

Заметим, что величины I_0 сравнительно слабо зависят от формы притупления [7], поэтому сдвиг координаты x_1 не нарушает известного закона подобия обтекания цилиндра и пластины.

Поступило 6 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng H.K., Pallone A. Inviscid leading edge effect in hypersonic flow. J. Aeronaut. Sci., 1956, No. 7.
2. Черный Г. Г. Влияние малого затупления передней кромки профиля на его обтекание при большой сверхзвуковой скорости. Докл. АН СССР, 1957, 114, No. 7.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат, 1957.
4. Лукашевич Дж. Теоретическое рассмотрение и применение аналогии между гиперзвуковым течением и взрывом. Ракетн. техника, 1962, № 9. Журнал америк. ракет. общ.
5. Коробейников В. П., Чушкин П. И. Расчет начальной стадии точечного взрыва в различных газах. Журнал прикл. механ. и техн. физ. ПМТФ, 1963, № 4.
6. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шароватова К. В. Таблицы газодинамических функций начальной стадии точечного взрыва. ВЦ АН СССР, М., 1963.
7. Лунев В. В. О форме головной ударной волны при гиперзвуковом обтекании тупых тел. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 6.

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ СКОШЕННОЙ ПРИТУПЛЕННОЙ КРОМКИ НЕРАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ (Москва)

Поле течения за искривленной головной ударной волной носит существенно неравномерный характер. Ниже в приближенной постановке рассмотрено течение в сжатом слое между передней притупленной кромкой крыла и внутренним скачком уплотнения, образующимся непосредственно перед кромкой при ее обтекании неравномерным потоком. Рассмотрение проведено для плоскости растекания. Кромка для простоты считается цилиндрической. Метод решения основан на построении линий тока и не связан предположениями о характере течения в сжатом слое. Для скошенной кромки решение получено в простом аналитическом виде и позволяет определить форму внутреннего скачка и профили всех параметров поперек слоя.

Для сверхзвукового течения в сжатом слое предлагается простой приближенный метод характеристик для расчета течения в плоскости растекания.

1. Трудность рассмотрения течения в плоскости растекания состоит в том, что задача при этом фактически оказывается незамкнутой. Здесь положение такое же, как и при локальном рассмотрении окрестности критической точки при обтекании затупленного тела с отошедшей ударной волной. В приближенных решениях этого типа [1-3] по существу остаются неопределенными два параметра: радиус кривизны скачка на оси и параметр, характеризующий распределение давления на теле (например, вторая производная от давления в критической точке). Для нахождения этих величин необходимо привлекать условия вниз по потоку (в трансзвуковой области) или некоторые дополнительные гипотезы. Несмотря на этот недостаток, из таких решений, помимо качественных выводов, полезных для понимания задачи, обычно можно получить и количественные результаты с приемлемой точностью.

В случае кромки в качестве возможных дополнительных предположений, замыкающих задачу, могут быть приняты, в частности, такие: 1) местный радиус кривизны внутреннего скачка уплотнения в сечении, ортогональном к кромке, равен радиусу кривизны ударной волны около бесконечного цилиндра для данных локальных условий обтекания¹; 2) распределение давления по кромке описывается модифицированной формулой Ньютона.

2. Получим приближенное решение задачи для случая гиперзвукового обтекания кромки неравномерным потоком, когда

$$\min(M_1 \sin \alpha) \gg 1 \quad (2.1)$$

Здесь M_1 — число Маха в потоке непосредственно перед кромкой, α — угол встречи линии тока с кромкой.

При достаточно большом скосе крыла (угол α всюду мал) все течение за скачком будет сверхзвуковым, и для его приближенного расчета можно привлечь метод характеристик (п. 3). При умеренном скосе тормозящее действие значительного поло-

¹ Соответствующие данные могут быть получены, например, из работ [4, 5].

жительного градиента давления вдоль кромки приводит к появлению зоны дозвукового течения в сжатом слое. Более того, торможение может быть полным, в первую очередь, на линии тока, смачивающей кромку. Такая особенность может иметь место вблизи точки падения головной ударной волны на кромку при сравнительно небольшом скосе крыла.

Систему координат x, y, z свяжем с кромкой. При этом xR отсчитывается вдоль кромки от ее начала, yR — по нормали, zR — в окружном направлении (R — радиус кромки). Пусть U, v, w — скорость и ее составляющие по координатным осям соответственно, ρ — плотность, p — давление, i — энтальпия газа. Здесь $U_\infty, v_\infty, w_\infty$ — плотность и скорость невозмущенного потока. Положим также

$$\frac{\partial w}{\partial z} = g, \quad H = 1 + y, \quad \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -2bp \quad (b(x) > 0) \quad (2.2)$$

Тогда систему уравнений, описывающую течение в сжатом слое в плоскости растекания $z = 0$, можно привести к виду

$$\begin{aligned} 1/2 U^2 + i = i_0, \quad \rho u \frac{dv}{dx} = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad uH \frac{dg}{dx} + g^2 + vg = 2b \frac{p}{\rho} \\ \frac{d}{dx} \ln \rho u H + \frac{\partial}{\partial y} \frac{v}{u} + \frac{g}{uH} = 0, \quad \frac{d}{dx} \frac{p^{1/\gamma_s}}{\rho} = 0, \quad i_0 = \frac{\gamma_s}{\gamma_s - 1} \frac{p}{\rho} \\ \left(\frac{d}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{v}{u} \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\gamma_s}{\gamma_s - 1} = \frac{\rho_s i_s}{p_s} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $i_0 U_\infty^2$ — энтальпия торможения газа, γ_s — постоянный вдоль линии тока эффективный показатель адиабаты, индекс s относится к параметрам непосредственно за внутренним скачком.

Обтекание кромки рассматривается при условиях

$$k \ll 1, \quad k \operatorname{tg} \alpha \ll 1 \quad (k = \rho_1 / \rho_s) \quad (2.4)$$

Индекс 1 относится к параметрам перед внутренним скачком уплотнения. При $k \ll 1$ сжатый слой в плоскости растекания относительно тонок ($\delta(x) \ll 1$), и форма скачка в основном определяется формой кромки ($\delta'(x) \ll 1$). При этом давление поперек сжатого слоя будет меняться слабо, поэтому

$$p \approx p_s(x) \quad (2.5)$$

Из законов сохранения имеем на скачке

$$\begin{aligned} U_s = U_1 [1 - (1-k)(U_1 n_s) n_s], \quad p_s = p_1 + \rho_1 (U_1 n_s)^2 (1-k) \\ i_s = i_1 + 1/2 (U_1 n_s)^2 (1-k^2), \quad \rho_s = \rho_1 / k \end{aligned} \quad (2.6)$$

Здесь n_s — единичная нормаль к скачку, уравнение поверхности которого в окрестности плоскости растекания

$$y_s = \delta + 1/2 z^2 (1 + \delta) [1 - (1 + \delta)/R_s] \quad (2.7)$$

где R_s — радиус кривизны скачка в сечении, ортогональном к кромке¹. Далее, при осесимметричном течении перед кромкой

$$\begin{aligned} u_1 = U_1 (\cos \theta \cos \varepsilon + \sin \theta \sin \varepsilon \cos \varphi) \\ v_1 = -U_1 [(\sin \theta \cos \varepsilon - \cos \theta \sin \varepsilon \cos \varphi) \cos z - \sin \varepsilon \sin \varphi \sin z] \\ w_1 = U_1 [(\sin \theta \cos \varepsilon - \cos \theta \sin \varepsilon \cos \varphi) \sin z + \sin \varepsilon \sin \varphi \cos z] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Здесь θ и ε — соответственно углы наклона кромки и вектора U_1 к оси тела, φ — угол в цилиндрической системе координат, связанной с телом. На основании этого в плоскости растекания $\varphi = z = 0$ (где $\theta - \varepsilon = \alpha$ и $d\varphi/dz = 1/r_m$) получаем следующие условия на скачке:

$$\begin{aligned} u_s = U_1 \cos \alpha [1 - (1-k) \delta' \omega \mu^{-2} \operatorname{tg} \alpha], \quad v_s = -U_1 \sin \alpha [1 - (1-k) \omega \mu^{-2}] \\ g_s = U_1 \sin \alpha \left\{ 1 - (1-k)(1 + \delta) \left[1 - \frac{(1 + \delta)}{R_s} \right] \frac{\omega}{\mu^2} - \frac{\cos \theta}{r_m} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.9.1)$$

¹ Согласно первому замыкающему условию (п. 1), величина $R_s(x)$ — известная функция от $k(x)$.

$$p_s = p_1 + \rho_1 U_1^2 \sin^2 \alpha (1 - k) \frac{\omega^2}{\mu^2}, \quad i_s = i_1 + 1/2 U_1^2 \sin^2 \alpha (1 - k^2) \frac{\omega^2}{\mu^2}, \quad \rho_s = \frac{\rho_1}{k}$$

$$(\omega = 1 + \delta' \operatorname{ctg} \alpha, \quad \mu^2 = 1 + \delta'^2)$$

Здесь $r_m(x)R$ — расстояние от кромки до оси тела. В приближении тонкого ударного слоя будем пренебрегать членами δ , $\delta' \operatorname{ctg} \alpha$ и $\delta' \operatorname{tg} \alpha$ по сравнению с единицей. Тогда условия (2.9.1) примут вид

$$u_s = U_1 \cos \alpha, \quad v_s = -k U_1 \sin \alpha, \quad g_s = U_1 \sin \alpha \left[\frac{(1-k)}{R_s} + k - \cos \theta / r_m \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \alpha} \right) \right]$$

$$p_s = p_1 + \rho_1 U_1^2 \sin^2 \alpha (1 - k), \quad i_s = i_1 + 1/2 U_1^2 \sin^2 \alpha (1 - k^2), \quad \rho_s = \rho_1 / k \quad (2.9.2)$$

На кромке выполняется условие непротекания $v = 0$. Из соотношений (2.9.2) при $r_m \gg 1$ и условиях (2.4) получаем оценки ($R_s \sim 1$)

$$|v/g| \sim k R_s \ll 1, \quad |v/u| \sim k \operatorname{tg} \alpha \ll 1 \quad (2.10)$$

на основании которых система (2.3) может быть упрощена. В частности, получаем (при этом $H \sim 1$)

$$u \approx U = \sqrt{2(i_0 - i)}, \quad u \frac{dg}{dx} + g^2 = 2b \frac{p}{\rho}, \quad \frac{d}{dx} \ln \rho u + \frac{\partial}{\partial y} \frac{v}{u} + \frac{g}{u} = 0 \quad (2.11)$$

Величина $b(x)$ рассчитывается на основе второго замыкающего условия (п. 1), согласно которому на кромке

$$p - p_1 = N \rho_1 U_1^2 \cos^2 \beta \quad (2.12)$$

Здесь β — угол между нормалью к поверхности кромки и вектором U_1 . Согласно (2.5), приближенно $N \approx 1 - k$. Отсюда находим

$$b = (1 - p_1 / p) [(1 - \cos \theta / r_m)^2 + \sin \theta (2 - \cos \theta / r_m) / r_m \operatorname{tg} \alpha + F] \quad (2.13)$$

$$\left(F = \frac{1}{2} \frac{d}{dn} \ln \rho_1 U_1^2 + \frac{1}{2 \gamma_1 M_1^2 \sin^2 \alpha N} \frac{d}{dn} \ln p_1 - \operatorname{ctg} \alpha \frac{d\varepsilon}{dn}, \right.$$

$$\left. \frac{d}{dn} = -\sin \theta \frac{\partial}{\partial x_1} + \cos \theta \frac{\partial}{\partial r} \right)$$

Оценки показывают, что величина $F \ll 1$, и ею можно пренебрегать, по крайней мере, для тонких крыльев (когда $b \sim 1$).

Получим решение задачи путем построения линий тока, имея в виду, что распределение давления в сжатом слое известно. Параметры ρ , i , а также u (согласно (2.10)) вдоль линии тока определяются из соотношений

$$\rho = \rho_s \left(\frac{p}{p_s} \right)^{1/\gamma_s}, \quad i = i_s \left(\frac{p}{p_s} \right)^{(\gamma_s - 1)/\gamma_s}, \quad u = \sqrt{2(i_0 - i)} \quad (2.14)$$

Здесь и ниже индекс s относится к величинам за внутренним скачком в точке входа выбранной линии тока в сжатый слой $x = x_s$.

Для определения параметра растекания g положим

$$g(x, x_s) = \left(2b \frac{p}{\rho} \right)^{1/2} h(\xi) \quad \left(\xi = \left(2 \frac{\gamma_s - 1}{\gamma_s} \right)^{1/2} \int_{x_s}^x \frac{\sqrt{b i}}{u} dx \right) \quad (2.15)$$

Заметим, что принятое ограничение $k \operatorname{tg} \alpha \ll 1$, при котором $u = \sqrt{2(i_0 - i)}$, позволяет рассчитать ξ вдоль линии тока без знания ее формы. Для $h(\xi)$ имеем

$$\frac{dh}{d\xi} + h^2 = 1 - h \frac{\rho u}{2bp} \frac{d}{dx} \left(\frac{2bp}{\rho} \right)^{1/2}$$

$$(h(0) = g_s / v, \quad v = \sqrt{2bp_s / \rho_s}) \quad (2.16)$$

Анализ показывает, что последний член в (2.16) достаточно мал и не дает существенного вклада в $h(\xi)$. Это связано с тем, что при гиперзвуковом обтекании тонкой кромки ($\gamma_s - 1 \ll 1$, $r_m \gg 1$) величина $b(x)$ и энтальпия i довольно слабо изменяются вдоль линии тока. В приведенных ниже примерах вклад члена в $h(\xi)$ составляет около 5%. Ввиду этого в дальнейшем будем им пренебрегать. Тогда

$$g(x, x_s) = \left(2b \frac{p}{\rho} \right)^{1/2} \frac{g_s + v \operatorname{th} \xi}{v + g_s \operatorname{th} \xi} \quad (2.17.1)$$

¹ В цилиндрической системе координат x_1, r, φ , связанной с телом, единичный вектор \mathbf{n} имеет проекции $-\sin \theta \cos z, \cos \theta \cos \varphi \cos z + \sin \varphi \sin z, -\cos \theta \sin \varphi \cos z + \cos \varphi \sin z$ соответственно.

Отсюда видно, что на некотором удалении от точки входа рассматриваемой линии тока в сжатый слой (при $\xi \geq 2$) параметр g перестает зависеть от своего начального значения g_s и определяется соотношением

$$g \approx \sqrt{2bp/\rho} \tag{2.17.2}$$

Форма линии тока может быть найдена из уравнения неразрывности. Для его решения в замкнутом виде перейдем к переменным x, x_s . Пусть $y = f(x, x_s)$ — уравнение линии тока, входящей в сжатый слой в точке $x = x_s$. С учетом соотношений

$$\frac{v}{u} = \frac{\partial f}{\partial x}, \quad \frac{\partial x_s}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial x_s} = 1$$

последнее уравнение (2.11) принимает вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial x_s} = - \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln \rho u + \frac{g}{u} \right) \frac{\partial f}{\partial x_s} \tag{2.18}$$

Граничные условия для него на скачке и теле такие ¹:

$$\frac{\partial f}{\partial x_s} = k \operatorname{tg} \alpha \text{ при } x = x_s, \quad f = 0 \text{ при } x_s = 0 \tag{2.19}$$

С учетом ¹ решения для g (2.17.1) получаем следующее уравнение линии тока:

$$y = f(x, x_s) = \int_0^{x_s} k \operatorname{tg} \alpha \frac{(\rho u)_s}{\rho u} \Omega dx_s \quad \left(\Omega = \frac{v}{v \operatorname{ch} \xi + g_s \operatorname{sh} \xi} \right) \tag{2.20}$$

Отсюда определяем и форму внутреннего скачка в плоскости растекания

$$\delta(x) = f(x, x) = \int_0^x k \operatorname{tg} \alpha \frac{(\rho u)_s}{\rho u} \Omega dx_s \tag{2.21}$$

Полученное решение в принципе пригодно вплоть до сечения $x = x_*$, где скорость u обращается в нуль на кромке из-за торможения положительным градиентом давления. Особенности вида $1/u$ в (2.15), (2.20), (2.21) интегрируемы, так как на кромке $u \sim (x_* - x)^{1/2}$, а поперек сжатого слоя вблизи кромки $u \sim x_s^{1/2}$.

Естественно считать, что в точке $x = x_*$ нулевая линия тока ($x_s = 0$) полностью растекается. Тогда для продолжения решения за сечение $x = x_*$ нужно знать энтропию на кромке. Будем предполагать, что при $x > x_*$ на кромку приходят следующие линии тока ($x_s = x_{s0} > 0$), которые сразу же растекаются. Соответствие между x_{s0} и x^0 — координатой точки кромки, где эта линия тока растекается полностью, установим из условия обращения в нуль скорости u в этих точках, т. е. из условия

$$i = i_{s0} (p/p_{s0})^{(\gamma_{s0}-1)/\gamma_{s0}} = i_0.$$

При этом нижний предел интегрирования в (2.20), (2.21) заменяется на x_{s0} (x^0). Полученные выше формулы справедливы, так как особенности вида $1/u$ здесь также интегрируются.

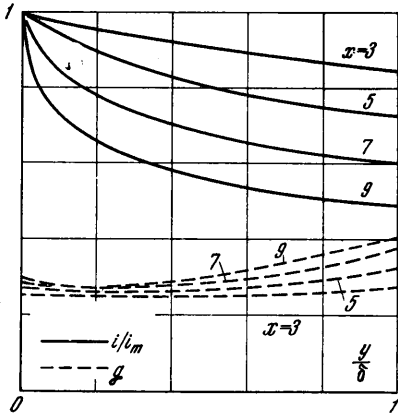
Решение можно продолжить и в область равномерного набегающего потока выше точки падения головной ударной волны на кромку $x = x_0$. Здесь недостаток состоит в том, что ввиду разрыва давления в этой точке все параметры вдоль линии тока в сечении $x = x_0$ терпят разрыв, который является сильным скачком разрежения. На самом деле, в этой области реализуется волна разрежения. Для подробного описания ее нужно отказаться от предположения о постоянстве давления поперек сжатого слоя.

На фиг. 1—4 приведены результаты расчетов для случая, когда головной частью является притупленный по сфере цилиндр радиуса R_0 , крыло начинается на расстоянии $4R_0$ от критической точки на сфере вдоль оси цилиндра, $\theta = 45^\circ$. Условия обтекания соответствуют равновесно диссоциирующему воздуху ($\rho_\infty = 3.3 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$, $U_\infty = 7.5 \text{ км/сек}$) (фиг. 1, 2, а также кривые 1 на фиг. 3 и кривые 2 на фиг. 4) и совершенному газу ($M_\infty = \infty, \gamma = 1.4$) — кривые 2 на фиг. 3 и кривые 1 на фиг. 4. На фиг. 1—3 показаны профили параметров поперек сжатого слоя в различных сечениях $x = \text{const}$, при этом $\rho_{s\delta}$ — плотность на скачке в данном сечении, i_m — энтальпия на кромке. Данные фиг. 1, 2, а также кривые 3 на фиг. 3 и 4 соответствуют значению $R = 0.2R_0$, а кривые 4 на фиг. 3 и 4 — значению $R = 0.1R_0$. На фиг. 4, где

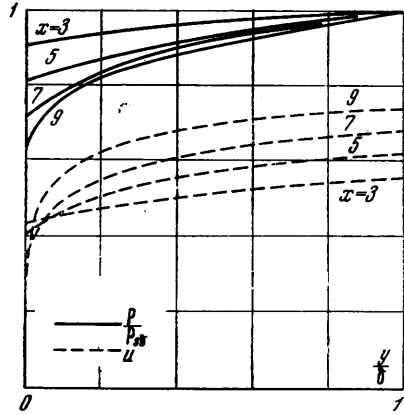
¹ Влиянием возможного отрыва на теле перед кромкой на течение в сжатом слое пренебрегаем, что можно сделать в случае достаточно тонкой кромки, так как при этом масса газа, входящего в слой в этой зоне, мала и быстро растекается.

представлены внутренние ударные волны и линии тока, штриховые кривые — приближение местных бесконечных цилиндров, штрих-пунктирные кривые — линия тока.

Как видно, вблизи кромки поток сильно завихрен, особенно при диссоциации и в области падения головного скачка на кромку. Этот факт может оказаться существенным при рассмотрении пограничного слоя на кромке.

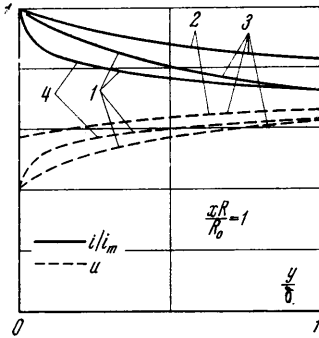


Фиг. 1

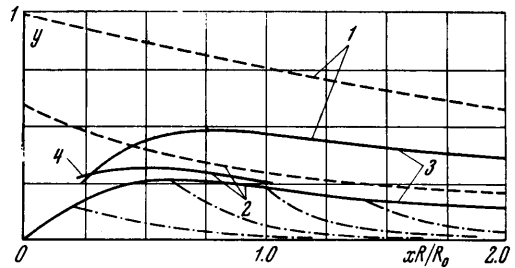


Фиг. 2

На фиг. 4 показаны также ударные волны, полученные в предположении, что в каждом сечении $x = \text{const}$ течение такое же, как около бесконечного цилиндра, и определяется только местными условиями в набегающем потоке. При диссоциации соответствие ударных волн улучшается на большей части кромки, однако распределение параметров в ударном слое этим приближением описывается довольно плохо.



Фиг. 3



Фиг. 4

Следует также отметить, что течение в целом зависит от соотношения между радиусом кромки R и масштабом неравномерности, в качестве которого можно принять R_0 . Очевидно, при $R \ll R_0$ течение в сжатом слое перестает зависеть от предыстории неравномерности и определяется локальными условиями. В связи с этим ударная волна на некотором расстоянии от начала кромки с уменьшением радиуса R лучше описывается приближением бесконечного цилиндра.

Построенное решение можно уточнить. Полученные величины $\delta(x)$ и $\delta'(x)$ используем при расчете новых значений параметров на скачке (2.9), после чего решение повторяется в предположении постоянства давления поперек сжатого слоя. При этом нужно учесть, что условие (2.19) на скачке в общем случае имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial x_s} = \left| \frac{v_s}{u_s} \right| + \delta' \quad \text{при } x = x_s$$

3. Естественно, при сверхзвуковом течении за внутренним скачком для решения может быть привлечен также метод характеристик. Здесь удобно выбрать цилиндрическую систему координат x, r, φ (x — расстояние вдоль оси тела от его переднего конца). Пусть $uU_\infty, vU_\infty, wU_\infty$ — составляющие скорости по этим осям, aU_∞ — скорость звука. Положим

$$\frac{\partial w}{\partial \varphi} = g, \quad \frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} = -2bp \quad (b > 0) \quad (3.1)$$

Считаем, как и прежде, $b = b(x)$. В плоскости растекания $\varphi = 0$ характеристиками будут линии тока и два семейства волновых характеристик

$$\left(\frac{dr}{dx}\right)_0 = \zeta, \quad \left(\frac{dr}{dx}\right)_{\pm} = \frac{\zeta\beta \pm 1}{\beta \mp \zeta} \quad \left(\zeta = \frac{v}{u}, \beta^2 = M^2 - 1, M^2 = \frac{u^2 + v^2}{a^2}\right) \quad (3.2)$$

Соответствующие соотношения совместности имеют вид:
вдоль линии тока

$$di = \frac{1}{\rho} dp, \quad r \frac{dg}{dx} + \zeta g + \frac{1}{u} \left(g^2 - 2b \frac{p}{\rho}\right) = 0 \quad (3.3)$$

вдоль волновых характеристик

$$\frac{d\zeta}{1 + \zeta^2} \pm \frac{\beta}{1 + \beta^2} \frac{p}{\rho a^2} d \ln p = \begin{cases} -(g/u + \zeta)(\zeta\beta + 1)^{-1} r^{-1} dr, \\ +(g/u + \zeta)(\beta + \zeta)^{-1} r^{-1} dx. \end{cases} \quad (3.4)$$

Вместе с уравнением состояния газа и граничными условиями на скачке и теле эта система позволяет рассчитать поле течения, включая внутренний скачок. Первое замыкающее условие (п. 1) используется при этом при расчете g_s , второе — при расчете $b(x)$. Как и в п. 2, для b можно получить выражение

$$b = \left(1 - \frac{p_1}{p}\right) \left[\left(\frac{r_m}{R} - \cos \theta\right)^2 + \frac{\sin \theta}{\operatorname{tg} \alpha} \left(2 \frac{r_m}{R} - \cos \theta\right) \right] \quad (3.5)$$

Необходимые для расчета начальные условия на некоторой нехарактеристической кривой вблизи начала кромки могут быть получены различными приближенными способами. Вносимая при этом ошибка будет затухать быстрее, чем в случае аналогичной осесимметричной задачи, так как растекание газа здесь более интенсивное.

Очевидно, в такой постановке трехмерность не вносит принципиальных особенностей в схему расчета по сравнению с осесимметричной задачей (например [6]). Для расчета нового параметра (растекание g) имеется дополнительное соотношение вдоль линии тока (3.3). Расчет поля течения в возмущенном потоке перед кромкой также может проводиться методом характеристик одновременно с построением внутреннего скачка и течения за ним.

Недостаток предлагаемого метода характеристик в использовании дополнительных гипотез, замыкающих задачу, что приводит к потере точности. В основном это связано с предположением о постоянстве поперек сжатого слоя величины b , для расчета которой используется распределение давления на кромке.

Замыкающее условие для R_s , как показал анализ решения в гиперзвуковом приближении, для тонкой кромки не является слишком грубым (за исключением начального участка кромки), поскольку при $R \ll R_0$ предыстория неравномерности на скачок влияет слабо.

Вместе с тем, в методе характеристик можно использовать более точные уравнения и условия на скачке, а также учесть переменность давления поперек слоя. Последнее может оказаться важным в случае искривленной кромки, когда из-за влияния центробежных сил давление поперек слоя будет заметно изменяться. Поэтому можно считать, что точность предлагаемого приближенного метода характеристик выше, чем у гиперзвукового приближения.

Автор искренне благодарит В. В. Лунова за советы и обсуждение работы.

Поступило 19 VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

- Хейз У. Д., Пробст и Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений, Изд. иностр. лит., 1962.
- Ли Т. И., Гейгер Р. Критическая точка тупоносного тела в гиперзвуковом потоке, Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1957, № 5.
- Лунов В. В., Мурзин И. Н. Влияние излучения на течение в окрестности критической точки тупого тела. ПМТФ, 1961, № 2.
- Белоцерковский О. М. Обтекание кругового цилиндра с отошедшей ударной волной. ПММ, 1958, № 2.
- Глинский С. М., Лебедев М. Г. Расчет обтекания эллиптических цилиндров сверхзвуковым потоком совершенного газа. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
- Лунов В. В., Павлов В. Г., Синченко С. Г. Гиперзвуковое обтекание сферы равномерно диссоциирующим воздухом. Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1966, т. 6, № 1.