

— α_i только на 25 %. Однако размерная ее величина существенно росла, так как толщина пограничного слоя при этом уменьшалась приблизительно в 2,5 раза. При этом безразмерная реальная часть волнового числа (абсолютное значение) уменьшалась примерно в 2,5 раза, а ее размерное значение оставалось постоянным.

Из результатов, представленных на рис. 4, видно, что в пограничном слое могут быть стационарные волны, соответствующие модам 1 и 3. Что касается моды 2, то она при $\omega \rightarrow 0$ становится редакционно затухающей вверх по потоку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липь Ц. П. Теория гидродинамической устойчивости.— М.: ИЛ, 1958.
2. Demetriades A. An experiment on the stability of hypersonic laminar boundary layers // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 7, pt 3.
3. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and transition of a supersonic laminar boundary layer on an insulated flat plate // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 9, pt 2.
4. Kendall J. M. Supersonic boundary-layer stability experiments // Proc. of boundary layer transition study group meeting.— S. l., s. a.— (Air force rept; N BSD—TR—67—213).
5. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 5.
6. Гапонов С. А. Влияние непараллельности течения на развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 2.
7. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ.— 1986.— № 5.
8. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование развития возмущений в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 4,0$ // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1990.— № 6.
9. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках.— Новосибирск: Наука, 1980.
10. Гапонов С. А. Развитие трехмерных возмущений в слабонепараллельном сверхзвуковом потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1982.— № 3, вып. 1.
11. Гапонов С. А., Лысенко В. И. Развитие возмущений вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком // ПМТФ.— 1988.— № 6.

г. Новосибирск

Поступила 2/VII 1990 г.

УДК 534.13:533.6.011.5

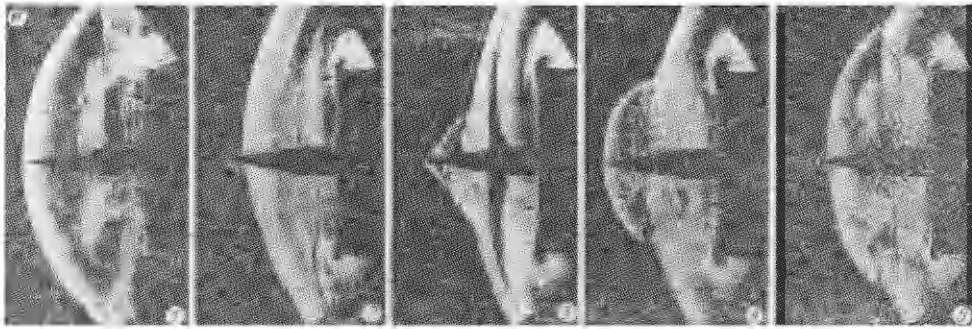
В. И. Запругаев, С. Г. Миронов

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ПУЛЬСАЦИЙ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ПЕРЕД ЦИЛИНДРОМ С ОСТРОЙ ИГЛОЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Применение иглы перед тупым телом для уменьшения аэродинамического сопротивления ограничено неблагоприятным влиянием интенсивных пульсаций течения, которые зависят от формы носовой части тела, длины иглы и числа Маха потока. Результаты исследований пульсаций течения при обтекании сверхзвуковым потоком таких конфигураций приведены в ряде работ [1—7]. Возникновение интенсивных периодических пульсаций обусловлено возбуждением автоколебаний в передней отрывной зоне перед торцом с иглой.

Рассматриваемая автоколебательная система — система с распределенными параметрами, математическое моделирование которой представляет собой сложную задачу. Стремление к построению упрощенной модели явления ведет к необходимости выделения важнейших составляющих системы: собственно колебательная система; элемент, регулирующий поступление энергии в систему; обратная связь; источник энергии, которым служит высокоскоростной поток, омывающий отрывную зону [8]. Для выделения основных элементов автоколебательной системы необходимо детальное изучение не только спектральных и корреляционных характеристик пульсаций, но и отдельных фаз картины течения.

Экспериментальные данные о величине и спектральном составе пульсаций давления на цилиндре с иглой, полуугол носового конуса которой равен 20° , приведены в [7]. Там же дано предварительное обсуждение механизма пульсаций. В настоящей работе представлены уточненное описание механизма пульсаций на цилиндре с острой иглой и экспериментальные данные о характере пульсаций при длине иглы, соизмеримой с расстоянием до отошедшего скачка уплотнения.



1. Эксперименты выполнены на модели, представляющей собой цилиндр диаметром $D = 100$ мм. На оси цилиндра закреплена игла, которая представляет собой цилиндр диаметром d с коническим заострением (θ — полуугол носового конуса, $d = 4$ или 16 мм). Длина иглы изменялась дискретно в диапазоне $\bar{l} = l/D = 0-1,5$. На торце цилиндра за подлицо с поверхностью размещены четыре пьезодатчика пульсаций давления на окружности диаметром $0,76D$. Испытания проведены при нулевом угле атаки модели на холодном воздухе ($T_{00} \approx 280$ К) в сверхзвуковой аэродинамической трубе [9] при числах Маха потока $M_\infty = 2,0$ и $3,0$. Число Рейнольдса, полученное по параметрам набегающего потока и диаметру цилиндра, $Re_\infty = (2,4-5,0) \cdot 10^6$. Для измерения статистических характеристик пульсаций давления сигналы с датчиков подавались на многоканальный магнитограф Н067 с последующей обработкой. Для определения характера движения ударно-волновой структуры при автоколебательном процессе применялась методика привязки мгновенных фотографий поля течения к измеряемым пульсациям давления [10].

2. Интенсивные пульсации отрывного течения в передней части цилиндра возникают при длине иглы большей, чем расстояние по оси от торца цилиндра до отошедшего криволинейного скачка уплотнения при отсутствии иглы. Среднеквадратичное значение пульсаций давления p_Σ , отнесенное к скоростному напору внешнего потока q_∞ , лежит в диапазоне $0,3-1,0$. Отметим, что по данным [1] для $M_\infty = 3,0$, $Re_1 = 7 \cdot 10^6$ 1/м (Re_1 — единичное число Рейнольдса) максимальное $p_\Sigma/q_\infty = 0,82$.

В частотном спектре интенсивных пульсаций давления наблюдается ряд пиков [1, 7]. Число Струхала основного тона по результатам наших измерений удовлетворительно описывается эмпирической зависимостью

$$(2.1) \quad Sh = fl/u_\infty = -0,1\bar{l}^2 + 0,38\bar{l} - 0,07.$$

Формула (2.1) применима с точностью до 25 % в диапазоне $0,4 \leq \bar{l} \leq 1,5$, $M_\infty = 2-3$ при $Re_\infty = (2,4-3,3) \cdot 10^6$ для угла полураствора у острия иглы $\theta = 10-45^\circ$. В [4] приведены близкие значения частоты.

Измеренные корреляционные функции указывают на синфазность пульсаций давления для всех датчиков на торце цилиндра. Форма осциллограмм пульсаций давления изменяется в зависимости от формы носовой части иглы и ее длины.

3. При рассмотрении пульсаций в передней зоне отрыва на теле с иглой отмечалось наличие двух типов пульсаций [5, 6]. В [7] эти режимы названы массорасходными пульсациями и акустическими колебаниями. Первый режим реализуется при короткой игле, второй — при более длинной. Под термином акустические колебания подразумеваются колебания, механизм которых подобен механизму пульсаций в омываемой потоком выемке. Основа последнего — неустойчивость слоя сдвига над выемкой. Обратная связь в данном случае замыкается посредством акустических волн, распространяющихся в выемке (см., например, [11]). Критерий, который разграничивает пульсации на массорасходные и акустические, введен в [7]. Изложенное в литературе описание массорасходных

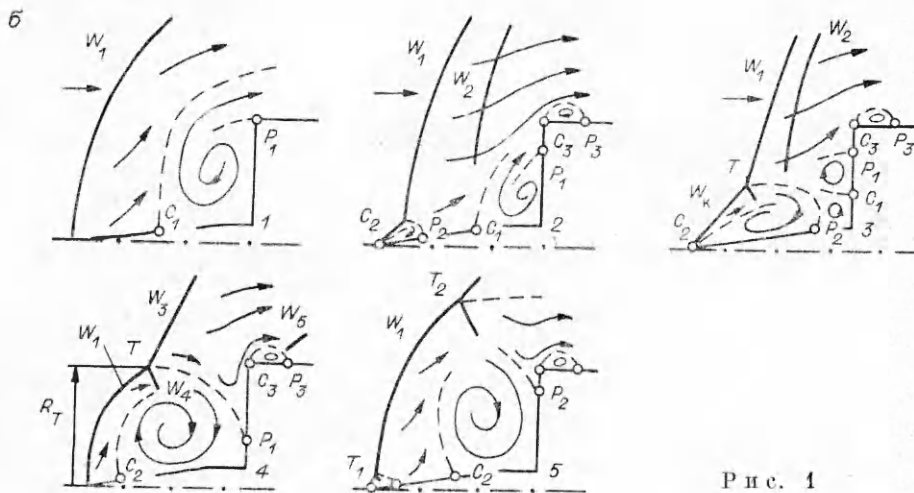


Рис. 1

пульсаций применительно к тупому телу с иглой недостаточно разработано для выполнения математического моделирования. Поэтому в настоящем пункте дано представление о механизме массорасходных пульсаций на цилиндре с острой иглой при сверхзвуковом обтекании, важная особенность которых — интенсивный массообмен вблизи внешней границы цилиндра. При построении схем наряду с использованием полученных экспериментальных данных применялись результаты численных расчетов подобного пульсационного течения [2] и экспериментального исследования структуры течения перед двумерной ступенькой [12].

Шлирен-снимки, представленные на рис. 1, а, и отвечающие им схемы течения (рис. 1, б) для различных фаз пульсаций соответствуют $M_\infty = 2,0$, $Re_\infty = 2,5 \cdot 10^6$, $\bar{d} = d/D = 0,16$, $\bar{l} = 0,65$, $\theta = 10^\circ$. Осциллограмма пульсаций давления $p'(t/T_0)$ приведена на рис. 2. Кружки 1—5 на осциллограмме отвечают тем моментам времени, для которых представлены фотографии и схемы течения. Среднеквадратичное отклонение периода пульсаций от его среднего значения достигает 5 %, что дает погрешность в определении истинной фазы момента фотографирования.

Рассмотрение автоколебаний начнем с того момента времени ($t = 0$), при котором регистрируется минимальное давление на торце цилиндра. Этой фазе соответствует максимальный отход головной ударной волны (УВ) W_1 от торца. Использование термина УВ (а не скачок уплотнения) обусловлено существенной скоростью перемещения волны, что наблюдается для отдельных моментов времени. При $t = 0$ форма УВ близка к волне, формирующейся при обтекании тупого тела без носовой иглы. Однако расположена эта УВ на большем расстоянии от торца, чем в случае отсутствия носовой иглы. Для этой фазы пульсаций УВ не перемещается. Такое расположение головной УВ объясняется тем, что в данный момент времени роль тупого тела выполняет зона отрыва, при этом игла оmyвается дозвуковым потоком. На фото 1 отчетливо просматривается граница, разделяющая газ непосредственно за УВ и турбулизованный газ, вовлеченный в вихревое движение внутри зоны отрыва. На схеме 1 эта разделяющая линия тока исходит из точки C_1 . Линии тока набегающего потока, прошедшие через волну W_1 , показаны исходя из предположения об обтекании ими жидкого контура, ограниченного упомянутой разделяющей линией тока. Подобное расположение УВ относительно тела неустойчиво, что проявляется опорожнением зоны отрыва. Разделяющая линия тока, приходящая в точку P_1 , построена из необходимости существования вихревого течения в зоне отрыва перед торцом. При уменьшении зоны отрыва часть газа истекает наружу, а часть остается внутри зоны отрыва.

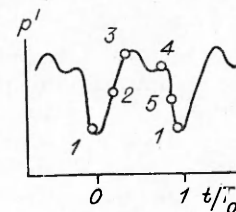


Рис. 2

Для данной фазы пульсаций истечение из зоны отрыва доминирует над некоторым постулением массы газа за счет массопереноса внутрь зоны отрыва через разделяющую линию тока, исходящую из точки C_1 и являющуюся сдвиговым слоем. Уменьшение массы газа в зоне отрыва приводит к необходимости смещения УВ к торцу, вследствие чего острие иглы оказывается перед УВ W_1 (фото 2 и схема 2). При этом острие иглы омывается сверхзвуковым потоком, что формирует присоединенный конический скачок уплотнения. Последний, взаимодействуя с волной W_1 образует тройную конфигурацию скачков уплотнения (T — точка пересечения скачков, схема 3). Угол наклона присоединенного конического скачка уплотнения для конуса с $\theta = 10^\circ$ для потока с $M_\infty = 2,0$ [13] равен 31° .

На схеме 3 угол наклона присоединенного скачка уплотнения равен 52° . Такой угол конического скачка соответствует обтеканию потоком с $M_\infty = 2,0$ конуса с $\theta = 35^\circ$, что отвечает жидкому конусу, который возникает вследствие отрыва потока вблизи острия иглы. На схеме 3 показана разделяющая линия тока, исходящая из точки C_2 и совпадающая с внешней образующей жидкого конуса. На схемах 2, 3 и 5 изображены зоны отрыва вблизи острия иглы, которые отчетливо просматриваются на соответствующих фотографиях.

При смещении головной УВ W_1 по потоку от положения, показанного на схеме 1, острие иглы начинает омываться сверхзвуковым потоком. Давление непосредственно за волной равно давлению за прямым скачком уплотнения p_2 , а давление на носовой части иглы p_R определяется поджатием потока в коническом присоединенном скачке уплотнения W_R :

$$(3.1) \quad p_R/p_\infty = (2\gamma M_\infty^2 \sin^2 \omega - \gamma + 1)/(\gamma + 1)$$

(ω — угол наклона скачка уплотнения к направлению набегающего потока, γ — показатель адиабаты). Для острых конусов повышение давления незначительное, например, для $M_\infty = 2,0$, $\theta = 10^\circ$ и $\omega = 31^\circ$ давление в присоединенном скачке уплотнения $p_R/p_\infty = 1,06$. Появившийся положительный градиент давления, действуя через область конического течения, приводит к отрыву ламинарного пограничного слоя на носовом конусе. Перепад давления, вызывающий подобный отрыв на конусе, согласно эмпирической зависимости из [14], записывается как $p_s/p_1 = 0,65 + 0,72M_1$. Для оценок в случае острой иглы можно положить $M_1 \simeq M_\infty$, $p_R = p_1 \simeq p_\infty$. Согласно (3.1), при $M_\infty > 1,02$ перепад давления в прямом скачке уплотнения $\omega = 90^\circ$ превышает перепад, при котором возникает отрыв ламинарного пограничного слоя.

Увеличение размеров возникшей локальной области отрыва происходит из-за втекания высокоскоростного потока, который ограничен с одной стороны тангенциальным разрывом, исходящим из тройной точки T , а с другой — сдвиговым слоем, начало которого находится в точке отрыва C_2 . На торце, по нашему мнению, в момент времени $t/T_0 \simeq 0,5$ возможно существование пары тороидальных вихрей, изображенных на схеме между точками P_1 и C_1 , P_2 и C_2 . Их нанесение на схему обусловлено согласованием направлений векторов скорости вблизи поверхностей и между собой. Наличие точки растекания P_1 связывается с интенсивным разворотом потока вблизи угловой кромки. Если поток выше точки P_1 течет от оси, левее точки P_2 течет к носу иглы, то для согласованного движения газа в области между P_1 и P_2 следует предположить наличие точки стекания C_1 (схема 3).

Наличие локальной области отрыва на боковой поверхности цилиндра, ограниченной точками отрыва C_3 и присоединения P_3 , доказано экспериментально для плоского стационарного обтекания ступеньки [12]. Для пульсирующего течения образование этой локальной зоны отрыва связывается с фазами течения, приведенными на схемах 2—5. На них не показан веер волн разрежения, соответствующий развороту и ускорению потока вблизи острой кромки. Замыкающий скачок W_5 , сопровождаю-

пий вторичное присоединение на боковой поверхности цилиндра, наблюдается на фото и схеме 4.

При перемещении головной УВ W_1 вниз по потоку она встречается со вторичной отошедшей УВ W_2 и происходит их взаимодействие. Образование вторичной УВ W_2 обусловлено перемещающейся УВ W_1 . Необходимость разворота этого потока у торца цилиндра и приводит к возникновению волны W_2 . Взаимодействие УВ одного направления приводит к появлению результирующей УВ W_3 , волны разрежения и контактного разрыва [14]. Результирующая волна W_3 более интенсивная, чем W_1 , что видно по уменьшению скорости ее движения вниз по потоку. На схеме 4 тройная конфигурация состоит из W_1 , W_3 и отраженной волны W_4 , причем коническая волна W_R приобрела криволинейную форму и обозначена теперь W_1 .

Вследствие того что набегающий поток, заключенный внутри окружности с центром на носике иглы и радиусом R_T (R_T — расстояние от оси до тройной точки), поступает в область отрыва, наблюдается увеличение ее размеров (схема 4). Отчетливо видна линия контактного разрыва, исходящая из тройной точки T и замыкающаяся на торце в точке P_1 . Вблизи острия формируется криволинейная УВ W_1 . Точка отрыва C_2 с острия перемещается на боковую поверхность иглы. Газ внутри зоны отрыва вовлечен в вихревое движение. Изображение на схемах линий тока вихревого движения газа в виде незамкнутых спиральных линий означает заполнение зоны отрыва (схемы 3—5) или опорожнение (схема 1).

Наполнение области отрыва ведет к перемещению точки растекания по поверхности торца от оси. Первоначальное наполнение области отрыва осуществлялось за счет втекания высокоскоростной струи, ограниченной разделяющей линией тока TP_1 и разделяющей линией тока, исходящей из точки C_2 (схема 4). По мере заполнения зоны отрыва внешняя граница струи, ограниченная контактным разрывом, исходящим из тройной точки T , сходит с торца цилиндра. Это приводит к тому, что только внутренняя часть струи втекает в зону отрыва (схема 5). Контактная поверхность, исходящая из точки отрыва потока C_2 , смещается от острия иглы по потоку. Дальнейшее увеличение поперечных размеров области отрыва приводит к прекращению втекания газа вблизи края торца. Цикл автоколебательного процесса заканчивается (схема 1). Появление новой тройной точки T вблизи острия (фото 5), в то время как на снимках 1 и 4 отсутствует тройная конфигурация УВ, указывает на некоторое различие для отдельных периодов пульсаций.

Аналогичные данные получены для $M_\infty = 3,0$, $Re_\infty = 3,3 \cdot 10^6$, $\bar{d} = 0,04$, $\bar{l} = 0,75$, $\theta = 10^\circ$, характерно подобие фаз процесса, описанных для $M_\infty = 2,0$. Некоторое различие имеется для схемы 3, что выражается в более интенсивной волне давления, распространяющейся против потока по отрывной области. Для $M_\infty = 3,0$ иногда наблюдается более сложное взаимодействие УВ W_1 и W_3 , выражающееся в появлении рядом двух тройных точек T и T' .

Следует отметить два максимума давления на осциллограммах $p'(t/T_0)$, наличие которых сопровождает автоколебательный процесс на цилиндре с острыми иглами. Для тупой иглы ($\theta = 45^\circ$) такой особенности не замечено.

Отчетливо видимое на шлирен-снимках искривление тангенциального разрыва, исходящего из тройной точки T , объясняется градиентами давления (схемы 3, 4). Просматривается аналогия искривления внешней границы высокоскоростной струи TP_1 (схема 4) с результатами [5], которые соответствуют $M_\infty = 6,0$ и объясняются возникновением интерференции IV типа, исследованной Эдни. Согласно [15], при $M_\infty < 3$ в искривленной высокоскоростной струе за скачком W_4 (рис. 1, б) число Маха потока меньше единицы. Для данных на рис. 1 это подтверждается тем, что в искривленном кольцевом высокоскоростном потоке не наблюдаются внутренние скачки уплотнения, которые отмечены в [5]. Искрив-

ление кольцевого струйного течения за волной W_4 играет важную роль в механизме наполнения зоны отрыва, как и указывалось в [5].

Отметим подобие закона движения головной УВ W_1 относительно пульсаций давления $p'(t/T_0)$ на торце с результатами [16], где приведены расчетные соотношения между законом движения центрального скачка уплотнения в первой ячейке сверхзвуковой недорасширенной струи, взаимодействующей с плоской преградой, и пульсаций давления на преграде. В частности, максимальный отход центрального скачка уплотнения от преграды отвечает минимальному давлению на ней, что хорошо коррелирует с данными настоящей работы. Для расчетной временной зависимости пульсаций давления в точке на краю преграды отмечается локальный минимум в районе максимального давления [16], что также наблюдается в описываемых экспериментах с иглой (см. рис. 2). Соответствие в фазовых соотношениях между пульсациями давления и движением скачка уплотнения для этих двух типов автоколебательных процессов позволяет предположить подобие механизмов пульсаций. По-видимому, элементом, определяющим это подобие, является способ наполнения зоны отрыва путем отклонения высоконапорной струи, внешняя граница которой совпадает с контактной поверхностью, исходящей из тройной точки.

4. Представленные схемы течения позволяют описать механизм наполнения зоны отрыва за время одного цикла пульсаций. Наполнение начинается с образования области отрыва вблизи острия иглы, которая включает в себя точку отрыва C_2 , точку присоединения потока P_2 и тройную точку взаимодействия УВ T (схема 2). Расстояние вдоль оси от торца до точки T обозначено Δl , а расстояние от точки T до оси — R_T . Как уже обсуждалось выше, возникновение локальной области отрыва вблизи острия иглы обусловлено невозможностью преодоления ламинарным пограничным слоем резкого увеличения давления в УВ W_1 .

По мере смещения УВ W_1 вниз по току локальная область отрыва увеличивается в размерах, что происходит за счет поступления внутрь области струйного потока, прошедшего через присоединенный конический скачок уплотнения W_1 и отраженный скачок W_4 (схемы 3 и 4). Описанный способ заполнения отрывной зоны может быть подтвержден сравнительными оценками массы газа, втекающего в зону отрыва m_1 и находящегося в зоне отрыва перед ее опорожнением. Внутри зоны отрыва поступает поток, ограниченный окружностью радиуса R_T (схема 4). Это позволяет вычислить массу газа в области отрыва:

$$m_1 = \rho_\infty u_\infty \int_0^{t_3} (\pi R_T^2) dt$$

(ρ_∞ , u_∞ — плотность и скорость набегающего потока, t_3 — время заполнения зоны отрыва, отвечающее сходу с цилиндра разделяющей линии тока). На схеме 4 эта линия тока обозначена TP_1 . Для режима, приведенного на рис. 1, зависимость $R_T(t)$ в интервале $0 < t < t_3$ можно представить как линейную

$$(4.1) \quad R_T(t) = u_r t.$$

Максимальный отход головной УВ W_1 соответствует моменту времени $t = 0$.

С другой стороны, массу газа в области отрыва в момент времени t_3 можно оценить, зная объем области V и плотность газа внутри ее: $m_2 = \int_V \rho dV$. Для оценок предположим, что плотность газа внутри зоны отрыва постоянна и равна плотности газа за прямым скачком уплотнения ρ_2 . Объем области отрыва в момент времени t_3 удовлетворительно аппроксимируется полусферой с радиусом, равным длине иглы.

Отношение m_1/m_2 характеризует правомерность принятых допущений

$$(4.2) \quad m_1/m_2 = (\rho_\infty/\rho_2) u_\infty u_r^2 t_3^3 / (2l^3),$$

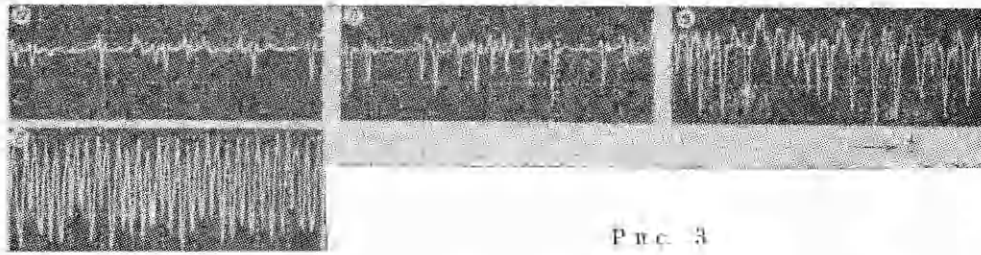


Рис. 3

где при вычислении m_1 учтено (4.1). Для $M_\infty = 2$ радиальная скорость движения тройной точки T , которая характеризует увеличение поперечных размеров зоны отрыва, $u_r = 50$ м/с. Время заполнения зоны отрыва равно 1,03 и 0,69 мс для $M_\infty = 2$ и 3 соответственно. Эти данные получены с использованием схем течения, приведенных на рис. 1, б. Отношение ρ_2/ρ_∞ отвечает увеличению плотности на прямом скачке уплотнения. Тогда $m_1/m_2 = 0,9$ и 0,4 для $M_\infty = 2$ и 3. Эти оценочные данные указывают на допустимость предложенного механизма заполнения зоны отрыва. Вывод основан на том, что числовые значения входящих в (4.2) величин разнятся более чем в 10^5 раз. Поэтому найденные значения 0,9 и 0,4 могут быть приняты как подтверждение изложенного способа наполнения отрывной зоны.

Время заполнения области отрыва соизмерно с периодом автоколебательного процесса. Процессы заполнения и опорожнения зоны отрыва для определенных фаз пульсационного цикла протекают одновременно. Например, см. схему 2, где показаны наличие увеличивающейся в размерах локальной зоны отрыва вблизи острия иглы, но в то же время и опорожнение из области за УВ W_1 , что указывает на недостаточность упрощенного представления периода пульсаций как суммы промежутков времени заполнения и опорожнения отрывной области.

5. Одна из особенностей обтекания тела с иглой — существование режима неперIODических пульсаций. На рис. 3 представлены осциллограммы пульсаций давления для $M_\infty = 2,00$, $Re_\infty = 2,4 \cdot 10^6$, $\bar{d} = 0,2$, $\theta = 20^\circ$ ($D = 80$ мм); $a - e$ отвечают длине иглы $\bar{l} = 0,52$; 0,58; 0,62; 0,74. При $\bar{l} = 0,52$, что несколько больше, чем расстояние до отошедшего скачка уплотнения при отсутствии иглы ($\bar{l}_s = 0,45$), наблюдаются отдельные, редко следующие отрицательные импульсы давления. С ростом \bar{l} увеличивается как частота их появления, так и амплитуда (рис. 3, б). При дальнейшем увеличении длины иглы импульсы следуют непрерывно, амплитуда достигает 50 кПа. Частота и амплитуда импульсов флуктуируют (рис. 3, в). Частотные спектры пульсаций давления для режимов, соответствующих рис. 3, $a - e$, не содержат дискретной составляющей. На режиме установившихся автоколебаний заметен отчетливый пик в частотном спектре (рис. 3, г).

Анализ шпирен-снимков, привязанных к фазе пульсаций давления, показал, что связь между положением головной УВ и фазой пульсаций давления для режима неперIODических пульсаций в целом подобна связи для режима развитых автоколебаний. Возникновение неперIODических пульсаций объясняется тем, что незначительное выдвигание острия иглы за УВ приводит к потере устойчивости данной колебательной системы, но достаточно эффективной обратной связи еще не существует. Аналогичное явление наблюдалось для струйных систем [17]. Импульсная природа возникновения интенсивных пульсаций на границе зоны их существования указывает на релаксационный характер автоколебаний. Последнее подразумевает, что амплитуда автоколебаний увеличивается от малого значения до установившегося за доли периода колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Calarese W., Hankey W. L. Modes of shock-wave oscillations on spiked-tipped-bodies // AIAA J.— 1985.— V. 23, N 2.
2. Shang J. S., Smith R. E., Hankey W. L. Flow oscillations on spiked-tipped bodies.— Pasadena, Calif., 1980.— (Pap./AIAA; N 80—0062).
3. Глотов Г. Ф. Особенности сверхзвукового обтекания затупленных тел с пглой // Двигатели летательных аппаратов: Тр. VIII науч. чтений по космонавтике.— М.: Наука, 1986.
4. Эрикссон Л. Пульсации потока на вогнутых конических головных частях // РТК.— 1978.— Т. 16, № 11.
5. Панарас А. Г. Пульсирующие течения около осесимметричных выпуклых тел // РТК.— 1981.— Т. 19, № 8.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 4.
7. Запругаев В. И., Миронов С. Г. Экспериментальное исследование пульсаций в передней отрывной зоне при сверхзвуковой скорости потока // ПМТФ.— 1989.— № 4.
8. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы.— М.: Наука, 1980.
9. Волонихин И. И., Григорьев В. Д., Демьяненко В. С. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэрофизические исследования.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
10. Запругаев В. И., Миронов С. Г. Методики привязки фотографий поля течения к измеренному локальному параметру // Методы аэрофизических исследований: Матер. IV Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987.
11. Запругаев В. И. Исследование пульсаций в отрывной зоне свободной каверны при сверхзвуковой скорости потока // ПМТФ.— 1985.— № 6.
12. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. И. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 28—83).
13. Кибардин Ю. А., Кузнецов С. И., Любимов А. Н., Шумяцкий Б. Я. Атлас газодинамических функций при больших скоростях и высоких температурах воздушного потока.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961.
14. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем.— М.: Машиностроение, 1983.
15. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны.— М.: ИЛ, 1950.
16. Усков В. Н., Цымбалов В. В., Цымбалова Е. Н. Численное решение задачи о нестационарном взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой // Моделирование в механике.— 1987.— Т. 1(18), № 6.
17. Серов Ю. В., Соболев А. В. Исследование пульсаций при взаимодействии перерасширенных струй с плоскими преградами // Докл. симпоз. по физике акустогидродинамических явлений, Сухумп, 1975.— М.: Наука, 1975.

г. Новосибирск

Поступила 9/II 1990 г.,
в окончательном варианте — 21/VI 1990 г.

УДК 532.546

С. А. Сафонов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВОМ КАНАЛЕ В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ

В работе изучается истечение вязкой несжимаемой жидкости из сопла прямоугольной формы в затопленное пространство ячейки Хил-Шоу (щелевого канала). Ширина сопла $d = 2r \gg h$ (h — толщина ячейки). Конфигурация области течения представлена на рис. 1. Характерный линейный размер в рассматриваемом поле течения много больше толщины щелевого канала, поэтому изменение гидродинамических характеристик потока в горизонтальных направлениях целесообразно определять, решая двумерные уравнения движения для осредненных в вертикальном направлении (перпендикулярном плоскостям, ограничивающим ячейку) величин и полагая, что вертикальная компонента вектора скорости равна нулю.

В [1] получены уравнения движения в двумерном приближении в области линейного закона трения о стенки ячейки, соответствующего ламинарному диапазону чисел Рейнольдса $Re = \bar{U}2h/\nu$ (\bar{U} — среднерасходная скорость в щелевом канале), и проведен их численный анализ. Там же приведены результаты лазерно-доплеровских измерений скорости в плоскости симметрии ячейки в диапазоне $Re 140 \div 7000$ и показано, что в течении формируются две области: высокоскоростного струйного течения с преобладающей ролью сил инерции и течения с малыми скоростями. В области