Решение второго интегрального условия (21) находится аналогично [4]. Координата точки отрыва струи от поверхности определяется из условия равенства нулю напряжения трения в этой точке

$$x_{отр} = \left[\frac{2+\varkappa}{q_0}\,\frac{\bar{B}}{B}\right]^{4/3} \qquad (24)$$

Из выражения (24) следует, что положение точки отрыва струи от поверхности зависит от свойств жидкости и скорости инжекции или отсоса жидкости.

Литература

1. Ц у к к е р М.С. Ламинарная несжимаемая струя, бьющая из радиального диффузора вдоль стенок. ПММ, 18, №6, 1954.
2. К о р о б к о В.И., Ф а л ь к о в и ч С.В. Некоторые неавтомодельные задачи теории струйных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 2, 1970.
3. В у л и с Л.А., К а ш к а р о в В.П. Теория струй вязкой жидкости. М., "Наука", 1965.
4. К о р о б к о В.И., Ф а л ь к о в и ч С.В. Развитие плоских ламинарных струй на пористой плоскости и криволинейной поверхности. Межвуз. сб. Аэродинамика. Изд. СГУ, вып.I (4), 1972.

В.Ф.СИВИРКИН

ТЕОРИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЕ К РАСЧЕТУ ЭЖЕКТОРНЫХ СОПЕЛ

Анализ работ, посвященных теоретическому исследованию сверхзвуковых турбулентных расчетных струй, показывает, что традиционные методы теории струй [1], [2] недостаточно полно учитывают влияние скоростной сжимаемости при больших числах Маха. В работах [3], [4] предлагается наряду с константой турбулентности ввести поправочный множитель, являющийся функцией соответствующим образом выбранного числа Маха. С этих позиций в [4] решена задача о начальном и основном участках сверхзвуковой расчетной струи. Между тем, как показано в работах [1], [2], [5], длина переходного участка сопоставима с длиной начального участка струи и пренебрегать этим не следует.

В данной работе с единых позиций, основанных на концепции Прандтля-Абрамовича о пропорциональности скорости нарастания турбулентного слоя смешения поперечной пульсации скорости [1] дополненной результатами анализа Уоррена, Дональдсона и Грея [3], [4] решается задача о начальном, переходном и основном участках сверхзвуковой турбулентной изотермической (по температуре торможения) затопленной струи. При этом предполагается, что струя изобарична (скачки уплотнения при расчетном истечении отсутствуют), профили параметров на срезе сопла постоянны, формирование турбулентного слоя смешения начинается с кромки сопла.

Р и с.I. Расчетная схема струи:
$1 - \eta = 1$; $2 - \eta = const$; $3 - \eta = 0$

На рис.I изображена геометрическая структура струи. Сечение 0-0 соответствует срезу сопла, сечение Н-Н - концу начального участка и сечение П-П - концу переходного участка. Параметры струи в этих сечениях будем отмечать индексами 0, Н, и П - соответственно. Индекс m будет соответствовать условиям на оси струи, а индексы I и 2 - условиям на внутренней и наружной границах струи.

I. <u>Начальный участок</u>. Уравнение сохранения потока импульса, записанное для среза сопла и произвольного сечения начального участка, и уравнение распространения струи будут иметь вид

$$\rho_0 u_0^2 \pi y_0^2 = 2\pi \int_{y_1}^{y_2} \rho u^2 y \, dy + \rho_0 u_0^2 \pi y_1^2 ; \qquad (I)$$

$$\frac{d(y_2 - y_1)}{dx} = c_H K_H , \qquad (2)$$

где u и ρ – скорость и плотность; y_1 и y_2 – ордината внутренней и наружной границ струи; $K_н$ – коэффициент расширения струи; C = 0,27 – экспериментальная константа.

Принимая для профиля скорости закон Шлихтинга [1]

$$\frac{u_0 - u}{u_0} = \left(1 - \eta^{1,5}\right)^2 = \varphi_1 \tag{3}$$

и используя известные газодинамические соотношения для профилей числа Маха, давления торможения p^* и плотности ρ получим выражения:

$$\frac{M}{M_0} = \sqrt{\frac{\tau_0\,(1-\varphi_2)}{(1-\tau_0)\,\varphi_2}}\,;$$

$$\frac{p^*}{p_0^*} = \left(\frac{\tau_0}{\varphi_2}\right)^{k/k-1}; \tag{4}$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\tau_0}{\varphi_2}\,,$$

где $\eta = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1}$ – (5)

– безразмерная ордината начального участка; k – показатель адиабаты; $\tau_0 = \left(1 + \frac{k-1}{2} M_0^2\right)^{-1}$ – газодинамическая функция; $\varphi_2 = 1 - (1-\tau_0)(1-\varphi_1)^2$.

Для коэффициента расширения струи в начальном участке, согласно [1], [5] с учетом [3], получим

$$K_н = \frac{A_1}{1{,}818\,(1+0{,}16 M_0^2)\,A_2}\,, \tag{6}$$

где

$$A_1 = \int_0^1 \frac{d\eta}{\varphi_2}\,; \quad A_2 = \int_0^1 \frac{(1-\varphi_1)\,d\eta}{\varphi_2} \tag{7}$$

Поправка на скоростную сжимаемость в виде $(1+0{,}16M_0^2)^{-1}$ обладает по сравнению с поправкой из [3] тем преимуществом, что, во-первых, при $M_0 \to 0$ она стремится к единице и, во-вторых, при $M_0 \to \infty$, $K_н \to 0$ что представляется вполне разумным (в [3] при $M_0 > 6{,}3$ $K_н$ становится отрицательным, что не имеет смысла). В данной работе поправка на скоростную сжимаемость определялась из условия наилучшего совпадения расчетной длины начального участка $x_н$ с имеющимися экспериментальными данными.

Анализ (6) и (7) показывает, что $K_н$ не зависит от x и поэтому вместо (2) можно записать

$$\bar{y}_2 - \bar{y}_1 = c_н K_н \bar{x}\,, \tag{8}$$

где $\bar{y}_2 = \frac{y_2}{y_0}$; $\bar{y}_1 = \frac{y_1}{y_0}$; $\bar{x} = \frac{x}{y_0}$.

Из совместного решения уравнении (1)и (3)с учетом (3) - (5) можно получить выражения для внутренней границы

$$\bar{y}_1 = B_1\left(\sqrt{B_2 + \frac{1}{B_1^2 \bar{x}^2}} - 1\right)\bar{x},$$

длины начального участка (из условия $y_1 = 0$ при $\bar{x} = x_н$)

$$\bar{x}_н = \left[c_н \mathcal{K}_н \sqrt{2\tau_0 (A_3 - A_4)}\right]^{-1},$$

ординаты наружной границы в конце начального участка

$$\bar{y}_{2н} = \left[2\tau_0 (A_3 - A_4)\right]^{-0,5},$$

где

$$A_3 = \int_0^1 \frac{(1-\varphi_1)^2 d\eta}{\varphi_2}; \quad A_4 = \int_0^1 \frac{(1-\varphi_1)^2 \eta \, d\eta}{\varphi_2};$$

$$B_1 = \tau_0 c_н \mathcal{K}_н A_3; \quad B_2 = 1 - \frac{2(A_3 - A_4)}{\tau_0 A_3^2}.$$

2. <u>Переходный участок</u>. Анализ переходного участка ведется исходя из двух предположений: во-первых, его границы прямолинейны и наклонены к оси струи под углом, равным углу наклона наружных границ в конце начального участка, и, во-вторых, осевое изменение полного давления в переходном участке определяется пересечением соответствующего луча $p^* = const$ начального участка с осью струи.

Используя (5), найдем тангенс угла наклона произвольного луча $\eta = const$ в сечении Н-Н

$$tg\alpha_н = \left|\frac{d\bar{y}}{d\bar{x}}\right|_{\bar{x}=\bar{x}_н} = c_н \mathcal{K}_н \left[1 - 2\left(1 - \frac{A_4}{A_3}\right) - \eta\right]. \qquad (9)$$

Тангенс угла наклона границы переходного участка можно найти из условия (9) при $\eta = 0$

$$tg\alpha_{2н} = \left|\frac{d\bar{y}_2}{d\bar{x}}\right|_{\bar{x}=\bar{x}_н} = c_н \mathcal{K}_н \left[1 - 2\left(1 - \frac{A_4}{A_3}\right)\right].$$

При этом уравнение границы переходного участка примет вид

$$\bar{y}_2 = \bar{y}_{2н} + tg\,\alpha_{2н}(\bar{x} - x_н).$$

Для осевого изменения полного давления в переходном участке получим

$$p_m^* = \frac{p_2}{\varphi_{2m}^{\kappa/\kappa-1}}, \qquad (10)$$

φ_{2m} определяется как φ_2 при $\eta = \eta_m$, где

$$\eta_m = \frac{y_2}{\bar{y}_2 - y_1} = 1 - 2\left(1 - \frac{A_4}{A_3}\right)\left(1 - \frac{\bar{x}_н}{\bar{x}}\right). \qquad (11)$$

Осевое и радиальное распределение остальных параметров приближенно можно оценить по методике, изложенной в работе [6].

3. <u>Основной участок</u>. Уравнение сохранения потока импульса, записанное для среза сопла и произвольного сечения основного участка, и уравнение распространения струи можно записать в виде:

$$\rho_0 u_0^2 \pi y_0^2 = 2\pi \int_0^{y_2} \rho u^2 y\,dy, \tag{12}$$

$$\frac{dy_2}{dx} = C_{осн} K_{осн}, \tag{13}$$

где $K_{осн}$ – коэффициент расширения струи; $C_{осн}=0{,}22$ – экспериментальная константа.

Принимая для профиля скорости закон Шлихтинга [I]

$$\frac{u}{u_m} = \left(1 - \xi^{1,5}\right)^2 = \varphi_3, \tag{14}$$

для профилей плотности и числа Маха получим

$$\frac{\rho}{\rho_m} = \frac{\tau_m}{\varphi_4}; \quad \frac{M}{M_m} = \varphi_3 \sqrt{\frac{\tau_m}{\varphi_4}}, \tag{15}$$

где $\xi = \frac{y}{y_2}$ – безразмерная ордината основного участка $\varphi_4 = 1 - (1 - \tau_m)\varphi_3^2$.

Для коэффициента расширения струи в основном участке, согласно [I], [5], с учетом [4], следует

$$K_{осн} = \frac{A_6}{1{,}926\,(1 + 0{,}16\,M_m^2)\,A_5}, \tag{16}$$

где

$$A_5 = \int_0^1 \frac{\varphi_3^2 \xi\,d\xi}{\varphi_4}; \quad A_6 = \int_0^1 \frac{\varphi_3 \xi\,d\xi}{\varphi_4}.$$

Из уравнения (I2) с учетом (I4) – (I5) будем иметь

$$M_0^2 y_0^2 = 2 M_m^2 \tau_m A_5 y_2^2. \tag{17}$$

Используя аппроксимацию

$$M_m^2 \tau_m A_5 \approx 0{,}062\, M_m^{1,6}$$

из (I7) найдем осевое распределение числа Маха

$$M_m^2 = \frac{M_0^{2,5}}{0{,}0739\, y_2^{2,5}}. \tag{18}$$

Выражение (I6) приближенно можно представить в виде

$$K_{осн} \approx \frac{1}{1 + 0{,}19\, M_m^2},$$

отсюда следует, что $K_{осн}$ зависит от x.

Проинтегрировав формулу (I3) получим

$$\bar{y}_2 - \bar{y}_{2n} + 1{,}716\, M_0^{2,5} \left(\frac{1}{\bar{y}_{2n}^{1,5}} - \frac{1}{\bar{y}_2^{1,5}} \right) = C_{осн}\,(\bar{x} - \bar{x}_n). \tag{19}$$

Изменение давления торможения вдоль оси основного участка можно определить, используя (I8)

$$p_m^* = p_2\left(1+\frac{k-1}{2}M_m^2\right)^{\frac{k}{k-1}} = p_2\left[1+\frac{(k-1)M_0^{2,5}}{0,1418\,\bar{y}_2^{\,2,5}}\right]^{\frac{k}{k-1}} \qquad (20)$$

Из совместного решения (10) и (20) можно найти p_{mn}^* и $\bar{y}_{2n}$. Решение можно производить графически, для этого совместное решение (10) и (20) удобно представить в виде:

$$\bar{y}_2^{\,2,5} = 2,71\,M_0^{2,5}\left[\frac{1}{(1-\tau_0)\varphi_{2m}^2} - 1\right],$$

а формулу (II) – в виде

$$\eta_m = \frac{1-2\left(1-\frac{A_4}{A_3}\right)}{1-2\left(1-\frac{A_4}{A_3}\right)\frac{\bar{y}_{2H}}{\bar{y}_2}}.$$

Иногда бывает полезным знание длины сверхзвукового ядра струи x_s. Полагая в (I8) $M_m = 1$, получим

$$\bar{y}_{2s} = \frac{M_0}{0,352}.$$

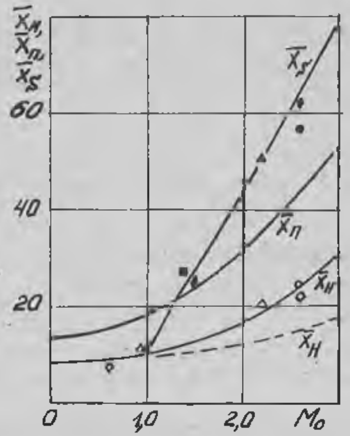
Если $\bar{y}_{2s} > \bar{y}_{2n}$, то конец сверхзвукового ядра лежит в основном участке и $\bar{x}_s$ определится по формуле (I9). Если же $\bar{y}_{2s} < \bar{y}_{2n}$, то $\bar{x}_s$ и $\bar{y}_{2s}$ следует искать по соответствующим формулам переходного участка.

На рис.2 показаны результаты сопоставления теоретических и экспериментальных данных для расчетных струй [3], [7], [8], [9]. Поправка на скоростную сжимаемость в формулах (6) и (I6) подбиралась из условия наилучшего соответствия кривой $\bar{x}_н = \bar{x}_н(M_0)$ экспериментальным данным (белые значки). Что касается длины сверхзвукового ядра $\bar{x}_s$, то удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных (темные значки) свидетельствует о правильности принятых предположений.

Таким образом, предложенная теория пригодна для расчета всего поля течения (включая и переходный участок) высокоскоростных турбулентных струй. Кроме поправки на сжимаемость, одинаковой как для начального, так и для основного участков, в ней не содержатся никакие новые константы.

4. <u>Нерасчетная струя</u>. Для того, чтобы распространить полученные результаты на случай нерасчетной струи (точнее, ее первой бочки), воспользуемся методом, предложенным в [10] , но, в отличие от него, учтем изменение площади поперечных сечений слоя смешения, обусловлен-

ное кривизной теоретической границы (т.е. такой границы, которую струя имела бы в отсутствие смешения с окружающей средой). В дальнейшем, положение теоретической границы будем считать известным. В случае, например, недорасширенной струи ее можно аппроксимировать дугой окружности с радиусом R_3 и начальным углом наклона γ, зависящими от степени нерасчетности n [II]. В соответствии со схемой течения в турбулентном слое смешения, представленной на рис.3, закон сохранения потока импульса, записанный для конических сечений слоя смешения, ортогональных теоретической границе, и уравнение распространения струи можно представить в виде



Р и с.2. Геометрические параметры струи:

— теория автора; – – теория Абрамовича; опыты: ◊ ♦ – из [3]; △ ▲ – из [7]; ○ ● – из [8], ■ – из [9]

$$\rho_0 u_0^2 (\ell_3^2 - \ell_1^2) = 2\int_{\ell_1}^{\ell_2} \rho u^2 \ell \, d\ell , \tag{2I}$$

$$\ell_2 - \ell_1 = c_H \mathcal{K}_H S , \tag{22}$$

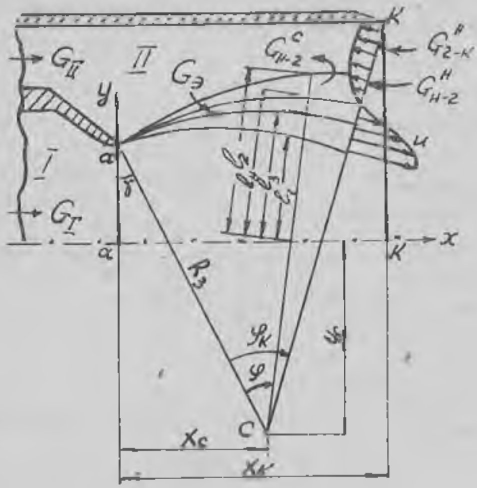
где ℓ_1, ℓ_2 и ℓ_3 – ординаты внутренней, наружной и теоретической границ, отсчитываемые от оси струи по нормали к теоретической границе; S – расстояние от кромки сопла до данного сечения вдоль теоретической границы. Индекс 0 соответствует условиям полного расширения потока до давления окружающей среды.

Переходя в (2I) к безразмерной ординате

$$\eta = \frac{\ell_2 - \ell}{\ell_2 - \ell_1}$$

и используя (22) и профили параметров, соответствующие начальному участку струи, для ординаты внутренней границы получим:

$$\ell_1 = B_1 S \left[\sqrt{B_2 + \left(\frac{\ell_3}{B_1 S}\right)^2} - 1\right] . \tag{23}$$



Р и с.3. Схема течения в недорасширенной струе и в эжекторном сопле

Формулы (21) и (23) полностью решают вопрос о геометрической структуре турбулентного слоя смешения в районе первой бочки.

5. <u>Расчет рабочего процесса эжекторных сопел</u>. Применим полученные результаты к расчету рабочего процесса эжекторного сопла, у которого длина сверхзвуковой части не превышает длину первой бочки. Известно, что у эжекторных сопел имеется два характерных режима работы-отрывный, когда струя первичного контура не заполняет всего сечения среза обечайки эжектора и атмосферный воздух может проникать во вторичный контур сопла (при малых или нулевых расходах вторичного воздуха), и автомодельный, когда струя первичного контура заполняет все сечение среза обечайки. Переход от отрывного режима к автомодельному может носить кризисный характер (запуск сопла).

Рассмотрим подробнее отрывные режимы [12-19]. В одних работах турбулентный слой смешения струи первичного контура со вторичным воздухом учитывается, в других им пренебрегают.:. Первый подход при прочих равных условиях следует считать более предпочтительным, так как толщина турбулентного слоя смешения вблизи среза обечайки становится существенной. Строгий учет закономерностей слоя смешения позволяет надеяться на уточнение (по крайней мере в количественном отношении) методик расчета рабочего процесса эжекторных сопел.

При решении задачи об отрывных режимах работы эжекторных сопел будем исходить из следующих предположений: I) статическое давление p_{II} во вторичном контуре и в турбулентном слое смешения всюду, кроме сечения среза обечайки, одинаково (изменениями статического давления, связанными с движением газа во вторичном контуре, пренебрегаем); в сечении среза оно принимается равным атмосферному давлению p_H (здесь не имеются в виду центральные области струи); 2) струя первичного контура истекает в затопленное пространство с давлением p_{II} (влияние спутного или встречного движения газа во вторичном контуре на параметры слоя смешения мало).

Давление во вторичном контуре p_{II} на стационарном режиме работы может быть найдено из условия равенства расходов газа, оттекающего из вторичного контура и притекающего в него. В соответствии со схемой течения в эжекторном сопле, представленной на рис.3, уравнение баланса расходов газа может быть представлено в виде

$$G_э = G_{II} + G^{н}_{2-к} + G^{с}_{н-2} + G^{н}_{н-2} \tag{24}$$

Рассмотрим подробно элементы этого баланса. Расход воздуха, эжектируемого из вторичного контура в струю, равен

$$\begin{aligned} G_э &= 2\pi\cos(\varphi_к-\gamma)\int\limits_{\ell_{1к}}^{\ell_{2к}}\rho u\ell d\ell - \rho_0 u_0 \pi\cos(\varphi_к-\gamma)(\ell_3^2-\ell_1^2) = \\ &= \pi\cos(\varphi_к-\gamma)\rho_0 u_0\left[2\tau_0 c_H \mathcal{K}_H S_к(\ell_{2к}A_2 - c_H\mathcal{K}_H S_к A_5) + \ell_{1к}^2 - \ell_{3к}^2\right], \end{aligned} \tag{25}$$

где

$$A_5 = \int\limits_0^1 \frac{(1-\varphi_1)\ell d\eta}{\varphi_2}$$

(здесь и в дальнейшем индекс к соответствует геометрическим параметрам слоя смешения в сечении, определяемом углом $\varphi = \varphi_к$).

Расход воздуха, притекающего во вторичный контур из атмосферы (при $p_{II} < p_H$) через кольцевое сечение, ограниченное наружной границей струи и выходной кромкой обечайки, определяется по формуле

$$G^{н}_{2-к} = \frac{m p_H q(\lambda_{II})\pi(\ell_к^2-\ell_{2к}^2)\cos(\varphi_к-\gamma)}{\sqrt{T_H}},$$

где m = 0,3965 К$^{0.5}$ с$^{-I}$ – для воздуха : $q(\lambda_{II})$ – газодинамическая функция расхода, $\ell_к$ – ордината выходной кромки эжектора; T_H – температура атмосферного воздуха.

Расход воздуха, притекающего во вторичный контур за счет тех периферийных струек потока в первичном контуре, для которых полное давление меньше $p_н$ (возможно только при $p_{II} < p_н$), равен

$$G^{c}_{н-2} = 2\pi \cos(\varphi_к - \gamma) \int_{\ell_{нк}}^{\ell_{2к}} \rho u \ell d\ell = 2\pi \cos(\varphi_к - \gamma) \rho_0 u_0 \tau_0 c_н \mathcal{K}_н S_к (\ell_{2к} A_6 - c_н \mathcal{K}_н S_к$$

где $$A_6 = \int_0^{\eta_{нк}} \frac{(1-\varphi_1) d\eta}{\varphi_2}; \quad A_7 = \int_0^{\eta_{нк}} \frac{(1-\varphi_1)\eta d\eta}{\varphi_2} \quad \left(\eta_{нк} = \frac{\ell_{2к} - \ell_{нк}}{\ell_{2к} - \ell_{1к}}\right)$$

$\ell_{нк}$ - ордината линии тока струи (линия тока Н), для которой полное давление равно $p_н$ (в сечении, определяемом углом $\varphi = \varphi_к$).

Расход воздуха, притекающего во вторичный контур из атмосферы (при $p_{II} < p_н$) через кольцевое сечение, ограниченное поверхностью, образованной линиями тока Н и наружной границей струи, рассчитывают по формуле

$$G^{н}_{н-2} = \frac{2\pi m p_н \cos(\varphi_к - \gamma)}{\sqrt{T_н}} \int_{\ell_{нк}}^{\ell_{2к}} q(\lambda_*) \ell d\ell =$$

$$= \frac{2\pi m p_н \cos(\varphi_к - \gamma) c_н \mathcal{K}_н S_к (\ell_{2к} A_8 - c_н \mathcal{K}_н S_к A_9)}{\sqrt{T_н}}.$$

$p^* = p_{II} \varphi_2^{-k/k-1}$ - полное давление струйки, положение которой определяется текущей ординатой ℓ ,

$$A_8 = \int_0^{\eta_{нк}} q(\lambda_*) d\eta, \quad A_9 = \int_0^{\eta_{нк}} q(\lambda_*) \eta d\eta.$$

Формула (24) справедлива при $p_{II} < p_н$, что возможно при малых G_{II} (не превышающих эжекционной способности струи). При больших значениях G_{II} , когда $p_{II} > p_н$, уравнение баланса расходов газа существенно упрощается. Остановимся на случае $p_{II} < p_н$, часто реализуемом на практике.

На рис.4,а представлены зависимости суммарного притока газа во вторичный контур $G_\Sigma = G_{II} + G^{н}_{2-к} + G^{c}_{н-2} + G^{н}_{н-2}$ и газа, оттекающего из вторичного контура за счет эжекции $G_э$, построенные при $p_a^* = const$. Сложный характер кривой $G_\Sigma(p_{II})$ объясняется следующим образом: с уменьшением p_{II} элементы баланса расхода газа $G^{н}_{2-к}$, $G^{c}_{н-2}$ и $G^{н}_{н-2}$ сначала возрастают (при $p_{II} = p_н$ все они равны 0). При дальнейшем уменьшении p_{II} составляющая $G^{c}_{н-2}$ продолжает возрастать, а $G^{н}_{2-к}$ и $G^{н}_{н-2}$ сначала замедляют темп роста (из-за уменьшения соответствующих проходных сечений), а затем уменьшаются до нуля (при приближении к обечайке сначала наружной границы струи, а затем и поверхности, образованной линиями тока Н). Таким характером поведения элементов баланса расхода газа и обуславливается наличие максимума и минимума на кривой $G_\Sigma(p_{II})$. Расчеты показы-

...ют, что максимум имеет место при p_{II}, близких к тем значениям при которых обечайки касается наружная граница струи, а минимум при которых обечайки касается линия тока Н.

Кривая $G_э(p_{II})$ с уменьшением p_{II} монотонно падает из-за уменьшения плотности газа во вторичном контуре.

При заданной геометрии эжекторного сопла, относительном расходе вторичного воздуха $\bar{G}_{II} = \frac{G_{II}}{G_I}$, p_a^* и $p_н$ давление во вторичном контуре p_{II} будет определяться точкой пересечения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$. Такими точками на рис.4,а являются точки А,В и С. Если по какой-либо причине p_{II} окажется меньше значения, соответствующего точке пересечения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$ то G_Σ станет больше $G_э$, - p_{II} увеличивается. Если же p_{II} окажется больше значения, соответствующего точке пересечения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$, то G_Σ станет меньше $G_э$ - p_{II} уменьшается. Таким образом точки А,В и С являются точками устойчивой работы эжекторного сопла. На рис.4,б показана соответствующая этому случаю зависимость p_{II} от p_a^*. Она имеет плавный характер, часто наблюдаемый на практике при $\bar{G}_{II} \neq 0$. Следует заметить, что на рис.4,а (так же как и на рис.4,в) кривые $G_э(p_{II})$ для различных значений p_a^* для простоты представлены одной кривой, но это не отражается на качественной стороне дела. К тому же, такое упрощение не нарушает (качественно) взаимного расположения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$.

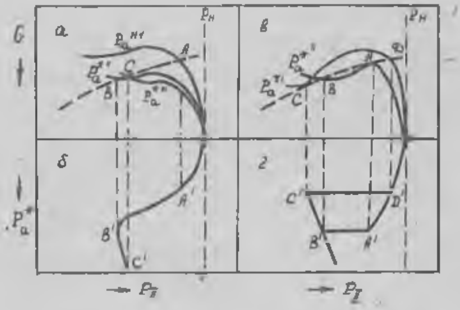
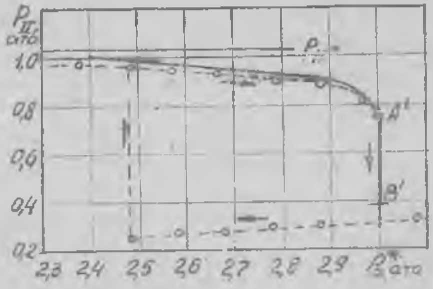


Рис.4. Графическое представление баланса расходов газа, — G_Σ, - - - $G_э$, $p_a^{*\prime} < p_a^* < p_a^{*\prime\prime}$ (а, в) ; зависимость давления во вторичном контуре от P_a^* (б,г)

При очень малых или равных нулю значениях $\bar{G}_{II}$ переход от отрывных режимов работы к автомодельным может иметь кризисный характер, причем обратный переход осуществляется при меньших значениях p_a^* (давление $p_н$ предполагается постоянным), т.е. наблюдается своего рода гистерезис на кривой $p_{II}(p_a^*)$. Чтобы понять, почему это происходит, обратимся к рис. 4,в. При малых p_a^* кривая $G_э(p_{II})$ пересекает правую ветвь кривой $G_\Sigma(p_{II})$ и такая точка пересечения, как это было показано ранее, является устойчивой. Совокупность такого рода точек принадлежит к отрывным режимам работы эжекторных сопел. С увеличением p_a^* может наступить момент, когда кривая $G_э(p_{II})$ станет касательной к кривой $G_\Sigma(p_{II})$ в районе ее максимума (точка А). Если по какой-либо причине p_{II} окажется больше значения, соответствующего точке А, то $G_э$ станет больше G_Σ, что приведет к уменьшению p_{II}. Если же p_{II} окажется меньше значения, соответствующего точке А, то $G_э$ опять же станет больше G_Σ, что приведет к дальнейшему уменьшению p_{II} и так вплоть до пересечения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$ в точке В, которая является устойчивой. Этим объясняется кризисный характер кривой $p_{II}(p_a^*)$ на участке АВ' (рис.4,г). Если после этого уменьшать p_a^*, то наступит момент, когда кривая $G_э(p_{II})$ станет касательной к кривой $G_\Sigma(p_{II})$ в районе ее минимума (точка С). Если почему-либо p_{II} окажется меньше значения, соответствующего точке С, то $G_э$ станет меньше G_Σ – p_{II} увеличивается. Если же p_{II} окажется больше С, то $G_э$ по-прежнему станет меньше G_Σ – p_{II} растет и так вплоть до пересечения кривых $G_\Sigma(p_{II})$ и $G_э(p_{II})$ в точке Д, которая является устойчивой и, к тому же, принадлежит к области отрывных режимов. Приведенными выше качественными соображениями объясняется наличие петли гистерезиса А'В'С'Д'А на кривой $p_{II}(p_a')$.

В количественном отношении (в рамках принятых в данной работе допущений) можно ожидать удовлетворительных результатов при расчете отрывных режимов работы эжекторных сопел вплоть до режима запуска (см. рис. 4,г точка А). Что касается автомодельных режимов (включая и участок В'С' петли гистерезиса), то здесь картина течения может существенно усложниться из-за целого ряда факторов, одним из которых является появление вблизи обечайки скачков уплотнения. Поэтому, рассмотренным в данной работе методом можно лишь грубо оценить глубину (А'В') и ширину (В'С') петли гистерезиса.

На рис.5 показано сопоставление экспериментальной и теоретической зависимости p_{II} от p_a^*. Эксперименты проводились путем холодных продувок сжатым воздухом модели эжекторного сопла, состоящего из звукового сопла с диаметром среза d_a = 10 мм и цилиндрической обечайки с длиной сверхзвуковой части $x_к$ = 9,1мм и диаметром среза $d_к = 2y_к$ = 13,9 мм. Истечение происходило в атмосферу при G_{II} =0.



Р и с.5. Зависимость давления во вторичном контуре от p_a^* :
– теория; – – – эксперимент

...мер давления во вторичном контуре производился через отверстие в обечайке, расположенное напротив среза звукового сопла. Как видим, соответствие экспериментальных и расчетных данных в области отрывных режимов (вплоть до запуска) вполне удовлетворительное. Расчетная оценка глубины петли гистерезиса $A'B'$ также оказалась довольно близкой к экспериментальной величине. Ширина петли гистерезиса не оценивалась. Расчеты проводились при $c_н$ = 0,27, т.е. коррекция экспериментальной константы начального участка не потребовалась. Единственной, вновь введенной константой, явилось число 1,435, на которое умножались значения $G_э$, вычисленные по формуле (25).

Для быстрой оценки параметров запуска можно воспользоваться тем обстоятельством, что точка касания кривой $G_э(p_н)$ с кривой $G_x(p_{II})$ лежит вблизи максимума последней (рис.4,в , точка А); в то же время максимум кривой $G_x(p_н)$ находится в районе тех значений p_{II} ,при которых обечайки эжектора касается наружная граница струи. Значения p_a^* и p_{II} , отвечающие последнему условию и уравнению баланса расходов

$$G_э = G^c_{н-2} + G^н_{н-2} \qquad (при \; G_{II} = 0) , \tag{26}$$

можно приближенно принимать за параметры запуска.

Как показывают расчеты, с изменением p_{II} при $p_a^* = const$ или p_a^* при $p_{II} = const$ длины $l_{2к}$ и $l_{нк}$ изменяются приблизительно пропорционально друг другу. Это позволяет оценивать p_a^* и p_{II} запуска как такие их значения, при которых обечайки эжектора касается линия тока Н и выполняется уравнение баланса расходов

$$G_э = G^c_{н-2} \qquad (при \; G_{II} = 0) . \tag{27}$$

Уравнение (27) проще уравнения (26), но при этом потребуется коррекция константы начального участка $c_н$.

В заключение можно заметить, что рассмотренная в работе методика расчета рабочего процесса в эжекторных соплах допускает обобщение на случаи профилированной обечайки, сверхзвукового сопла первичного контура и превышения давления во вторичном контуре над атмосферным.

Литература

I. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. ГИФМЛ, М., 1960.

2. Гиневский А.С. Теория турбулентных струй и следов. М., "Машиностроение", 1969.

3. Warren W.R. An analytical and experimental study of compressible free jets Princeton Univ Dept. of Aeronautical Engineering, Rept. 381, 1957.

4. Дональдсон, Грей. Теоретическое и экспериментальное исследование свободного смешения двух различных сжимаемых газов. "Ракетная техника и космонавтика", т.4, 1966, № II.

5. Сивиркин В.Ф., Рогачев Н.М. Исследование турбулентной плазменной струи. " Теплофизика высоких температур, 1974, т.XII, № I.

6. Сивиркин В.Ф., Рогачев Н.М. Теоретическое и экспериментальное исследование турбулентной плазменной струи. ИФЖ, 1969, т. XVII, № 3.

7. Eggers J.M. Velocity profiles and eddy viscosity distubutions downstream of a Mach 2.22 nozzle exhausting to quiescent air NASA TN D-3601, September, 1966.

8. Pitkin E.T., Glassman J Experimental mixing profiles of a Mach 2.6 free jet. J. Aerospace Sci., 25, 1958.

9. Johannesen N.H. Further results on the mixing of free axially symmetrical jets of Mach number 1.40. Aeronautical Research Council, ARC-20981, ASTIA AD228024, 1959.

IO. Абрамович Г.Н., Цзян Чже-Син. Исследование осесимметричной сверхзвуковой турбулентной струи при истечении из сопла с недорасширением. В сб.: Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа. М., " Машиностроение", 1967.

11. Love E.S., Grigsby C.E., Lee L.P., Woodling M.J. Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. NASA, Technical Report R-6, 1959.

12. Fabri J. and Siestrunck R. Etude des divers regimes d'ecoulement dans l'elargissement brusque d'une veine suppersonic „Rev Gen. Sci. Appl.", Brussels 114, 1955.

13. Fabri J. and Paulon J. Theory and Experiments on supersonic air-to-air ejectors. NASA TM 1410, 1958.

14. Ч а у, Э д д и. Взаимодействие между основным и вторичным потоками сверхзвуковых эжекторных систем и их рабочие характеристики. "Ракетная техника и космонавтика, т.2, 1964, № 4.

15. В а с и л ь е в Ю.Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения. В сб. Лопаточные машины и струйные аппараты, вып.2, М., " Машиностроение", 1967.

16. С о р к и н Л.И., Б а й к о в В.С. Исследование течения в начальном участке звукового эжектора при короткой камере смешения. В сб. Лопаточные машины и струйные аппараты, вып.3. М., "Машиностроение", 1968.

17. Б а л а н и н Б.А. Сверхзвуковая струя в ступенчатом канале. Ученые записки ЛГУ № 338, вып. 43. " Газодинамика и теплообмен." ЛГУ, 1968.

18. П у з ы р е в В.М., Т а г и р о в Р.К. Расчет течения в эжекторных соплах. " Механика жидкости и газа", 1974, № 1.

19. С т е п а н о в Г.Ю., Г о г и ш Л.В. Квазиодномерная газовая динамика сопел ракетных двигателей. М., " Машиностроение", 1973.

Е.А.КОРОБКО

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГАЗОВОЙ ПРИМЕСИ В СВОБОДНЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТРУЯХ С РАЗЛИЧНОЙ НАЧАЛЬНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТЬЮ СКОРОСТЕЙ ИСТЕЧЕНИЯ

Распределение концентраций газовой примеси (температуры) в струях характеризует процесс смесеобразования в диффузионных фа-