

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

А. Н. АНТОНОВ, В. К. ГРЕЦОВ

(Москва)

Исследуются характеристики нестационарного обтекания тел с передними срывными зонами. Обтекание таких тел изучалось в [1-5], в которых были установлены границы области существования нестационарного режима и показано, что наблюдаемые пульсации течения носят расходный характер. Они возникают вследствие нарушения баланса между количеством газа, забрасываемого в зону отрыва в месте присоединения потока, и количеством газа, покидающего ее.

В настоящей работе получены данные по физической картине течения, пульсациям давления и конвективным тепловым потокам на поверхности тела при нестационарном обтекании конуса и иглы, установленных перед торцом цилиндра.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что при нестационарном обтекании тел с передними отрывными зонами следует различать два режима течения. Эти режимы существенно отличаются друг от друга характером изменения форм отрывной области при пульсациях, величиной осредненных значений давления и тепловых потоков на поверхности тела, а также спектральными характеристиками колебаний давления. Максимальные значения уровней пульсаций достигаются при нестационарном режиме, когда длина иглы или конуса равна диаметру торца.

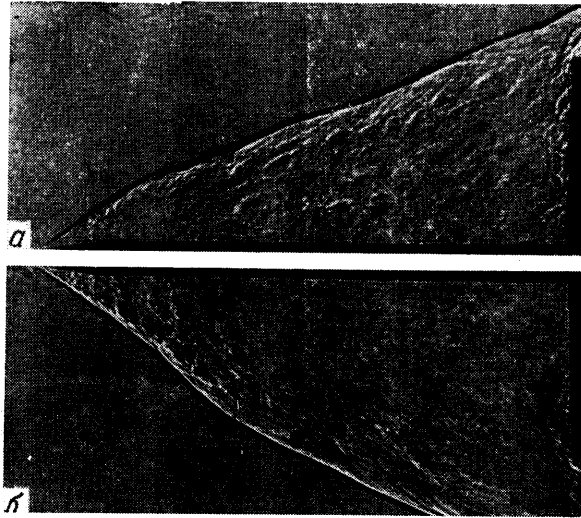
1. Характер сверхзвукового обтекания тел с передними срывными зонами зависит в основном от геометрических характеристик [1-5]. Параметры эти следующие: $l^0 = l/d$ — отношение длины иглы или длины конуса l к диаметру торца d , β — угол наклона торца по отношению к оси модели, r/d — относительный радиус закругления кромки торца. Для конуса перед торцом угол при вершине конуса θ . Характер обтекания зависит также от того, ламинарный или турбулентный пограничный слой образуется на конусе или игле, т. е. от числа Рейнольдса, и от степени трехмерности течения, характеризуемой величиной угла атаки [5].

Описываемые в работе результаты исследования течений в передней отрывной зоне проводились при числе $M=6$ в невозмущенном потоке. Рассчитанное по параметрам набегающего потока и диаметру модели d число Рейнольдса $Re=10^6$, отношение температуры T_w к температуре восстановления T_e , $T_w/T_e=0.63$. В окрестности точки отрыва и в зоне смешения при $l^0 < 1.8$ пограничный слой был ламинарным. При $l^0 > 1.8$ режим течения в зоне смешения вблизи угла торца был переходным от ламинарного к турбулентному.

Измерение пульсаций давления на поверхности щитка производилось датчиками емкостного типа, позволяющими регистрировать изменения давления в диапазоне частот $f=0+7$ кГц. Давление на поверхности щитка и конуса измерялось с помощью дренажных отверстий, соединенных трубками с ртутными манометрами. Конвективные тепловые потоки измерялись с помощью медных калориметрических датчиков толщиной 2 мм и диаметром 3 мм. Для измерения температуры датчиков в них заделывались хромель-копелевые термопары. Оба измерительных устройства (калориметр с термопарой и дренажная трубка с манометром) являются инерционными приборами, нечувствительными к быстрым изменениям давления и температуры. Они регистрируют средние по времени значения давлений и температуры.

Результаты измерений пульсаций давления в набегающем потоке, проведенных с помощью датчиков, установленных на стенке сопла аэродинамической трубы и на

щитке без иглы, показали, что относительное изменение давления $\Delta p/p$ при этих пульсациях пренебрежимо мало по сравнению с соответствующей величиной при нестационарном отрывном обтекании моделей. Так, при стационарном течении $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-3}$ на стенке сопла, на щитке без иглы $\Delta p/p = 10^{-4}$ (110–115 *дб*). При нестационарном же режиме $\Delta p/p = 0.19–0.23$ (160–180 *дб*) для пульсаций давления в передней отрывной зоне на конусе или игле со щитком, что примерно в $2 \cdot 10^3$ раз больше уровня пульсаций на щитке без иглы.



Фиг. 1

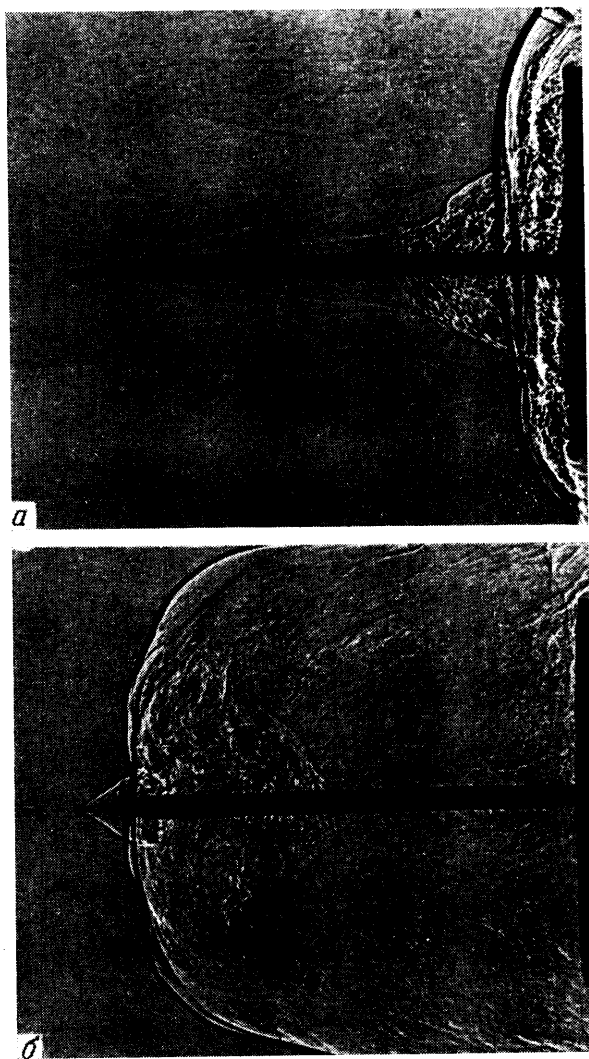
Проведенные эксперименты показали, что когда точка отрыва фиксирована на вершине конуса или иглы, то с уменьшением параметра l° увеличивается угол раствора зоны отрыва. Начиная с некоторого l° , обтекание становится нестационарным. Нестационарность вначале проявляется лишь в изменении наклона скачка уплотнения, что свидетельствует об изменении во времени угла раствора зоны отрыва. Форма зоны отрыва при этом изменяется слабо, во все моменты времени она остается конической (фиг. 1). С дальнейшим уменьшением l° размах колебаний скачка уплотнения увеличивается и при некотором значении l° картина обтекания резко меняется: начинаются пульсации течения с сильным изменением формы зоны отрыва. Отдельные фазы такого нестационарного обтекания показаны на фиг. 2. Объем зоны отрыва сильно увеличивается — из конической она превращается в цилиндрическую, затем происходит «схлопывание» — исчезновение зоны отрыва. В отдельные моменты времени можно наблюдать безотрывное течение почти на всей длине конуса или иглы. После этого происходит новое образование и расширение зоны отрыва, процесс повторяется.

Всю область существования нестационарного обтекания можно разделить на два режима. Пульсации течения без заметного изменения формы зоны отрыва (фиг. 1) назовем нестационарным режимом первого рода. Пульсации течения с сильным изменением формы зоны отрыва (фиг. 2) назовем нестационарным режимом второго рода.

При переходе от первого режима ко второму резко изменяются характер распределения и величина давления и конвективных тепловых потоков на поверхности тела,

Результаты экспериментов с моделями, у которых угол $\beta = \pi/2$, а торец имел острые кромки ($r/d=0$), показали, что для случая иглы нестационарный режим первого рода осуществляется при $1,4 < l^{\circ} < 3$, а режим второго рода — при $0,3 \leq l^{\circ} \leq 1,4$.

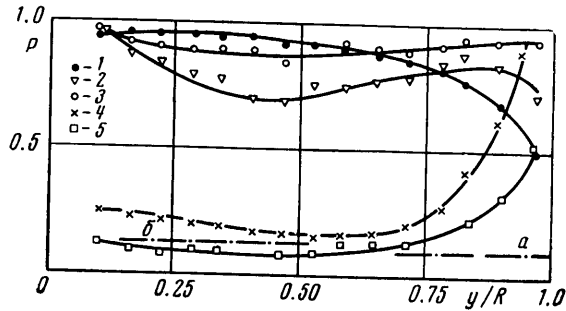
Распределение осредненных по времени значений безразмерного давления $P = p/p_0'$ на торце с иглами различной длины приведено на фиг. 3.



Фиг. 2

(1–5 соответствуют $l^{\circ} = 0,24, 0,52, 0,85, 1,5, 3,0$). Расстояние y отсчитывается от центра торца к кромке, R — радиус торца, p_0' — давление за прямым скачком уплотнения в невозмущенном потоке. При пульсациях первого рода ($l^{\circ} = 1,5$) характер распределения давления примерно такой же, как и при стационарном отрывном обтекании ($l^{\circ} = 3$). Большая часть поверхности торца омывается мятым газом зоны отрыва. Давление здесь незначительно превышает давление на эффективном жидком конусе, об-

разующая которого — линия, соединяющая вершину иглы с кромкой торца. Штрихпунктирными горизонтальными линиями на фиг. 3 обозначено расчетное давление на эффективном жидком конусе для стационарного отрывного обтекания при $l^\circ=3$ (линия *a*) и для нестационарного режима первого рода (линия *b*). Вблизи кромки торца давление в обоих случаях резко возрастает, но при нестационарном режиме первого рода давление вблизи кромки примерно вдвое выше, чем при стационарном отрывном обтекании.



Фиг. 3

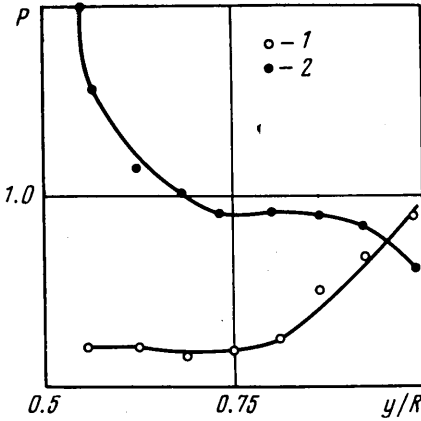
Иная картина наблюдается при пульсациях второго рода ($l^\circ=0.52$ и 0.85). Давление здесь мало меняется в направлении от центра к кромке торца. По величине оно близко к давлению на торце без иглы или с иглой, не выходящей за головную ударную волну ($l^\circ=0.24$). При нестационарном режиме второго рода осредненные значения давления на поверхности торца, за исключением области, примыкающей к кромке, в 4–5 раз выше, чем при пульсациях первого рода, и в 7–8 раз выше, чем при стационарном отрывном обтекании моделей с иглами при $l^\circ>3$.

Заметные отличия в распределении давления при различных нестационарных режимах обтекания наблюдаются на конусах с торцом. На фиг. 4 приведены кривые распределения давления по радиусу торца для стационарного отрывного обтекания конуса с углом полураствора $\theta=20^\circ$ (кривая 1) и при нестационарном обтекании второго рода (кривая 2). Если при стационарном обтекании, а также при пульсациях первого рода максимум осредненных по времени значений давления наблюдается вблизи кромки торца, то при пульсациях второго рода максимум давления смещается к основанию конуса.

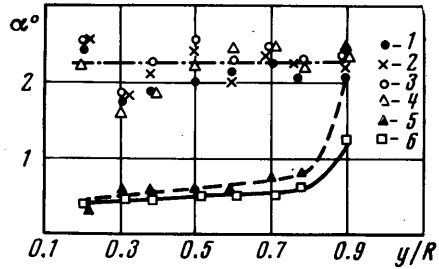
Величина максимума при нестационарном режиме второго рода примерно в 1.5 раза больше, чем при стационарном отрывном обтекании.

Аналогичные результаты были получены при измерении конвективных тепловых потоков на поверхности моделей. На фиг. 5 приведено распределение коэффициентов конвективного теплообмена $\alpha^\circ=\alpha/\alpha_0$ по радиусу торца с иглами различной длины (1–6 соответствуют $l^\circ=0.5, 0.8, 1.0, 1.3, 1.5, 3.0$). Все результаты измерений отнесены к значению коэффициента теплообмена на торце при безотрывном обтекании. При пульсациях первого рода ($l^\circ=1.5$), когда отрывная зона не изменяет своей конической формы, распределение коэффициентов α° такое же, как и при отрывном обтекании без пульсаций $l^\circ=3$. На большей части поверхности, обтекаемой газом отрывной зоны значения α° примерно вдвое меньше, чем на торце при безотрывном обтекании. Лишь вблизи кромки, в области присоединения оторвавшегося потока, наблюдаются повышенные значения тепловых потоков.

Иной характер носит распределение коэффициентов теплообмена при нестационарном режиме второго рода ($l^{\circ}=0.5, 0.8, 1.0, 1.3$). Коэффициенты α° при этом режиме распределены равномерно по поверхности торца и почти в 4.5 раза превышают значения α° при обтекании моделей без пульсаций и с пульсациями первого рода.

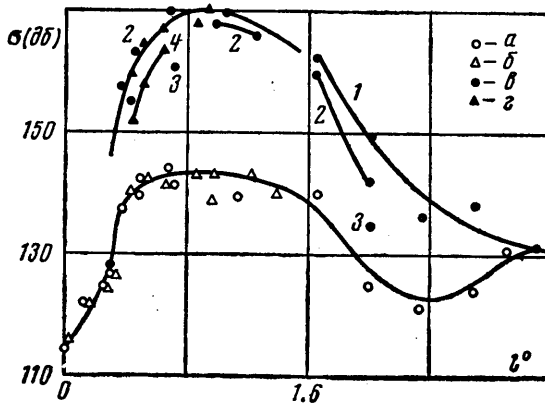


Фиг. 4



Фиг. 5

2. Измерение частоты и среднеквадратичных уровней пульсаций давления при нестационарном обтекании моделей проводилось датчиками давления емкостного типа. Анализ проводился на анализаторе фирмы «Брюль и Кьер» с полосой пропускания $\Delta f=10$ гц. Погрешность измерения среднеквадратичных уровней пульсаций давления не превышала 2 дб.



Фиг. 6

В результате измерений были получены зависимости частоты f , и уровня σ дискретной составляющей, а также суммарного уровня пульсаций давления от отношения длины конуса или иглы к диаметру торца. По измеренным значениям f , были рассчитаны числа Струхала для нестационарных режимов первого и второго рода: $sh=(f.S)/a_0$. Величина a_0 здесь — скорость звука в области отрыва.

При выборе в качестве характерного размера S наибольшего из двух основных геометрических размеров тела число sh сохраняет постоянное значение для каждого режима обтекания при изменении l° . В случае ре-

жима обтекания первого рода за характерный размер принималось расстояние от вершины конуса или иглы до кромки торца L . При пульсациях второго рода в диапазоне $0.87 < l^\circ < 1.4$ наибольшим геометрическим размером является расстояние L , которое и принималось за характерный размер при расчете sh . Когда $0.3 < l^\circ < 0.87$, диаметр торца $d > L$, и за характерный размер здесь принималась величина d .

Рассчитанные числа sh приведены в таблице.

l°	0.3	0.4	0.65	0.9	1.0	1.25	1.46	1.65	2.0	2.3	2.5	2.65
sh_1	0.37	0.38	—	—	0.41 0.83	0.4 0.85	—	0.4 0.82	0.41 0.83 1.25	0.43 0.84	0.4 0.78 1.2	0.41
sh_2	0.27	0.27	0.27	0.4	0.4		0.37					
	0.56	0.56	0.565									

Здесь sh_1 — число Струхалия для торца с иглой, sh_2 — для торца с конусом.

При $l^\circ < 0.3$ и $l^\circ \geq 3.0$ дискретная составляющая пульсаций давления отсутствует. Как видно числа Струхалия sh_L находятся между собой в отношении 1 : 2 : 3. Этот результат иллюстрирует тот факт, что в спектре пульсаций давления существуют три тона дискретной составляющей. В области $0.3 < l^\circ < 0.87$ числа Струхалия sh_L находятся между собой в отношении 2:3:4. Первый тон здесь при данном числе M потока не реализуется.

Результаты измерений показывают, что в диапазоне $0.3 < l^\circ < 0.8$ при пульсациях второго рода для иглы перед торцом проявляется третий тон ($k=3$), а для конуса — второй и четвертый ($k=2$ и 4). Реализация именно таких тонов обусловлена, по-видимому, характером заброса и выброса массы из циркуляционной области. Расходные соотношения в циркуляционной зоне таковы, что, например, первый тон не проявляется, ибо в противном случае масса втекающего газа была бы меньше массы выбрасываемого газа. При несколько иной конфигурации модели возможна реализация других тонов. Так, если на торец одет полый цилиндр и часть иглы расположена внутри полученного таким образом стакана, то при пульсациях проявляется и первый тон.

Рассмотрение зависимостей среднеквадратичных уровней пульсаций давления от l° проведем, начиная с коротких игл и конусов. Величина общего уровня пульсаций давления («белого шума») резко возрастает как только длина конуса или иглы превышает величину отхода ударной волны Δ от торца ($\Delta/d=0.25$ при $M=6$). При $l^\circ \approx 0.3$ появляется дискретная составляющая, ее уровень также быстро увеличивается с ростом l° .

На фиг. 6 приведены зависимости общего уровня ($a, б$) и уровня дискретной составляющей ($в, г$) пульсаций давления от параметра l° . Данные для иглы перед торцом нанесены кружками, данные для конуса перед торцом — треугольниками. Цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены уровни первого, второго, третьего и четвертого тонов дискретной составляющей. При $l^\circ=0.8-1.0$ достигается максимальное значение уровня дискретной составляющей σ $\partial б$. Максимум этот довольно пологий. Можно считать, что в диапазоне значений $0.8 < l^\circ < 1.4$ существует плато на кривой $\sigma=f(l^\circ)$. Для общего уровня это плато выражено более четко. Для первого тона уровень дискретной составляющей достигает 180 $\partial б$. Это соответствует максимальному значению относительной амплитуды колебаний давления $\Delta p/p_0'=0.23$.

Начиная с $l^\circ \approx 1.4$, происходит заметное падение уровней пульсаций давления. Рассмотрение фотографий картин течения показывает, что при $l^\circ > 1.4$ прекращается режим пульсаций второго рода. При $l^\circ = 3$, когда прекращаются и пульсации первого рода, исчезает дискретная составляющая в спектре пульсаций. Переход от плоского или осесимметричного течения в отрывной зоне к пространственному ведет к стабилизации течения, которая усиливается с увеличением угла атаки. Проведенные измерения показали, что частота дискретной составляющей пульсаций давления растет с увеличением угла атаки. Этот факт объясняется тем, что при увеличении угла атаки уменьшается количество газа, участвующего в колебательном движении внутри отрывной зоны. Уровень дискретной составляющей уменьшается с ростом угла атаки, при этом реализуются те же тона, что и при обтекании модели под нулевым углом атаки.

Поступила 26 VII 1973

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. *Maufl 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. *Авдеевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И.* Устойчивость течений с передними срывными зонами. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1972, № 1.