

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОБТЕКАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ КОНУСА С ДИСКОВЫМ ЩИТКОМ

Б. Н. ДАНЬКОВ, Л. В. НОВИКОВ
(Москва)

Приводятся результаты экспериментальных исследований спектров обтекания, частоты и амплитуды пульсаций давления при колебании передней срывной области [1-5] на конусе с дисковым щитком заднего расположения; изучается механизм и причина возникновения колебаний, характеризующихся значительным изменением положений скачков и линий тока.

Определались геометрические параметры, при которых возникает неустановившееся обтекание моделей. С этой целью были проведены весовые экспериментальные исследования и фотографирование спектров обтекания моделей (фиг. 1, $\Theta_s = 10^\circ$, $\gamma = 10-125^\circ$, $D = 50-70$ мм, $L_n = l_n/D = 0-2.5$) при $M_\infty = 4.0$, $R_\infty = 60.26 \cdot 10^6$, $\alpha = 0-8^\circ$ (при подсчете числа Рейнольдса R_∞ за характерный размер принимался 1 м).

Была проведена регистрация изменения давления на модели и синхронно с ней скоростная киносъемка спектров обтекания (скорость съемки 20 000 и 31 250 кадров в секунду). Эти исследования были проведены на модели с геометрическими параметрами $\Theta_s = 10^\circ$, $\gamma = 110^\circ$, $L_n = 0.8, 1.19$ (фиг. 2, A — съемное кольцо, $1-4$ — расположение датчиков, $D_1 = 103.5$ мм, $D_2 = 70$ мм) при следующих условиях:

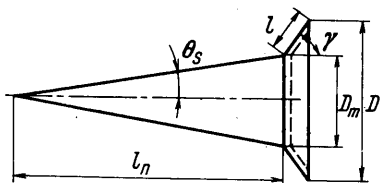
$$\begin{aligned} M_\infty &= 1.5, & R_\infty &= 19.8 \cdot 10^6, & \alpha &= -1^\circ \\ M_\infty &= 1.78, & R_\infty &= 22.7 \cdot 10^6, & \alpha &= -1^\circ \\ M_\infty &= 2.0, & R_\infty &= 24.9 \cdot 10^6, & \alpha &= -1^\circ \\ M_\infty &= 3.01, & R_\infty &= 45.8 \cdot 10^6, & \alpha &= -1^\circ; 4^\circ; 9^\circ \end{aligned}$$

Для определения пульсаций давления использовались малоинерционные индуктивные дифференциальные малогабаритные датчики давления с диапазоном рабочих частот от 0 до 6000 *гц*.

В качестве усиленной аппаратуры использовалась тензометрическая станция с несущей частотой 25 000 *гц*. Регистрация производилась на магнитофонную ленту и плейфовый осциллограф.

Измерения, зарегистрированные на магнитофонной ленте, обрабатывались на электронном анализаторе частот. Для контроля частотных характеристик датчиков совместно с дренажными каналами и демпфирующими полостями модель испытывалась методом снятия переходной функции [6], для чего она подвергалась воздействию одиночного скачкообразного импульса давления.

Синхронизация обоих видов исследований (киносъемки и регистрации давления) осуществ-



Фиг. 1

лялась путем фиксирования на осциллограмме одновременно с давлением начала работы импульсной лампы, являющейся источником света в теновом приборе и световым затвором кинокамеры.

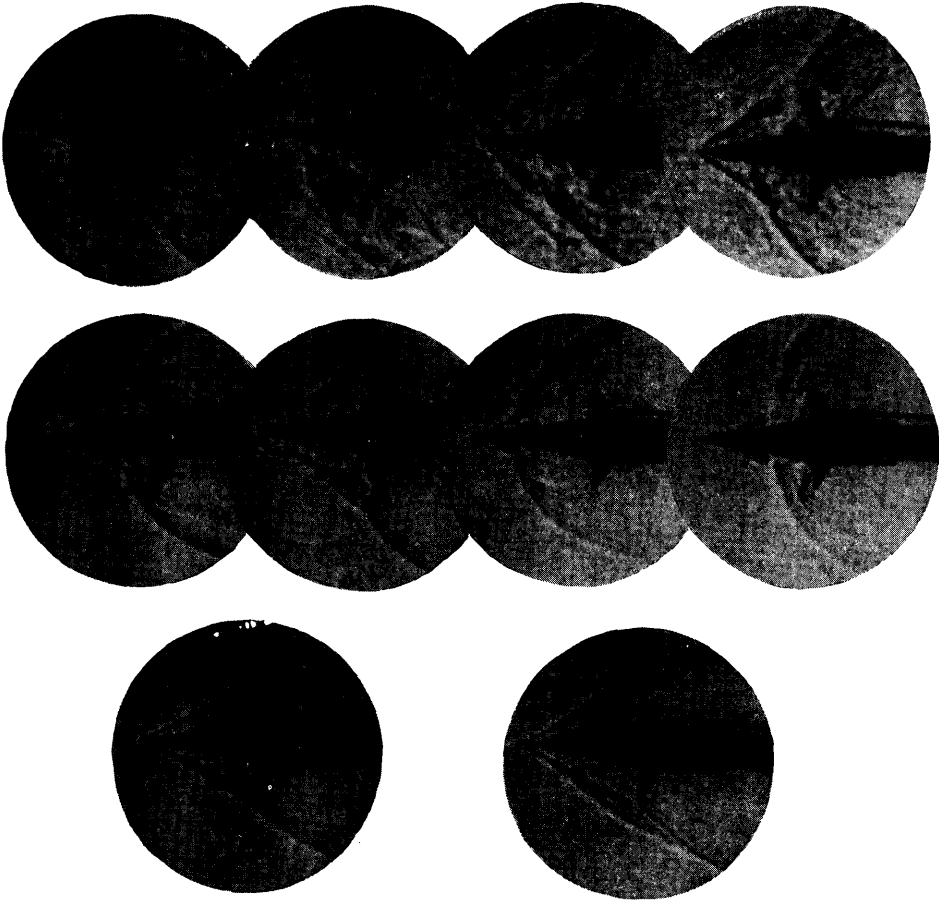
При расшифровке результатов исследований пульсаций давления на конусе со щитком, сигнал, соответствующий пульсациям потока аэродинамической установки, вычитался. Учитывалось и влияние колебаний поддерживающего устройства.

Результаты определения случайной ошибки измерений показывают что коэффициент вариации при измерении амплитуд не превышает $\pm 14\%$, а частот $\pm 1\%$ при коэффициенте надежности 0.9.

Данные настоящих исследований изменения обтекания конуса со щитком в зависимости от геометрических параметров находятся в соответствии с результатами исследований различных режимов обтекания затупленного тела с иглой в носовой части и дополняют их [1-4].

Результаты весовых испытаний и исследований спектров обтекания моделей показали, что при значениях угла наклона щитка (γ), превышающих максимальное значение, при котором щиток без конуса обтекается с образованием присоединенного головного скачка, обтекание моделей может быть неустойчивым. Число R на внешней границе передней срывной области было переходным. Криволинейность внешней границы срывной области и связанный с нею перепад давления в дозвуковой области также обуславливают возникновение неустановившегося обтекания.

При отношениях длины конуса до щитка к диаметру щитка (L_n), меньших того максимального отношения, при котором вершина срывной области при стационарном обтекании совпадает с вершиной конуса, неустановившееся обтекание может характеризоваться значительным периодическим изменением конфигураций и положением скачков и срывной области.

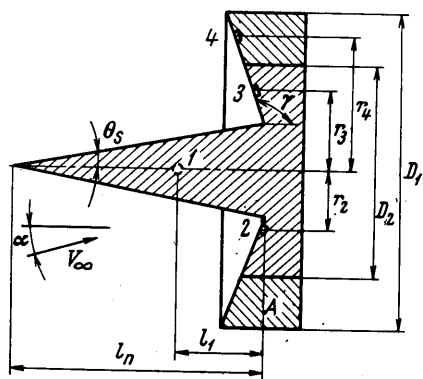


Фиг. 4

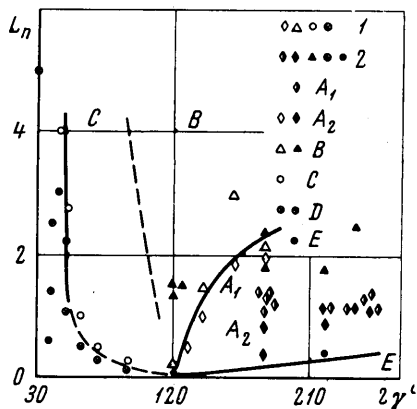


Фиг. 86

На фиг. 3 дано сравнение областей режимов течения, полученных при $M_\infty = 10$, $R_{\infty(D)} = 0.5 \cdot 10^5$ для цилиндра с конической лобовой поверхностью (угла полураствора γ) и иглой [3] — (1) с данными, полученными при $M_\infty = 4,0$, $R_{\infty(D)} = 46.3 \cdot 10^5$ для конуса с дисковым щитком.



Фиг. 2



Фиг. 3

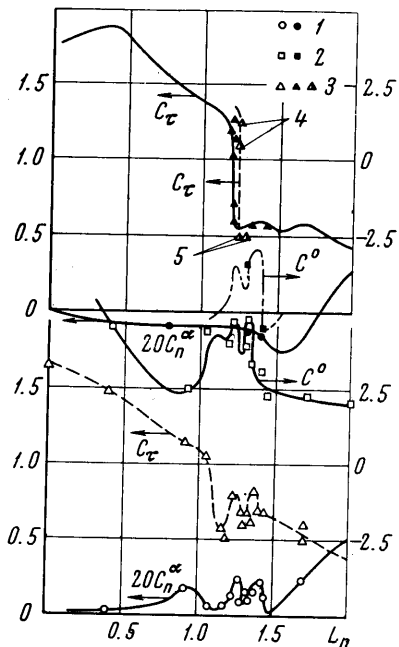
На фиг. 3 A_1 — нестационарное течение, характеризующееся колебаниями с малой амплитудой; A_2 — нестационарное течение, характеризующееся колебаниями с большой амплитудой; стационарное срывное течение, характеризующееся колебаниями с большой амплитудой; стационарное срывное течение, характеризующееся колебаниями с большой амплитудой; B и C — на краю лобовой поверхности, C — на лобовой поверхности; D — течение без отрыва; E — течение, когда конец иглы (конуса) лежит внутри ударного слоя за отсоединенным головным скачком уплотнения.

На фиг. 4 даны выборочные кадры спектров обтекания модели конуса со щитком

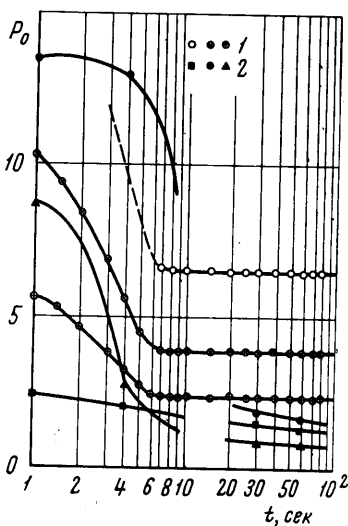
$$\lambda = 1.0; \quad \theta_s = 10^\circ;$$

$$L_n = 1.24; \quad \gamma = 120^\circ,$$

полученные теневой киносъемкой ($V_c = 48$ кадр/сек) в течение одного эксперимента.



Фиг. 5



Фиг. 6

Естественно, что резкой границы между режимами стационарного и нестационарного обтеканий нет. Как показали настоящие исследования, при геометрических параметрах, соответствующих вышеуказанной границе, колебания срывной области с большой амплитудой неустойчивы и могут переходить в колебания с малой ам-

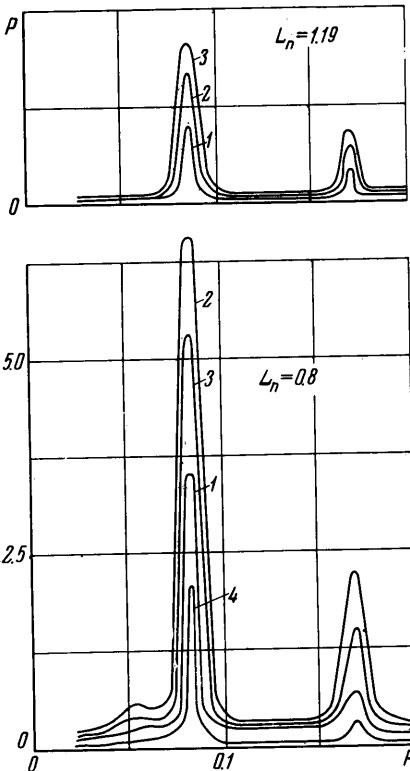
плитудой. Действительно, замер осевой силы P_z и проведенная синхронно с ним киносъемка спектров обтекания модели показали, что амплитуда указанных колебаний на некоторых моделях сохраняется в течение всего времени эксперимента, например при $\gamma = 110^\circ$, $L_n = 0.8$, а на других моделях вскоре после прохождения трубного скачка при выходе установки на режим резко уменьшается, например при $\gamma = 125^\circ$, $L_n = 1.19$, $\gamma = 120^\circ$, $L_n = 1.24$ и $\gamma = 90^\circ$, $L_n = 1.176$ (фиг. 3—5). Этот же факт подтверждают и результаты экспериментальных исследований изменения по времени пульсаций давления на модели конуса со щитком (фиг. 2) при $L_n = 1.19$ и $L_n = 0.8$ (фиг. 6, P_0 — максимальная относительная амплитуда пульсаций давления, $P_0 = \Delta p_{\max} / p_\infty$, p_∞ — статическое давление в набегающем потоке).

Возникновение неустановившегося обтекания приводит к увеличению осредненных по времени аэродинамических коэффициентов C_n , C_z и уменьшению осредненного коэффициента C^0 (при подсчете коэффициентов C_n и C_z замеряемые нормальные и тангенциальные силы P_n и P_t относились к площади круга с диаметром, равным наружному диаметру щитка; коэффициент центра давления C^0 вычислялся в долях диаметра щитка, положение центра давления определялось от носка модели). Это приводит к значительному усложнению зависимостей C_n , C^0 , C_z как относительной длины носовой части (фиг. 5), так и от других параметров моделей.

Из экспериментальных данных следует еще один немаловажный вывод: обтекание модели конуса с дисковым щитком может стать неустойчивым с большими колебаниями передней срывной области и связанных с ней ударных волн при возмущении, вносимом трубным скачком. Однако эти колебания срывной области могут вызываться не только трубным скачком, но и случайными возмущениями в потоке при условии их достаточной интенсивности. Так аналогичные колебания были замечены и при обтекании на гидротлке плоской модели, имитирующей собой щиток с иглой установленной навстречу потоку.

Ниже приводятся данные, соответствующие времени, когда пульсации практически установились.

Анализ осциллограмм колебаний давления в четырех исследуемых точках модели конуса со щитком при $L_n = 0.8$ показал, что эти колебания не носят регулярного характера и по форме далеко не синусоидальны. Однако все датчики показывают одинаковое число основных циклов. На фиг. 7 помещены спектрограммы четырех датчиков, полу-



Фиг. 7

ченные при $M_\infty = 3.01$, $\alpha = 0$. Из анализа спектрограмм видно, что самые значительные пульсации давления, характеризуемые относительной амплитудой пульсаций давления P_0 , во всех исследуемых точках происходят с частотой f_0 , близкой к 1000 гц ($F_0 = f_0 D / 2V_\infty \approx 0.084$).

При $L_n = 0.8$ максимальная пульсация давления наблюдается на щитке у его основания (в районе расположения датчика 2), минимальная — на краю щитка (в районе расположения датчика 4). Средняя же величина давления, наоборот, максимальна вблизи периферии и минимальна у основания щитка (фиг. 8а, на фигуре величина давления характеризуется коэффициентом давления B , определяемым как $(p_i - p_\infty) / q_\infty$).

Кроме вышеуказанных пульсаций давления все датчики фиксируют сравнительно большие пульсации в районе 2000 гц ($F = 0.168$, фиг. 7).

Частота и амплитуда пульсаций давления уменьшается с уменьшением числа M_∞ , при этом безразмерная частота пульсаций F_0 изменяется пропорционально числу M_∞ и не зависит в исследуемом диапазоне от величины L_n , как и от остальных геометрических параметров, при которых возможны пульсации с большой амплитудой (значение F_0 , полученное в работе [2] при $M_\infty = 6.8$, $L_n = 0.25-2.5$, $\gamma = 90^\circ$ подтверждает линейный характер зависимости $F_0 = f(M_\infty)$, фиг. 9).

С ростом угла атаки α (в исследованном диапазоне) колебания срывной области уменьшаются. На фиг. 10 показаны зависимости частоты и амплитуды пульсаций давления от угла атаки α . Спектрограммы пульсации давления при $L_n = 1.19$ ($M_\infty = 3.01$, $\alpha = 0$) показаны на фиг. 7. Как видно из фигуры в этом случае частота пульсаций давления (основная и ее гармоники) та же, а амплитуда существенно меньше соответствующих им значений при $L_n = 0.8$.

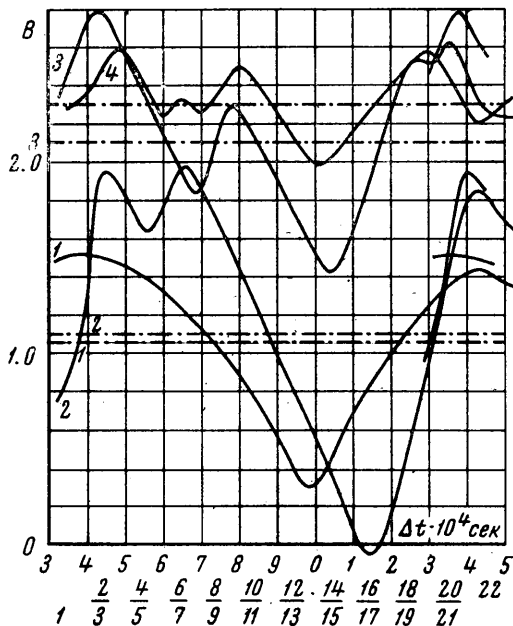
Анализ спектров обтекания модели при $L_n = 0.8$, полученных кино съемкой ($V_c = 20\,000$ кадр./сек фиг. 8б, кадр 1—22) и синхронизированной с ней записи давления (фиг. 8а) показали, что передняя срывная область колеблется с частотой, равной частоте основных пульсаций давления. Из этого анализа следует также, что поперечное сечение потока, ограниченное по внешней границе линией тройных точек 6, может рассматриваться как входное сечение, а сечение потока, заключенное между поверхностью вихревой пелены 7 и поверхностью разделяющих линий тока 10, как выходное сечение (фиг. 11).

Следуя терминологии, принятой в теории входного диффузора с центральным телом [7], назовем эти сечения соответственно сечениями входного и выходного горла.

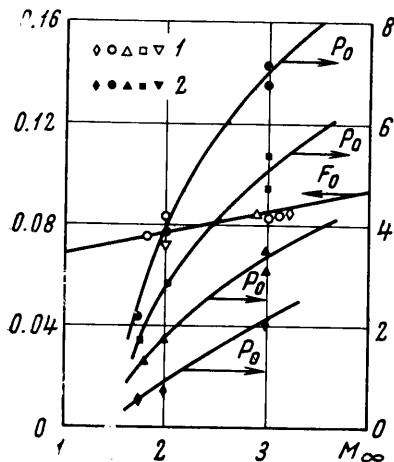
Рассмотрим механизм колебаний. За начало колебаний процесса ($t = 0$) принимаем фазу колебаний, когда размеры срывной области 8 (фиг. 11) минимальны, а скорости движения скачков и границы срывной области равны нулю (начало экспозиции кадра 14, фиг. 8б).

Статическое давление во всех четырех точках тела минимально (фиг. 8а). Расчет полного давления показал, что в этот момент времени в области 4 за прямым замыкающим скачком C полное давление меньше полного давления в области 3е невязкого течения вблизи места присоединения оторвавшегося пограничного слоя. Поток выше поверхности разделяющих линий тока течет из области 3е к области 4 и дальше за периферию щитка вниз по течению.

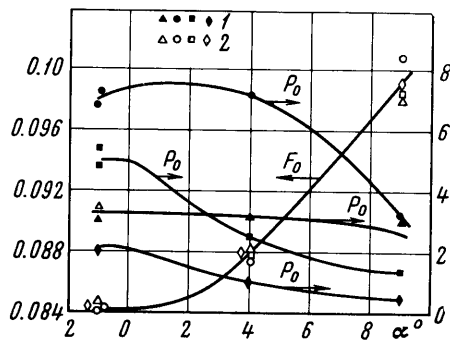
Замыкающий скачок C является отошедшим, и следовательно, перепад давления на нем сверхкритический. Кроме того, за скачком будет существовать зона, через которую поток газа может повернуться в срывную область. Оба эти обстоятельства приводят к тому, что расход газа в срывную область будет превосходить расход газа из части срывной области перед замыкающим скачком. Это приводит к расширению срывной области.



Фиг. 8а

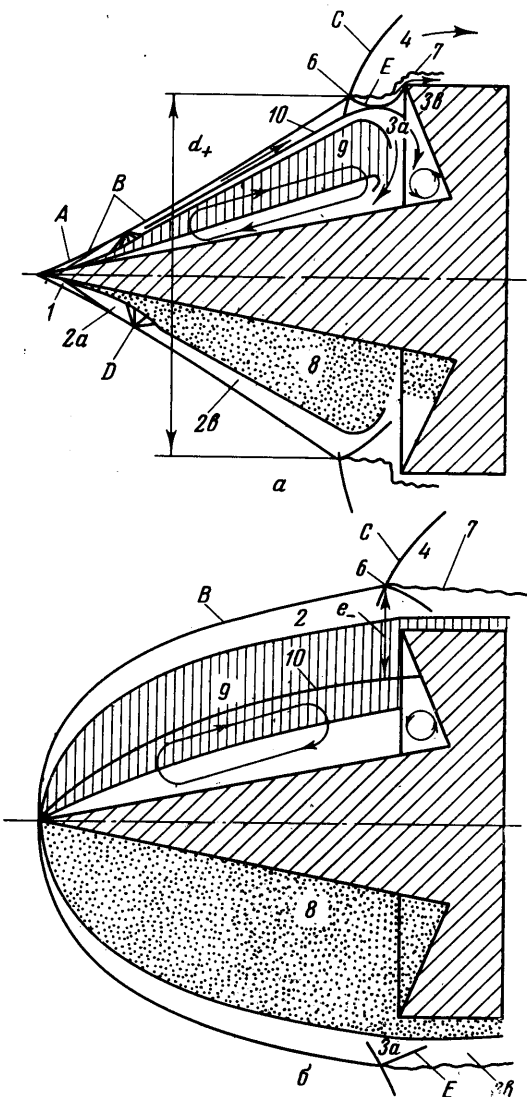


Фиг. 9



Фиг. 10

Срывная область δ и скачок B от вершины распространяются вверх по потоку, сохраняя свою коническую форму, со скоростью, достигающей ко времени $t = 0.001 \text{ сек}$ скорости, соответствующей числу $M_B = V_B/a_\infty \approx 0.96$ (фиг. 8б, кадр. 14–17). Одновременно с перемещением ударной волны B передвигается вверх по потоку и скачок C . Однако его скорость перемещения примерно в три раза меньше. При таком движении потери полного давления на скачке B должны существенно возрасти. Анализ спектров обтекания показывает, что в определенный момент движения скачков вихревая пелена 7 становится примерно параллельной оси модели (фиг. 8б, кадр. 15–20). Это свидетельствует о том, что полное давление в области $3e$ может быть меньше статического давления в области 4 , выходное горло запирается (фиг. 11а). В этом случае еще большая часть массового расхода, проходящего через входное горло, участвует в возвратном течении. Поверхность вихревой пелены 7 практически начинает играть роль поверхности разделяющих линий тока 10 .



Фиг. 11

пеленой не образуется достаточно большое выходное горло, кольцевое сечение которого служит для накопившегося газа критическим сечением ($t \approx 0.0007 \text{ сек}$ фиг. 8б, кадр. 6–8, 10).

При $t > 0.00015 \text{ сек}$ срывная область δ начинает расширяться радиально, ударная волна B искривляется, образуя у вершины конуса прямой участок ударной волны (фиг. 8б, кадр. 18–22). Наклонная часть ударной волны B перемещается навстречу набегающему потоку с прежней скоростью. Полное давление в части потока, прошедшей через скачок B , становится меньше статического давления в области 4 .

С искривлением скачка B растет давление во всех исследуемых точках модели. Максимум давления находится на щитке в районе присоединения к нему вихревой пелены (фиг. 8а). Ко времени $t \approx 0.0004 - 0.00045 \text{ сек}$ достигается максимальный отход скачка C , вихревая пелена 7 , искривляясь, отклоняется к оси модели, давление в исследуемых точках становится наибольшим (фиг. 8, кадр. 1, 2, 21, 22).

При $t = 0.00045 - 0.0005 \text{ сек}$ поверхность вихревой пелены перемещается за периферию щитка (фиг. 8б, кадр. 3, 4), в связи с чем давление в точках щитка уменьшается (фиг. 8а), замыкающий скачок C отходит вниз по потоку со скоростью, превышающей примерно в два раза его скорость движения вверх по потоку. Однако его влияние на отрыв пограничного слоя еще сказывается, и срывная зона продолжает увеличиваться, а форма скачка B все больше приближается к прямой (но с меньшей скоростью, фиг. 8б, кадр. 3–7). При этом вновь увеличивается давление в исследуемых точках щитка (фиг. 8а).

Наличие двух пиков давления и обуславливает собой появление в спектре частоты 2000 гц .

Срывная область увеличивается до тех пор, пока между разделяющими линиями тока и вихревой пеленой

Замыкающий скачок C отходит вниз по течению за кромку щитка, становится слабым и перестает влиять на давление в срывной области [1] (фиг. 8б, кадр. 7—10), способствуя тем самым ускорению отхода скачка B .

В момент времени $t \approx 0.00085$ сек скорость отходящего скачка B и истекающей массы газа, по отношению к скорости звука в набегающем потоке, становится сверхзвуковой. Область невязкого течения за скачком B начинает увеличиваться. При $t = 0.00095$ сек скорость отхода скачка B соответствует числу $M = V_B / a_\infty = 1.13$. Газ в области невязкого течения за скачком B начинает тормозиться перед щитком путем образования прямой ударной волны, интенсивность и отход от щитка которой увеличиваются по мере приближения скачка B (фиг. 8б, кадр. 11—14). Интенсивность же последнего, наоборот, уменьшается.

У поверхности конуса, по мере отхода скачка B , образуется новая срывная область δ с новым косым скачком B у своей вершины (фиг. 8б, кадр. 11—14). При соединении отходящего скачка B со сформировавшейся прямой ударной волной перед щитком возникает первоначальная картина оттекания (фиг. 8б, кадр 14). При этом образовавшаяся новая ударная волна C может быть опять отошедшей, и колебательный процесс повторяется.

Итак, в описанном процессе, как и при помпаже диффузора, работающего на критическом режиме [7, 8], образуются два горла: входное и выходное, и так же в начале процесса входное горло, которое всегда следит за массовым расходом втекающего газа, как бы соответствует запуску, а выходное горло — заперто. Таким образом, неуравновешенность в массовом расходе газа, как и при оттекании тел с вогнутой чашеобразной лобовой поверхностью [9] и при помпаже входных диффузоров [7, 8, 10], является главным звеном механизма колебаний срывной области с большой амплитудой.

Анализ спектров оттекания модели при $L_n = 0.8$, $\gamma = 110^\circ$, полученных скоростной киносъемкой ($V_c = 31\,250$ кадр./сек) при $M_\infty = 3.01$; $\alpha = 4^\circ, 8^\circ$ и $M_\infty = 1.5; 1.78$; $\alpha = -1^\circ$, показал, что механизм колебаний срывной области и связанных с нею скачков остается таким же, как и при $M_\infty = 3.0$ и $\alpha = -1^\circ$.

Как уже указывалось, причиной возникновения колебаний срывной области с большой амплитудой может быть случайное возмущение. Так, при $L_n = 1.19$, $\gamma = 125^\circ$ в момент колебаний с малой амплитудой отрыв потока начинается с носка конуса, а точка присоединения его находится на периферии щитка. Замыкающий скачок является слабым. Естественно, что при любом случайном возмущении, когда, например, угол атаки модели становится отличным от нуля интенсивность замыкающего скачка с наветренной стороны модели увеличивается. При достаточно мощном возмущении, когда перепад давления на замыкающем скачке становится сверхкритическим, срывная область расширяется особенно значительно, и можно прийти к уже разобранному случаю колебания срывной области с большой амплитудой.

Поступило 21 II 1968

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. Maul D. J. Hypersonic Flow over Axially Symmetric Spiked Bodies. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12.
3. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12, pt. 4.
4. Bogdanoff S. M., Vas I. S. Some Experiments on Hypersonic Separated Flows. ARSI 1962, vol. 32, No. 10.
5. Gadd G. E., Cope W. F., Attridge J. L. Heat transfer and skinfriction measurements at a Mach number of 2.44 for a turbulent boundary layer on a flat surface and in regions of separated flow. Aeronaut Res. Council. Rept. and Mem., 1960, No. 3148.
6. Ицхоки Я. С. Импульсные устройства. М., Сов. радио, 1959.
7. Герман Р. Сверхзвуковые входные диффузоры. М., Физматгиз, 1960.
8. Hermann R., Hsu C. T. Free flight simulation of the testing of supersonic inlet diffusers in a free jet wind tunnel with 50% area ratio in the mach Number Range from 1.5 to 3. Rosemount Aeronaut. Laboratories University of Minnesota Research Report, 117, August, 1955.
9. Connors J. F., Lovell J. C. Some observations on supersonic stabilization and deceleration devices. IAS Paper, 1960, No. 19.
10. Trimp A. L. An analysis of ruzzing in supersonic ram. Jets bu a Modified One-Dimensional Nonstationary Wave Theory. NASA RM L 52A18, March, 1952.