

УДК 532.526:533.6.011.35

© 2006 г. Б. Н. ДАНЬКОВ, А. П. КОСЕНКО, В. Н. КУЛИКОВ, В. Н. ОТМЕННОКОВ

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ КОНУСОЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА ПРИ БОЛЬШОМ УГЛЕ ИЗЛОМА ОБРАЗУЮЩЕЙ НА ПЕРЕДНЕЙ УГЛОВОЙ КРОМКЕ

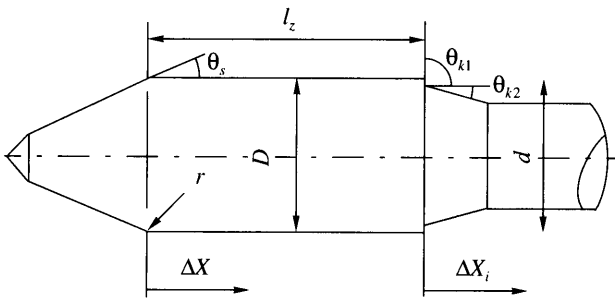
На основании результатов экспериментальных исследований обтекания конусоцилиндрических тел с малыми углами излома образующей на передней угловой кромке ($\theta_s \leq 20^\circ$), а также имеющих данных по обтеканию конусоцилиндрических и сегментальноцилиндрических тел при больших углах излома образующей ($\theta_{s,c} \geq 30^\circ$) проведено обобщение данных по особенностям трансзвукового обтекания и прежде всего перестройки течения, происходящей за передней угловой кромкой при $\theta_s \geq 30^\circ$, и характеризующим ее газодинамическим параметрам. Особое внимание уделено критической стадии перестройки течения, природе стационарного аэродинамического гистерезиса, влиянию числа Рейнольдса и волновых возмущений.

Ключевые слова: свободная и фиксированная зоны отрыва, замыкающий скачок, трансзвуковая перестройка течения, гистерезис, волновые возмущения, локальные аэродинамические нагрузки.

Статья продолжает публикацию [1] итогов исследований трансзвукового обтекания надкалиберных конусоцилиндрических тел, а также локальных стационарных и нестационарных аэродинамических нагрузок, воздействующих на них. Известные до настоящего времени систематические данные по трансзвуковой перестройке течения за указанной кромкой, содержащие описание не только особенностей изменения газодинамических параметров, но и физической картины течения, относятся в основном к случаю трансзвуковой перестройки течения при больших углах излома образующей ($\theta_{s,c} \geq 30^\circ$) [2–11]. Значительно слабее была исследована перестройка течения при малых углах излома ($\theta_s \leq 20^\circ$) [2, 3, 12].

Проведенные в последнее время экспериментальные исследования надкалиберных конусоцилиндрических тел с углами $\theta_s \leq 20^\circ$ позволили получить ряд новых результатов и провести обобщение данных по трансзвуковой перестройке течения за передней угловой кромкой тел при различных углах излома образующей на этой кромке. Результаты такого обобщения для тела с большими углами $\theta_{s,c}$ представлены в данной работе. Включено изложение эволюции физической картины течения, природы гистерезиса, выяснение характера влияния числа Рейнольдса и установление важной роли, которую играют волновые возмущения в трансзвуковых течениях. Также рассмотрен вопрос о влиянии удлинения цилиндрической части тела на указанный процесс перестройки течения.

При трансзвуковой перестройке течения величина нестационарных аэродинамических нагрузок существенно увеличивается [2–14]. В связи с этим рассматривается весь указанный процесс, обусловленный возникновением и развитием на поверхности конусоцилиндрического тела области сверхзвукового течения, но особое внимание уделяется его критической стадии. В общем случае эта стадия характеризуется спонтанным качественным изменением структуры течения от одного устойчивого состояния к другому, наличием аэродинамического гистерезиса и нестационарностью [11]. Характер



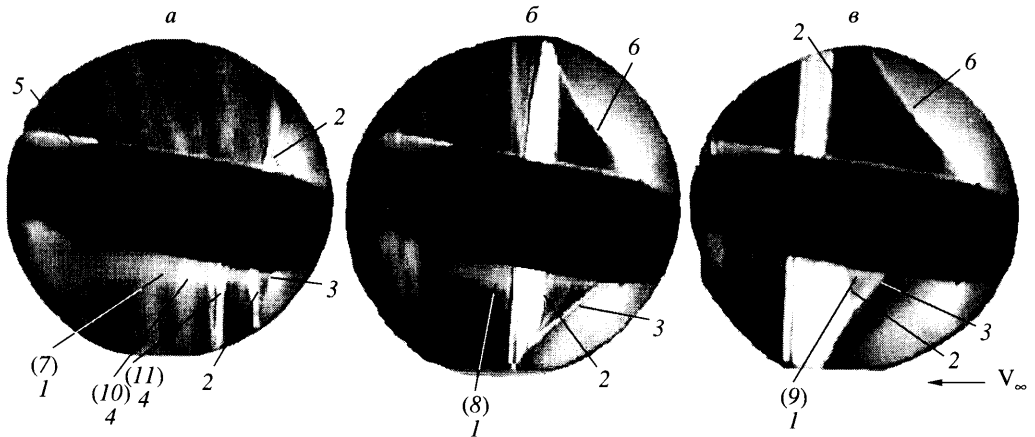
Фиг. 1. Схема и основные геометрические параметры исследованных моделей надкалиберных конусоцилиндрических тел

перестройки обуславливается, прежде всего наличием зоны отрыва пограничного слоя, резкое изменение ее размеров, формы и положения, а также интенсивности связанных с этой зоной скачков уплотнения может привести к существенному изменению локальных стационарных, но главным образом к значительному росту нестационарных аэродинамических нагрузок, причем одновременно на достаточно большой части поверхности тела.

Величина нестационарной локальной аэродинамической нагрузки при эргодичном процессе представляется в виде спектральных и корреляционных характеристик пульсаций давления. При отсутствии эргодичности нагружение приводится в виде реализаций мгновенных значений давления. Величина нестационарного нагружения в последнем случае будет определяться амплитудой изменения коэффициента мгновенного давления ΔC_p и производной dC_p/dt (t – безразмерное время, величина, обратная числу Струхала Sh). В обоих случаях величина нестационарного воздействия будет зависеть от согласованности по времени изменения локальных нагрузок на рассматриваемой поверхности и величины площади этой поверхности. При расположении датчиков давления в нескольких поперечных сечениях тела по окружности его наружной поверхности могут быть получены данные по колебаниям нормальной силы и момента тангажа.

Проведенные исследования течения на моделях надкалиберных конусоцилиндрических тел с углом $\theta_s \leq 20^\circ$ (фиг. 1 и таблица) показали [1–3, 12, 13, 15–17], что в некотором диапазоне скорости набегающего потока обтекание таких тел может характеризоваться присутствием одновременно нескольких зон отрыва. Эти зоны отрыва могут быть фиксированными (около угловых кромок) и свободными (фиг. 2). В общем случае отрыв потока за угловыми кромками возникает под воздействием инерционных сил и (при достаточно больших числах Маха) вследствие перерасширения потока, приводящего к последующему интенсивному его торможению с образованием замыкающего (сверхзвуковую область течения) скачка уплотнения. Возникновение фиксированного отрыва в большей степени связано с воздействием инерционных сил, свободного – перепада давления на указанном замыкающем скачке.

При больших углах излома образующей на передней и задней угловых кромках ($\theta_s, \theta_k \geq 30^\circ$) возникающие у угловых кромок зоны отрыва в большей степени будут обладать свойствами и характеристиками фиксированного отрыва; при малых углах излома ($\theta_s, \theta_k \leq 20^\circ$) – свободного, причем и при тех числах Маха, когда точка отрыва свободной срывной области находится около угловой кромки, и зона отрыва схожа с фиксированной [1]. Отличительные черты будет иметь и характер трансзвуковой перестройки течения в указанных случаях. Исследования показали, что свободная зона отрыва небольшой протяженности может возникнуть на цилиндрической поверхности даже при

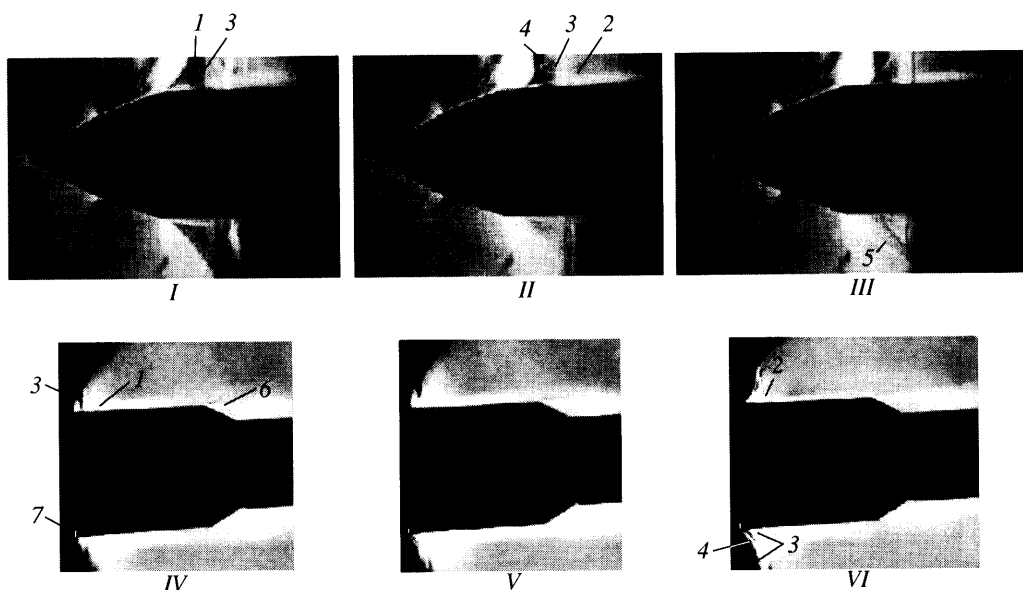


Фиг. 2. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела с малым углом θ_s при возрастании числа M_∞ для модели № 8, $\alpha = 9^\circ$: а-в – $M_\infty = 0.9$; 0.9–0.92; 0.96; 1 – свободная зона отрыва (7 – в развитом состоянии, 8 – в начале перехода в локальное состояние, 9 – в локальном состоянии); 2, 3 – соответственно замыкающий и критические скачки уплотнения; 4 – бегущие (10) и стоячая (11) звуковые волны; 5 – фиксированная кормовая зона отрыва; 6 – висячий скачок уплотнения

ступенной форме носовой части, когда излом образующей в месте сопряжения ее носовой и цилиндрической частей отсутствует [1]. Это связано с тем, что в этом случае скорость звука достигается на носовой части еще до линии сопряжения, и, следовательно, поток, как и на телах с угловой кромкой, при переходе на цилиндрическую поверхность будет разворачиваться после достижения скорости звука на некоторый угол (фиктивный угол θ_{sf}). При достаточно больших углах атаки (рассматриваются углы атаки $\alpha \leq 9^\circ$) свободная зона отрыва в большинстве случаев располагается лишь с подветрен-

№ мод	$l = \frac{l_z}{D}$	$\frac{D}{d}$	$\frac{r}{D}$	θ_s , град	θ_{k1} , град	θ_{k2} , град
1	0.69	1.18	0.08	30	8.8	–
2	0.89	1.18	0.08	20	8.8	–
3	1.0	1.2	0	18	8.0	–
4	1.11	1.4	0	20	90	29
5	1.45	1.51	0	13	90	32
6	1.5	1.12	0	*	15.5	–
7	1.58	1.12	0	*	15.5	–
8	1.86	1.4	0	20	90	19.6
9	2.02	1.06	0	20	90	–
10	2.25	1.13	0	20	90	5.0
11	2.6	1.12	0	*	15.5	–
12	2.77	1.39	0	20	90	19.0
13	3.32	1.06	0	20	90	–

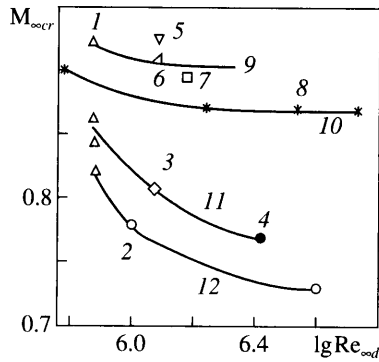
* – ступенная форма носовой части, $\theta_{sf} \approx 13^\circ$.



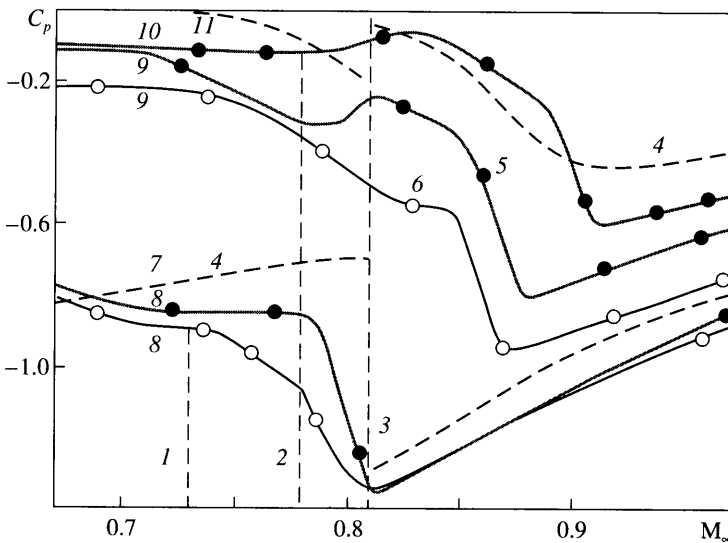
Фиг. 3. Влияние числа Re_{∞} на характер изменения течения при переходе в локальное состояние фиксированной зоны отрыва и начале отхода вниз по течению выделившейся свободной зоны отрыва для $\alpha = 0$ и $\theta_s = 20^\circ$: а – $Re_{\infty D} = 1.2 \times 10^6$, $M_{\infty} = 0.81$, $l = 2.3$, скорость съемки 500 к/с, [1], I–III – кадры 976–978; б – $Re_{\infty D} = 2.2 \times 10^6$, $M_{\infty} = 0.73$ – 0.77 , скорость съемки 24 к/с, модель № 4, IV–VI – кадры 75, 121, 142; 1 – исходная зона отрыва; 2 – выделившаяся развитая свободная зона отрыва; 3–5 – замыкающий, критический и висячий скачки уплотнения; 6 – кормовой фиксированный отрыв; 7 – передняя угловая кромка тела

ной стороны, причем ее протяженность становится больше, чем при $\alpha = 0$. С увеличением угла θ_s ($\theta_s \rightarrow 20^\circ$) зона отрыва на наветренной стороне сохраняется в большем диапазоне углов атаки из-за увеличения градиента давления за передней угловой кромкой.

Уточним понятия малых и больших углов θ_s для турбулентного режима течения. Запомним, что в [2, 3] особенности обтекания, характерные для фиксированных отрывов, отмечались при $\theta_s \geq 15$ – 18° . Эти данные получены при числах $Re_{\infty D} = (0.7$ – $1.2) \times 10^6$. Однако турбулентный режим течения за передней угловой кромкой при углах $\theta_s \leq 20^\circ$ устанавливается при $Re_{\infty D} \geq 2.5 \times 10^6$, спектральные уровни пульсаций давления начинали изменяться пропорционально $Re^{0.1}$ при значениях местного числа Re перед точкой отрыва больших или равных 4×10^6 [18]. Следовательно, результаты [2, 3] соответствуют переходному режиму течения за угловой кромкой. В этом случае структурная перестройка течения и связанное с ней одновременное резкое изменение давления происходит на достаточно большой поверхности тела за указанной кромкой (фиг. 3–5). Вместе с тем исследования показали, что при малых углах θ_s зависимости от числа $Re_{\infty D}$ параметров течения, протяженности фиксированного отрыва, критического числа Маха $M_{\infty cr}$, при котором происходит структурная перестройка течения в этом отрыве, становятся большими, чем при $\theta_s \geq 30^\circ$, причем значения $M_{\infty cr}$ уменьшаются с увеличением числа $Re_{\infty D}$ (фиг. 4). Поэтому для получения достоверных данных, соответствующих турбулентному режиму при малых углах θ_s , испытания необходимо проводить при больших числах $Re_{\infty D}$. При обеспечении турбулентного режима протяженность фиксированного отрыва будет мала, и влияние структурной перестройки течения в указанном отрыве даже при $\theta_s = 20^\circ$ будет незначительным (фиг. 3, 5). При $\alpha = 0$ изменение давления существ-

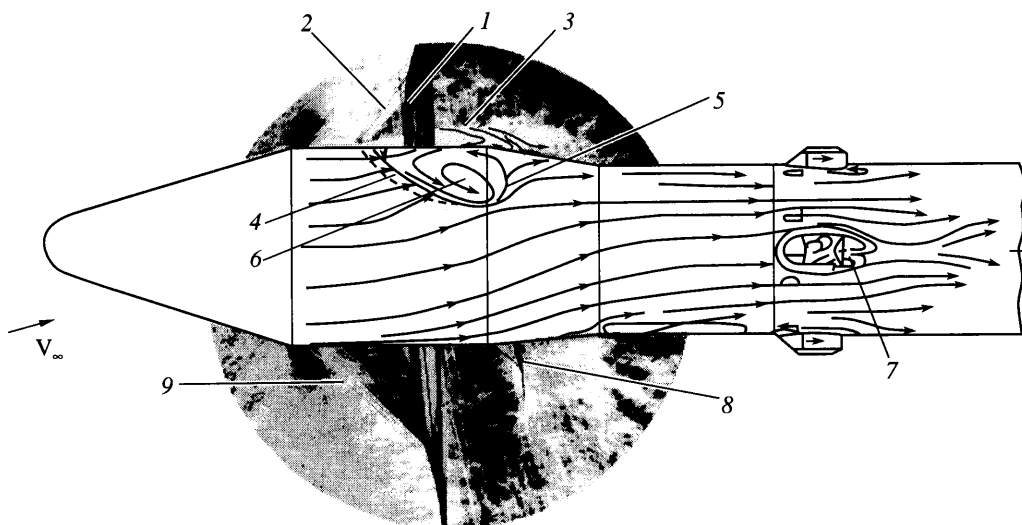


Фиг. 4. Влияние числа Re_∞ на критическое число $M_{\infty cr}$ при переходе в локальное состояние фиксированной зоны отрыва и начале отхода выделившейся свободной зоны отрыва; влияние угла θ_s на зависимость $M_{\infty cr}(Re_\infty)$ при $\alpha = 0$: 1 – $\theta_s = 18, 20, 30^\circ, l = 10$ и 3.0, $Re_{\infty D} = 0.75 \times 10^6$, данные [10]; 2 – $\theta_s = 18^\circ$, модель № 3, $Re_{\infty D} = 1.0 \times 10^6, 4.0 \times 10^6$; 3 – $\theta_s = 20^\circ, l = 2.3, Re_{\infty D} = 1.2 \times 10^6$ [1]; 4 – $\theta_s = 20^\circ$, модель № 8, $Re_{\infty D} = 2.7 \times 10^6$; 5 – $\theta_s = 30^\circ, Re_{\infty D} = 1.2 \times 10^6$ [9]; 6 – $\theta_s = 30^\circ, Re_{\infty D} = 1.2 \times 10^6$ [11]; 7 – $\theta_s = 30^\circ, l = 3, Re_{\infty D} = 1.5 \times 10^6$ [14]; 8 – $\theta_s = 25^\circ, Re_{\infty D} = 0.6-5.5 \times 10^6$ [19]; 9–12 – $\theta_s = 30; 25; 20; 18^\circ$



Фиг. 5. Влияние числа Re_∞ на зависимости изменения давления на боковой поверхности конусоцилиндрического тела от числа M_∞ для $\theta_s = 18^\circ, \alpha = 0$: 1–3 – числа M_∞ перехода в локальное состояние фиксированной и начала отхода свободной зон отрыва при $Re_{\infty D} = 4.0 \times 10^6; 1.0 \times 10^6; 0.75 \times 10^6$; 4 – $l = 10, Re_{\infty D} = 0.75 \times 10^6$ [10]; 5, 6 – модель № 3, $Re_{\infty D} = 1.0 \times 10^6, 4.0 \times 10^6$; 7–11 – $\Delta x/D = 0.045, 0.079, 0.287, 0.485, 0.5$

венно лишь на участке цилиндрической поверхности протяженностью не более $0.05D$. С увеличением угла атаки это влияние возрастает и при $\alpha = 6^\circ$ проявится на участке протяженностью примерно $0.2D$, но лишь с наветренной стороны. Вместе с тем, как показали исследования, при $\theta_s \leq 20^\circ$ на цилиндрической поверхности тела в некотором диапазоне числа Маха присутствует и свободный отрыв, который при расположении около



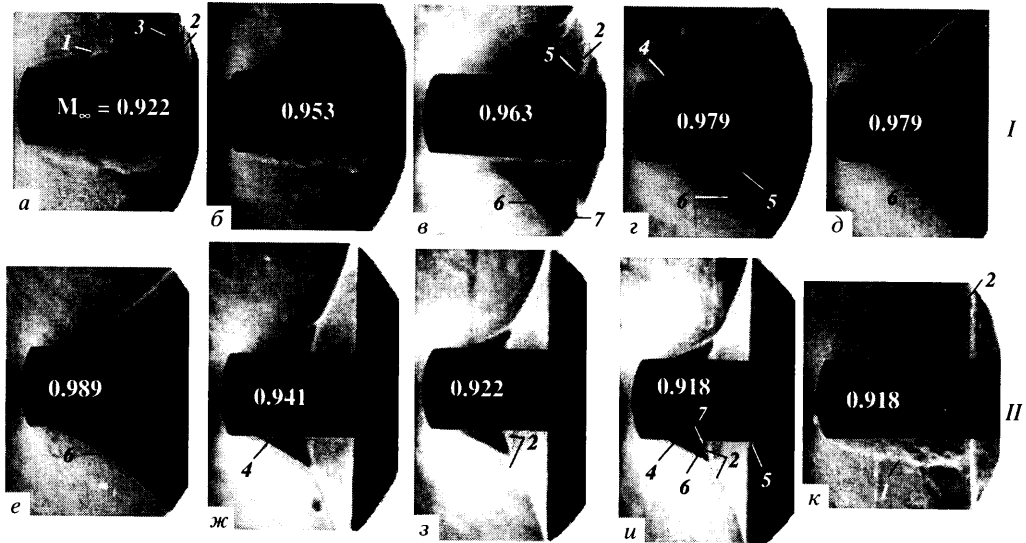
Фиг. 6. Характер трехмерного течения на поверхности надкалиберного конусоцилиндрического тела с малыми углами θ_s и θ_k при развитом состоянии свободной зоны отрыва для модели № 3, $M_\infty = 0.9$, $\alpha = 6$ [17]: 1, 2 – замыкающий и критический скачки уплотнения; 3 – развитая свободная зона отрыва; 4 – линия отрыва (стекания); 5 – линия присоединения (растекания); 6 – вихревой жгут; 7 – кормовой отрыв за трехмерной надстройкой; 8 – λ -образный скачок; 9 – висячий скачок уплотнения

угловой кромки имеет существенно большую протяженность. С возрастанием числа Маха свободный отрыв смещается вниз по потоку, его размеры еще больше возрастают, и влияние структурной перестройки в нем (которая имеет свои особенности, но также происходит) сказывается на значительно большем участке поверхности, чем перестройка течения в фиксированном отрыве. Таким образом, введенное ранее понятие о малых углах излома образующей ($\theta_s \leq 15-18^\circ$) для турбулентного режима течения следует скорректировать в сторону несколько больших углов ($\theta_s \geq 20^\circ$).

Исследования показали, что характер влияния числа Рейнольдса идентичен как при большом удлинении цилиндрической части рассматриваемого тела ($l \geq 1.5$), так и малом ($l = 1-1.11$).

Структурная перестройка течения как в фиксированном, так и свободном отрыве, например при возрастании числа M_∞ в трансзвуковом диапазоне скоростей, заключается в переходе зоны отрыва из развитого в локальное состояние. При развитом состоянии свободный вязкий слой и спутный след зоны отрыва не прижимаются потоком к поверхности тела, а скорость течения на свободной границе отрыва – дозвуковая (по крайней мере, в области присоединения). В этом случае течение в зоне отрыва подвержено влиянию возмущений, распространяющихся волновым путем из нижней части течения. При локальном состоянии свободный вязкий слой и спутный след прижаты к поверхности тела; скорость течения на свободной границе сверхзвуковая и лишь в области присоединения зоны отрыва может достигнуть скорости звука. Влияние возмущений из нижней части течения ослабевает.

Указанные названия состояний зон отрыва для сохранения преемственности приняты такими же, как в большинстве работ, посвященных трансзвуковой перестройке течения при больших углах θ_s . Эти термины не универсальны. Другие известные названия состояний зон отрыва (открытая, закрытая зона отрыва, зона отрыва дозвукового и сверх-

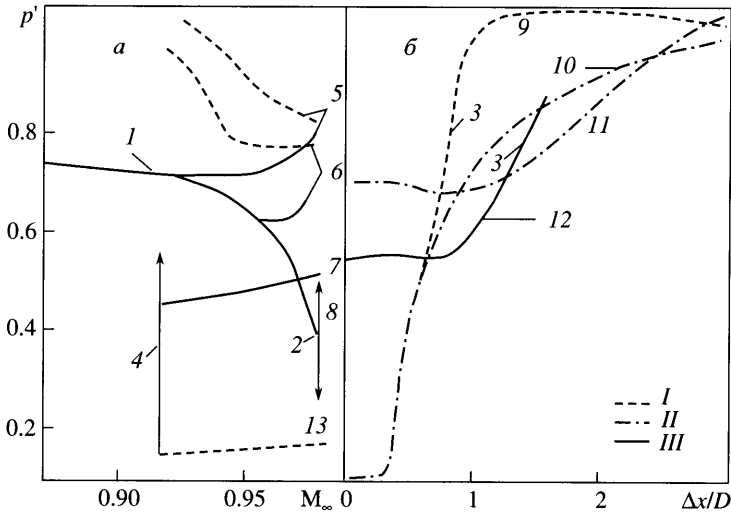


Фиг. 7. Изменение характера течения в процессе трансзвуковой перестройки течения при возрастании и уменьшении числа M_∞ (по экспериментальным данным [10]) для $\theta_c = 65^\circ$; $l = 10$; на теневых спектрах обтекания а-к: 1 – исходная зона отрыва; 2, 3 – соответственно замыкающий и косой скачок уплотнения; 4, 5 – фиксированная и свободная зоны отрыва (в, г – в момент распада зоны отрыва 1, и – в момент слияния зон 4, 5); 6, 7 – хвостовой и критический скачки уплотнения, I – $\Delta M_\infty / \Delta t > 0$; II – $\Delta M_\infty / \Delta t < 0$

звукового типа) имеют свои недостатки. Так, например, зона отрыва в развитом состоянии, называемая некоторыми авторами открытой, на самом деле имеет область присоединения (фиг. 6).

1. Трансзвуковая перестройка течения при возрастании числа M_∞ . Рассмотрим ход трансзвуковой перестройки течения при обтекании конусоцилиндрического тела с большим углом излома образующей на передней угловой кромке ($\theta_s \geq 30^\circ$) и удлинением цилиндрической части $l = 10$. При сохранении угла θ_s механизм трансзвуковой перестройки течения мало зависит от затупления носовой части, поэтому при анализе помимо данных, полученных при испытаниях моделей конусоцилиндрических тел, были привлечены результаты исследований на сегментальноцилиндрических телах [6, 10]. Здесь излагаются результаты анализа и обобщения ряда исследований, в том числе Б.С. Кирнасова, В.В. Кудрявцева, нашедших отражение в [10], а также [2–11, 14]. При анализе использованы и результаты ряда исследований авторов статьи, проведенных за задней угловой кромкой надкалиберных конусоцилиндрических тел при больших углах θ_k .

Вначале при малых трансзвуковых числах Маха на докритических режимах за передней угловой кромкой возникает развитая фиксированная зона отрыва 1 (фиг. 7), когда ее свободный вязкий слой и спутный след не прижаты к поверхности тела, а скорость течения везде дозвуковая. На цилиндрической поверхности тела вблизи угла излома давление одинаково. При возрастании числа M_∞ на границе зоны отрыва возникает область сверхзвуковых скоростей, замыкающаяся серией волн сжатия, которые затем группируются в прямой замыкающий скачок уплотнения 2 (фиг. 7). Скорости течения на свободной границе становятся трансзвуковыми. Отрыв потока в этом случае возникает под воздействием не только инерционных сил, но и перепада давления на замыкающем скачке. При смещении (с дальнейшим ростом числа Маха) замыкающего скачка вниз по потоку его влияние на течение в рассматриваемой зоне отрыва уменьшается, и

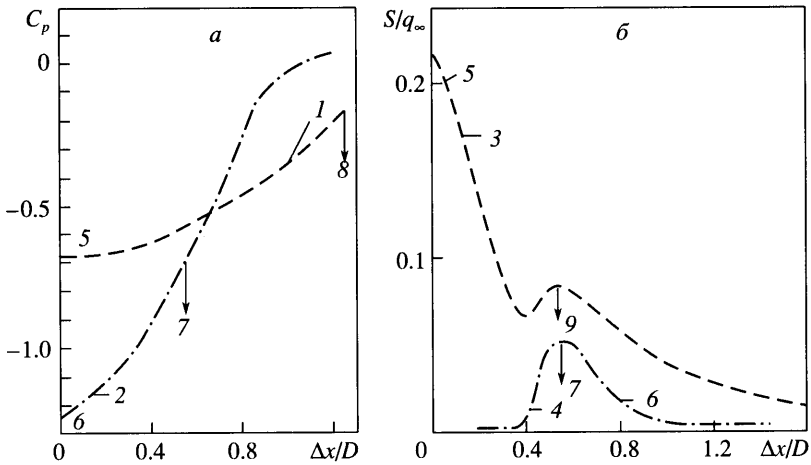


Фиг. 8. Изменение давления в процессе трансзвуковой перестройки течения при изменении числа M_∞ (а) и величины $\Delta x/D$ (б) (по экспериментальным данным [10]) для $\theta_c = 65^\circ$; $l = 10$: 1 – начало распада исходной зоны отрыва; 2 – переход выделившейся фиксированной зоны отрыва в локальное состояние (критическая стадия перестройки течения при $\Delta M_\infty/\Delta t > 0$); 3 – приближение замыкающего скачка к угловой кромке и его усиление; 4 – слияние локального фиксированного и развитого свободного отрывов и возникновение исходной развитой зоны отрыва (при $\Delta M_\infty/\Delta t < 0$); 5–8 – $\Delta x/D = 1.25, 1.0, 0.5, 0.046-0.5$; 9–12 – $M_\infty = 0.92, 0.99, 0.918, 0.963$; 13 – $\Delta x/D = 0.046-0.175$; I – $\Delta M_\infty/\Delta t < 0$; II – $\Delta M_\infty/\Delta t \geq 0$; III – $\Delta M_\infty/\Delta t > 0$

она становится более вытянутой и меньшей толщины. Когда замыкающий скачок смещается к области присоединения зоны отрыва, и скорость течения в этой области становится звуковой (при прямой форме замыкающего скачка звуковая скорость течения достигается на этом скачке), распространение возмущений вверх по потоку еще более ограничивается [8, 11], и, как показал анализ, из зоны отрыва начинает выделяться часть, образованная в результате взаимодействия замыкающего скачка с пограничным слоем.

Первый признак распада исходной зоны отрыва – образование перед замыкающим скачком косоугольного скачка 3, который вначале является одновременно и хвостовым скачком формирующегося фиксированного отрыва, и критическим скачком выделяющейся свободной зоны отрыва (фиг. 7, а, б). Процесс распада исходной зоны отрыва происходит в определенном диапазоне числа M_∞ и неустойчив. С ростом числа M_∞ передняя часть исходной зоны отрыва – выделяющаяся фиксированная зона отрыва – резко уменьшается в размерах, в том числе и в поперечном направлении, что приводит к падению давления в этой зоне (фиг. 8). В этот момент возникают поперечные колебания свободной границы исходной зоны отрыва [9], что ведет к значительному росту пульсаций давления [14] (фиг. 9, кривая 3).

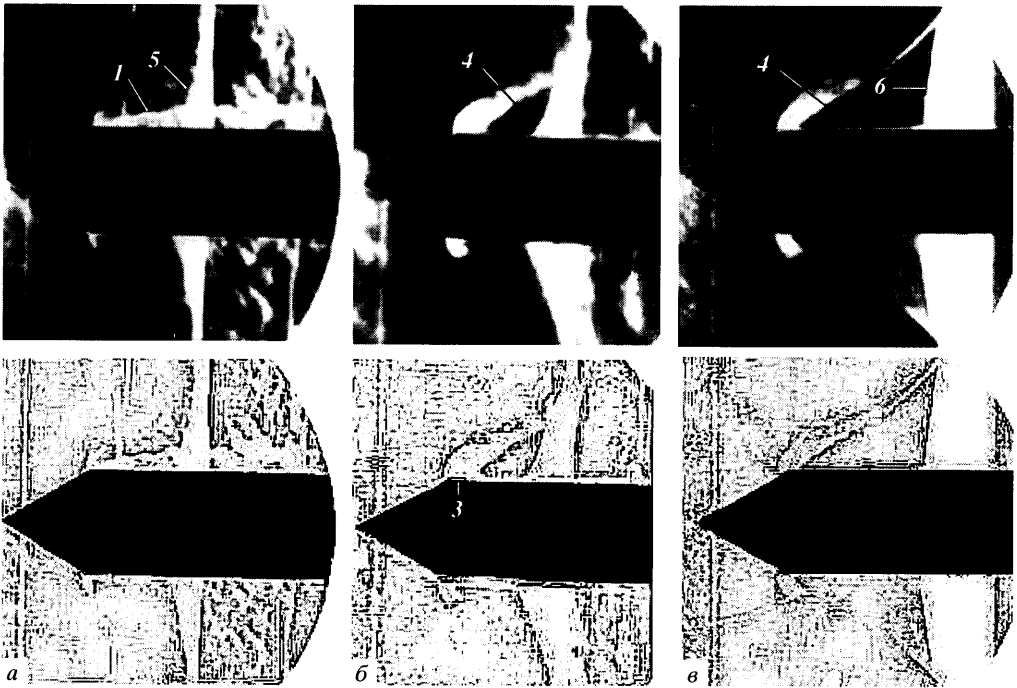
Увеличение угла разворота потока меняет взаимодействие потока с частью цилиндрической поверхности тела, расположенной ниже по течению. Вследствие этого замыкающий скачок приближается к передней угловой кромке [11]. Как показал анализ, происходит реверс скачка (фиг. 7, в). Из-за перемещения скачка в область течения с большими местными числами Маха установлено его усиление, рост местного градиента давления и давления за скачком (фиг. 8, кривая 3 при $M_\infty = 0.963$). В силу указанных при-



Фиг. 9. Изменение распределения давления C_p (а) и относительного среднеквадратичного значения пульсаций давления S/q_∞ (б) на цилиндрической поверхности конусоцилиндрического тела при переходе в локальное состояние фиксированной и выделения свободной зон отрыва в случае $\theta_s = 30^\circ$, $\alpha = 0$: 1, 2 – $M_\infty = 0.915, 0.925$, $Re_{\infty D} = 0.75 \times 10^6$, $l = 10$ [10]; 3, 4 – $M_\infty = 0.89, 0.91$, $Re_{\infty D} = 1.5 \times 10^6$, $l = 3$, $Sh = 0-1.12$ [14]; 5 – при развитом состоянии исходной зоны отрыва в начале ее распада; 6 – при локальном состоянии выделившейся фиксированной зоны отрыва и ставшей автономной свободной зоне отрыва; 7–9 – положения критического скачка уплотнения, областей присоединения зоны отрыва и распада исходной зоны отрыва

чин поддерживается влияние повышенного давления за скачком на параметры течения в выделяющейся фиксированной зоне отрыва. Усиление замыкающего скачка, наличие перетекания потока из нижней части течения в фиксированный отрыв приводит и к увеличению размеров свободного отрыва. Из-за сохранения некоторого влияния замыкающего скачка перестройка течения в фиксированном отрыве задерживается и не завершается сразу после установления звуковой скорости течения в области присоединения исходной зоны отрыва (фиг. 6). При $\theta_s = 90^\circ$ это влияние оказывается настолько существенным, что в некотором диапазоне изменения числа M_∞ протяженность фиксированной зоны отрыва и давление в ней около угловой кромки остаются постоянными [8, 10].

При дальнейшем росте числа Маха замыкающий скачок опять начинает смещаться вниз по потоку, его влияние на течение в фиксированной зоне отрыва 4 (фиг. 7, з) прекращается. Течения в фиксированном и свободном отрывах автономны. Косой скачок 3 становится критическим скачком 7 у вершины ставшей автономной свободной зоны отрыва 5, а перед ним возникает хвостовой скачок 6 зоны отрыва 4 (фиг. 7, в, з). Сохранение малой свободной зоны отрыва после распада исходной зоны отрыва установлено в [8, 11, 14]. Зона отрыва 4 под влиянием расширяющегося сверхзвукового потока идеальной части течения резко уменьшается в размерах – переходит в локальное состояние, ее свободный вязкий слой и спутный след прижимаются к поверхности тела (фиг. 7, з, д). Как показали исследования [8, 10], процесс перехода фиксированного отрыва в локальное состояние быстротечен. При диаметре мишени модели, равном 70–80 мм, характерное время перехода равно 0.001–0.002 с. Параметры набегающего потока, при котором происходит указанный переход, называют критическими.

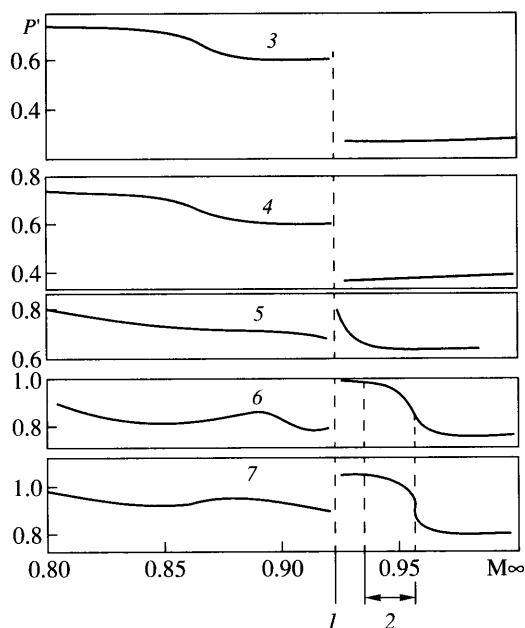


Фиг. 10. Изменение характера обтекания при трансзвуковой перестройке течения за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела в случае $\theta_s = 30^\circ$, $l = 10$, $\alpha = 0$ [10]: на кадрах *a–в* – $M_\infty = 0.922, 0.926, 0.963$ (в верхнем ряду – теневые спектры обтекания, во втором ряду – результаты их компьютерной обработки): 1 – исходная зона отрыва на стадии распада; 2 – свободная зона отрыва в начале перехода в локальное состояние; 3 – выделившаяся фиксированная зона отрыва в локальном состоянии; 4 – висячий (хвостовой) скачок; 5 – критический скачок уплотнения; 6 – замыкающий скачок (*в* – в ослабленном состоянии, при котором исчезает отрыв пограничного слоя)

Нарушение равновесия в массовом расходе газа, входящего в зону отрыва и выходящего из нее, происходящее при увеличении числа M_∞ , лежит в основе понимания причин трансзвуковой перестройки течения, принятой в [8].

Близкий вывод о причинах задержки перехода в локальное состояние развитого фиксированного отрыва получен и при исследованиях особенностей трансзвукового обтекания сегментальноцилиндрического тела с углом $\theta_c = 65^\circ$, но с меньшим удлинением цилиндрической части ($l = 2.25$) [6]. Правда, в последнем случае эта задержка была объяснена влиянием на течение в развитом фиксированном отрыве подпора давления, распространяющегося из кормового отрыва. Вместе с тем критические числа $M_{\infty cr}$ в анализируемых на фиг. 7, 8 случаях $\theta_c = 65^\circ$, $l = 10$ и 2.25 [6] оказались близкими (0.979 и 0.98). Это свидетельствует о том, что при $l = 2.25$ влияние подпора из кормового отрыва еще мало. Это влияние становится значительным при $l \leq 1.5$, когда значение критического числа Маха при уменьшении параметра l существенно увеличивается [8, 11].

При переходе фиксированной зоны отрыва в локальное состояние давление у угловой кромки одновременно резко уменьшается, а ниже по течению за хвостовым скачком увеличивается. Минимальное значение давления достигается около угловой кромки. Распределение давления становится неравномерным с максимумом давления за за-



Фиг. 11. Изменение характера давления при трансзвуковой перестройке течения за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела в случае $\theta_s = 30^\circ$, $l = 10$, $\alpha = 0$ [10]: 1 – распад исходной зоны отрыва, переход выделившегося фиксированного отрыва в локальное состояние; 2 – переход выделившейся свободной зоны отрыва в локальное состояние и исчезновение этого отрыва; 3–7 – $\Delta x/D = 0.045, 0.175, 0.75, 1.0, 1.25$

мыкающим скачком (до замыкающего скачка скорость течения везде сверхзвуковая) (фиг. 7–11). Однако при $\theta_{s,c} \geq 50^\circ$ и после окончания трансзвуковой перестройки течения в распределении давления непосредственно около угловой кромки наблюдается область плато с одинаковым давлением (фиг. 8).

При $\theta_{s,c} \geq 50^\circ$ изменение коэффициента C_p около угловой кромки от момента возникновения звуковой скорости течения в области присоединения исходной зоны отрыва до окончания перехода в локальное состояние фиксированной зоны отрыва составляет значительную величину (0.7–0.9), но происходит в большом диапазоне числа Маха; почти мгновенное изменение коэффициента давления на заключительном этапе этой перестройки существенно меньше (0.3–0.7).

При $\theta_s = 30^\circ$ размеры фиксированной зоны отрыва при переходе в локальное состояние уменьшаются настолько, что становятся соизмеримыми с местной толщиной пограничного слоя, а хвостовой скачок начинает выглядеть как висячий (краевой) скачок (фиг. 10). Стадия перестройки течения, когда указанная зона сохраняет существенные размеры, практически отсутствует. Характер изменения распределения давления при трансзвуковой перестройке течения в этом случае иллюстрируется на фиг. 9, 11. Коэффициент давления около угловой кромки при $\alpha = 0$ резко уменьшается на величину 0.55.

Представление об изменении пульсаций давления в ходе трансзвуковой перестройки течения при больших углах θ_s дают результаты исследований, проведенных на конусоцилиндрическом теле с углом $\theta_s = 30^\circ$ [14]. Исследования показали, что максимальные уровни пульсаций давления достигаются при развитом состоянии исходной зоны отрыва, перед ее распадом, когда возникают поперечные колебания свободной границы зо-

ны отрыва. Наибольшие величины относительного среднеквадратичного значения пульсаций давления S реализуются около угловой кромки ($S/q_\infty \approx 0.22$) и в месте распада исходной зоны отрыва. После перехода в локальное состояние фиксированной зоны отрыва максимальные пульсации давления достигаются под критическим скачком выделившейся свободной зоны отрыва (фиг. 9).

При дальнейшем возрастании числа M_∞ изменяется и характер течения в выделившейся свободной зоне отрыва, а впоследствии она исчезает [20]. Этот этап изменения течения исследован недостаточно. При $\theta_s = 30^\circ$ структурная перестройка течения в свободной зоне отрыва (этап перестройки течения 2 на фиг. 11) аналогична эволюции течения за передней угловой кромкой при малых углах θ_s [16]. При больших углах θ_s , как показали исследования течения за задней угловой кромкой тела при больших углах θ_k , возможен и другой вариант преобразования течения. В этом случае по мере смещения свободной зоны отрыва с замыкающим скачком вниз по потоку происходит ослабление последнего, и течение становится безотрывным.

2. Транзвуковая перестройка течения при уменьшении числа M_∞ . С момента как течение стало безотрывным при падении числа M_∞ замыкающий скачок перемещается вверх по потоку в область течения с большими местными числами Маха и усиливается. Перепад и градиент давления на теле в районе расположения скачка возрастают, и в определенный момент, когда перепад давления оказывается достаточным для отрыва присоединенного турбулентного пограничного слоя (кривая 9 на фиг. 8 при $M_\infty = 0.92$), происходит образование небольшой свободной зоны отрыва [6, 9, 20]. Действительно, в этом случае перепад давления на участке от начала влияния замыкающего скачка ($\Delta x/D = 0.6$) до максимума давления за этим скачком согласуется с критическим перепадом давления, необходимым для отрыва турбулентного пограничного слоя, рассчитанного, например, по формуле $(p_2/p_1)_{kr} = 1 + 0.67\chi M_s^2 (M_s - 1)^{-0.43} Re_x^{-0.1}$ [21] (M_s, Re_x – параметры течения в начале области влияния). Судя по градиентам давления в районе расположения замыкающего скачка, для отрыва пограничного слоя требуется большая интенсивность этого скачка, чем при выделении свободного отрыва в случае увеличения M_∞ (кривые 9 и 12 на фиг. 8 соответственно при $M_\infty = 0.92$ и 0.963). Замыкающий скачок в идеальной части течения у поверхности тела прямой, и скорость течения за ним дозвуковая. Следовательно, возникший отрыв по своему характеру развитый (фиг. 7, ж, з и зависимости $p(M_\infty)$ при $\Delta x/D = 1.0$ – 1.25 на фиг. 8). При последующем уменьшении числа Маха происходит дальнейшее смещение скачка вверх по потоку, его усиление, рост свободной развитой зоны отрыва 5 (фиг. 7, з, и) и, наконец, ее слияние с локальной фиксированной зоной отрыва [6, 9] и образование исходной развитой зоны. Замыкающий скачок уплотнения 2 при этом смещается вниз по потоку и ослабляется (фиг. 7, и, к). В распределении давления около угловой кромки опять возникает значительный участок с практически постоянным давлением (фиг. 8).

Изменение давления в момент образования развитого отрыва также происходит в течение малого времени. Однако данные о величине этого времени отсутствуют. Как показали исследования трансзвуковой перестройки течения, при малых углах θ_s время и характер изменения мгновенного давления при росте и падении давления на заключительных критических стадиях перестройки разные, что обусловлено различными происходящими при этом процессами. Наибольшее время будет затрачиваться на прижатие зоны отрыва к телу или оттеснение идеального потока от поверхности и на распространение изменившихся в результате структурной перестройки течения волновых возмущений и возмущений, передаваемых конвективным путем к точке отрыва. Исходя из результатов этих исследований, можно сделать вывод, что время, необходимое на обратный переход зоны отрыва к развитому состоянию, будет в 2–3 раза большим.

3. Аэродинамический гистерезис. Исследования показали, что эволюция течения при уменьшении числа M_∞ после перехода выделившегося фиксированного отрыва в локальное состояние оказывается другой, чем при увеличении числа Маха в том же диапазоне; в связи с этим газодинамические параметры течения на поверхности тела при одном и том же числе M_∞ могут существенно различаться (зависимости p' от числа M_∞ на фиг. 8, $p' = p/p_\infty$). Существенным образом может отличаться и характер течения. Так, в случае $M_\infty = 0.96-0.97$ при увеличении числа M_∞ в следе за фиксированным отрывом происходит повторный отрыв пограничного слоя и образование свободной зоны отрыва, а при снижении – свободная зона отрыва отсутствует из-за меньшего значения числа M_s (фиг. 7, в, е, ж, 8). Восстановление исходной зоны отрыва при уменьшении числа M_∞ происходит примерно при том же числе M_∞ , при котором начинается распад этой зоны отрыва (фиг. 7). Однако расположение на теле замыкающего скачка уплотнения, размеры зон отрыва перед восстановлением и в начале распада исходной зоны отрыва в сравниваемых случаях различаются существенным образом (фиг. 7, а, з).

Разница в эволюции течения обусловлена наличием аэродинамического гистерезиса, который наблюдается в тех случаях, когда газодинамические параметры течения на теле определяются внешними условиями не только в данный момент времени, но и в предыдущие моменты. Аэродинамический гистерезис заключается в запаздывании реагирования газодинамических параметров течения на изменение внешних условий. Причем это запаздывание становится другим при смене направления изменения указанных условий после завершения структурной перестройки течения на предыдущем этапе. Рассматриваемая перестройка течения при увеличении числа M_∞ начинается с момента образования развитой зоны отрыва, а при уменьшении – с момента практически безотрывного течения. Как было показано, возникновение аэродинамического стационарного гистерезиса при больших углах $\theta_{s,c}$ обуславливается при увеличении числа M_∞ отмеченным выше замедлением перехода фиксированного отрыва в локальное состояние из-за проникновения в отрыв повышенного давления из области, расположенной за замыкающим скачком, а при снижении числа M_∞ – замедлением образования развитого отрыва в связи с ухудшением условий для отрыва пограничного слоя (в частности, из-за меньшего местного числа M_s).

При $\theta_s > 30^\circ$ из-за большого гистерезиса резкое изменение давления при увеличении числа M_∞ на заключительном этапе трансзвуковой перестройки течения происходит однократно. По той же причине такой же характер будет иметь и заключительный этап перестройки течения при уменьшении числа Маха при восстановлении исходной развитой зоны отрыва. Однако изменение давления в последнем случае будет значительно большим (фиг. 8).

При $\theta_s = 30^\circ$ гистерезис становится малым, и резкое изменение давления на критической стадии перестройки течения может происходить неоднократно [8, 10].

4. Критические стадии трансзвуковой перестройки течения. Изменение структуры течения на рассмотренных заключительных этапах отвечает всем критериям критической стадии перестройки течения. Момент же возникновения неустойчивого течения при начале распада исходной зоны отрыва в полной мере не отвечает этим критериям, так как в этом случае при смене знака изменения определяющего параметра гистерезис не наблюдается [8, 10]. Причина этого заключается в том, что в ходе изменения течения, происходящего при начале распада исходной зоны отрыва, не завершается полностью переход от одного устойчивого состояния к другому. Вместе с тем указанный процесс нестационарный, характеризуется значительными скоррелированными колебаниями давления, и число Маха, при котором начинается распад исходной зоны отрыва, должно быть расчетным (с точки зрения прочности конструкции).

Заключение. Проведенное обобщение результатов различных исследований позволило установить, что процесс трансзвуковой перестройки течения за угловой кромкой слож-

нее, чем представлялось до сих пор. Показано, в частности, что переходу фиксированного отрыва в локальное состояние предшествует распад исходной зоны отрыва на фиксированную и свободную, что с вышеуказанным переходом трансзвуковая перестройка течения не заканчивается. При дальнейшем росте числа Маха происходит структурная перестройка течения и в выделившейся свободной зоне отрыва. Аэродинамический гистерезис при больших углах θ_0 возникает в связи с замедлением перехода фиксированного отрыва в локальное состояние из-за проникновения в этот отрыв повышенного давления из области, расположенной за замыкающим скачком, и с ухудшением условий для отрыва пограничного слоя при смене знака изменения определяющего параметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бутков А.С., Даньков Б.Н., Куликов В.Н. Особенности распределения давления в фиксированных и свободных зонах отрыва за надкалиберными головными частями // Тез. докл. 3-й Междунар. научно-техн. конф. Космонавтика. Радиоэлектроника. Геоинформатика. Рязань, 2000. С. 109–112.
2. Robertson J.E., Chevalier H.L. Characteristics of steady-state pressures on the cylindrical portion of cone-cylinder bodies at transonic speeds. // Arnold Enging Develop. Center, AEDC TDR-63-104, Tullahoma, TN, 1963.
3. Chevalier H.L., Robertson J.E. Pressure fluctuations resulting from alternating flow separation and attachment at transonic speeds // Arnold Enging Develop. Center, AEDC TDR-63-204, Tullahoma, TN, 1963.
4. Stanbrook A. Experimental pressure distribution on a plane-nosed cylinder at subsonic and transonic speeds // Aeronaut. Res. Council. Repts. and Mem., 1963. № 3425. P. 18.
5. Курьянов А.И., Столяров Г.И., Коробов Я.П., Штейер В.И. О гистерезисных явлениях при обтекании цилиндров малого удлинения с различной формой затупления на околозвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1442. С. 1–35.
6. Курьянов А.И., Столяров Г.И. О неединственности структуры обтекания цилиндра малого удлинения с сегментальным затуплением на околозвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ. 1979. Вып. 1976. С. 3–32.
7. Бертынь В.Р., Назаренко В.В., Невежина Т.П. Экспериментальное исследование некоторых особенностей отрывного трансзвукового обтекания моделей // Учен. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12, № 2. С. 103–106.
8. Гужавин А.И., Коробов Я.П. О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 2. С. 116–125.
9. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк., 1988. 351 с.
10. Gujavin A.I., Kirnasov B.S., Korobov J.P., Kudryavtsev V.V. The critical phenomena in separated flows // Separated Flows and Jets: IUTAM – Symp. Novosibirsk, USSR, 1990. P. 381–384.
11. Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. Методы исследования течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М.: Наука, 1995. 397 с.
12. Ericsson L.E., Pavish D. Aeroelastic vehicle dynamics of a proposed delta II 7920–10L launch vehicle // J. Spacecraft and Rockets, 2000. V. 37. № 1. P. 28–38.
13. Дядькин А.А. Особенности аэродинамики надкалиберных головных частей ракет-носителей // Космонавтика и ракетостроение. 1999. № 17. С. 131–135.
14. Кудрявцев В.В. Пульсации давления при обтекании угла излома образующей тела вращения // Космонавтика и ракетостроение. 2002. № 2. С. 67–78.
15. Dankov B.N., Guli-zade T., Kulikov V.N., Znamenskaya I.A. 3D Separation flow visualization by shadowgraphy and impulse volume discharge // The 6th Asian Symp. Visualization, BEXCO, Pusan, Korea, 2001. P. 432, 433.
16. Даньков Б.Н., Знаменская И.А., Куликов В.Н. Об аэроакустическом воздействии, возникающем при обтекании тел вращения трансзвуковым потоком // Тез. докл. 4-й Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях: 19-й Международный семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям. Санкт-Петербург, 2002. С. 200, 201.

17. Dankov B.N., Kulikov V.N., Znamenskaya I.A. Visualization of transient separation flow over 3D model of cone shroud with three methods // 10th Intern. Symp. on Flow Visualization, Kyoto, Japan, 2002. P. 133.
18. Dankov B.N., Kornienko E.S., Kudryavtsev V.V. Supersonic separated zone pressure fluctuations for wide range of Reynolds numbers // Separated Flows and Jets: IUTAM Symp. Novosibirsk, USSR, 1990. P. 237–243.
19. Robertson J. Wind tunnel investigation of the effects of Reynolds number and model size on the steady and fluctuating pressures experienced by cone-cylinder missile configurations at transonic speeds // AEDC-TR-66-266. 1967. 72 p.
20. Бачманова Н.С., Кирнасов Б.С., Кудрявцев В.В., Липницкий Ю.М. Безотрывное симметричное обтекание трансзвуковым потоком цилиндроконических тел // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 6. С. 164–167.
21. Ионов С.С., Калугин В.Т., Мишина Е.А., Муравьев В.Л., Усманов А.И., Шманенков В.Н. Аэродинамическое проектирование щитковых и струйных органов управления летательных аппаратов // М.: НТЦ “Информтехника”, 1992. 192 с.

Москва

Поступила в редакцию
24. XI. 2003