)/2$, где θ_1^* и θ_2^* — минимальный и максимальный углы отрыва при колебательном движении отрывной зоны. Примем, что $\theta_1^* = \gamma_1$. Тогда получим для некоторого l°

$$\theta_2^* = 2\theta_1 - \gamma_1, \quad \text{tg } \theta_1 = \frac{1}{2} l^\circ, \quad \text{tg } \gamma_1 = \frac{1}{2} l_1^\circ$$

Так как отрывная область коническая, то, воспользовавшись таблицами конических течений, при известном M_H можно определить угол скачка α_c и давление $p^\circ = p_2/p_H$ на жидком конусе (и, следовательно, в области отрыва) как при максимальном θ_2^* , так и при минимальном θ_1^* угле конуса и вычислить значение $\Delta\alpha_c/\alpha_c$, а также относительное изменение давления во время пульсаций.

Когда длина иглы $l^\circ (l_2^\circ < l^\circ < l_1^\circ)$ увеличивается, значения $\Delta\theta^* = \theta_2^* - \theta_1^*$ падают и, следовательно, $\Delta\alpha_c$ и уровни пульсаций давления тоже падают, достигая нулевых значений при $l^\circ = l_1^\circ$. Для $M_H = 6$, $\alpha = 90^\circ$ значения l_1° , как показывают эксперименты, равно 2.5, а $l_2^\circ = 1.4$. Эти величины были использованы при расчете $\Delta\alpha_c/\alpha_c$. Из рассмотрения фиг. 5 можно заключить, что предложенный метод расчета дает несколько завышенные значения вблизи нижней границы пульсаций l_2° и заниженные значения вблизи верхней границы l_1° . Увеличение уровня пульсаций вблизи верхней границы

нестационарного течения по сравнению с расчетом, по-видимому, объясняется изменением положения точки отрыва, которая колеблется с частотой нестационарного процесса, перемещаясь с конца иглы на ее цилиндрическую часть и обратно.

3. При режиме пульсаций второго рода зона отрыва не сохраняется: она периодически разрушается и возникает вновь [6]. Результаты исследования показывают, что границы течения с пульсациями второго рода сдвигаются при изменении угла конического щитка α . Кроме этого параметра на течение в отрывной зоне влияют M_H , Re , d° , φ .

Таким образом, совокупность указанных параметров может определять положения границ l_2° и l_3° (верхней и нижней границ течения пульсаций второго рода). Верхняя граница с пульсациями второго рода совпадает с нижней границей режима течения с пульсациями первого рода.

Эксперименты показывают, что с увеличением числа Маха набегающего потока увеличивается минимальный угол щитка α , при котором возникают пульсации второго рода. В ту же сторону изменяется минимальный угол конуса, при котором для случая течения без иглы возникает отходящая ударная волна. Значение l_2° для верхней границы сначала линейно растет с ростом α , а затем вблизи $\alpha=1.57 \text{ рад}$ ($\alpha=90^\circ$) выходит на постоянное значение; аналогично изменяется параметр l_3° . Обработка результатов экспериментов в диапазоне чисел $M_H=2.1 \div 6$, $Re=5 \cdot 10^5 \div 1.6 \cdot 10^6$, $l^\circ=0.3 \div 1.4$, $\alpha=40 \div 120^\circ$, $\varphi < \varphi_0$, $T_0/T_w=1 \div 1.75$, $d^\circ=0.06 \div 0.3$ позволила для режима пульсаций второго рода указать следующие примерные границы существования этого режима: $l_2^\circ=K_1[\alpha-(\alpha_0+\alpha')]$, $l_3^\circ=\Delta^\circ+0.05$, где $K_1=a_1M_H+a_2$, $a_1=0.605$, $a_2=0.52$, $\alpha'=b_0+b_1M_H+b_2M_H^2$, $b_0=-0.38$, $b_1=0.269$, $b_2=-0.0284$. Здесь $\Delta^\circ=\Delta/d$ — относительный отход ударной волны, α_0 — минимальный угол конуса, при котором происходит отход ударной волны. Первое соотношение справедливо при $\alpha < 1.5$, а второе — во всем исследованном диапазоне значений α .

При $\alpha \geq 1.57$ с ростом M_H происходит медленное увеличение l_2° , значение которого при $M_H=6$ достигает 1.4. Изменение Re в диапазоне $7 \cdot 10^4 - 1.6 \cdot 10^6$ приводит к изменению верхней границы примерно на 10%, а на нижнюю практически влияния не оказывает.

Поступила 11 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Mair W. A. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream. *Philos. Mag.*, 1952, vol. 43, No. 342.
2. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones. *J. Fluid Mech.*, 1962, vol. 12, pt 4.
3. Maull D. J. Hypersonic flow over axially symmetric spiked bodies. *J. Fluid Mech.*, 1960, vol. 8, pt 4.
4. Даньков Б. Н., Новиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 4.
5. Аведувский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И. Устойчивость течений с передними срывными зонами. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1972, № 1.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1974, № 4.
7. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1976, № 5.
8. Abbott M. J., Cooper L., Dahm T. J., Jackson M. D. Flow characteristics about concave-sonic forebodies at high Mach numbers. *AIAA paper*, 1975, No. 153.
9. Антонов А. Н., Грецов В. К. Экспериментальное исследование характеристик нестационарных отрывных зон, возникающих в сверхзвуковом потоке на игле со щитком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1977, № 4.