

УДК 533.6.011.35

© 2007 г. Б.Н. ДАНЬКОВ, А.П. КОСЕНКО, В.Н. КУЛИКОВ, В.Н. ОТМЕННОКОВ

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ЗАДНЕЙ УГЛОВОЙ КРОМКОЙ НАДКАЛИБЕРНОГО КОНУСОЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА

Изложены результаты экспериментальных исследований особенностей трансзвукового течения за задней угловой кромкой надкалиберных конусоцилиндрических тел, имеющих различные геометрические параметры. Особое внимание уделено индуцированной трансзвуковой перестройке течения, стационарным и нестационарным локальным аэродинамическим нагрузкам, возникающим при этом. Рассмотрена перестройка, происходящая при увеличении числа Маха набегающего потока.

Ключевые слова: трансзвуковое течение; отрыв; скачок уплотнения; перестройки течения; локальные аэродинамические нагрузки.

Продолжена публикация результатов исследований особенностей трансзвукового обтекания компоновки надкалиберного конусоцилиндрического тела и расположенного за ним цилиндра меньшего диаметра, между которыми находится конический переходник [1–4]. Рассматриваются особенности трансзвукового течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, в частности, структурная перестройка течения, происходящая при увеличении числа Маха набегающего потока M_∞ . Это течение исследовано значительно меньше [1, 5], чем за передней угловой кромкой указанного тела. В связи с этим понадобилось изучить особенности обтекания компоновки с различными геометрическими параметрами [2] (см. таблицу).

1. Особенности собственной трансзвуковой перестройки течения. Испытания показали, что характер перестройки течения, происходящей за задней угловой кромкой, а также возникающие при этом локальные аэродинамические нагрузки зависят от угла излома образующей на указанной кромке θ_c , удлинения передней цилиндрической части l , надкалиберности конусоцилиндрического тела D/d , формы и размеров надстроек, находящихся на цилиндре меньшего диаметра, и угла атаки α .

При удлинении передней цилиндрической части $l > 3.0$ перестройка течения за рассматриваемой кромкой успевают завершиться еще до смещения в эту область замыкающего скачка уплотнения, отходящего с ростом M_∞ от передней угловой кромки конусоцилиндрического тела. Особенности этой, собственной, трансзвуковой перестройки и локальных аэродинамических нагрузок имеют некоторые общие черты с аналогичными параметрами течения за передней кромкой [2–5] при сходственных углах излома образующей (углах θ_c и θ_s). Так, при $\theta_c \geq 30^\circ$ вначале также возникает распад исходной развитой, в данном случае кормовой, зоны отрыва на развитые фиксированную и свободную. Затем, при дальнейшем увеличении M_∞ , наступает критическая стадия перестройки течения: переход выделившейся фиксированной зоны из развитого состояния (с трансзвуковыми и дозвуковыми скоростями течения на свободной границе) к качественно новому – локальному (со сверхзвуковыми скоростями на границе); сама зона отрыва уменьшается в размерах как в поперечном, так и в продольном направлениях, сохраняя, однако, в отличие от зоны отрыва за передней угловой кромкой, достаточно большую протяженность. В данном случае не наблюдается и реверс замыкающего скачка уплотнения (фиг. 1, а, б). Условия взаимодействия замыкающего скачка с погра-

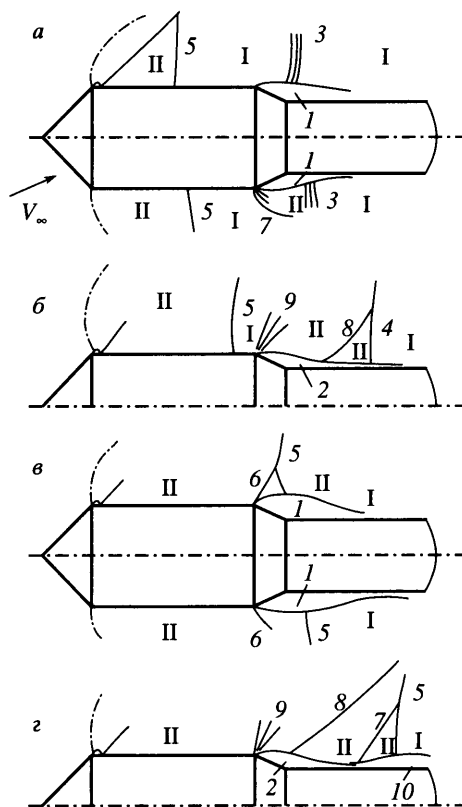
№ модели	$l = l_2/D$	D/d	θ_s , град	θ_{c1} , град	θ_{c2} , град
1	0.69	1.18	30	8.8	—
2	0.89	1.18	20	8.8	—
3	1.0	1.2	18	8	—
4	1.14	1.4	20	90	29
5	1.45	1.51	13	90	32
6	1.5	1.12	*	15.5	—
7	1.58	1.12	*	15.5	—
8	1.86	1.4	20	90	19.6
9	2.02	1.06	20	90	—
10	2.25	1.13	20	90	5.0
11	2.6	1.12	*	15.5	—
12	2.77	1.39	20	90	19.0
13	3.32	1.06	20	90	—

* Степенная форма носовой части, $\theta_f \approx 13^\circ$.

ничным слоем на заключительной стадии перестройки течения при возрастании и уменьшении числа Маха не столь различны. Всё это должно привести к тому, что при структурной перестройке течения за задней угловой кромкой аэродинамический гистерезис будет существенно меньше, чем за передней угловой кромкой при таких же углах излома образующей.

При $10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$ процесс собственной трансзвуковой перестройки течения в кормовой части на первом этапе также аналогичен процессу, протекающему за передней угловой кромкой при сходственных углах θ_s (фиг. 2, а, б). Здесь также при росте M_∞ происходит распад исходной кормовой зоны отрыва на фиксированную и свободную. Но после перехода малой фиксированной зоны отрыва в локальное состояние и, следовательно, начала отхода от угловой кромки выделившейся свободной зоны отрыва ход перестройки становится другим. При смещении замыкающего скачка вниз по потоку его форма искривляется (влияние разворота потока на угловой кромке); при этом скорость течения в области присоединения сместившейся зоны отрыва остается дозвуковой, и, следовательно, эта зона сохраняется в развитом состоянии. При расположении за коническим переходником скачок снова становится прямым, а в области стыка с цилиндром меньшего диаметра возникает косой скачок уплотнения, индуцируемый прилегающей частью указанного цилиндра. При достаточной интенсивности этого скачка в этой области в некотором диапазоне M_∞ может сохраняться часть выделившейся свободной зоны отрыва, причем скорость течения на свободной границе этого отрыва в связи с отходом замыкающего скачка будет уже сверхзвуковой. Другая часть выделившейся свободной зоны отрыва может смещаться вместе с замыкающим скачком вниз по потоку. Затем при дальнейшем увеличении M_∞ она перестает существовать в связи с ослаблением этого скачка.

Таким образом, при малых углах θ_c может осуществляться переход в локальное состояние по крайней мере части свободной зоны отрыва. Но этот переход будет протекать не под влиянием искривления замыкающего скачка, как за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела, а главным образом благодаря отходу этого скачка. Заметим, что аналогичным образом при смещении замыкающего скачка возникают зоны отрыва со сверхзвуковыми скоростями течения на свободной границе перед надстройками надкалиберного конусоцилиндрического тела или цилиндра меньшего диаметра.

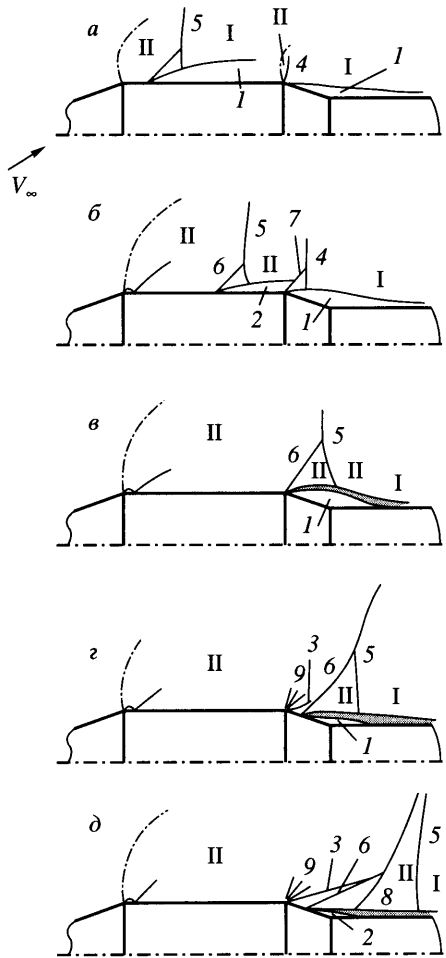


Фиг. 1. Характер собственной (а, б) и индуцированной (в, г) трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела при больших углах излома образующей θ_s и θ_c : 1, 2 – фиксированная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 3 – волны сжатия, группирующиеся в скачок уплотнения 4; 4, 5 – замыкающие и 6, 7 – критические скачки уплотнения; 8 – хвостовой скачок у области примыкания кормовой зоны отрыва; 9 – течение разрежения; 10 – выделившаяся свободная зона отрыва; I – $M_s < 1$; II – $M_s > 1$

Рассмотренный процесс перестройки течения как при больших, так и при малых углах θ_c неустойчивый и характеризуется возникновением на различных стадиях, в том числе и критической, повышенных нерегулярных, но скоррелированных колебаний давления. Отсутствие одновременного изменения давления на критической стадии перестройки течения свидетельствует о том, что зависимости газодинамических параметров от M_∞ на заключительной стадии перестройки течения при возрастании или уменьшении M_∞ будут характеризоваться малым аэродинамическим гистерезисом.

Принимая во внимание, что при $\theta_c \geq 30^\circ$ определяющее значение имеет структурная перестройка течения в выделившемся фиксированном отрыве, а при $\theta_c \leq 20^\circ$ – в ставшем автономным свободном отрыве, исходную кормовую зону отрыва в первом случае для краткости можно называть фиксированной, а во втором – свободной.

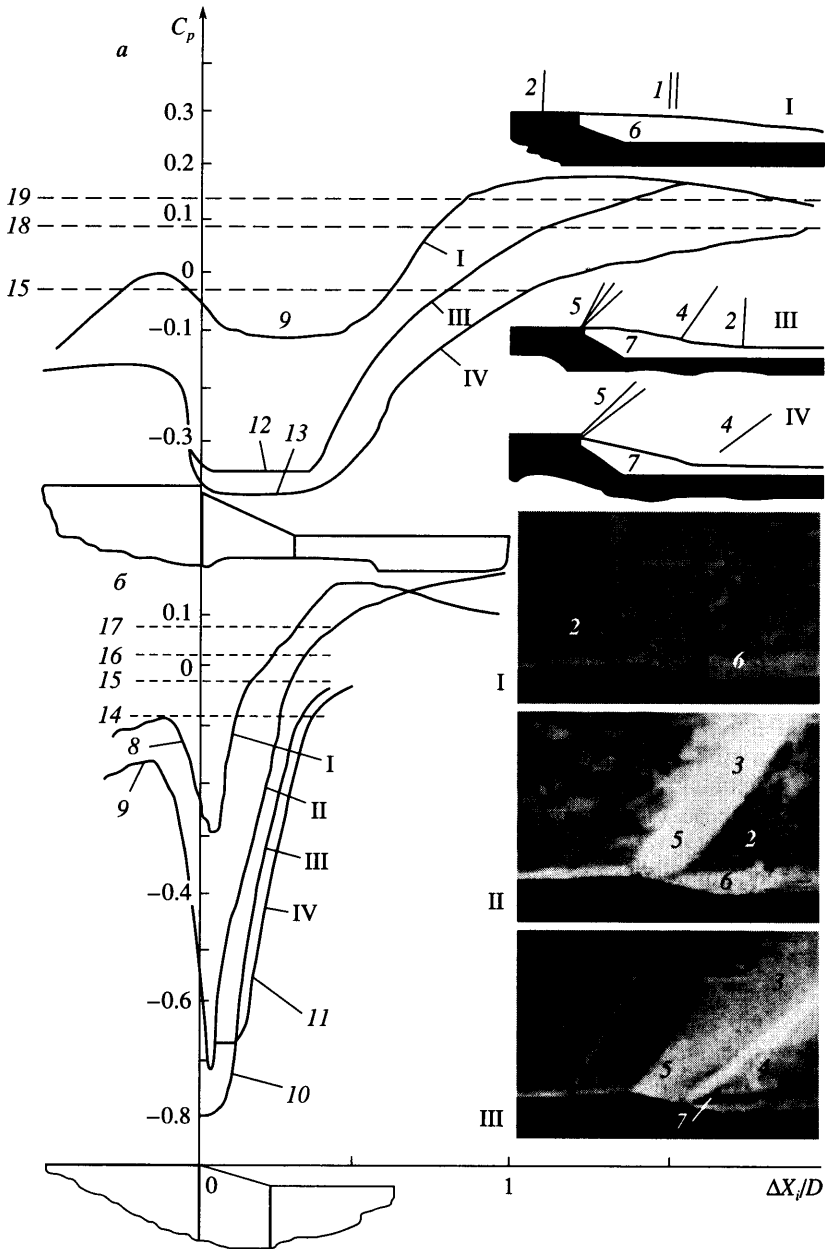
2. Особенности индуцированной трансзвуковой перестройки течения. При $l = 0.7-3.0$ описанная выше собственная трансзвуковая перестройка течения за задней угловой кромкой может не успеть завершиться (особенно на подветренной стороне), и в результате взаимодействия отходящего от передней угловой кромки замыкающего скачка



Фиг. 2. Характер собственной (а, б) и индуцированной (в–д) трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой тела при малых углах излома образующей θ_s и θ_c : 1, 2 – свободная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 3 – хвостовой (висячий) скачок уплотнения; 4, 5 – замыкающие, 6, 7 – критические скачки уплотнения; 8 – хвостовой скачок у области примаыкания кормовой зоны отрыва; 9 – течение разрежения; I – $M_s < 1$; II – $M_s > 1$

уплотнения (скачка 5 на фиг. 1, 2) с кормовой зоной отрыва наступает следующая, индуцированная. Величина стационарных и нестационарных аэродинамических нагрузок при этой перестройке зависит от интенсивности этого замыкающего скачка и, следовательно, от удлинения передней цилиндрической части и угла θ_s рассматриваемого тела. Исследования показали, что при $l \leq 1.5-1.8$ (в зависимости от величины угла θ_s) индуцированная перестройка будет основной, так как наиболее существенным образом влияет на указанные нагрузки.

Анализ изменения давления при индуцированной трансзвуковой перестройке течения показывает (фиг. 3), что на всех ее стадиях эпюры распределения давления за задней угловой кромкой тела при фиксированном отрыве (модель № 8) характеризуются наличием около угловой кромки участка плато, а при свободном (№ 6) – большим гра-



Фиг. 3. Изменение течения и распределения давления за задней угловой кромкой тела при индуцированной трансзвуковой перестройке течения в случаях фиксированного (а, модель № 8) и свободного (б, модель № 6) характера кормовой зоны отрыва при $\alpha = 0$: I – начало взаимодействия замыкающего скачка с зоной отрыва; II – при отходе зоны отрыва от угловой кромки; III – при переходе зоны отрыва в локальное состояние; IV – в конце уменьшения зоны отрыва; 1 – волны сжатия; 2–4 – скачки уплотнения, замыкающий, критический и хвостовой или индуцированный прилегающей частью цилиндра меньшего диаметра; 5 – течение разрежения; 6, 7 – кормовая зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 8–13 – коэффициенты C_p при $M_\infty = 0.95, 0.98, 1.02, 1.05, 1.06, 1.09$; 14–19 – значения C_p^* , соответствующие местной звуковой скорости течения при этих же числах M_∞ .

диентом давления. Заметим, что указанный характер распределения давления сохраняется за некоторым исключением, который будет рассмотрен ниже, во всем рассмотренном диапазоне M_{∞} . Максимальное давление в обоих упомянутых случаях достигается в начале перестройки, т.е. в начале взаимодействия замыкающего скачка с кормовой зоной отрыва. В этот же момент происходит и повышение уровня пульсаций давления в указанной зоне.

В результате взаимодействия зона отрыва увеличивается в размерах, в том числе и в поперечном направлении (фиг. 1, в; 2, в). Кормовая зона отрыва, если она перед взаимодействием начала переходить в локальное состояние, возвращается к развитому.

Заметим, что с уменьшением угла θ_s (в диапазоне $\theta_s < 20^\circ$) местоположение боковой выделившейся свободной зоны отрыва при ее переходе в локальное состояние, когда происходит искривление замыкающего скачка, смещается к передней угловой кромке конусоцилиндрического тела. В связи с этим к моменту взаимодействия этого скачка с кормовым отрывом его форма у поверхности тела при достаточно большом удлинении цилиндрической части ($l \rightarrow 1.5-1.8$) может вернуться к прямой. Если при этом скачок сохранит еще достаточную интенсивность, при его приближении к задней угловой кромке скачки уплотнения, возникшие с началом собственной перестройки течения за указанной кромкой, перестанут существовать (фиг. 1, 2). Как при больших, так и при малых углах θ_c форма замыкающего скачка в момент взаимодействия с кормовым отрывом может быть искривлена, но этот отрыв по характеру остается развитым, как и при собственной перестройке течения в случае $l > 3.0$ (фиг. 1, в; 2, в). При некотором смещении замыкающего скачка вниз по потоку от задней угловой кромки у точки отрыва при $l > 2.3$, даже при фиксированном характере кормовой зоны, возникает (по крайней мере с наветренной стороны) критический скачок (фиг. 1, в; 2, в).

При дальнейшем увеличении M_{∞} по мере смещения замыкающего скачка вниз по потоку он вблизи свободной границы отрыва, как и при $l > 3.0$, опять становится прямым. Однако его влияние на течение в отрыве ослабевает, и при $\theta_c > 20^\circ$ свободная кормовая зона отрыва в определенный момент отходит от угловой кромки (фиг. 2, г; 3, б), а затем она (или ее часть) переходит в локальное состояние и уменьшается в размерах (фиг. 2, д). Давление в свободной кормовой зоне отрыва при этом падает, но наиболее резко – непосредственно за угловой кромкой на этапе отхода. Так, на модели № 6 индуцированная трансзвуковая перестройка течения происходила в диапазоне $M_{\infty} = 0.95-1.05$. При этом коэффициент давления за угловой кромкой уменьшался на 0.5, причем при отходе, происходящем в диапазоне $M_{\infty} = 0.95-0.98$, – на 0.42 (фиг. 3, б). Возникший у угловой кромки висячий скачок уплотнения – следствие перехода в локальное состояние выделившегося из исходной зоны отрыва незначительного фиксированного отрыва. Распад исходной кормовой зоны отрыва и отход выделившегося свободного отрыва при малых углах θ_c происходят практически одновременно, в связи с чем, как и в рассмотренных выше случаях, в начале отхода течение неустойчивое, и резкие колебания давления, возникающие при этом, необходимо принимать во внимание при определении нестационарных аэродинамических нагрузок.

В случае фиксированной кормовой зоны отрыва при отходе замыкающего скачка от угловой кромки вниз по потоку точка отрыва остается у угловой кромки. При определенном значении числа Маха замыкающий скачок смещается к области присоединения кормового отрыва, и у поверхности тела он опять (как и в случае свободного кормового отрыва) становится прямым; в области присоединения скорость течения становится звуковой (фиг. 1, г и 3, а, теневой спектр III). С этого момента начинается распад исходного кормового отрыва на фиксированный и свободный (который будет отходить вниз по потоку вместе с замыкающим скачком), а также переход в локальное состояние выделяющегося фиксированного отрыва.

Первый признак распада исходного кормового отрыва – возникновение перед замыкающим скачком косоугольного скачка уплотнения. С увеличением M_{∞} этот скачок распадается

ся на два: хвостовой скачок δ , замыкающий фиксированный отрыв, и критический γ , находящийся у вершины выделяющегося свободного отрыва 10 . Свидетельство начала перехода в локальное состояние фиксированного отрыва – возникновение на задней угловой кромке течения Прандтля–Майера 9 (фиг. 1, z). Вместе с тем из-за продолжающегося проникновения в кормовой отрыв повышенного давления из области течения за замыкающим скачком разворот потока на угловой кромке неполный, а процесс перехода фиксированного отрыва в локальное состояние – незавершенный.

Начало распада исходного кормового отрыва приводит к возникновению нестационарного процесса, характеризующегося продольными и поперечными колебаниями свободной границы кормового отрыва и продольными колебаниями замыкающего скачка. При этом форма замыкающего скачка у поверхности тела неустойчива, скачок становится то прямым, то искривленным. Потеря устойчивости течения приводит к новому повышению уровней пульсаций давления и замедлению падения давления, которое происходило по мере смещения замыкающего скачка вниз по потоку.

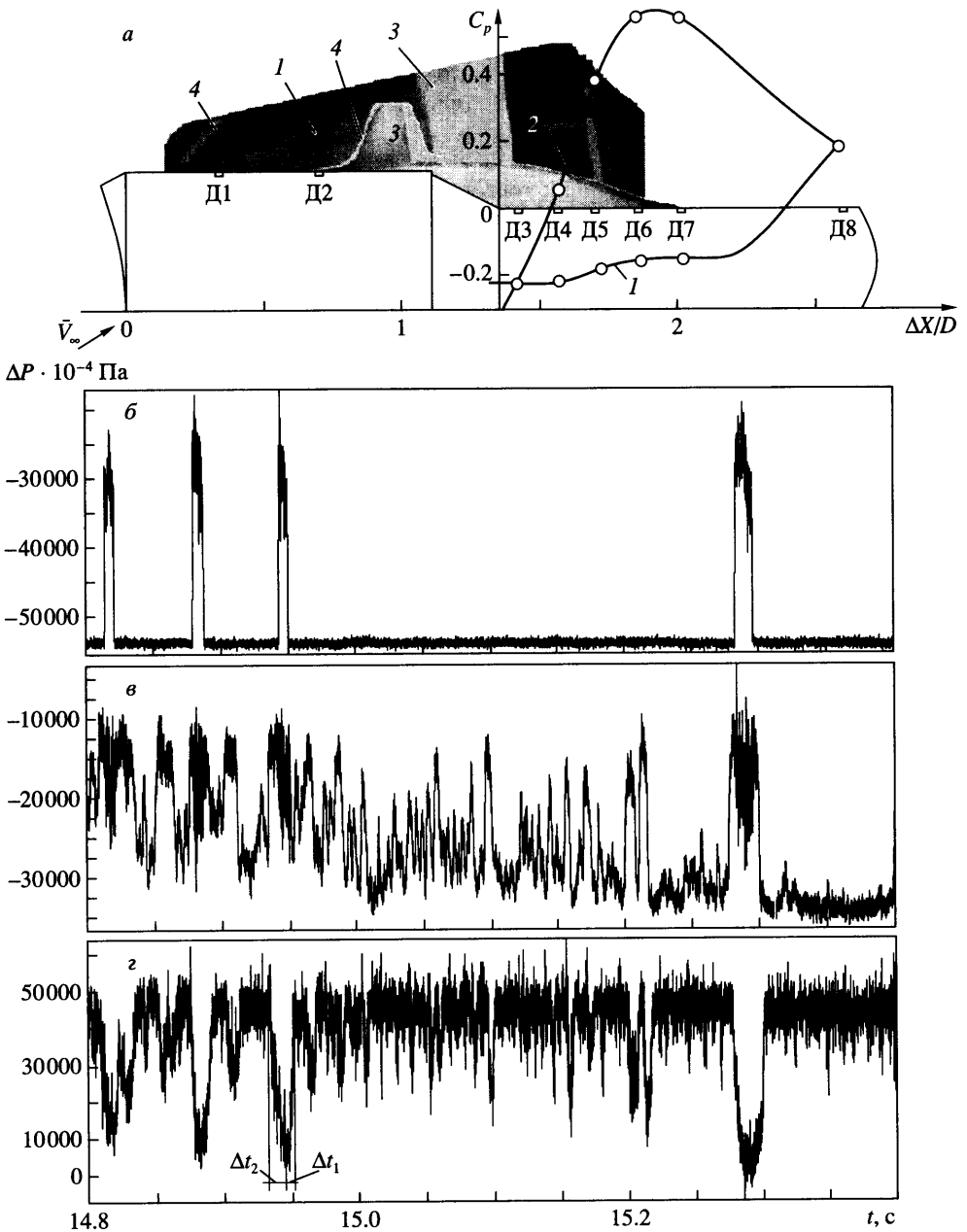
При дальнейшем смещении замыкающего скачка вниз по потоку, когда проникновение повышенного давления в фиксированный отрыв начинает уменьшаться, поперечные и продольные колебания свободной границы фиксированного отрыва вновь усиливаются. На этой стадии перестройки течения происходит окончательный переход выделившегося фиксированного отрыва в качественно новое, локальное, состояние. Уровни пульсаций давления вновь возрастают, а осредненное по времени давление в зоне отрыва резко снижается (фиг. 3, a). Вместе с тем это изменение давления существенно меньше, чем при отходе свободного кормового отрыва (фиг. 3). Аналогичное влияние характера кормового отрыва отмечается и при собственной перестройке течения за задней угловой кромкой [5]. На модели № 8 во время индуцированной трансзвуковой перестройки течения, происходящей в диапазоне $M_\infty = 0.98-1.09$, уменьшение коэффициента C_p не превосходило величины 0.29 (фиг. 3, a). Таким образом, падение давления за задней угловой кромкой на критической стадии перестройки течения при $\theta_c \geq 30^\circ$ происходит не столь резко, как за передней угловой кромкой при сходственных углах θ_c .

По окончании взаимодействия замыкающий скачок с ростом числа Маха продолжает, постепенно ослабевая, смещаться вниз по потоку. У тела, имеющего несколько изломов образующей, достаточно разнесенных друг от друга, когда собственные перестройки течения за угловыми кромками успевают завершиться, в нижней части течения при возрастании M_∞ будет перемещаться несколько замыкающих скачков. Эти скачки слабые и, как правило, висят.

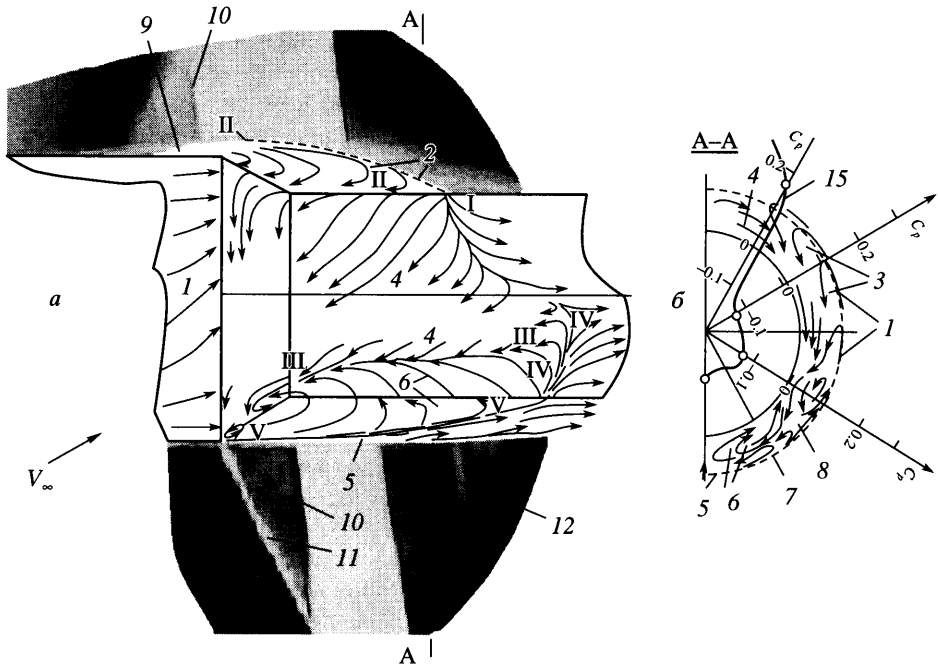
При малых и больших углах θ_c индуцированная перестройка течения, как и собственная, характеризуется малым аэродинамическим гистерезисом; возникающие существенные колебания давления на всех стадиях перестройки, в том числе и критической, нерегулярные, но скоррелированные на достаточно большой поверхности тела за его задней угловой кромкой.

3. Нестационарный процесс при взаимодействии бокового и кормового отрывных течений. Картина трехмерного течения в кормовом фиксированном отрыве. При удлинении передней цилиндрической части $l < 1.5$ течения за передней и задней угловыми кромками надкалиберного конусоцилиндрического тела в процессе перестройки могут оказывать влияние друг на друга. Это влияние усиливается на подветренной стороне при $\alpha \neq 0$. При удлинении $l \leq 1.1$, углах атаки $\alpha = 6^\circ-9^\circ$, свободном характере боковой и фиксированном характере кормовой зоны отрыва взаимодействие течений в указанных зонах отрыва на подветренной стороне приводит к возникновению нестационарного процесса, сопровождающегося значительными колебаниями давления практически на всей поверхности надкалиберного конусоцилиндрического тела и прилегающей части цилиндра меньшего диаметра (фиг. 4).

Рассмотрим условия возникновения указанных нестационарных аэродинамических нагрузок. Реконструкция физической картины трехмерного течения в кормовом фикси-



Фиг. 4. Характер изменения течения, распределения (а) и колебаний давления (б–г) при возникновении нестационарного процесса на подветренной стороне тела при начале взаимодействия замыкающего скачка с фиксированным кормовым отрывом в случае малого удлинения передней цилиндрической части тела для модели № 4, $l = 1.11$, $M_\infty = 0.96$, $\alpha = 9^\circ$: 1, 2 – данные по давлению и положению свободной границы боковой и кормовой зон отрыва при их развитом (1) и локальном (2) состояниях; 3, 4 – замыкающий и критический скачки уплотнения; б–г – показания датчиков Д1, Д2, Д6



Фиг. 5. Реконструкция физической картины течения (а, б) и распределение давления (б, в) в кормовом фиксированном отрыве при индуцированной трансзвуковой перестройке течения для модели № 4, $M_\infty = 0.96$, $\alpha = 9^\circ$, [1]: I-I, IV-IV – линии присоединения (растекания); II-II, V-V – разделительные линии тока; III-III – линия вторичного отрыва; 1 – скос потока; 2, 5 – потоки, растекающиеся в плоскости угла атаки на подветренной и наветренной сторонах; 3 – первичный отрыв; 4 – перетекание потока с подветренной стороны на наветренную; 6 – вторичный отрыв; 7 – согласующий отрыв; 8 – критическая точка; 9 – свободная боковая зона отрыва; 10, 11 – замыкающий и критический скачки уплотнения; 12 – акустические волны и волны сжатия; 13-15 – распределение давления на подветренной и наветренной сторонах и в сечении А-А; 16 – коэффициент C_p^*

рованном отрыве (фиг. 5) получена по результатам комплексных исследований при $\alpha \neq 0$ в начале критической стадии индуцированной трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой [1]. Видно, что на поверхности переднего цилиндра возникает скос потока 1 с наветренной на подветренную сторону. Под влиянием этого потока

возникает аналогичный скос течения на свободной границе кормового отрыва. При взаимодействии с потоком 2, растекающимся на подветренной стороне тела в плоскости угла атаки, образуется первичный отрыв 3, течение во внутренней части которого направлено от подветренной к наветренной стороне. Благодаря оттоку массы газа 4 с подветренной стороны, область присоединения I–I оторвавшегося потока на этой стороне приближается к задней угловой кромке, а разделительная линия тока II–II на указанной стороне перемещается из внутренней области отрыва к его свободной границе. Это приводит к уменьшению диссипативных потерь полного давления на этой линии. На наветренной стороне, наоборот, наблюдается приток газа с подветренной стороны. При его взаимодействии с потоком 5, расширяющимся в плоскости угла атаки на наветренной стороне, образуется вторичный отрыв по линии III–III, при этом часть потока 5 отгесняется от поверхности, область присоединения IV–IV смещается вниз по потоку, а разделительная линия тока V–V оказывается внутри зоны отрыва (фиг. 5, а, б).

Поскольку при трансзвуковых скоростях набегающего потока диссипативные потери основные, давление в области присоединения на подветренной стороне возрастает и превосходит давление в аналогичной области на наветренной стороне (фиг. 5, в). В результате взаимодействия течений 5 и во вторичном отрыве 6 возникают согласующая зона отрыва 7 и критическая точка 8, находящаяся в области разделения потоков, где местная скорость равна нулю (фиг. 5, б). При уменьшении l и увеличении α кинетическая энергия закрученного потока возрастает, что приводит к усилению оттока массы газа с подветренной стороны и дальнейшему росту давления в области присоединения.

Заметим, что возникновение согласующего вихря часто наблюдается в различных отрывных течениях. Установленная картина трехмерного течения в кормовом отрыве имеет некоторые общие черты со схемой вихрей, возникающих с подветренной стороны тонкого конуса, обтекаемого при достаточно большом угле атаки $\alpha = 3.5\theta$, [6]. Разница заключается лишь в том, что внутренняя часть течения в донных спиралевидных вихрях представляет собой возвратное течение, тогда как в вихрях, расположенных с подветренной стороны тонкого конуса, все течение направлено вниз по потоку. Таким образом, в кормовом фиксированном отрыве при $\alpha \neq 0$ образуется шесть спиралевидных вихрей (по три с каждой стороны от плоскости угла атаки).

Наиболее вероятно, что именно благодаря возникновению согласующих вихрей и осуществляется массообмен в области смешения двухмерной или осесимметричной зоны отрыва.

Различие давлений в областях присоединения фиксированного кормового отрыва на подветренной и наветренной сторонах отмечается во всем трансзвуковом диапазоне M_∞ , а при $l \leq 1.8$ в момент начала индуцированной трансзвуковой перестройки течения оно максимально. Из этого следует, что установленный характер трехмерного течения в фиксированном кормовом отрыве также сохраняется во всем трансзвуковом диапазоне M_∞ . При $M_\infty \geq 1.5$ рассмотренные давления выравниваются.

Когда течения в боковой свободной и кормовой фиксированной зонах отрыва могут взаимодействовать друг с другом, при переходе боковой зоны отрыва к локальному состоянию упомянутые зоны отрыва объединяются, и в области присоединения общей зоны отмечается значительный рост давления. При большой надкалиберности это приводит к большому углу разворота потока и дальнейшему росту давления в области присоединения. Но особенно значительным становится это давление на подветренной стороне при увеличении α до 9° в момент, когда переход боковой свободной зоны отрыва в локальное состояние совпадает с началом взаимодействия замыкающего скачка с кормовым отрывом. В этот момент указанный скачок у свободной границы зоны отрыва искривлен. Однако скорость течения в области присоединения объединенной зоны отрыва остается еще дозвуковой, и, следовательно, окончательный переход этой зоны в локальное состояние еще не произошел (фиг. 4, 5).

Рост давления вызывает увеличение, с одной стороны, интенсивности волн сжатия, формирующих замыкающий скачок, с другой – расхода газа, перетекающего на наветренную сторону. Из-за сложного взаимодействия вихревых течений в кормовом отрыве (фиг. 5, а, б) это перетекание потока в какой-то момент времени может уменьшиться, что приведет к проникновению его в свободный боковой отрыв и смещению точки отрыва к передней угловой кромке конусоцилиндрического тела. Из-за роста интенсивности волн сжатия замыкающий скачок, оставаясь практически на месте, опять становится прямым, а зона отрыва приобретает развитый характер с трансзвуковыми и дозвуковыми скоростями на свободной границе. При этом давление на передней цилиндрической части тела повышается, а в области присоединения на подветренной стороне цилиндра меньшего диаметра, наоборот, снижается, что ведет к ослаблению волн сжатия. Накопившийся избыток массы газа истекает вниз по потоку поверх разделительной линии тока, которая в этот момент оказывается в глубине зоны отрыва. Точка отрыва опять смещается вниз по течению, а замыкающий скачок искривляется. Возникает нестационарный процесс, характеризующийся значительными нерегулярными, но согласованными колебаниями давления на большей части поверхности рассматриваемого тела. При этом колебания давления на поверхности переднего цилиндра, в местах расположения датчиков Д1 и Д2 и в области присоединения на цилиндре меньшего диаметра (в месте расположения датчика Д6) могут происходить в противофазе (фиг. 4, $\Delta p = p_i - p_{\text{атм}}$) [1]. Максимальная величина изменения коэффициента мгновенного давления в точках, находящихся на передней цилиндрической части и в области присоединения кормового отрыва, составляет 0.55 (по показаниям датчика Д1: $C_{p\text{max}} = -0.36$, $C_{p\text{min}} = -0.9$, Д6 – 0.56 и –0.03).

В случае свободного кормового отрыва закрутка газа в нем будет ослаблена, так как при $\alpha < 10^\circ$, благодаря смещению на наветренной стороне точек отрыва от угловой кромки, течение на внешней границе будет выстраиваться по потоку. В связи с этим давления в области присоединения на наветренной и подветренной сторонах могут оказаться близкими, или даже на наветренной стороне может оказаться большим.

4. Привнесенная трансзвуковая перестройка течения. При смещении за заднюю угловую кромку конусоцилиндрического тела замыкающего скачка уплотнения может произойти его усиление. Интенсивность скачка растет, например, при $\theta_c \leq 20^\circ$, особенно после отхода зоны отрыва от задней угловой кромки, когда градиент давления за указанной кромкой существенно увеличивается (фиг. 3, б). При очень малых углах θ_c ($5-10^\circ$), когда обтекание конического переходника при докритическом и закритическом режимах безотрывное, указанное усиление замыкающего скачка может привести или к возникновению отрыва на переходнике, или к возврату сместившейся сюда боковой зоны отрыва в развитое состояние, а затем и вторичному ее переходу в локальное состояние (такая перестройка течения может быть названа привнесенной).

Так, на модели № 3 с $\theta_c = 8^\circ$ замыкающий скачок на подветренной стороне при $\alpha = 6^\circ$ до смещения на конический переходник был искривлен, а боковая свободная зона отрыва была в локальном состоянии. При переходе за угловую кромку скачок у поверхности тела опять становился прямым; зона отрыва значительно увеличивалась в размерах и переходила из локального в развитое состояние. В связи с этим появлялся отрыв и на наветренной стороне переходника. При дальнейшем увеличении M_∞ рассматриваемая зона отрыва возвращалась в локальное состояние, и в месте стыка переходника с прилегающей частью цилиндра меньшего диаметра в некотором диапазоне M_∞ сохранялась зона отрыва со сверхзвуковыми скоростями течения на свободной границе [2]. Давление на поверхности переходника в процессе всей перестройки уменьшалось. Однако, благодаря указанному выше усилению замыкающего скачка и возврату свободной зоны отрыва к развитому состоянию, это падение давления происходило не сразу после смещения скачка за угловую кромку.

При малых углах θ_c усиление замыкающего скачка зависит не только от значения этого угла, но и от формы прилегающей части тела и его надстроек. При некоторой форме усиление замыкающего скачка может иметь место даже в тех случаях, когда скачок перед смещением на конический переходник стал уже висячим.

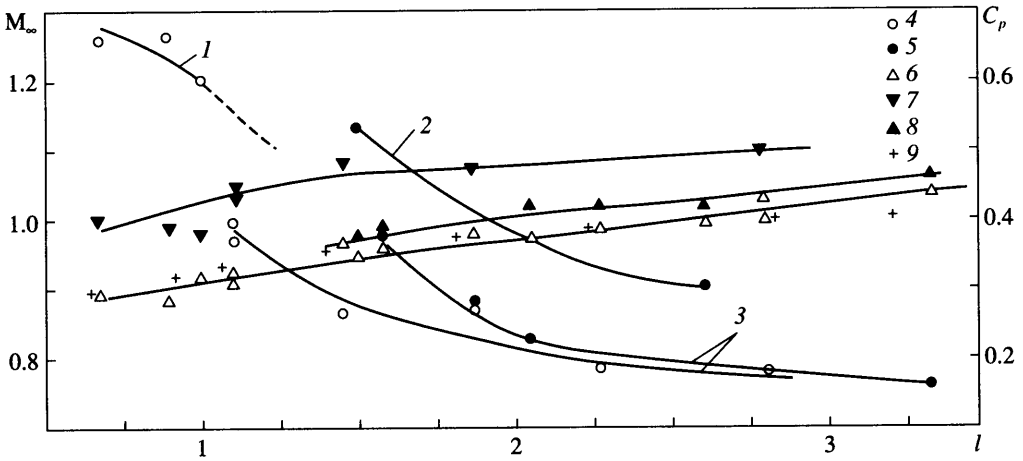
5. Особенности стационарных и нестационарных локальных аэродинамических нагрузок. В рассмотренном выше распределении давления в кормовом фиксированном отрыве на подветренной стороне при $\alpha = 9^\circ$ (фиг. 5, в) отсутствует область плато. Вместе с тем наличие такой области типично для фиксированных зон отрыва, возникающих за уступами [7, 8]. Однако эксперименты показали, что в определенном диапазоне M_∞ указанный характер распределения давления в отрыве нарушается и становится похожим на распределение давления в донной области (фиксированном отрыве за изолированным телом) при дозвуковых скоростях набегающего потока.

В донной области во всем диапазоне дозвуковых скоростей участок постоянного давления отсутствует, в распределении давления по оси донной области наблюдается некоторый минимум, положение которого совпадает с местом формирования вихрей на свободной границе этой зоны отрыва. При этом минимальное значение коэффициента давления коррелирует с интенсивностью вихрей [9–11]. Анализ показал, что особый характер распределения давления в рассматриваемом кормовом отрыве отмечается на подветренной стороне при числах Маха, когда на поверхности переднего цилиндра наблюдается достаточно большая развитая свободная зона отрыва с толстым турбулентным следом. При меньших или больших числах Маха, когда имеет место тонкий турбулентный след за развитой, но небольшой зоной отрыва или за ставшей уже локальной зоной, в распределении давления появляется плато.

Относительные среднеквадратичные значения пульсаций давления S/q_∞ за развитой свободной зоной отрыва, в точке, расположенной непосредственно перед задней угловой кромкой, при существовании толстого турбулентного следа достигают максимальных значений (0.04). Эти пульсации обусловлены возмущениями, генерируемыми впереди расположенной зоной отрыва, и распространяются вниз по потоку конвективным и волновым путем. Воздействие дополнительных возмущений, в частности акустических, приводит к утолщению зоны отрыва благодаря образованию дополнительных или укрупнению существующих вихрей на ее свободной границе [4]. Следовательно, при наличии достаточно большой развитой боковой зоны отрыва можно ожидать повышения вихреобразования на свободной границе кормового отрыва, что, видимо, и приводит к возникновению особого характера распределения давления за задней угловой кромкой тела.

Общее представление о зависимостях величины уменьшения коэффициента давления за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, происходящего при индуцированной и привнесенной перестройках течения, от его геометрических параметров $l, D/d$ для малых углов θ_c ($\theta_c \leq 20^\circ$), когда кормовой отрыв свободный, и больших углов θ_c ($\theta_c \geq 30^\circ$), когда отрыв фиксированный, дано при $\alpha = 0$ на фиг. 6. Как и следовало ожидать, с уменьшением удлинения переднего цилиндра величина изменения коэффициента C_p при индуцированной перестройке течения при том и другом характерах кормового отрыва увеличивается и превосходит изменение этого параметра при собственной перестройке. На фиг. 6 числа M_∞ , соответствующие началу и концу уменьшения давления, показывают, что при увеличении надкалиберности растет и диапазон числа M_∞ , в котором происходит рассматриваемая транзвуковая перестройка течения.

Как уже отмечалось, максимум давления в кормовом отрыве достигается при начале взаимодействия замыкающего скачка с этим отрывом, т.е. при нахождении замыкающего скачка вблизи конца передней цилиндрической части. Данные по числам Маха, соответствующим максимуму давления, сравниваются с результатами исследований зависимости положения замыкающего скачка от M_∞ при $\theta_c \geq 26^\circ$. Эти данные хорошо согласуются друг с другом, что свидетельствует о том, что положение замыкающего скачка



Фиг. 6. Зависимости величины уменьшения коэффициента давления за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела и чисел M_∞ , соответствующих началу и концу изменения этого давления, от удлинения передней цилиндрической части тела при индуцированной и привнесённой трансзвуковых перестройках течения для $\alpha = 0$ (по результатам испытаний моделей, представленных в таблице): 1 – свободный отрыв ($\theta_c < 10^\circ$); 2 – свободный кормовой отрыв ($10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$); 3 – фиксированный кормовой отрыв ($\theta_c \geq 30^\circ$); 4, 5 – ΔC_p при $\Delta x_j/D = 0.18-0.6$ и ≤ 0.025 ; 6–8 – числа M_∞ , соответствующие началу (6) и концу уменьшения давления при $D/d = 1.2-1.5$ (7) и $1.05-1.15$ (8); 9 – положение замыкающего скачка при $\theta_s > 26^\circ$ [12]

после завершения трансзвуковой перестройки течения на поверхности переднего цилиндра слабо зависит от геометрии тела.

Максимальные уровни пульсаций давления при свободном характере кормового отрыва достигаются непосредственно за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, причем на наветренной стороне – в начале индуцированной трансзвуковой перестройки течения (определяется большой интенсивностью замыкающего скачка с наветренной стороны), на подветренной – при начале отхода срывной области (определяется неустойчивостью течения). При фиксированном характере максимальные уровни пульсаций достигаются в области присоединения зоны отрыва на подветренной стороне при начале ее перехода в локальное состояние. Уровни пульсаций непосредственно за задней угловой кромкой в случае свободного характера превосходят уровни пульсаций при фиксированном; уровни пульсаций в области присоединения, наоборот, оказываются большими при фиксированном отрыве.

Заключение. Установлено, что при трансзвуковых скоростях набегающего потока за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела помимо собственной перестройки течения при $l < 3.0$ возникает и индуцированная. Она происходит в результате взаимодействия с кормовой зоной отрыва замыкающего скачка уплотнения, отходящего от передней угловой кромки тела. При $l \leq 1.5-1.8$ эта перестройка отражается наиболее существенным образом на стационарных и нестационарных локальных аэродинамических нагрузках. Исследованы особенности этих нагрузок при больших и малых углах θ_c . Показано, что во всех рассмотренных случаях процесс перестройки характеризуется малым аэродинамическим гистерезисом и возникновением на всех стадиях (в том числе и критической) повышенных нерегулярных, но скоррелированных колебаний давления.

Выявлено, что при $\alpha \neq 0$ пространственное течение в фиксированном кормовом отрыве вобрало в себя ряд особенностей, характерных для трехмерных отрывных тече-

ний. Из-за скоса потока на свободной границе отрыва происходит отток массы газа с подветренной стороны и приток его на наветренную, в связи с чем давление в областях присоединения на подветренной стороне больше, чем на наветренной.

Установлено, что при $l < 1.5$ отрывные течения за передней и задней угловыми кромками тела в процессе трансзвуковой перестройки могут оказывать влияние друг на друга. При удлинении $l \leq 1.1$, умеренных углах атаки $6-9^\circ$, свободном характере боковой и фиксированном характере кормовой зоны отрыва взаимодействие течений в указанных зонах на подветренной стороне приводит к возникновению нестационарного процесса, характеризующегося значительными нерегулярными, но согласованными колебаниями давления на большой поверхности тела.

Показано, что при $\theta_c < 10^\circ$, когда обтекание конического переходника надкалиберного конусоцилиндрического тела при докритическом и закритическом режимах безотрывно, в процессе привнесённой перестройки течения за задней угловой кромкой тела происходит усиление сместившегося сюда замыкающего скачка. В силу этого на рассматриваемой поверхности может возникнуть новый отрыв или увеличиться протяжённость имеющегося, что приведет к росту местных нестационарных аэродинамических нагрузок.

Авторы выражают свою глубокую признательность Б.С. Кирнасову, Ю.М. Липницкому, В.Н. Шманенкову, а также А.А. Дядькину и А.Г. Решетину за плодотворное обсуждение этой работы.

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. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрического тела при большом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 46–60.
3. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрического тела при малом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 3. С. 140–154.
4. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Волновые возмущения в трансзвуковых отрывных течениях // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 6. С. 153–165.
5. Дядькин А.А. Особенности аэродинамики надкалиберных головных частей ракет-носителей // Космонавтика и ракетостроение. 1999. № 17. С. 131–135.
6. Rainbird W.J., Grabbe R.S., Jurewicz L.S. The flow separation about cones at incidence // Quart. Bull. Div. Mech. Eng. Nat. Aeronaut. Establ. Can.; National Research Council of Canada. Rept DME / NAE, 1963. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. С. 299.
7. Roshko A., Lau J. Some observations on transition and reattachment of a free shear layer in incompressible flow // Proc. 1965. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford: Univ. Press, 1965. P. 157–167.
8. Швец А.И., Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976. С. 382.
9. Calvert J. Experiments on the low – speed flow past cones // J. Fluid Mech. 1967. V. 27. Pt 2. P. 273–289.
10. Nash J.F., Quincey V.G., Callinan J. Experiments on two-dimensional Base Flow at subsonic and transonic speeds // NPL Aero. Rept. 1070. ARG 25070, F.M. 3356, Nat. Phys. Laboratory, 1963.
11. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. С. 280.
12. 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.