

ДОННЫЕ ДАВЛЕНИЕ И ТЕМПЕРАТУРА ЗА ОСЕСИММЕТРИЧНЫМИ ТЕЛАМИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СТРУИ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

К. Е. ЮРЧЕНОК

(Ленинград)

В настоящее время число работ, относящихся к расчету донного давления за телами различной формы при наличии одиночной реактивной струи, крайне невелико. Характерным для этих работ является использование в той или иной степени метода разделяющей линии тока [1] как наиболее простого. В работе [2] были проведены расчеты донного давления за плоской ступенькой при истечении из донного среза плоской сверхзвуковой струи того же состава, что и внешний сверхзвуковой поток. В качестве профиля скоростей в потоке и струе применялся профиль, выражающийся через функцию ошибок.

Метод расчета донного давления и температуры за осесимметричным телом в сверхзвуковом потоке с одиночной осесимметричной струей содержится в [3]. В этой работе не было проведено полных расчетов, а сделана попытка лишь качественного анализа влияния некоторых параметров на донное давление.

Более обстоятельное исследование течения в донной области при наличии одиночной реактивной струи содержится в [4]. Здесь в качестве профиля скоростей использовалась функция ошибок; значение параметра присоединения принималось равным единице. Исследовалось взаимодействие однородных по составу, но разных по температуре струи и потока. Сопоставление расчетных и опытных данных свидетельствует об их удовлетворительном совпадении при больших значениях отношения радиусов сопла и донного среза.

В настоящей работе излагается метод расчета донного давления и донной температуры за осесимметричными телами со срезом в сверхзвуковых потоках при наличии одиночной реактивной струи, истекающей из донного среза. Метод основывается на использовании некоторых положений теории Корста и является дальнейшим развитием методов работ [6, 7]. При этом рассматриваются лишь режимы истечения струи с недорасширением, такие, при которых отрыв потока происходит с задней кромки тела.

Показано, что в зависимости от концентраций реагирующих компонент процесс догорания (в рамках модели диффузионного горения) может протекать либо в зоне смещения струи, либо в зоне смещения потока. В частном случае, когда массовые количества поступающих в донную область реагентов находятся в стехиометрическом соотношении, реакция протекает в донной области.

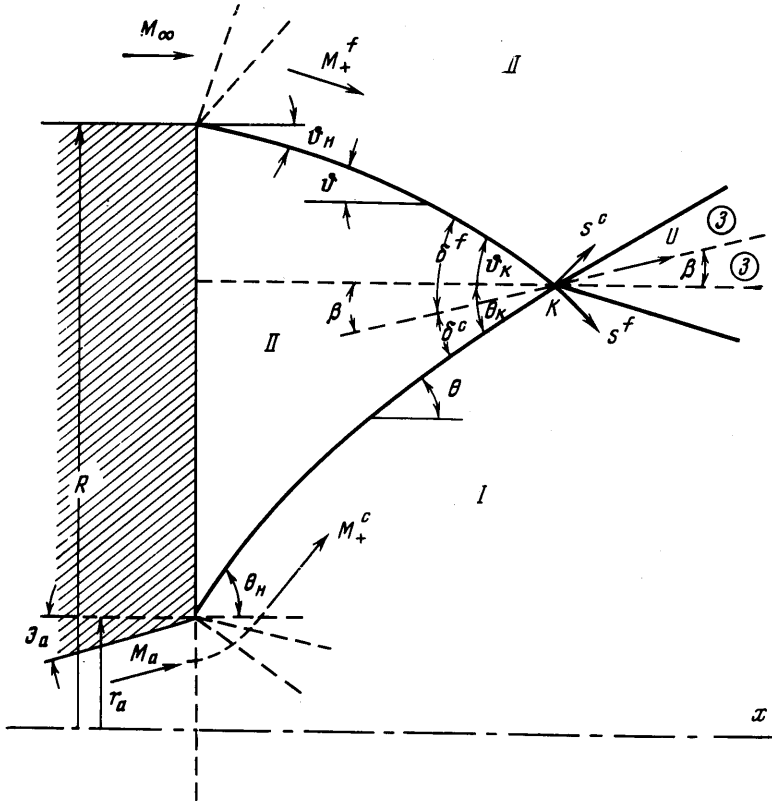
Приводятся результаты расчетов для режимов течения с горением и без горения. В последнем случае проведено сравнение расчетных данных с экспериментальными.

1. Постановка задачи. Рассмотрим обтекание осесимметричного тела, расположенного в стационарном сверхзвуковом потоке под нулевым углом атаки, при наличии одиночной сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из донного среза тела. Ограничим рассмотрение режимами течения, при которых отрыв потока происходит с кромки донного среза. Схема подобного рода течения приведена на фиг. 1. На этой фигуре: *I* — струя, *II* — донная область, *III* — поток, *M* — число Маха.

Как видно из фиг. 1, между углами в точке *K* пересечения границ потока и струи имеет место связь $\beta = \theta_k - \delta^c = \delta^f - \theta_k$. Здесь β — угол между направлением течения за скачками уплотнения и осью *x*; δ^c и δ^f — углы поворота струи и потока на скачке уплотнения соответственно. Верхние индексы *c* и *f* означают параметры в струе и потоке соответственно. Отметим, что интерес представляют режимы течения, при которых $\beta \geq 0$.

В общем случае рассматриваемую задачу можно сформулировать следующим образом: при заданных параметрах течения в потоке и струе определить параметры в донной области: давление p , температуру T и состав газа.

Для решения поставленной задачи в рамках метода разделяющей линии тока необходимо потребовать выполнения условия сохранения массы в донной области. Дополнительным условием, отличающим рассматриваемую задачу от более простой задачи об определении донного давления без струи,



Фиг. 1

является условие равенства статических давлений за замыкающими скачками уплотнения в потоке и струе (см. фиг. 1), т. е. $p_s^f = p_s^c$.

Это условие, если принять критерий присоединения Корста или модификацию этого критерия, предложенную Нэшем [5], эквивалентно условию равенства полных давлений (p_{tr}) на разделяющих линиях тока в зонах смешения потока и струи, т. е.

$$(1.1) \quad p_{tr}^f = p_{tr}^c, \quad p_{tr} = p_b (1 + 1/2 (\gamma_r - 1) M_r^2) \gamma_r / (\gamma_r - 1)$$

Здесь γ — показатель адиабаты, а индексами b и r обозначены параметры в донной области и на разделяющей линии тока соответственно.

Для определения параметров на разделяющих линиях тока (M_r , γ_r , ρ_r) необходимо решить задачу о распределении параметров в зонах смешения, образующихся на границах донной области с внешним потоком и струей. При этом существенной особенностью является то, что параметры на «верхних» и «нижних» (обозначаемые далее индексами плюс и минус соответственно) границах зон смешения заранее неизвестны и должны опреде-

ляться в процессе решения задачи. Параметры в донной области следует определять из соответственным образом составленных интегральных условий сохранения.

2. Определение параметров течения в зонах смешения внешнего потока с донной областью. При построении методов расчета рассматриваемых течений важно уменьшить число параметров, вычисляемых методом последовательных приближений. Применения этого метода при определении положения разделяющих линий тока в зонах смешения можно избежать, если при решении задачи о течении в зонах смешения использовать уравнения пограничного слоя в переменных Мизеса. В этом случае [6, 7] получается явное выражение, связывающее непосредственно величину скорости с функцией тока. Примем для описания профиля скоростей в зонах смешения потока и струи следующее выражение [8]:

$$(2.1) \quad U^2 = 1 - \Phi(\eta) / \Phi(-\infty)$$

$$(2.2) \quad \Phi(\eta) = \int_{-\infty}^{\eta} \frac{1}{\rho^{\circ}} \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^{\eta} \frac{\eta d\eta}{\rho^{\circ} U} \right] d\eta, \quad \rho^{\circ} = \frac{\rho}{\rho_+}, \quad U = \frac{u}{u_+}$$

$$\eta = \frac{\psi}{\sqrt{\xi}}, \quad \psi = \int_0^s \rho u r(s) dy, \quad \xi = \rho_+ u_+ \int_0^s \rho \varepsilon r^2(s) ds$$

Здесь ψ — функция тока, y — поперечная координата, отсчитываемая от нулевой линии тока ($\psi=0$), s — продольная координата (см. фиг. 1), u — продольная скорость в зоне смешения, ρ — плотность, ε — коэффициент турбулентного перемешивания, r — расстояние от оси x до границы струи (потока).

В соответствии с анализом, проведенным в [8], примем для коэффициента турбулентного перемешивания ε гипотезу Прандтля [8]

$$(2.3) \quad \rho \varepsilon = f(s) = \kappa c s \rho_+ u_+$$

Здесь κc — постоянные турбулентности, определяемые из опыта. Подставляя равенство (2.3) в последнее из соотношений (2.2), получим

$$(2.4) \quad \xi = \kappa c \rho_+^2 u_+^2 \int_0^s r^2(s) s ds$$

Для использования выражения (2.1) необходимо установить зависимость плотности газа в зоне смешения от скорости.

В настоящей работе будет рассмотрено взаимодействие потока и струи в донной области, когда поток и струя отличаются друг от друга по температуре и составу компонент, в том числе случаи, когда компоненты струи и потока вступают друг с другом в химическое взаимодействие (диффузионное горение).

Из уравнения состояния для смеси газов и условия постоянства давления поперек зоны смешения будем иметь

$$(2.5) \quad \rho^{\circ} = m^{\circ} / T^{\circ}, \quad m^{\circ} = m / m_+, \quad T^{\circ} = T / T_+, \quad m = \left(\sum_i c_i / m_i \right)^{-1}$$

Здесь m и m_i — молекулярные веса смеси и i -й компоненты соответственно, c_i — массовая концентрация i -й компоненты.

Примем допущение о равенстве единице турбулентного аналога числа Прандтля. Из существующего в этом случае интеграла Крокко после несложных преобразований получается следующее выражение для

температуры:

$$(2.6) \quad T^{\circ} = \frac{1}{c_p^{\circ}} \left[H_{-}^{\circ} + (H_{+}^{\circ} - H_{-}^{\circ})U - \sum_i c_i h_{i0}^{\circ} - \frac{\gamma_{+} - 1}{2} M_{+}^2 U^2 \right]$$

$$(2.7) \quad c_p^{\circ} = \frac{c_p}{c_{p+}}, \quad H^{\circ} = \frac{H}{c_{p+} T_{+}}, \quad h_{i0}^{\circ} = \frac{h_{i0}}{c_{p+} T_{+}}$$

$$H = c_p T + \frac{u^2}{2} + \sum_i c_i h_{i0}, \quad c_{pi} = \text{const}$$

Здесь c_p и c_{pi} — удельные теплоемкости при постоянном давлении смеси и i -й компоненты соответственно, h_{i0} — теплота образования i -й компоненты в стандартных условиях.

Для использования соотношений (2.5)–(2.7) необходимо установить зависимость концентраций компонент в зонах смешения от скорости. Для этого следует задать состав газа, движущегося во внешнем потоке и струе. Примем, что внешний поток содержит одну реагирующую компоненту R (окислитель) и одну инертную компоненту N . Струя по составу принимается трехкомпонентной: A — реагирующая компонента, N и I — инертные компоненты.

При рассмотрении течений с химическим взаимодействием компонент R и A предполагается, что такое взаимодействие может быть описано одностадийной реакцией вида



где P — продукт реакции, ν_i — стехиометрические коэффициенты.

Примем допущение о том, что скорость химической реакции много больше скорости переноса компонент смеси. Это позволяет использовать модель диффузионного горения (см., например, [7]).

В зависимости от значений концентраций реагирующих компонент в струе и потоке и условий течения в них химическая реакция может протекать в зоне смешения либо струи, либо потока. В частном случае, когда массовые количества поступающих в донную область реагентов будут находиться в стехиометрическом соотношении, реакция будет протекать в донной области.

При установлении зависимости концентраций от скорости будем считать турбулентные аналоги чисел Шмидта равными единице. В рамках принятой модели диффузионного горения течение в зонах смешения за исключением тонкой области, фронта пламени, является замороженным. В этом случае имеет место интеграл Пробстина [7] ($c_i = a + bu$, a и b — постоянные, определяемые из граничных условий).

Условия для концентраций на границах зон смешения вследствие их очевидности не приводятся. На фронте пламени концентрации реагирующих компонент обращаются в нуль и их диффузионные потоки находятся в стехиометрическом соотношении [7], т. е. при $u = u_*$

$$(2.9) \quad c_R = c_A = 0, \quad dc_R/du = -Ldc_A/du, \quad L = \nu_R m_R / \nu_A m_A$$

Используя условия (2.9), а также условия на границах зон смешения для течения с горением в зоне смешения струи, получим для концентраций компонент в зонах смешения (в потоке и струе соответственно)

$$(2.10) \quad c_R = c_{R-} - (c_{R-} - c_{R*}^j)U, \quad c_N = c_{N-} - (c_{N-} - c_{N*}^j)U \quad (0 \leq U \leq 1)$$

$$c_P = c_{P-}(1-U), \quad c_A = 0, \quad c_I = 1 - c_N - c_R - c_P$$

$$\begin{aligned}
 (2.11) \quad c_A &= 0, & c_R &= c_{R-}(1-U/U_*^c) & (0 \leq U \leq U_*^c) \\
 c_{R-} &= 0, & c_A &= c_{A+}^c(U-U_*^c)/(1-U_*^c) & (U_*^c \leq U \leq 1) \\
 c_N &= c_{N-} - (c_{N-} - c_{N+}^c)U \\
 c_I &= c_{I-} - (c_{I-} - c_{I+}^c)U & (0 \leq U \leq 1) \\
 c_P &= 1 - c_N - c_I - c_A - c_R
 \end{aligned}$$

Здесь U_*^c — скорость на фронте пламени в струе, определяемая равенством.

$$(2.12) \quad U_*^c = c_{R-} / (Lc_{A+}^c + c_{R-})$$

Для течения с горением в потоке выражения для концентраций в зонах смешения нетрудно получить из равенств (2.10) — (2.12), если в последних поменять местами верхние индексы c и f и нижние индексы R и A . Для течения в отсутствие горения распределение концентраций в потоке и струе имеет вид соответственно

$$\begin{aligned}
 (2.13) \quad c_R &= c_{R-} - (c_{R-} - c_{R+}^f)U, & c_A &= c_{A-}(1-U) \\
 c_N &= c_{N-} - (c_{N-} - c_{N+}^f)U, & c_I &= 1 - c_R - c_N - c_A
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (2.14) \quad c_A &= c_{A-} - (c_{A-} - c_{A+}^c)U, & c_R &= c_{R-}(1-U) \\
 c_N &= c_{N-} - (c_{N-} - c_{N+}^c)U, & c_I &= 1 - c_R - c_N - c_A
 \end{aligned}$$

То обстоятельство, что в проведенном выше анализе число компонент смеси и число реакций ограничено, не накладывает принципиальных ограничений на излагаемый здесь метод расчета.

3. Определение концентраций компонент и температуры в донной области. В отсутствие подачи массы в донную область условие сохранения массы в этой области запишем в виде $\psi_{r^f} = \psi_{r^c} = 0$.

В силу этого равенства разделяющие линии тока в зонах смешения потока и струи совпадают с нулевыми линиями тока, отделяющими газ, который движется в потоке или струе, от газа в донной области.

При диффузионном горении концентрации реагирующих компонент обращаются в нуль на фронте пламени. Таким образом, фронт пламени является границей, разделяющей всю область течения за донным срезом на две области, в каждой из которых присутствует либо одна, либо другая реагирующая компонента. Поскольку заранее неизвестно где располагается фронт пламени, выражение для отношения количеств реагирующих компонент, поступающих в донную область, в автомодельных переменных имеет вид

$$(3.1) \quad X = \frac{M_{A-}}{M_{R-}} \left[\int_0^{\eta^f} c_A d\eta + Q \int_0^{\eta^c} c_A d\eta \right] \left[\int_0^{\eta^f} c_R d\eta + Q \int_0^{\eta^c} c_R d\eta \right]^{-1}$$

$$(3.2) \quad Q = \frac{\rho_+^c u_+^c}{\rho_+^f u_+^f} \left[\int_0^{s^c} r^2(s) s ds \right]^{1/2} \left[\int_0^{s^f} r^2(s) s ds \right]^{-1/2}$$

Интегралы, стоящие в числителе и знаменателе правой части равенства (3.2), есть криволинейные интегралы вдоль границ струи и потока соответственно от точек отрыва ($s^c = s^f = 0$) до точки встречи (K) потока и струи.

При диффузионном горении одна из реагирующих компонент должна полностью выгорать в донной области, а какая именно — это решается путем сравнения величины X , характеризующей отношение первоначально поступающих в донную область (до реакции) количеств компонент, и ве-

личины, характеризующей стехиометрическое отношение массовых количеств тех же компонент. Если $X < 1/L$, то полностью выгорит в донной области компонента A , а количество компоненты R станет равным

$$(3.3) \quad M_{R-} = \int_0^{\psi_{-}^f} c_R d\psi + \int_0^{\psi_{-}^c} c_R d\psi - L \left(\int_0^{\psi_{-}^f} c_A d\psi + \int_0^{\psi_{-}^c} c_A d\psi \right)$$

Общее количество смеси, поступающее в донную область, выражается равенством $M_{-} = \psi_{-}^f + \psi_{-}^c$.

Составляя отношение M_{R-}/M_{-} , найдем концентрацию компоненты R в донной области

$$(3.4) \quad c_{R-} = (1 - XL) (\eta_{-}^f + Q\eta_{-}^c)^{-1} \left(\int_0^{\eta_{-}^f} c_R d\eta + Q \int_0^{\eta_{-}^c} c_R d\eta \right)$$

где X и Q выражаются равенствами (3.1) и (3.2) соответственно.

Фронт пламени в рассматриваемом случае будет располагаться в зоне смешения струи, а концентрация компонента A в донной области будет равна нулю, т. е. $c_{A-} = 0$.

Концентрации инертных компонент и продуктов сгорания в донной области будут определяться соотношениями

$$(3.5) \quad c_{i-} = \left(\int_0^{\eta_{-}^f} c_i d\eta + Q \int_0^{\eta_{-}^c} c_i d\eta \right) (\eta_{-}^f + Q\eta_{-}^c)^{-1} \quad (i=N, I)$$

$$(3.6) \quad c_{P-} = 1 - c_{R-} - c_{N-} - c_{I-}$$

Нетрудно видеть, что при $X > 1/L$ горение будет иметь место в потоке. Рассуждая как и в предыдущем случае, придем к следующим выражениям для концентраций компонент в донной области:

$$(3.7) \quad c_{A-} = (\eta_{-}^f + Q\eta_{-}^c)^{-1} \left(\int_0^{\eta_{-}^f} c_A d\eta + Q \int_0^{\eta_{-}^c} c_A d\eta \right) (1 - 1/XL)$$

$$c_{R-} = 0, \quad c_{P-} = 1 - c_{A-} - c_{N-} - c_{I-}$$

Концентрации инертных компонент будут по-прежнему выражаться равенствами (3.5).

В отсутствие химического взаимодействия между компонентами R и A концентрации компонент A , R , N определяются соотношением (3.5) ($i=A, R, N$), а концентрация компонента I найдется из условия равенства единице суммы концентраций компонент

$$(3.8) \quad c_{I-} = 1 - c_{A-} - c_{R-} - c_{N-}$$

В предположении об отсутствии теплообмена между телом и донной областью значения энтальпии и температуры в донной области для всех трех возможных режимов течения определяются из соотношений

$$(3.9) \quad H_{-} = (\eta_{-}^f + Q\eta_{-}^c)^{-1} \left(\int_0^{\eta_{-}^f} H d\eta + Q \int_0^{\eta_{-}^c} H d\eta \right)$$

$$(3.10) \quad T_{-} = \frac{1}{c_p} \left(H_{-} - \sum_i c_i h_{i0} \right)$$

4. **Последовательность расчета.** В качестве исходных данных задаются. R — радиус донного среза; r_a — радиус сопла на срезе; θ_a — угол поворота потока на срезе сопла; давление, полная энтальпия, концентрации компонент в потоке перед веером волн разрежения (индекс ∞); давление, полная энтальпия, число Маха и концентрации компонент на срезе сопла (индекс a); параметр нерасчетности струи $n = p_a/p_b$. Задаются физико-химические параметры компонент: $m_i, c_{pi}, c_{vi}, h_{i0}$ ($i=A, R, N, I$) и ν_i — стехиометрические коэффициенты реакции ($i=A, R, P$). Роль «свободного», не фиксируемого заранее параметра играет число Маха внешнего потока M_*^f , что при заданном донном давлении p_b и давлении на бесконечности p_∞ эквивалентно свободному числу Маха M_∞ .

Настоящий метод является методом последовательных приближений. В нулевом приближении задаются параметры в донной области H_-, c_- , а также профили скоростей в зонах смешения. Отметим, что как показал опыт расчетов, ошибка в задании положения фронта пламени (в потоке или струе) при проведении расчетов с горением приводит лишь к некоторому увеличению времени счета. В качестве начальных использовались линейные профили скоростей ($U = a + b\eta$) с довольно произвольным заданием границ зон смешения. Форма границы струи и параметры на этой границе на режиме недорасширения рассчитывались по приближенному методу работы [9]. Форма границы потока за осесимметричным телом определялась по методу, использованному и достаточно подробно изложенному в работе [7].

Укажем краткий перечень основных этапов расчета.

1. По параметру нерасчетности струи n определяется число Маха на внешней границе зоны смешения струи M_*^c . По числу M_*^c и составу струи по заданной полной энтальпии $H_a = H_*^c$ находится температура T_*^c .

2. При заданных в нулевом приближении значениях параметров в донной области и параметров на внешней границе зоны смешения струи методом последовательных приближений по соотношениям п. 3 определяются профили $c_i^c(\eta), T^c(\eta), H^c(\eta), \rho^c(\eta), \gamma^c(\eta)$ и $U^c(\eta)$.

3. По найденным в п. 2 параметрам $U_r^c = U^c(0), \rho_r^c = \rho^c(0), \gamma_r^c = \gamma^c(0)$ и заданном значении параметра присоединения G (так же, как в методе Корста) определяется перепад давлений на скачке p_3/p_b и угол поворота струи δ^c (см. фиг. 1).

4. Задавшись числом Маха на внешней границе зоны смешения потока $(M_*^f)^{(0)}$ в нулевом приближении, например положив $(M_*^f)^{(0)} = M_*^c$ и определив $(T_*^f)^{(0)}$ методом последовательных приближений по соотношениям п. 3, находятся профили $c_i^f(\eta), H^f(\eta), T^f(\eta), \rho^f(\eta), \gamma^f(\eta)$ и $U^f(\eta)$. Из условия равенства полных давлений на разделяющих линиях тока в зонах смешения потока и струи (1.1) по значениям p_3/p_b (п. 2) и γ_r^f определяется число Маха на разделяющей линии тока в зоне смешения потока M_*^f . По числу M_*^f и известным $U_r^{(0)}, \rho_r^{(0)}$ по соотношению

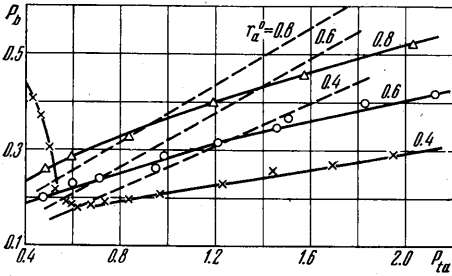
$$M_*^f = (\gamma_r^f / \gamma_*^f)^{1/2} M_*^f / U_r (\rho_r^0)^{1/2}$$

находится число M_*^f в первом приближении. Далее четвертый этап расчета повторяется до тех пор, пока M_*^f не будет вычислено с заданной точностью. Найденное таким образом число Маха M_*^f обеспечивает выполнение условия (1.1) при заданных значениях параметров в донной области. Одновременно с M_*^f в зоне смешения потока определяются поля $H^f(\eta), c_i^f(\eta)$.

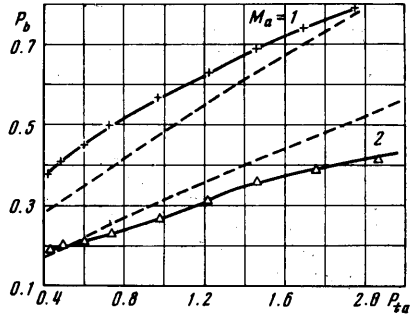
5. Определяется форма границы струи [9]. При этом наряду с параметрами границы струи $\theta(s), r(s), x(s)$ в соответствующих точках границы определяются углы $\beta(s) = \theta(s) - \delta^c$, где δ^c — угол, найденный в п. 3.

6. По перепаду давлений на скачке p_3/p_b (третий этап), числу Маха M_*^f (четвертый этап) вычисляется угол поворота потока на скачке δ^f (см.

фиг. 1). По углу δ^f и углам β , найденным на пятом этапе, определяются углы θ_k , соответствующие полученным на пятом этапе значениям координаты x . Число Маха M_x^f и углы θ_k являются исходными данными для расчета формы границы потока (см. [7]). Для каждого значения θ_k определяются параметры границы потока, в том числе координата x . Расчет границы ведется до выполнения условия $\Delta x = |x^f - x^c| < \epsilon$, где ϵ — малая величина. В результате расчета определяются все параметры границы потока, в том числе s_k — расстояние от точки отрыва потока до точки встречи потока и струи, $\vartheta(s)$, $r^f(s)$, $s(x)$.



Фиг. 2



Фиг. 3

7. По соотношениям, приведенным в п. 3, определяются параметр Q (3.2) и значения концентраций и энтальпии в донной области в первом приближении. Далее весь расчет, начиная со второго этапа, повторяется вплоть до вычисления параметров в донной области с заданной точностью.

8. По определенному в последнем приближении значению M_x^f и значениям M_∞ и p_∞ находится донное давление. В настоящей работе поворот потока в окрестности угловой точки донного среза рассчитывался по соотношениям Прандтля — Мейера. Если полученное в результате расчета число M_∞ не совпадает с заданным M_∞ , задается новое значение параметра нерасчетности и весь расчет повторяется и т. д.

5. Результаты расчетов. По изложенному методу были проведены расчеты донного давления за осесимметричными телами как для химически взаимодействующих, так и не взаимодействующих струи и потока. В последнем случае результаты расчетов сравнивались с опытными данными [10].

Отсутствие опытных данных по величине параметра присоединения $G = (p_{tr} - p_b) / (p_z - p_b)$ для рассматриваемого класса течений предопределило «корреляционный» подход к его выбору. Аналогично [1] и ряду других работ с помощью этого параметра учитывается не только характер процессов присоединения, но и поправка на влияние начального пограничного слоя. Подобный подход упрощает процедуру расчета и позволяет при желании добиться хорошего соответствия расчетных и опытных данных.

Аналогично работе [7], посвященной исследованию влияния на донное давление вдува в донную область реагирующих газов, положим $G = 0.75$. Это обеспечивает, как будет видно из приводимых ниже результатов, в основном качественное соответствие расчетных и опытных данных.

Положим комплекс эмпирических постоянных турбулентности $\kappa c = 0.67 \cdot 10^{-4}$. Это значение было получено путем сопоставления результатов расчетов зоны смешения и опытных данных.

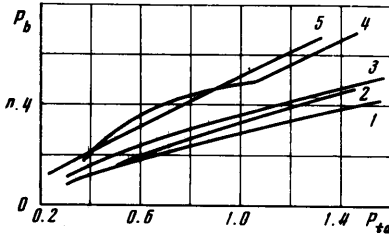
Результаты расчетов (пунктир) и опытные данные [10] (сплошные линии) иллюстрируют (фиг. 2) влияние отношения диаметров сошла и донного среза на донное давление при $M_\infty = 2$, $M_a = 2$, $\theta_a = 0.087$, $r_a/R = 0.4, 0.6, 0.8$. По оси абсцисс на фиг. 2 отложено отношение полных давлений в струе и потоке $P_{ta} = p_{ta}/p_{t\infty}$. Из фиг. 2 следует, что при небольших значениях P_{ta} имеет место хорошее соответствие между расчетом и опытом. При больших значениях P_{ta} расчетные и опытные кривые заметно расходятся.

Расчетные и опытные данные [10], приведенные на фиг. 3, позволяют судить о влиянии числа Маха на срезе сопла (M_a) на донное давление ($M_\infty=2$, $\theta_a=0$, $r_a/R=0.6$, $G=0.75$). Как видно из фиг. 3, с увеличением числа Маха M_a на срезе сопла от 1 до 2 донное давление заметно уменьшается. Максимальное различие между данными расчета и опытов не превышает 25–30%, что, по-видимому, следует признать вполне удовлетворительным, причем при малых значениях P_{ta} для $M_a=2$ и при больших для $M_a=1$ соответствие расчетных и опытных данных оказывается хорошим.

Изложенный метод применим лишь при сравнительно больших значениях P_{ta} , в частности, при $P_{ta}>0.4$ на фиг. 2 и 3. Описание режимов течения при $P_{ta}<0.4$ дано в работе [2].

Были проведены расчеты донного давления и параметров течения в зонах смешения струи и потока при диффузионном горении реагирующих компонент, входящих в состав струи и потока.

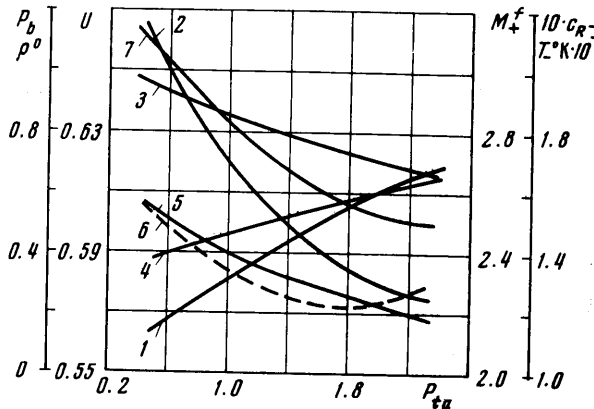
На фиг. 4 изображены результаты расчетов донного давления, полученные при следующих исходных данных: $M_\infty=2$, $M_a=2$, $r_a/R=0.6$, $\theta_a=0.087$, $c_{R+}^f=0.23$ ($R=O_2$ —кислород), $c_{N+}^f=0.77$ ($N=N_2$ —азот), $c_{N+}^c=0.2$ ($N=N_2$ —азот), $c_{A+}^c=0.01$, 0.05 , 0.10 ($A=H_2$ —водород), $c_I=0.8-c_{A+}^c$ ($I=H_2O$ —вода).



Фиг. 4

Кривые 1 и 2 получены в предположении, что водород, содержащийся в струе, не реагирует с кислородом, находящимся в потоке. Кривая 1 соответствует концентрации водорода в струе $c_{A+}^c=0.01$, кривая 2 — $c_{A+}^c=0.05$ и 0.10. Кривые для $c_{A+}^c=0.05$ и $c_{A+}^c=0.10$ расположились очень близко друг к другу, поэтому, чтобы не затенять фигуру, была проведена одна кривая. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что увеличение содержания водорода в струе приводит к небольшому возрастанию донного давления. Кривые 3, 5 рассчитаны с учетом диффузионного горения; кривая 3 соответствует $c_{A+}^c=0.01$, кривая 4 — $c_{A+}^c=0.05$, кривая 5 — $c_{A+}^c=0.10$. Сравнение этих кривых с кривыми 1, 2 показывает, что процесс горения приводит к увеличению донного давления. При этом кривая 4 (для $c_{A+}^c=0.05$) по характеру существенно отличается от кривых 3 ($c_{A+}^c=0.01$) и 5 ($c_{A+}^c=0.10$), что негрубо объяснить с помощью фиг. 5 и 6.

На фиг. 5 приведены зависимости величин P_b/p_∞ (кривая 1), M_{+}^f (кривая 2), $U^f(0)$ — скорости на нулевой линии тока в зоне смешения потока (кривая 3), $\rho^f(0)$ —

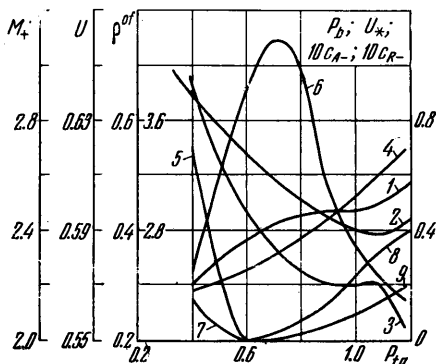


Фиг. 5

плотности на нулевой линии тока в зоне смешения потока (кривая 4), c_{R-} , T_- — концентрации кислорода и температуры в донной области (кривые 5 и 6), U_{*}^c — скорости на фронте пламени в зоне смешения струи (кривая 7) от P_{ta} для $c_{A+}^c=0.01$. Наличие кислорода в донной области свидетельствует о том, что горение имеет место в зоне смешения струи. Положение фронта пламени в зоне смешения струи характеризуется кривой U_{*}^c . Монотонное изменение параметров M_{+}^f , $\rho^f(0)$, $U^f(0)$ приводит, как видно из фиг. 4 (кривая 3), к монотонному, почти линейному изменению

величины донного давления. Совсем иной характер носят те же, что и на фиг. 5, зависимости, полученные для $c_{A+^c}=0.05$ (фиг. 6). Из рассмотрения этой фигуры видно, что при концентрации водорода в струе $c_{A+^c}=0.05$ (обозначения кривых 1-7 совпадают с фиг. 5, кривая 8 - U_*^t , кривая 9 - c_{A-}) горение в зависимости от величины параметра P_{ta} имеет место либо в струе (при $P_{ta}<0.6$), либо в потоке (при $P_{ta}>0.6$). При значении параметра P_{ta} , близком к 0.6, отношение количеств кислорода и водорода, поступающих в донную область, близко к стехиометрическому. При этом температура в донной области достигает максимального значения.

Сильное увеличение температуры в донной области приводит к немоному изменению параметров, определяющих величину донного давления и соответственно к немоному изменению последнего. Кривая 5, соответствующая значению $c_{A+^c}=0.10$, как видно из фиг. 4, по характеру не отличается от кривой 3. Анализ изменения параметров в донной области и зонах смешения (эти данные здесь не приводятся) показывает, что в этом случае во всем диапазоне изменения отношения P_{ta} горение происходит в зоне смешения потока.



Фиг. 6

Поступила 1 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Korst H. H. A theory for base pressures in transonic and supersonic flow. Trans. ASME, Ser. E, J. Appl. Mech., 1956, Vol. 23, No. 4.
2. Chow W. L. On the base pressure resulting from the interaction of a supersonic external stream with a sonic or subsonic jet. J. Aero/Space Sci., 1959, Vol. 26, No. 3.
3. Becheim M., Clann J. L., Jager R. A. Jet effects on anular base pressure and temperature in a supersonic stream. NASA, Techn. Rep., 1962, No. 125.
4. Хонг Ю. С. Анализ течения в донной области ракеты с одним двигателем. Вопр. ракетн. техники, № 6, 1972.
5. Nash J. F. An analysis of two-dimensional turbulent base flow, including the effect of the approaching boundary layer. Aeronaut. Res. Council. Repts and Mem., 1963, No. 3344.
6. Юрченко К. Е. О выборе гипотезы турбулентности в теории донного давления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 6.
7. Юрченко К. Е. Давление и температура за телами со срезом в сверхзвуковом потоке при подаче инертных и реагирующих газов в донную область. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
8. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
9. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966.
10. Reid J., Hasting R. C. The effect of a central jet on the base pressure of a cylindrical after-body in a supersonic stream. Aeronaut. Res. Council, Repts and Mem., 1961, No. 3224.