

УДК 533.6.011.5

© 1994 г. М. Г. ЛЕБЕДЕВ, Ю. Н. САДКОВ

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАОСТРЕННЫХ КОНУСОВ РАДИАЛЬНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Проведено расчетно-теоретическое исследование осесимметричного и пространственного обтекания заостренных конусов потоком газа, поступающим от сверхзвукового сферически-симметричного источника. Исследована зависимость решений от определяющих параметров: расстояния между конусом и источником, показателя адиабаты, угла конуса и угла атаки. Установлены асимптотические свойства течения на больших расстояниях от вершины конуса.

Теория конических течений представляет собой хорошо разработанный раздел сверхзвуковой газовой динамики, описанный в ряде монографий (например, [1, 2]). Многие результаты по сверхзвуковому обтеканию конических тел были получены численными методами (например, [3]). При обтекании конического тела неравномерным, в частности радиальным, потоком газа в течении появляется характерный линейный размер и оно перестает быть автомодельным. Коническое течение при этом осуществляется лишь в малой окрестности острия тела, а затем происходит перестройка течения к новому предельному состоянию, которое устанавливается на больших расстояниях от вершины.

Сверхзвуковое обтекание заостренных тел потоком газа, созданным источником, рассматривалось в [4—7] при помощи различных приближенных методов. Эти исследования ограничены случаем тонких тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком, а полученные решения справедливы лишь на малых расстояниях от острия. Отдельные примеры численных расчетов обтекания заостренных тел радиальным потоком содержатся в [8, 9] (в [8] рассмотрен случай обтекания плоских заостренных профилей).

Настоящая работа продолжает исследование обтекания тел неравномерным потоком газа, созданным недорасширенной струей, вытекающей из звукового сопла [10, 11]. Течение в такой струе (так же как и в сверхзвуковой недорасширенной струе) хорошо моделируется течением от источника, по крайней мере в приосевой области потока. Течение от источника неплохо моделирует и некоторые другие сверхзвуковые течения газа, например течение в расширяющейся части сопла Лавала. Поэтому, установив основные свойства обтекания того или иного тела радиальным потоком, исходящим от источника, можно ожидать, что эти свойства будут выполняться и при обтекании того же тела потоками газа, принадлежащими довольно широкому классу.

1. Постановка задачи. Метод решения. Пусть заостренный круговой конус с углом при вершине 2β находится в сверхзвуковом радиальном потоке, созданном пространственным источником, D — расстояние между источником и вершиной E конуса.

Сферически-симметричное течение от источника описывается известным уравнением

$$\left(\frac{R_*}{R}\right)^2 = M \left(\frac{\gamma + 1}{2 + M^2(\gamma - 1)}\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (1.1)$$

Здесь M — число Маха в радиальном течении на расстоянии R от источника,

γ — показатель адиабаты. Скорость, давление и плотность находятся по известному числу Маха по формулам изэнтропического течения.

Уравнение (1.1) имеет решения лишь вне сферы радиуса R_* , которая является предельной поверхностью для течения от источника. При $R \rightarrow R_*$ число Маха $M \rightarrow 1$, а производная $dM/dR \rightarrow \infty$. В сверхзвуковом решении уравнения (1.1) число Маха $M \rightarrow \infty$ при $R/R_* \rightarrow \infty$. Можно получить следующие асимптотические зависимости, справедливые при $R/R_* \gg 1$:

$$M \cong \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{(\gamma+1)/4} \left(\frac{R}{R_*} \right)^{\gamma-1}; \quad \frac{W}{a_*} \cong \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{1/2} = \text{const}; \quad (1.2)$$

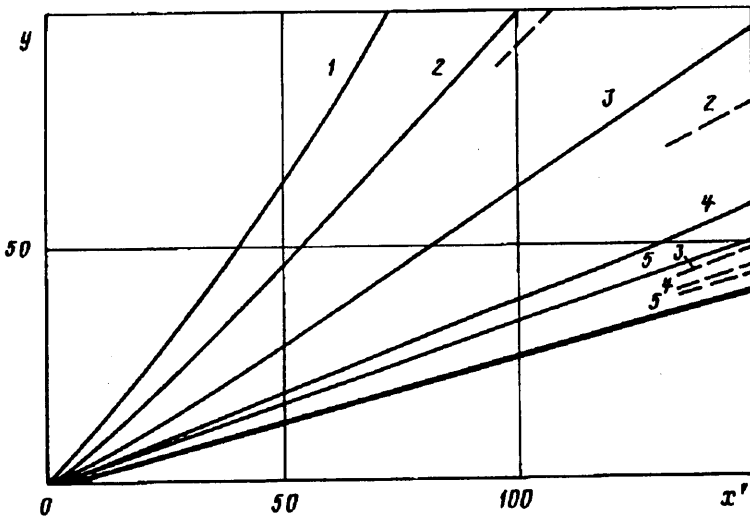
$$\frac{\rho}{\rho_*} = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{1/2} \left(\frac{R_*}{R} \right)^2; \quad \frac{p}{\rho_* a_*^2} \cong \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{\gamma/2} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{2\gamma}$$

Пусть M_E — число Маха в точке невозмущенного течения от источника, соответствующей острию тела E . Тогда в малой окрестности острия осуществляется (если не слишком велик угол β) коническое течение с присоединенной ударной волной, определяемое параметрами M_E , γ и β . С удалением от вершины течение в ударном слое теряет конический характер. Поскольку число Маха в потоке, набегающем на конус, согласно (1.1), (1.2), растет с удалением от источника, течение в ударном слое должно сохранить сверхзвуковой характер. Таким образом, задача обтекания конуса радиальным потоком представляет собой смешанную задачу Коши для стационарных уравнений газовой динамики с начальными условиями, определяемыми из решения задачи о коническом течении в окрестности острия, и граничными условиями на поверхности тела (условие непротекания) и на присоединенной ударной волне (условия Рэнкина — Гюгонно, в которых параметры газа перед ударной волной определяются, исходя из уравнения (1.1)). Численное решение поставленной задачи может быть получено тем или иным маршевым методом.

Определяющими параметрами сформулированной задачи являются β , γ и M_E . Вместо числа M_E в качестве определяющего параметра может быть использовано безразмерное расстояние между источником и конусом $d = D/R_*$ либо обратная величина $r_* = R_*/D$, которая связана с M_E зависимостью вида (1.1). Для теоретических построений удобнее использовать в качестве независимой переменной величину r_* , имея в виду существование зависимостей (1.2). Однако в практических приложениях определение величины r_* затруднительно, тогда как определить число Маха M_E не представляет труда. С этой точки зрения предпочтительнее использование в качестве определяющего параметра числа M_E , как это сделано, например, в [4—8]. Ниже при анализе результатов приводятся значения обоих этих параметров.

Для расчета конического течения в вершине конуса были использованы алгоритмы и программы, разработанные в [12]. Расчет сверхзвукового обтекания конуса неравномерным потоком от начальных данных, соответствующих коническому течению, проводился с использованием неявной разностной схемы второго порядка [3].

Если ось кругового конуса составляет угол α с осью «источник — вершина конуса» (этот угол можно условно назвать углом атаки для рассматриваемого течения), то течение в ударном слое становится трехмерным. В этом случае расчет конического течения, определяемого числом Маха M_E , углом конуса β и углом атаки α , проводился методом установления по координате x с использованием той же разностной схемы [3]. По определению этого решения от полученных данных как от начальных проводился расчет трехмерного обтекания конуса неравномерным потоком газа.



Фиг. 1

2. Осесимметричное обтекание конуса. Картина обтекания кругового конуса радиальным потоком по результатам расчетов приведена на фиг. 1. Здесь построены ударные волны перед конусом с углом $\beta = 15^\circ$ при $\gamma = 1,4$ для различных значений расстояния между конусом и источником (кривая 1 соответствует величине отношения $R_*/D = 0,9$ и $M_E = 1,6$; 2 — 0,6 и 2,6; 3 — 0,1 и 6,9; 4 — 0,01 и 18; 5 — 0 и ∞). Линейные размеры здесь и на последующих графиках отнесены к D , координата $x' = x - D$. На фиг. 1 построены также ударные волны, соответствующие обтеканию конуса равномерным потоком газа при числах Маха набегающего потока $M_\infty = M_E$ (штриховые линии).

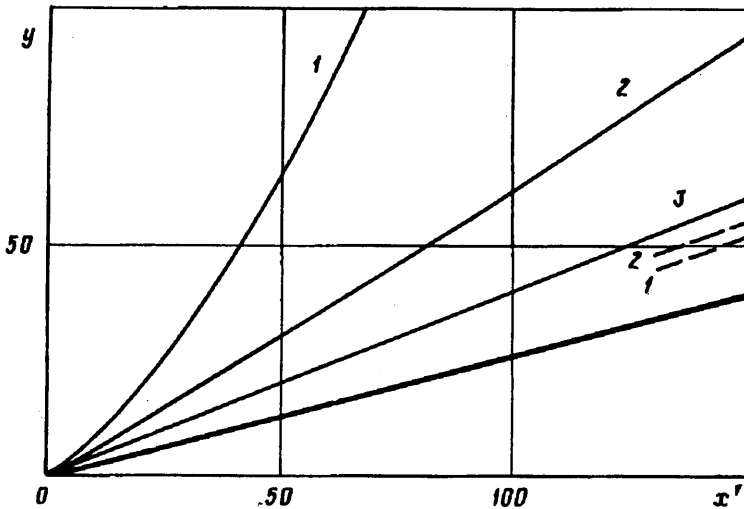
Присоединенная ударная волна при обтекании конуса неравномерным потоком располагается выше, чем прямолинейная ударная волна, соответствующая коническому течению. Расхождение между положениями ударных волн в этих двух случаях монотонно растет с удалением от вершины. При этом ощутимой становится кривизна ударной волны при неравномерном обтекании: на всем своем протяжении она обращена вогнутостью к набегающему потоку. На достаточном удалении от вершины кривизна ударной волны снова начинает убывать и на расстояниях порядка $10^3 D$ ударная волна снова представляет собой прямую линию, но наклоненную к оси уже под большим углом, чем в случае конического течения. Вследствие этого на указанных расстояниях толщина ударного слоя при обтекании радиальным потоком в несколько раз превышает соответствующую толщину при равномерном обтекании.

С удалением от вершины конуса угол σ между ударной волной и направлением набегающего потока монотонно уменьшается, стремясь в пределе к нулю. При этом число Маха непосредственно перед ударной волной, как следует из (1.1), (1.2), неограниченно растет, величина числа Маха M_n , вычисленного по нормальной к ударной волне составляющей скорости набегающего потока ($M_n = M \sin \sigma$), стремится к единице, а ударная волна вырождается в характеристику (в отличие от ударной волны в коническом течении, которая сохраняет свою интенсивность постоянной на любом удалении от вершины).

Исходя из равенства $M \sin \sigma \cong 1$, можно определить форму ударной волны на больших расстояниях от острия конуса. Из геометрических соображений следует, что

$$\sigma = \arctg \frac{dy}{dx} - \arctg \frac{y}{x}, \quad (2.1)$$

где $y = y(x)$ — уравнение ударной волны в декартовых координатах. Переходя к



Фиг. 2

полярным координатам R , θ и воспользовавшись зависимостью (1.2), получим следующее уравнение, определяющее форму ударной волны при $R/R_* \gg 1$:

$$\frac{d\theta}{dR} = R_*^{-1} R^{-\gamma} \left[1 + \left(R \frac{d\theta}{dR} \right)^2 \right]^{-1/2} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma+1)/4} \quad (2.2)$$

Величина $R(d\theta/dR) \rightarrow 0$ при $R \rightarrow \infty$, иначе величина угла θ неограниченно возрастала бы, что невозможно. Пренебрегая этим членом и интегрируя, получим

$$\theta = \theta_\infty - \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma+1)/4} (r_*)^{\gamma-1} \left(\frac{D}{R} \right)^{\gamma-1} \quad (2.3)$$

Второе слагаемое в выражении (2.3) не зависит от угла конуса β , а определяется только условиями обтекания (т.е. параметрами r_* , γ). Предельное значение угла θ_∞ , под которым ударная волна наклонена к оси симметрии при $R \rightarrow \infty$, зависит от β , так же как и от r_* , γ .

Форма ударной волны интенсивно меняется на начальном участке (при $x/D \sim 5-10$), после чего медленно стремится к своей асимптотике. Для случая гиперзвукового ($M_E = 18$) обтекания, представленного на фиг. 1, число M_n имеет значение $\sim 1,5$ при $x/D = 150$ и значение $\sim 1,2$ при $x/D = 1500$, так что форма ударной волны на этих расстояниях еще далека от предельного вида (2.3). Впрочем, в этом случае велико и начальное значение M_n в острие конуса ($M_{nE} \cong 5,3$). Напротив, при малых расстояниях между конусом и источником интенсивность ударной волны невелика уже в вершине конуса. Так, при $r_* = 0,9$ числа $M_E = 1,6$, $M_{nE} = 1,07$; почти на всем своем протяжении присоединенная ударная волна при обтекании конуса радиальным потоком с указанными параметрами хорошо описывается уравнением (2.3).

С уменьшением угла β возмущающее воздействие тела на поток ослабевает и отклонение ударной волны перед телом от характеристической кривой уменьшается. В соответствии с этим при малых β ударная волна уже на небольших расстояниях от вершины удовлетворительно описывается уравнением (2.3).

На фиг. 2 построены геометрические картины обтекания конуса с $\beta = 15^\circ$ при числе Маха $M_E = 5$ и различных значениях показателя адиабаты (кривые 1—3 соответствуют $\gamma = 1,01; 1,4; 2,0$). При равномерном обтекании толщина ударного слоя, характеризуемая углом σ наклона ударной волны к оси, растет с увеличением γ .

При обтекании потоком от источника подобный характер зависимости от γ сохраняется лишь на малых расстояниях от вершины (порядка $0,5-1D$), где течение еще близко к коническому. Затем происходит пересечение ударных волн, соответствующих различным значениям γ , и на больших расстояниях от вершины толщина ударного слоя растет с уменьшением γ .

При значении показателя адиабаты $\gamma=2$ ударная волна при обтекании радиальным потоком очень слабо отличается от прямолинейной ударной волны, соответствующей коническому течению; это различие практически незаметно на графике фиг. 2. Эта особенность течения при $\gamma=2$ сохраняется для любых значений расстояния между источником и конусом. Результаты расчетов показывают также, что при $\gamma > 2$ толщина ударного слоя в случае неравномерного обтекания уменьшается по сравнению со случаем обтекания равномерным потоком.

Рассмотрим некоторые особенности течения в ударном слое. При любых значениях определяющих параметров течение между ударной волной и обтекаемым телом на определенном расстоянии от вершины приобретает гиперзвуковой характер. При этом скорость течения имеет значения, близкие к предельному, а давление и плотность резко падают.

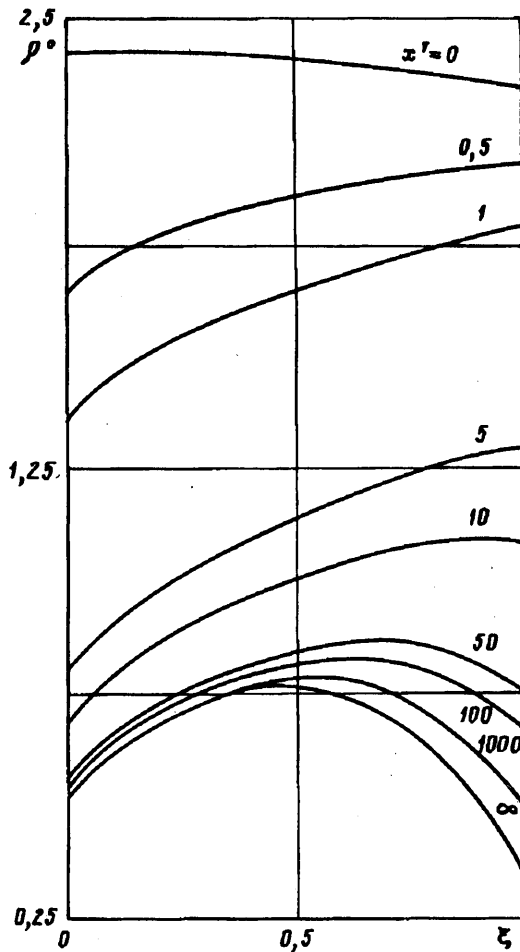
Свойства гиперзвуковых течений были в свое время исследованы в [13]. Был введен параметр $K = M_* \vartheta$ (M_* — характерное число Маха, ϑ — характерная величина угла наклона линии тока к оси симметрии), и показано, что при $K \gg 1$ с точностью до величины порядка K^{-2} линии тока представляют собой прямые лучи, а распределения параметров вдоль них следуют закону изменения в течении от гиперзвукового источника (формулы (1.2)). При этом в рассматриваемом течении интенсивность эквивалентного источника (величина r_* в (1.2)) меняется с переходом от одной линии тока к другой.

При обтекании конуса сверхзвуковым радиальным потоком условие $K \gg 1$ в ударном слое выполняется на определенном расстоянии от вершины. Характер установления предельного состояния течения в ударном слое демонстрирует фиг. 3 (для случая $r_* = 0,01$ ($M_E = 18$), $\gamma = 1,4$, $\beta = 15^\circ$). Здесь построены распределения плотности $\rho^0 = \rho x^2 / (\rho_* D^2)$ в различных сечениях $x' = \text{const}$ в зависимости от нормированной координаты ξ ($\xi = 0$ на поверхности конуса, $\xi = 1$ на ударной волне). Распределение величины ρx^2 стремится к некоторому предельному распределению при безграничном удалении от вершины. Таким образом, при $R \rightarrow \infty$ плотность ρ в ударном слое убывает как R^2 , т. е. ведет себя, как в течении от источника. При этом в отличие от классического течения от источника, плотность меняется с переходом от одной линии тока к другой. Для рассматриваемого случая характерно протекание относительно менее плотного газа по поверхности тела и вблизи ударной волны. В то же время внутри ударного слоя протекает струя относительно плотного газа (при $x' > 50D$).

Отклонение потока от радиального можно характеризовать величиной $\varepsilon = (V_y/V_x)$: y/x (в радиальном течении $\varepsilon \equiv 1$). Установление геометрической картины радиального течения происходит значительно быстрее, чем установление предельного распределения плотности. Уже при $x' = 10D$ величина ε по всему сечению ударного слоя отличается от единицы не более чем на 3%.

Рассмотрим установление распределения энтропийной функции $\varphi = p\rho^{-\gamma}$; так как коническое течение является безвихревым, величина φ постоянна по сечению ударного слоя при $x' = 0$. На поверхности тела энтропия сохраняет свое начальное значение при всех x . На ударной волне происходит постепенное падение энтропии от значения, соответствующего коническому течению, до значения, соответствующего невозмущенному радиальному потоку (так как ударная волна вырождается в характеристику).

Таким образом, при обтекании конуса радиальным потоком на достаточном удалении от вершины в соответствии с выводами [13] в ударном слое установ-



Фиг. 3

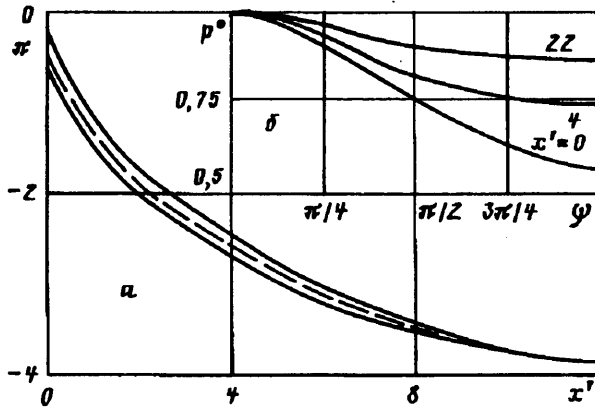
ливается новое радиальное течение с переменными по линиям тока плотностью, энтропией и интенсивностью эквивалентного источника.

Рассмотрим теперь вопрос о возможности применения теории Ньютона к расчету распределения давления по поверхности конуса, обтекаемого радиальным потоком. Согласно ньютоновской теории [1], давление на поверхности конуса определяется формулой

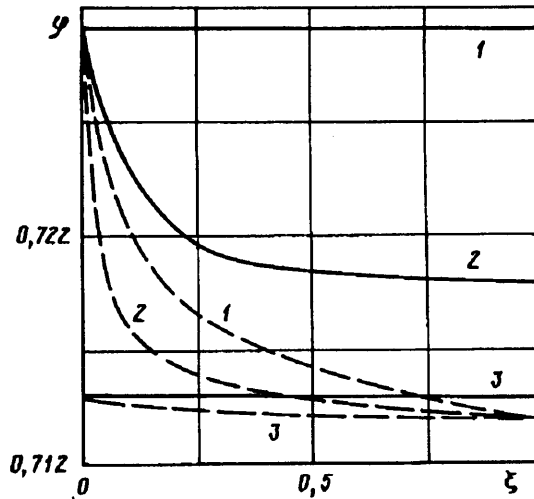
$$p - p_- = \rho_- V_-^2 \sin^2 \beta_{eff} \quad (2.4)$$

Здесь p_- , ρ_- , V_- — параметры набегающего потока в рассматриваемой точке конуса, β_{eff} — угол между линией тока, приходящей в эту точку, и образующей конуса. На больших расстояниях от вершины в течении от источника, согласно (1.2), $\rho_- \sim R^{-2}$, $V_- \sim 1$, а из геометрических соображений $\sin^2 \beta_{eff} \sim R^{-2}$, так что правая часть в (2.4) убывает как R^{-4} . С другой стороны, $p_- \sim R^{-2\gamma}$; на поверхности конуса давление p и плотность ρ связаны соотношением $\varphi = p\rho^{-\gamma} = \text{const}$. Выше было показано, что при больших R в ударном слое $\rho \sim R^{-2}$, так что $p \sim R^{-2\gamma}$. Таким образом, левая часть в (2.4) убывает как $R^{-2\gamma}$ и, следовательно, на большом расстоянии от вершины формула Ньютона (2.4) не может правильно описывать распределение давления на конусе, обтекаемом радиальным потоком. Исключение может составить лишь частный случай $\gamma = 2$.

Проведенные расчеты подтверждают этот вывод. Например, при



Фиг. 4



Фиг. 5

$r_* = 0,01$; $\gamma = 1,4$; $\beta = 15^\circ$ отличие ньютоновского давления от точного значения в вершине конуса $x' = 0$ (т. е. в коническом течении) составляет $\sim 5\%$. На удалении от вершины $x' = D$ это отличие увеличивается до $\sim 20\%$, а на расстоянии $x' = 10D$ значения давления различаются уже в 4 раза.

Напротив, при $\gamma = 2$ отличие ньютоновского и точного значений давления, составляющее $\sim 7\%$ в вершине, сохраняет то же значение и на расстояниях порядка $10^3 D$.

В работах [4, 5] был сделан вывод о том, что ньютоновская теория позволяет с удовлетворительной точностью рассчитать распределение давления по поверхности конуса, обтекаемого радиальным потоком. Этот вывод, по-видимому, можно объяснить лишь тем, что в названных работах изучено обтекание тонких тел на весьма малых расстояниях от вершины.

Так как в соответствии со сказанным выше при $R \rightarrow \infty$ давление на конусе p и в набегающем потоке p_∞ убывают по одинаковому закону $R^{-2\gamma}$, отношение $p/p_\infty \rightarrow \text{const}$. Однако предельное значение отношения p/p_∞ может существенно отличаться от значения, соответствующего вершине конуса (т. е. коническому течению). Так, для случая $r_* = 0,01$; $\gamma = 1,4$; $\beta = 15^\circ$ это отношение уменьшается на порядок при изменении x' от 0 до $10^3 D$. В то же время для $\gamma = 2$ это отношение

сохраняет свое значение по всей образующей конуса. Этот факт был ранее установлен в рамках приближенной линейной теории [7].

3. **Пространственное обтекание конуса.** Основные особенности обтекания конуса сверхзвуковым радиальным потоком, описанные выше, сохраняются и в случае трехмерного обтекания. К этим особенностям относятся утолщение ударного слоя, обусловленное неравномерностью потока, набегающего на тело, и установление предельного состояния течения, близкого по характеру к течению от источника. Как показывают результаты расчетов, при обтекании конуса радиальным потоком под углом атаки неравномерность набегающего потока приводит к ослаблению пространственных эффектов с удалением от вершины тела. Этот результат легко объясняется тем простым фактом, что на больших расстояниях от острия угол между направлением набегающего потока и ударной волной стремится к нулю в любой меридиональной плоскости. Распределения давления по теневой и атакующей сторонам конуса построены на фиг. 4, а (для случая $\beta = 15^\circ$; $r_* = 0,5$ ($M_E = 2,94$); $\gamma = 1,4$; $\alpha = 6^\circ$; кривая 1 соответствует стороне сжатия $\psi = 0$, 2 — $\psi = \pi$; величина $\Pi = \lg p / (\rho_* a_*^2 (R_*/D)^2)$). Отличие значений давления на двух образующих тела с удалением от острия быстро уменьшается. На фиг. 4, а приведено также распределение давления по поверхности конуса при осесимметричном обтекании радиальным потоком (штриховая линия); эта кривая находится примерно посередине между двумя вышеупомянутыми, а с ростом координаты x сливается с ними. Аналогично ведут себя и распределения других газодинамических величин (плотности, скорости).

На фиг. 4, б построены угловые распределения давления по поверхности конуса в нескольких сечениях (величина $p^\circ = p/p_0$, где p_0 — давление при $\psi = 0$). Неравномерность в распределении давления по сечению тела падает с удалением сечения.

Уменьшение градиента давления по углу ψ приводит к уменьшению величины скорости перетекания на поверхности тела с удалением от вершины конуса.

В конических течениях имеет место особенность, называемая особенностью Ферри [2, 14], которая состоит в том, что на теневой стороне энтропия (а вместе с нею плотность и скорость) однозначно не определены в точке на поверхности конуса. Эта ситуация проиллюстрирована на фиг. 5, где для конического течения (при тех же условиях, что и на фиг. 4) сплошными линиями построены распределения энтропийной функции $\varphi = \rho p^{-\gamma}$ поперек ударного слоя в трех меридиональных полуплоскостях: $\psi = 0, \pi/2$ и π (кривые 1—3 соответственно). В коническом течении ($x' = 0$, сплошные линии на фиг. 5) энтропия при $\psi = \pi$ постоянна во всем ударном слое вне поверхности тела, а значение, соответствующее обтекаемой поверхности, приобретает скачком.

При обтекании конуса радиальным потоком с удалением от вершины энтропия за ударной волной во всех меридиональных полуплоскостях стремится к значению энтропии невозмущенного потока. Значительные градиенты энтропии возникают при любых значениях угла ψ , в том числе и на атакующей стороне тела (сечение $x' = 22$, штриховые линии на фиг. 5). Распределения энтропии поперек ударного слоя в различных меридиональных полуплоскостях сближаются, и в этом смысле можно сказать, что при обтекании конуса радиальным потоком особенность Ферри как бы размывается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
2. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М.: Наука, 1970. 343 с.
3. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964. 505 с.
4. Meyer R. F. The hypersonic flow about some particular sharp nosed slender bodies//Canad. Aeronaut. and Space Journal. 1966. V. 12. № 5. P. 189—196.

5. Дулов В. Г., Шашкин А. П. Обтекание осесимметричных тел неравномерным сверхзвуковым потоком газа//Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1969. № 3. Вып. 1. С. 3—8.
6. Gorgui M. A. The hypersonic source flow past wedges and cones//Aeronaut. Quarterly. 1971. V. 22. № 4. P. 327—345.
7. Yasuhara M., Mitome H., Nakao F. Linearized theory of axisymmetric hypersonic source flow past bodies of revolution//J. Fluid Mech. 1976. V. 73. № 1. P. 139—151.
8. Süveges F. Ebene Profile in paralleler und quellförmiger Überschall Anströmung//Z. Angew. Math. und Mech. 1970. V. 50. H. 1—4. S. 211—216.
9. Галинский В. П., Кушнир Г. Г., Тимошенко В. И. О численном исследовании обтекания острых конусов сверхзвуковой струей//Прикл. механика. 1981. Т. 17. № 10. С. 133—136.
10. Архипова Л. И., Лебедев М. Г. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым неравномерным потоком идеального газа//Гидроаэромеханика и космические исследования. М.: Наука, 1985. С. 85—91.
11. Архипова Л. И., Лебедев М. Г., Садков Ю. Н. Пространственное обтекание тел сверхзвуковыми струями//Актуальные вопросы прикладной математики. М.: Изд-во МГУ, 1989. С. 228—235.
12. Лебедев М. Г., Волконская Т. Г. Сверхзвуковое обтекание заостренных клина и конуса потоком совершенного газа и равновесного воздуха//Пакет прикл. программ по аэрогидродинамике ГАММА. Наполнение пакета. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 55—64.
13. Ладыженский М. Д. Пространственные гиперзвуковые течения газа. М.: Машиностроение, 1968. 120 с.
14. Ferri A. Supersonic flow around circular cones at angles of attack//NACA Rep. 1951. № 1045. 11 p.

Москва

Поступила в редакцию
2.II.1993