

УДК 533.6.011.72

© 2002 г. Ф.М. ПАХОМОВ

ВЛИЯНИЕ ВДУВА ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА НА ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

С использованием модели идеального совершенного газа исследуются структура течения в ударном слое и аэродинамические характеристики полусферы при нестационарном осесимметричном взаимодействии с замкнутой сферической областью нагретого газа, расположенной в набегающем сверхзвуковом потоке, при сильном вдуве газа с поверхности тела в ударный слой. Рассмотрены два случая: 1) радиус проницаемой поверхности больше радиуса температурной неоднородности; 2) вдув локализован в окрестности лобовой критической точки и размер проницаемого участка меньше размера неоднородности.

Ключевые слова: идеальный газ, сверхзвуковой поток, ударный слой, сильный вдув, нестационарное взаимодействие с нагретой областью.

Задача о взаимодействии температурных неоднородностей с телами различной формы возникает при моделировании движения быстролетящего в атмосфере Земли тела через локализованную нагретую область (например, шаровую молнию или область, созданную лазерной накачкой энергии). В [1] дан анализ имеющихся теоретических и экспериментальных результатов, связанных с данной проблемой, и проведены исследования взаимодействия полусферы с различными температурными неоднородностями в набегающем сверхзвуковом потоке.

Одним из важных результатов [1] является многократное импульсное повышение давления в критической точке полусферы в процессе нестационарного взаимодействия с нагретой областью сферической формы, когда радиус неоднородности меньше радиуса тела. С физической точки зрения данный эффект в [1] объяснен "кумуляцией волны сжатия в критической точке". Волна сжатия в ударном слое возникает вследствие восстановления параметров невозмущенного набегающего потока на участке ударной волны, через который прошла температурная неоднородность.

В [2, 3] показана возможность существенного изменения структуры течения в ударном слое посредством сильного вдува с поверхности. В [4–6] показана возможность управления с помощью сильного локализованного вдува аэродинамическими характеристиками тел различной формы при пространственном обтекании.

Цель данной работы – исследование влияния сильного локализованного вдува с поверхности на структуру течения и аэродинамические характеристики при осесимметричном взаимодействии затупленного тела с замкнутой нагретой областью в сверхзвуковом потоке, в том числе на эффект многократного повышения давления в точке торможения.

1. Постановка задачи и метод решения. В основу численного исследования процесса взаимодействия движущегося тела с тепловой неоднородностью положена модель идеального газа. Интегральные законы сохранения массы, составляющих импульса и энергии в цилиндрической системе координат x, r, φ (в предположении осевой сим-

метрии) имеют вид [7]

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \rho dr dx = \oint_L \rho(\mathbf{V} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n}) dL - \int_S \frac{1}{r} - \rho v dx dr$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \int \rho u dr dx = \oint_L [pn_x + \rho u(\mathbf{V} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n})] dL - \int_S \frac{1}{r} \rho uv dx dr$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \int \rho v dr dx = \oint_L [pn_r + \rho v(\mathbf{V} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n})] dL - \int_S \frac{1}{r} \rho v^2 dx dr$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \int \rho e dr dx = \oint_L [p(\mathbf{V}, \mathbf{n}) + \rho e(\mathbf{V} - \boldsymbol{\omega}, \mathbf{n})] dL - \int_S \frac{1}{r} (\rho e + p) v dx dr$$

Здесь t – время, ρ – плотность, p – давление, u и v – компоненты вектора скорости газа \mathbf{V} ; n_x и n_r – компоненты вектора внутренней нормали \mathbf{n} к границе L , $\boldsymbol{\omega}$ – вектор скорости смещения границы L ; e – полная удельная энергия газа.

Для замыкания исходной системы уравнений используется уравнение состояния совершенного газа с постоянным показателем адиабаты γ

$$e = \xi + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad \xi = \frac{1}{(\gamma - 1)} \frac{p}{\rho}$$

Границы области интегрирования S : головная ударная волна, поверхность тела, ось симметрии течения и замыкающая нормаль к поверхности тела на периферии затупления.

В качестве граничных условий на ударной волне задавались соотношения Рэнкина – Гюгонио, причем, если она попадала в область температурной неоднородности, соответствующим образом менялось значение плотности в набегающем потоке. На оси симметрии задавались условия симметрии. На выходной границе, лежащей для обеспечения корректности результатов в сверхзвуковой части ударного слоя, выставились мягкие граничные условия сноса значений параметров течения вниз по потоку. На непроницаемых участках поверхности тела задавалось условие непротекания (индекс w обозначает поверхность тела, n – проекцию на нормаль)

$$(\rho v_n)_w = 0$$

На участках вдува газодинамические параметры на поверхности тела определялись, как и в [5, 6], из решения следующей нелинейной системы уравнений:

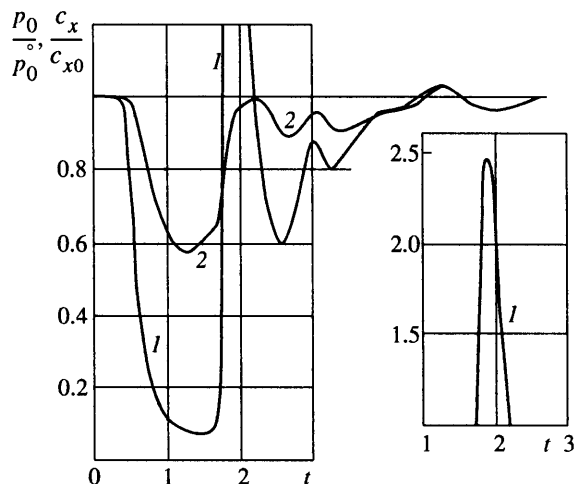
$$(\rho v_n)_w = \text{const}$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_w}{\rho_w} + \frac{v_{n,w}^2}{2} \equiv H_{0,w} = \text{const}$$

$$v_{n,1} - v_{n,w} + \frac{2}{(\gamma - 1)} \sqrt{\gamma \frac{p_1}{\rho_1}} \left[1 - \left(\frac{p_w}{p_1} \right)^{(\gamma - 1)/2\gamma} \right] = 0$$

Первое из этих уравнений задает удельный расход вдуваемого газа, второе – его полную энтальпию, а третье, где $v_{n,1}, p_1, \rho_1$ – параметры газа в ударном слое у поверхности тела, обеспечивает согласование параметров вдува с внешними условиями и отвечает за непрерывность инвариантов Римана на левой волне разрежения относительно внутренней нормали к поверхности тела.

Определяемые в процессе решения газодинамические параметры в ударном слое представляют собой безразмерные величины: компоненты скорости отнесены к максимальной скорости набегающего потока $V_{\max, \infty}$, плотность – к плотности не-



Фиг. 1. Характеристики взаимодействия с непроницаемой поверхностью тела:
 1 – p_0/p_0^0 , 2 – C_x/C_{x0}

возмущенного набегающего потока p_∞ , давление – к величине $p_\infty V_{\max, \infty}^2$, линейные размеры – к радиусу сферического затупления.

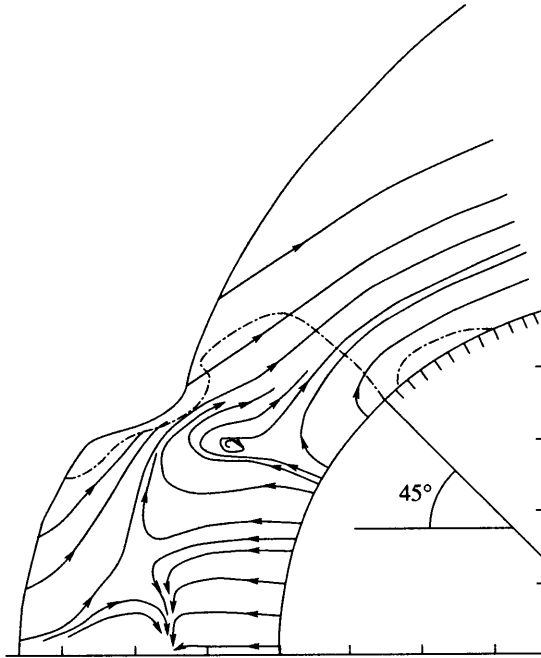
Исходная система уравнений газовой динамики с соответствующими начальными и граничными условиями решалась явным конечно-разностным методом С.К. Годунова первого порядка точности по независимым переменным [7]. Введением подвижной расчетной сетки достигалось явное выделение головной ударной волны. Другие разрывы в процессе численного решения задачи при наличии вдува с поверхности и температурной неоднородности в набегающем потоке явным образом не выделялись. Все приводимые ниже результаты получены на расчетной сетке, содержащей 900 ячеек (30×30).

2. Взаимодействие с непроницаемой поверхностью. Для анализа влияния вдува с поверхности на взаимодействие нагретой области в набегающем сверхзвуковом потоке с затупленным телом выполнены расчеты обтекания непроницаемого сферического затупления при следующих определяющих параметрах задачи: $M_\infty = 4$, радиус сферической температурной неоднородности $r_n = 0.5$, плотность газа в ней $\rho_n = 0.1\rho_\infty$, показатели адиабаты в нагретой области и невозмущенном набегающем потоке совпадают $\gamma_n \equiv \gamma_\infty = \gamma = 1.4$, скорость $V_n = V_\infty$ и давление $p_n = p_\infty$.

На фиг. 1 приведены зависимости от времени давления в критической точке тела p_0 (1) и коэффициента сопротивления C_x (2), отнесенных к их величинам p_0^0 и C_{x0} , соответствующим стационарному режиму обтекания невозмущенным потоком непроницаемой поверхности.

Представленные результаты качественно согласуются с результатами [1], когда радиус неоднородности меньше радиуса тела, включая эффект многократного импульсного повышения давления в критической точке (в данном случае в 2.5 раза), по сравнению с давлением торможения в условиях обтекания тела равномерным потоком.

Подчеркнем, что нагретый газ тепловой неоднородности, попав в ударный слой, практически в полном объеме запирается в нем волной сжатия, возникающей в ударном слое при восстановлении на головной ударной волне параметров невозмущенного потока, головной ударной волной, висящим скачком уплотнения и непроницаемой поверхностью тела.



Фиг. 2. Траектории движения частиц газа при $r_n < r_w$ на момент времени, когда $C_x = \min$

3. Случай, когда размер проницаемого участка поверхности больше размера неоднородности. В случае вдува с поверхности в качестве начальных данных при интегрировании системы уравнений газовой динамики использовалось решение, соответствующее стационарному режиму обтекания полусферы при $M_\infty = 4$ и наличии сильного, нормального к поверхности тела вдува с участка, ограниченного центральным углом $\theta = \pi/4$. Безразмерные параметры, характеризующие вдув, имели следующие значения: удельный расход $(\rho v_n)_w = 0.5$, полная энтальпия $H_{0,w} \equiv H_{0,\infty} = 0.5$, показатель адиабаты $\gamma_w = 1.4$.

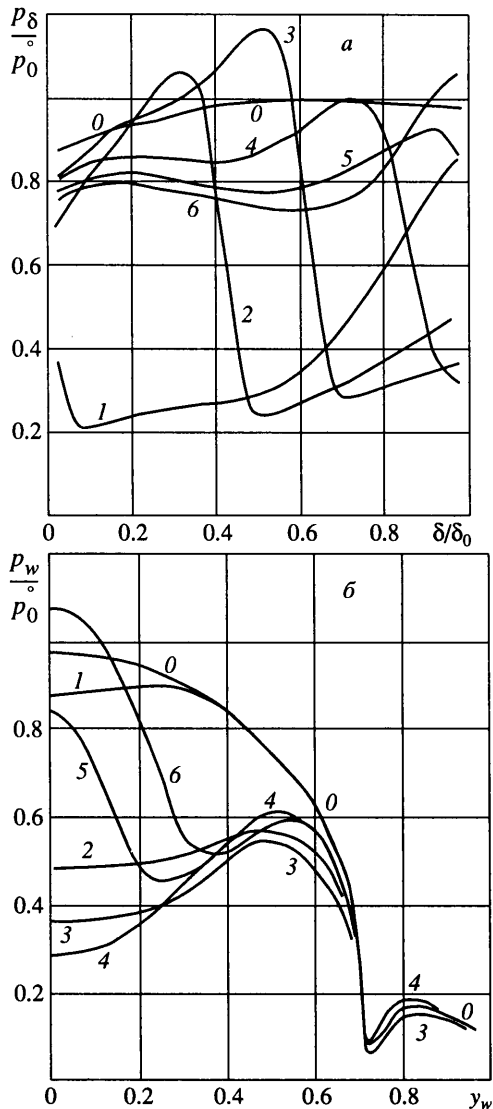
На фиг. 2 показаны траектории движения частиц газа в ударном слое при появлении в набегающем потоке нагретой области с теми же параметрами, что и в разделе 2 на момент времени, когда достигается минимальное значение коэффициента сопротивления C_x . Штриховые кривые на фиг. 2 соответствуют положениям звуковых линий.

На фиг. 3 показаны распределения давления от ударной волны до тела вдоль оси симметрии p_δ и на поверхности тела p_w , отнесенные к p_0^* , в различные моменты времени.

На фиг. 4 представлены зависимости от времени основных локальных и интегральных характеристик процесса.

4. Случай, когда размер проницаемости участка поверхности меньше размера неоднородности. В качестве начальных данных в этом случае задавались параметры стационарного обтекания полусферы невозмущенным сверхзвуковым потоком при наличии вдува с участка поверхности, ограниченного центральным углом $\theta = 15^\circ$, так что $r_w = \sin\theta < r_n$. Остальные параметры задачи, характеризующие набегающий поток, вдув и температурную неоднородность в набегающем потоке, идентичны тем, что указаны в разделах 2 и 3.

На фиг. 5 изображены траектории движения частиц газа на момент времени, когда



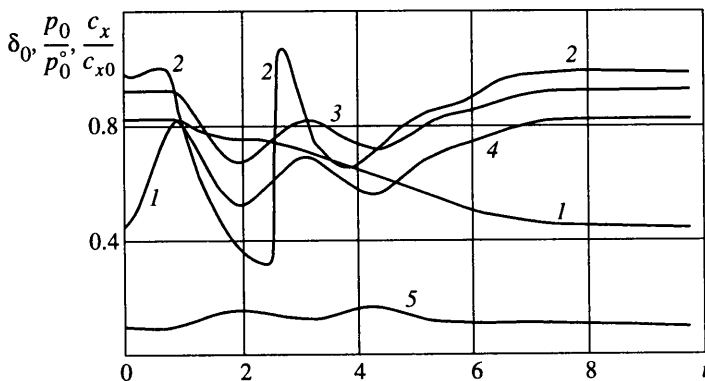
Фиг. 3. Распределения давления поперек ударного слоя на оси симметрии (а) и по обводу тела (б) при $r_n < r_w$: 0 - $t = 0$, 1 - $\delta_0 = \max$, 2 - $t = 1.57$, 3 - $C_x = \min$, 4 - $p_0 = \min$, 5 - $t = 2.55$, 6 - $p_0 = \max$

достигается максимальное значение реактивной составляющей коэффициента сопротивления $C_{x,r}$.

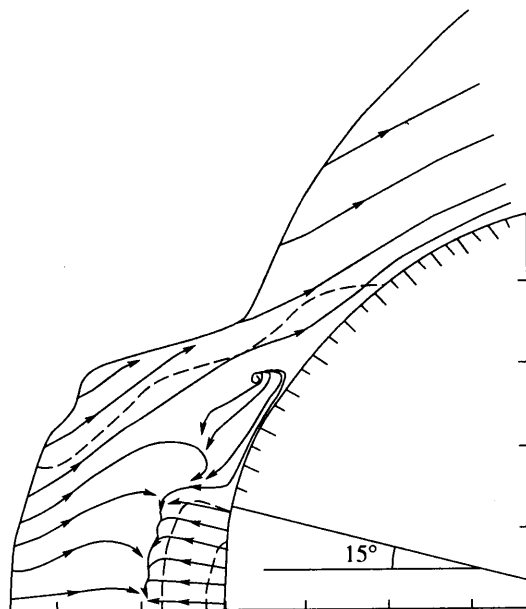
На фиг. 6 представлены распределения давления поперек ударного слоя на оси симметрии p_δ/p_0° (фиг. 6, а) и по обводу тела p_w/p_0° (фиг. 6, б) в различные характерные моменты времени.

На фиг. 7 показана зависимость от времени основных локальных и интегральных характеристик процесса.

5. Анализ результатов. Результаты, представленные в разделах 2–4, позволяют выявить основные фазы, описанные и в [1], взаимодействия нагретой области в сверхзвуковом потоке с ударным слоем и поверхностью обтекаемого тела. В начале процесса участок головной ударной волны, попавший в температурную неодно-



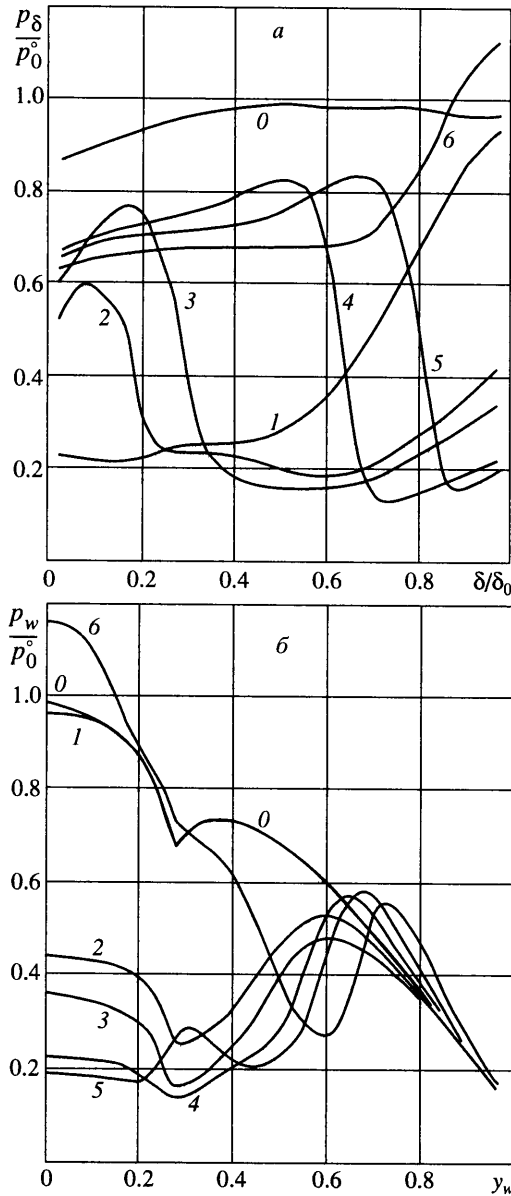
Фиг. 4. Зависимости от времени локальных и интегральных характеристик процесса при $r_n < r_w$: 1 – отход головной ударной волны от поверхности тела на оси симметрии δ_0 ; 2 – безразмерное давление в критической точке p_0/p_0^0 ; 3 – коэффициент сопротивления C_x/C_{x0} ; 4 – коэффициент сопротивления без учета реактивной составляющей C_{x1}/C_{x0} ; 5 – реактивная составляющая коэффициента сопротивления $C_{x,r}/C_{x0}$



Фиг. 5. Картина обтекания при $r_n > r_w$, когда $C_{x,r} = \max$

родность, начинает перемещаться в область менее плотного газа. При этом от ударной волны к поверхности тела распространяется интенсивная волна разрежения (см. кривые 1 на фиг. 3, а и 6, а) и нагретый газ разворачивается в головном скачке уплотнения и движется вслед за ним в нагретую область набегающего потока.

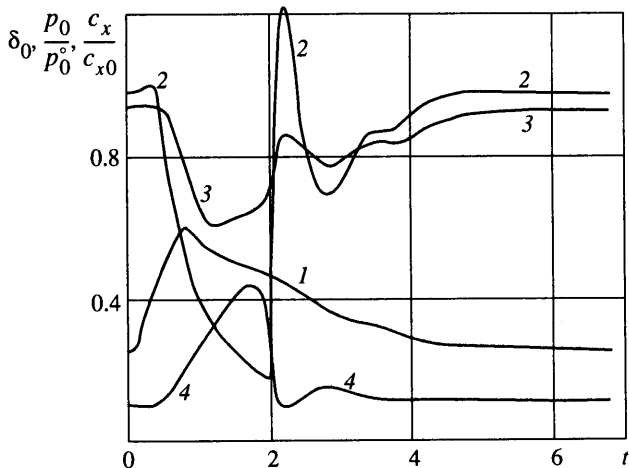
При достижении волной разрежения поверхности тела значительно падает давление на участке поверхности, попавшем под воздействие температурной неоднородности. Это приводит к снижению коэффициента сопротивления и давления в критической точке. Затем температурная неоднородность входит в ударный слой и на головной ударной волне восстанавливаются параметры невозмущенного набегающего



Фиг. 6. Распределения давления поперек ударного слоя на оси симметрии (а) и по обводу тела (б) при $r_n > r_w$: 0 - $t = 0$, 1 - $t = 0.44$, 2 - $\delta_0 = \max$, 3 - $t = 1$, 4 - $t_{x,r} = \max$, 5 - $p_0 = \min$, 6 - $p_0 = \max$

щего потока. В ударном слое появляется волна сжатия, движущаяся от ударной волны к телу, что отчетливо видно по распределениям давления на фиг. 3, а и б, а.

При достижении волной сжатия поверхности тела наблюдается импульсный рост давления в критической точке и увеличение коэффициента сопротивления. На смену отразившейся от тела волны сжатия приходит вторичная волна разрежения, приводящая к повторному уменьшению давления на поверхности тела, включая критическую точку, и уменьшению коэффициента сопротивления. Многократное отражение волны сжатия от головной ударной волны и затем от поверхности тела приводит к последующим осцилляциям давления в критической точке и суммарного



Фиг. 7. Зависимости от времени локальных и интегральных характеристик процесса при $r_n > r_w$: 1 – δ_0 , 2 – p_0/p_0^0 ; 3 – C_x/C_{x0} , 4 – $C_{x,r} \cdot 10/C_{x0}$

коэффициента сопротивления до тех пор, пока течение в ударном слое не установится. Причем в отсутствие вдува (фиг. 1) число колебаний параметров больше и амплитуды их более ярко выражены, чем при наличии вдува (фиг. 7). Данное обстоятельство отражает основное отличие характера взаимодействия нагретой области в набегающем потоке с полусферой при наличии вдува по сравнению с обтеканием непроницаемой поверхности. Так, при отсутствии вдува максимальное значение давления в критической точке $p_{0,\max} \approx 2.5p_0^0$. В рассмотренных случаях вдува с поверхности $p_{0,\max} \approx 1.1p_0^0$ при $r_w > r_n$ и $p_{0,\max} \approx 1.2p_0^0$ при $r_w < r_n$.

Более чем двукратное снижение максимальной нагрузки в критической точке при наличии вдува можно объяснить тем, что, особенно в первой фазе проникновения нагретого газа в ударный слой, при вдуве он практически полностью выносится из области взаимодействия на периферию затупления. Во второй фазе, когда в ударном слое появляется волна сжатия, лишь небольшая часть нагретого газа устремляется к оси симметрии (фиг. 2) и затем в окрестность критической точки.

В случае $r_w < r_n$ часть нагретого газа оказывается зажатой между границей проницаемого участка и участком поверхности тела, где наблюдается локальный максимум давления (фиг. 6, б, кривая 5). В этом случае следует отметить появление местной сверхзвуковой области в ударном слое, которая перемещается к поверхности тела, и в конечном итоге при заданном расходе вдуваемого газа скорость последнего превышает местную скорость звука (фиг. 5). Локальный максимум в распределении давления на поверхности тела (фиг. 6, б, кривая 5) можно объяснить сжатием нагретого газа, который заперт в этой области волной сжатия. Эта волна огибает скачок уплотнения, возникающий в результате торможения сверхзвукового потока вдуваемого газа (фиг. 5).

Таким образом, устанавливается связь между количеством нагретого газа, остающимся в области взаимодействия, и амплитудой давления в критической точке: чем больше нагретого газа остается в зоне взаимодействия, тем выше пик давления в критической точке. Это обстоятельство позволяет уточнить механизм появления пика давления, многократно превышающего давление торможения невозмущенного набегающего потока, предложенный в [1].

По-видимому, пик давления вызван не кумуляцией непосредственно волны сжатия, а обусловлен процессом сжатия ею нагретого газа, запертого в области взаимодействия, вплоть до момента схлопывания, сопровождающегося кумулятивным эф-

фектом выделения энергии в окрестности критической точки. Этот вывод подтверждает и кривая 3 на фиг. 3, а, где амплитуда волны сжатия вследствие столкновения набегающего потока с вдуваемым с поверхности газом даже превышает значение максимума давления на поверхности в момент схлопывания (фиг. 3, а, кривая б).

Отметим, что предложенный механизм объясняет установленную в [1] немонотонную зависимость амплитуды пика давления в критической точке от размеров и формы температурной неоднородности в набегающем потоке. Так, если размер нагретой области больше размера тела, то вся поверхность тела попадает в область взаимодействия и в последней фазе сжатия в окрестности критической точки остается меньшее количество нагретого газа, поскольку он беспрепятственно вытекает на периферию тела. При малых размерах неоднородности в ударном слое запирается меньшее количество нагретого газа с меньшим запасом внутренней энергии. Поэтому существует оптимальное сочетание размеров и формы тела и геометрии температурной неоднородности, при которых максимум нагретого газа остается в области взаимодействия и его сжатие приводит к максимальному эффекту роста давления в критической точке.

Приведем оценки характерных времен исследуемого процесса. Если принять скорость звука в невозмущенном набегающем потоке 340 м/с, то при $M_\infty = 4$ и $R_0 = 0.5$ м длительность максимального импульса давления (как в отсутствие, так и при наличии вдува) составит $1.5 \cdot 10^{-4}$ с и длительность всего процесса $2 \cdot 10^{-3}$ с.

Заключение. Вдув приводит к существенным изменениям структуры течения в ударном слое и локальных аэродинамических характеристик обтекаемого тела. Посредством вдува практически полностью можно снять пиковую силовую нагрузку на обтекаемое тело в окрестности его критической точки. И хотя чем больше размер проницаемого участка, тем больше эффект снижения пика давления, локализованный в окрестности оси симметрии тела вдув выглядит более эффективным, поскольку требует существенно меньшего суммарного расхода вдуваемого газа, а эффект снижения пика давления в рассмотренном случае лишь на $\approx 10\%$ ниже, чем при обширной проницаемой области поверхности тела.

Сравнительный анализ со случаем обтекания непроницаемой поверхности позволил уточнить механизм возникновения пика давления в критической точке тела при его взаимодействии с нагретой областью в сверхзвуковом потоке. Он вызван схлопыванием запертого в ударном слое нагретого газа под воздействием волны сжатия, возникающей при восстановлении на головной ударной волне параметров невозмущенного потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* Нестационарное взаимодействие сферы с атмосферными температурными неоднородностями при сверхзвуковом обтекании // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 174–183.
2. *Стулов В.П.* Сильный вдув на поверхности затупленного тела в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 89–97.
3. *Левин В.А.* Сильный вдув на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 5. С. 97–104.
4. *Карловский В.Н., Левин В.А., Сахаров В.И.* Аэродинамические характеристики длинных затупленных конусов при интенсивном массообмене // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 107–113.
5. *Антонов В.А., Гришин А.М., Пахомов Ф.М.* Влияние угла атаки на сверхзвуковое обтекание осесимметричных затупленных тел при наличии вдува с поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 95–101.
6. *Антонов В.А., Гольдин В.Д., Пахомов Ф.М.* Аэродинамика тел со вдувом. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 192 с.
7. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

Томск

Поступила в редакцию
18.VI.2001