

РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ ЛОБОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕГМЕНТАЛЬНОГО ТЕЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

С. Н. СЕЛИВЕРСТОВ (Москва)

Характерной особенностью картины обтекания многих гиперзвуковых летательных аппаратов является наличие на наветренной их стороне, как минимум, одной линии растекания.

Увеличение давления за головной волной в этой области и уменьшение толщины пограничного слоя за счет поперечного растекания приводят к росту тепловых потоков на линии растекания. Многочисленные эксперименты и некоторые точные расчеты уравнений пограничного слоя, проведенные для течений около заостренных конусов, установленных под углами атаки, показали, что тепловые потоки здесь в несколько раз превосходят потоки в других местах конуса. В свою очередь, тепловые потоки существенно зависят от угла атаки α , числа Маха набегающего потока M_∞ и температуры стенки T_w .

В меньшей степени исследовано течение в пограничном слое на линии растекания затупленных тел ввиду сложности анализа системы дифференциальных уравнений пространственного пограничного слоя, не сводящейся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, что возможно, например, при коническом внешнем поле течения.

Ниже приводятся уравнения ламинарного пограничного слоя на линии растекания, лежащей в плоскости симметрии некоторого обтекаемого тела. Излагаются результаты численного расчета пограничного слоя на линии растекания лобовой части сферического сегмента.

1. Изучалось течение на лобовой части сферического сегмента B , представленного на фиг. 1, на которой буквой S обозначена ударная волна. Было просчитано несколько вариантов, соответствующих числу Маха полета $M_\infty = 3, 6, 20$ при углах атаки $\alpha = 14, 15, 30, 35^\circ$. Температурный фактор принимался равным $T_w/T_0 = 0.05, 0.62$. Расчет осуществлялся при помощи стандартной программы для численного интегрирования на ЭВМ уравнений двумерного пограничного слоя. В основу программы положена неявная четырехточечная конечноразностная расчетная схема повышенной точности аппроксимации исходных уравнений, разработанная в [1].

Уравнения пространственного пограничного слоя в совершенном газе на поверхности некоторого тела, записанные в полугеодезической системе координат, связанной с этой поверхностью, имеют вид

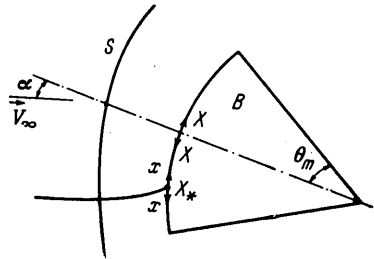
$$\rho \bar{\gamma} g \left(u^1 \frac{\partial u^1}{\partial q^1} + u^2 \frac{\partial u^1}{\partial q^2} + u^3 \frac{\partial u^1}{\partial q^3} - \bar{\gamma} g u^3 u^2 \frac{\partial}{\partial q^1} \bar{\gamma} g \right) = \bar{\gamma} g \frac{\partial p}{\partial q^1} + \frac{\partial}{\partial q^2} \left(\mu \bar{\gamma} g \frac{\partial u^1}{\partial q^2} \right) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial q^2} = O(1), \quad p = \rho RT \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \rho \bar{\gamma} g \left(u^1 \frac{\partial u^3}{\partial q^1} + u^2 \frac{\partial u^3}{\partial q^2} + u^3 \frac{\partial u^3}{\partial q^3} + \frac{2}{\bar{\gamma} g} u^1 u^2 \frac{\partial}{\partial q^1} \bar{\gamma} g + \frac{1}{\bar{\gamma} g} u^3 u^2 \frac{\partial}{\partial q^3} \bar{\gamma} g \right) = \\ = - \frac{1}{\bar{\gamma} g} \frac{\partial p}{\partial q^3} + \frac{\partial}{\partial q^2} \left(\mu \bar{\gamma} g \frac{\partial u^3}{\partial q^2} \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \rho \bar{\gamma} g \left(u^1 \frac{\partial i}{\partial q^1} + u^2 \frac{\partial i}{\partial q^2} + u^3 \frac{\partial i}{\partial q^3} \right) = \frac{\partial}{\partial q^2} \left(\frac{\mu \bar{\gamma} g}{P} \frac{\partial i}{\partial q^2} \right) + \\ + \bar{\gamma} g u^1 \left(\frac{\partial p}{\partial q^1} + \frac{\partial p}{\partial q^3} \right) + \mu \bar{\gamma} g \left(\frac{\partial u^1}{\partial q^2} \frac{\partial u^1}{\partial q^2} + \frac{\partial u^3}{\partial q^2} \frac{\partial u^3}{\partial q^2} \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial q^1} (\rho \bar{\gamma} g u^1) + \frac{\partial}{\partial q^2} (\rho \bar{\gamma} g u^2) + \frac{\partial}{\partial q^3} (\rho \bar{\gamma} g u^3) = 0 \quad (1.5)$$



Фиг. 1

По определению координатные линии q^1 представляют собой семейство геодезических линий данной поверхности, а q^3 — ортогональные к ним семейство кривых. Отсчет координаты q^2 ведется по нормали к поверхности, т. е. q^2 определяет расстояние от любой точки до данного тела. Искомые функции u^1, u^2, u^3 будут контрвариантными составляющими вектора скорости вдоль соответствующих координат. Здесь g — фундаментальный определитель некоторого симметричного ковариантного метрического тензора $g_{ij}(q^1, q^3)$, описывающего метрику данной поверхности.

При рассмотрении пограничного слоя на линии растекания в том случае, когда она лежит в плоскости симметрии обтекаемого тела наиболее естественно поместить начало отсчета координат $q^1 = q^2 = q^3 = 0$ в переднюю критическую точку, а уравнение самой линии растекания на поверхности тела записать в виде $q^3 = 0$. Тогда из соображения симметрии в пограничном слое на этой линии поперечная составляющая вектора скорости u^3 будет всюду равна нулю одновременно с левой и правой частями уравнения (1.3). Система уравнений будет полной, если продифференцировать (1.3) еще раз по q^3

$$\begin{aligned} \rho \sqrt{g} \left[u^1 \frac{\partial}{\partial q^1} \frac{\partial u^3}{\partial q^3} + u^2 \frac{\partial}{\partial q^2} \frac{\partial u^3}{\partial q^3} + \frac{\partial u^3}{\partial q^3} \frac{\partial u^3}{\partial q^3} + \frac{2}{\sqrt{g}} \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial q^1} u^1 \frac{\partial u^3}{\partial q^3} \right] = \\ = - \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial^2 p}{\partial q^3 \partial q^3} + \frac{\partial}{\partial q^2} \left[\mu \sqrt{g} \frac{\partial}{\partial q^2} \frac{\partial u^3}{\partial q^3} \right] \end{aligned}$$

Введем обычные обозначения

$$x \equiv q^1, y \equiv q^2, z \equiv q^3, u \equiv u^1, v \equiv u^2, w \equiv \sqrt{g} u^3$$

и положим

$$\omega \equiv \partial u^3 / \partial q^3, \quad r \equiv \sqrt{g} \quad (1.6)$$

Тогда систему (1.1) — (1.5) на линии растекания можно представить так:

$$\rho r \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho_e r u_e \frac{du_e}{dx} + r \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \rho r \left(u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} + \omega^2 + \frac{2}{r} \frac{dr}{dx} u \omega \right) = \\ = \rho_e r u_e \frac{d\omega_e}{dx} + \rho_e \omega_e^2 r + 2\rho_e \frac{\partial r}{\partial x} u_e \omega_e + r \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) \quad (1.8) \end{aligned}$$

$$\rho r \left(u \frac{\partial i}{\partial x} + v \frac{\partial i}{\partial y} \right) = \rho_e r u_e \frac{di_e}{dx} + r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + r \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{P} \frac{\partial i}{\partial y} \right) \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho r u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho r v) + \rho r \omega = 0 \quad (1.10)$$

Граничные условия могут быть весьма общего вида.

При помощи фундаментального определителя $r(x, z)$, зависящего от метрических свойств поверхности, можно через посредство гауссовых кривизн довольно легко построить выбранную систему координат на поверхности данного конкретного тела. Особенно просто это сделать на линии растекания, находящейся в плоскости симметрии тела. В этих случаях $r(x)$ находится интегрированием уравнения

$$\frac{d^2 r}{dx^2} + K_g r = 0 \quad K_g = \frac{1}{R_1(x)} \frac{1}{R_2(x)} \quad (1.11)$$

Здесь главные кривизны $1/R_1$ и $1/R_2$ — известные функции.

Согласно определению полугеодезической системы координат, направление, по которому берется производная $\partial / \partial q^3$ на линии растекания, ортогонально к ней, вследствие чего ω на этой линии имеет физический смысл полной производной поперечного компонента скорости по координате, ортогональной линии растекания. Таким образом, задания поперечного градиента давления на линии растекания вполне достаточно для определения $\omega_e(x)$, входящего в коэффициенты уравнений и граничные условия.

Уравнению неразрывности (1.10) всегда удовлетворяет векторный потенциал Φ , определяемый из $\rho V = \text{rot } \Phi$. Тогда его компоненты связаны соотношениями

$$\rho r u = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad \rho r v = - \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \Phi, \quad \rho r \omega = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (1.12)$$

Подставим (1.12) в систему (1.7)–(1.9), и произведем замену переменной y

$$y = \frac{\Psi_*(x)}{\rho_e u_e} \int_0^\eta \frac{\rho_e}{\rho} d\eta$$

Кроме того, положим

$$\psi = \Psi_*(x) f(\eta, x), \quad \varphi = \frac{\Psi_*(x)}{\alpha(x)} g(\eta, x), \quad u = u_e f', \quad \omega = \omega_* g', \quad i = i_e h'$$

В результате система сведется к следующему виду:

$$\begin{aligned} (mf'')' + (f+g)f'' + \frac{\alpha}{u_e} \frac{du_e}{dx} (h' - f'^2) &= \alpha \left(f' \frac{\partial f'}{\partial x} - f'' \frac{\partial f}{\partial x} \right) \\ (mg'')' + (f+g)g'' - \left[\left(\frac{\alpha}{\omega_*} \frac{d\omega_*}{dx} + \frac{2\alpha}{r} \frac{dr}{dx} \right) f' + g' \right] g' + \\ + \left[\alpha \dot{g}_e' + \left(\frac{\alpha}{\omega_*} \frac{d\omega_*}{dx} + \frac{2\alpha}{r} \frac{dr}{dx} + g_e' \right) g_e' \right] h' &= \alpha \left(f' \frac{\partial g'}{\partial x} - g'' \frac{\partial f}{\partial x} \right) \\ \left(\frac{m}{P} h'' \right)' + (f+g)h'' + \frac{u_e^2}{i_e} m f'^2 &= \alpha \left(f' \frac{\partial h'}{\partial x} - h'' \frac{\partial f}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$m = \frac{\rho\mu}{\rho_e \mu_e}, \quad g_e' = \frac{\omega_e}{\omega_*}, \quad \alpha \dot{g}_e' = \frac{\alpha}{\omega_*} \frac{d\omega_e}{dx} - g_e' \frac{\alpha}{\omega_*} \frac{d\omega_*}{dx}$$

при условии, что α , $\Psi_*(x)$ и ω_* определены следующим образом:

$$\Psi_*(x) = \left(2 \int_0^x r^2 u_e \rho_e \mu_e dx \right)^{1/2}, \quad \alpha(x) = \frac{\Psi_*^2(x)}{r^2 u_e \rho_e \mu_e}, \quad \omega_* = \frac{u_e}{\alpha}$$

Штрихами обозначено дифференцирование по переменной η . Аналогичные преобразования используются и в граничных условиях. Причина выбора функции $\omega_*(x)$ в выражении для ω вместо, казалось бы более логичной, в этом случае величины $\omega_e(x)$ состоит в том, что при отсутствии растекания ($\omega_e(x) = 0$) — q' должна быть всюду, включая внешнюю границу, тождественно равна нулю, тогда как в последнем случае, g' остается конечной внутри слоя, так как стремится к единице на внешней границе пограничного слоя.

Исходя из асимптотических представлений в рамках классической теории пограничного слоя, в работе [2] было выведено общее выражение для толщины вытеснения пространственного пограничного слоя. В полугеодезической системе координат, связанной с поверхностью некоторого обтекаемого тела, толщина вытеснения δ^* находится интегрированием уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial q^1} \bar{\gamma} g \left[\rho_e u_e^4 q a^2 - \int_0^\infty (\rho_e u_e^4 - \rho u^4) dq^2 \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial q^3} \bar{\gamma} g \left[\rho_e u_e^3 q a^2 - \int_0^\infty (\rho_e u_e^3 - \rho u^3) dq^2 \right] = \bar{\gamma} g \rho_w u_w^2 \end{aligned}$$

Здесь $q a^2$ — толщина вытеснения в первоначальной полугеодезической системе координат. Вводя функцию тока запишем уравнение на непроницаемой линии растекания в виде

$$\frac{d}{dx} [\psi_e - r \rho_e u_e (y_e - y_d)] + [\varphi_e - r \rho_e \omega_e (y_e - y_d)] = 0$$

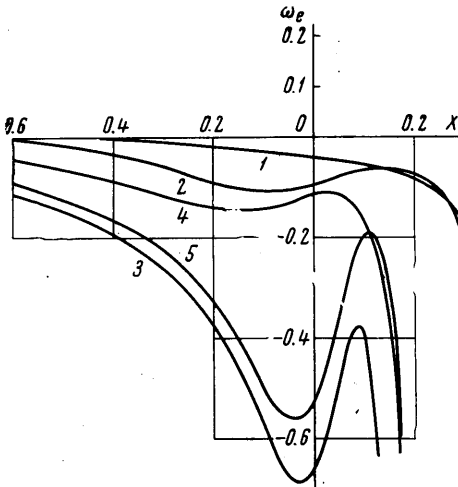
Далее его можно привести к виду, более удобному для интегрирования

$$\alpha \frac{d\Sigma}{dx} + (1 + g_e') \Sigma + g_e - g_e' f_e = 0; \quad \Sigma = \frac{\delta^*}{y_*} - (\delta - f_e), \quad y_* = \frac{\Psi_*(x)}{r \rho_e u_e}$$

Здесь δ — толщина пограничного слоя.

Таким образом, интегрирование системы дифференциальных уравнений (1.11), (1.13), (1.14) с соответствующими начальными и краевыми условиями полностью решает задачу о пограничном слое на линии растекания, лежащей в плоскости симметрии тела весьма произвольной формы.

2. В качестве примера интегрирования вышеупомянутых уравнений был проведен расчет ламинарного пограничного слоя



Фиг. 2

Здесь R — радиус кривизны сферического сегмента, X — координата вдоль линии растекания, отсчитываемая от центра симметрии на поверхности сегмента, Φ — азимутальная координата. Тогда выражение производной $\partial w_e / \partial z$ в той же самой точке X линии растекания в новой системе координат будет иметь вид

$$\frac{\partial w_e}{\partial z} \equiv \omega_e = \frac{1}{R \sin X} \left[\frac{\partial W_e}{\partial \Phi} - u_e(X) \frac{\sin X_*}{\sin(X_* - X)} \right]$$

Здесь X_* — координата критической точки. На фиг. 2 приведены соответствующие кривые в безразмерном виде для различных углов атаки и чисел M_∞ набегающего потока. За характерные размер и скорость всюду принимаются соответственно радиус сферического сегмента R и значение предельной скорости $u_m = \sqrt{2}i_0$, где i_0 — энгальтия торможения потенциального течения.

Внешние газодинамические величины $u_e(x)$ и $\omega_e(x)$ аппроксимировались с помощью специальной стандартной программы в процессе счета.

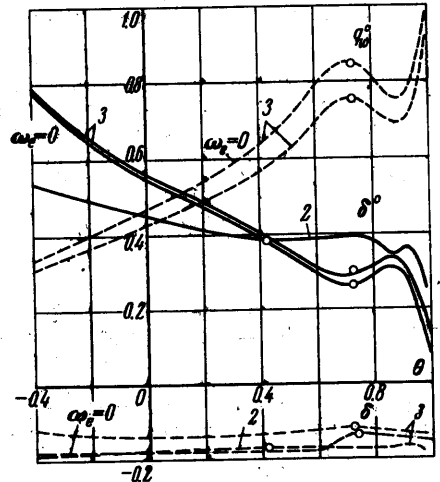
В расчетах число Прандтля принималось равным $P = 0.7$, $\kappa = 1.4$. Для закона изменения вязкости от температуры была выбрана формула Сазерленда. На стенке использовалось обычное условие прилипания.

Шаги интегрирования варьировались от $\Delta' = 0.5^\circ$ до $\Delta' = 2.5^\circ$ по координате x и $\Delta\eta = 0.25-1.0$ по координате η . Общее число узлов на характеристике было выбрано равным 18, это соответствует приведенной безразмерной толщине пограничного слоя $\eta_e = 10$.

на линии растекания сферического сегмента. Распределение по X компонента продольной скорости на внешней границе пограничного слоя $u_e(X)$ и данные, необходимые для расчета $\omega_e(x)$, ограничивались материалом, взятым из работ А. Н. Минайлоса, (см., в частности, [3]), где приведены результаты расчетов, течения около сегментов, установившихся под углом атаки в сверхзвуковом потоке идеального сжимаемого газа. При решении использовался метод интегральных соотношений с интерполяцией по двум переменным. Положение критической точки на поверхности тела определялось по экспериментальным данным, полученным при числах $M_\infty = 2$ и 3.

Выбранная в [3] система координат связана с осью симметрии и не совпадает с избранной координатной сеткой, начало отсчета которой выбирается в передней критической точке. В первой системе координат градиент компонента W_e в поперечном направлении

$$\Omega_e \equiv \frac{\partial W_e}{\partial Z} = \frac{1}{R \sin X} \frac{\partial W_e}{\partial \Phi}$$



Фиг. 3

Были рассчитаны следующие варианты, соответствующие различным числам M_∞ и углам атаки α : 1) $\alpha = 14^\circ$, $M_\infty = 3$, 2) $\alpha = 15^\circ$, $M_\infty = 6$, 3) $\alpha = 35^\circ$, $M_\infty = 6$, 4) $\alpha = 30^\circ$, $M_\infty = 3$, 5) $\alpha = 30^\circ$, $M_\infty = 20$ (ниже каждая из цифр 1, 2, ..., 5 обозначает свой вариант).

Результаты расчета приведены в виде графиков на фиг. 3—6. Здесь сплошные кривые соответствуют температурному фактору $T_w/T_0 = 0.62$, пунктирные — 0.05.

На фиг. 3, 4 нанесены безразмерные значения удельных тепловых потоков на стенке и толщины вытеснения вдоль линии растекания

$$q_w^\circ(X) = (P\sqrt{Re_0} / \rho_0 u_m i_0) q_w$$

$$\delta^\circ = \delta^* R / \sqrt{Re_0}$$

в зависимости от относительного углового расстояния $\Theta = \theta / \Theta_m$ от центра симметрии. Безразмерное напряжение трения на стенке

$$\tau_w^\circ = \sqrt{Re_0} \tau_w / \rho_0 u_m^2$$

зависит от координаты $\Theta - \Theta_*$, отсчитываемой от критической точки. В обозначениях индекс — 0 относится к параметрам торможения на внешней границе пограничного слоя, а число Re_0 полагается равным $u_m R \rho_0 / \mu_0$.

Распределение удельных тепловых потоков вдоль линии растекания, отнесенных к соответствующим значениям потоков в критических точках, показаны на фиг. 5.

Кроме того, для углов атаки $\alpha = 14^\circ$ и 30° при $M_\infty = 3$ (фиг. 6) был рассчитан случай для теплоизолированной стенки $q_w^\circ = 0$. Здесь температура стенки T_w отнесена к температуре торможения на внешней границе пограничного слоя T_0 .

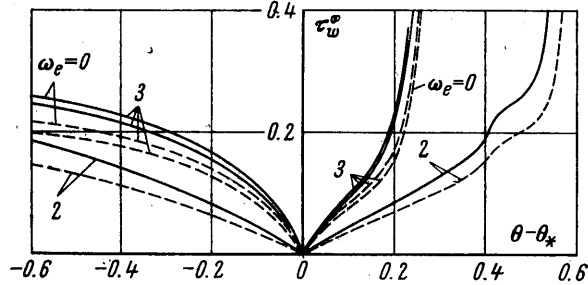
В качестве сравнения для некоторых из перечисленных выше случаев на тех же фигурах нанесены соответствующие величины, рассчитанные без учета вторичных потоков на внешней границе пограничного слоя, т. е. при условии $\omega_e = 0$.

Из рассмотрения результатов интегрирования видно, что максимальные значения тепловых потоков и напряжения трения на линии растекания во всех случаях имеет место в окрестности угловой точки на наветренной стороне сегмента, т. е. там, где δ° достигает своего минимального значения. При сильном охлаждении стенки толщина вытеснения δ° становится отрицательной (фиг. 3).

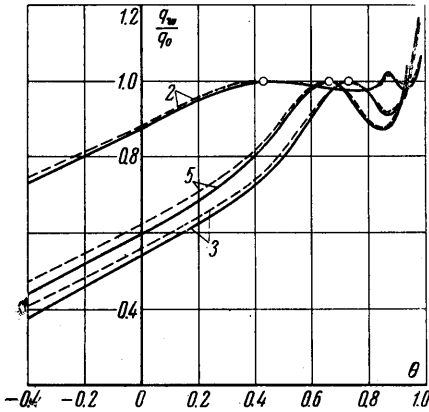
Непосредственно в самой угловой точке ввиду больших значений производных du_e/dx и неизбежных ошибок аппроксимации этих производных, последние достигают очень больших значений, что, как правило, вызывает прекращение счета. В окрестности критической точки тепловой поток достигает более или менее ясно выраженного максимума.

Расчеты, проведенные без учета растекания на внешней границе пограничного слоя (т. е. $\partial w_e / \partial z = 0$), приводят к завышению тепловых потоков на 5—10%. Течение с наветренной и подветренной сторон в этом случае формально соответствует осесимметричному обтеканию двух тел, близких к сферическому сегменту, каждый из которых имеет свое распределение u_e вдоль своей образующей, соответствующее либо наветренной, либо подветренной стороне данного сегмента. Пренебрежение растеканием, таким образом, вызывает прирост тепловых потоков на стенке, ввиду того, что $(du_e/dx) > (dw_e/dz)$.

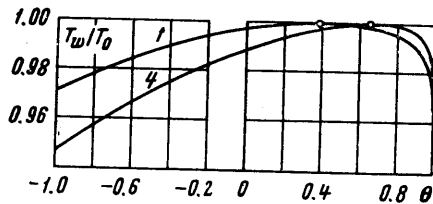
Волюбообразный характер некоторых кривых объясняется возможными ошибками аппроксимации внешних газодинамических данных. Однако дальнейшее улучшение



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

ние аппроксимации, по-видимому, не имеет смысла, поскольку сами внешние газодинамические данные получены при определенных упрощающих предположениях.

Столь незначительное влияние эффекта растекания на результаты расчета, объясняется тем, что само поле течения и область развития пограничного слоя на заданном сегменте ограничены по существу большой окрестностью передней критической точки, где скорости вторичных течений и их градиенты малы, а полная скорость, как правило, будет всюду дозвуковой. Для тел другой конфигурации, например, для затупленных конусов под углами атаки эффект вторичных течений и их влияние на течение в пограничном слое на линии растекания ожидается значительно большим.

Поступило 13 IX 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое. Сб. «Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы». «Наука», 1964.
2. Moore F. K. Displacement Effect of a Threedimensional Boundary Layer. «NACA Rep», 1953, No. 1124.
3. Минайлос А. Н. О расчете течения у затупленного тела вращения под углом атаки в сверхзвуковом потоке газа. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 1.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О СВЕРХЗВУКОВОЙ ЛАМИНАРНОЙ НЕРАСЧЕТНОЙ СТРУЕ В СПУТНОМ ПОТОКЕ РАЗНОСТНЫМ МЕТОДОМ

Е. Н. БОНДАРЕВ, А. Н. ГОРИНА

(Москва)

Предложен конечно-разностный метод решения упрощенных уравнений Навье — Стокса для случая истечения сверхзвуковой ламинарной нерасчетной струи в спутный сверхзвуковой поток. Проведены расчеты недорасширенных и перерасширенных струй при различных числах Рейнольдса.

Обозначения

M — число Маха;
 R — число Рейнольдса; $R = (\rho u r) / \mu$
 P — число Прандтля;
 p — давление;
 ρ — плотность;
 T — температура;

u — продольная компонента скорости;
 v — поперечная компонента скорости;
 r — характерный начальный радиус струи;
 μ — вязкость;
 λ — теплопроводность;

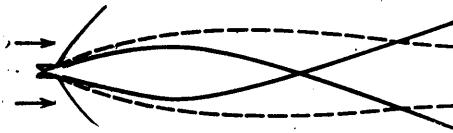
Индексы: 1 — параметры течения на оси струи в начальном сечении; 2 — внешний невозмущенный поток.

При истечении сверхзвуковой струи газа в сверхзвуковой спутный поток, давление в котором ниже, чем давление в струе, струя газа расширяется, во внешнем потоке возникает висячий бочкообразный скачок уплотнения, внутрь струи также распространяются скачки уплотнения, которые по мере приближения к оси струи усиливаются и затем отражаются от оси струи. На фиг. 1 показана схема струи. Жирными линиями показаны скачки уплотнения, а пунктирными — граница раздела между струей и спутным потоком. Вдоль границы раздела между струей и спутным потоком развивается слой смешения.

В области первого висячего бочкообразного скачка уплотнения вязкость мало влияет на структуру струи и обычно при расчете течения в этой области газ считается невязким [1–3]. В области течения, расположенной вниз по потоку от начального участка струи, влияние вязкости будет определяющим. Обычно рассматривается только задача о расчетной вязкой изобарической струе и решается эта задача методами теории пограничного слоя [4, 5].

В данной работе предлагается метод расчета, который позволяет рассчитать начальный участок вязкой сверхзвуковой струи, переходный участок до области изобарического течения и дальний участок вязкой изобарической струи.

1. **Постановка задачи.** Течение вязкого газа в струе описывается уравнениями Навье — Стокса, но на начальном участке оно мало зависит от вязкости и может



Фиг. 1