



**ЦЕГЕЛЬСКИЙ**  
Валерий Григорьевич  
доктор технических наук,  
главный научный  
сотрудник НИИ ЭМ  
(МГТУ им. Н.Э. Баумана)

## К теории газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения

**В.Г. Цегельский**

*Приведен вывод уравнений эжекции, учитывающих незавершенность процесса смешения активного и пассивного газов к выходному сечению камеры смешения. На основании теорем термодинамики необратимых процессов проведен анализ возможных режимов работы эжектора и получены необходимые условия для осуществления этих режимов. Показана возможность реализации в эжекторе с конической камерой смешения при одном и том же коэффициенте эжекции двух критических режимов работы.*

**Ключевые слова:** газовые эжекторы, уравнения эжекции, критические режимы, производство энтропии, теорема Пригожина.

*The derivation of ejection equations is given taking into consideration incompleteness of active and passive gases mixing process at the mixing chamber exit. The possible modes of ejector operation have been analyzed on the basis of irreversible thermodynamics theorems and necessary conditions to realize these modes have been obtained. The possibility of existence of two critical operation modes in the ejector with conical mixing chamber at the same ejection coefficient is shown.*

**Keywords:** gas ejectors, ejection equations, critical modes, entropy production, Prigozhin theorem.

### Часть 1

В одной из первых работ [1] по газовым эжекторам с цилиндрической камерой смешения было показано, что максимальный коэффициент эжекции достигается при работе эжектора на критическом режиме, при котором происходит запираение проточной части камеры смешения из-за возрастания скорости в струе низконапорного (пассивного) газа до скорости звука, вызванного уменьшением площади ее поперечного сечения за счет расширения сверхзвуковой струи высоконапорного (активного) газа. Далее такой режим работы эжектора будем называть первым критическим. Сечение на начальном участке камеры смешения, в котором скорость пассивного газа достигает скорости звука, называют сечением запираения.

В работе [2] предполагается, что при реализации описанного выше критического режима скорость смеси газов в выходном участке камеры смешения становится сверхзвуковой в случае смешения в эжекторе газов с одинаковыми физическими свойствами и температурами торможения. При смешении в эжекторе газов с разными физическими

свойствами или температурами торможения указывается на существование области параметров, в которой критические режимы не реализуются, так как при уменьшении противодавления еще до наступления критического режима реализуется режим запирания камеры смешения, при этом скорость смеси газов в выходном сечении камеры смешения достигает скорости звука. Такой же подход используется в более поздних работах других авторов, например [3, 4].

В работах [5, 6] говорится о том, что наряду с первым критическим режимом, связанным с появлением скорости звука в струе пассивного газа, возможен второй критический режим, когда скорость смеси в конце камеры смешения достигает скорости звука. При этом максимальный коэффициент эжекции газового эжектора ограничивается появлением либо первого, либо второго критического режима, в зависимости от того, какой из них реализуется первым. В данных работах приводятся необходимые условия для реализации второго критического режима при смешении в эжекторе газов с разными физическими свойствами или температурами торможения.

Под критическим режимом работы эжектора здесь и далее принимается такой режим, при котором изменение давления на выходе из эжектора (за диффузором) не приводит к изменению расходов и термодинамических параметров активного и пассивного газов на входе в него.

Существует ряд методик расчета первого критического режима для эжекторов с цилиндрической камерой смешения. Наиболее часто используют методику, предложенную в работе [2]. Второй критический режим и диапазон параметров эжектора, при котором он может реализоваться, изучен недостаточно полно. Мало опубликовано работ по газовым эжекторам с конической камерой смешения с описанием методики расчета критического режима и согласованием ее с экспериментом.

В данной статье представлен анализ, с использованием термодинамики необратимых процессов, возможных режимов работы газовых эжекторов с цилиндрической и конической ка-

мерами смешения, определены условия реализации критических режимов. Также приведены уравнения эжекции, учитывающие незавершенность процесса смешения активного и пассивного потоков в выходном сечении камеры смешения.

**Уравнения эжекции.** На рисунке 1 изображены схемы газовых эжекторов, для которых ниже приведен термодинамический анализ возможных режимов их работы.

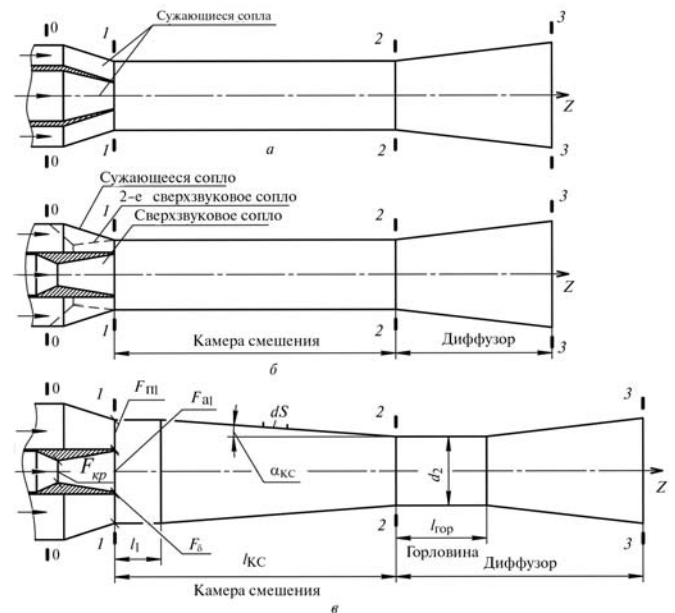


Рис. 1. Схемы газовых эжекторов:

*a* — звуковой эжектор; *б* — эжектор со сверхзвуковым соплом; *в* — эжектор с конической КС

Газовый эжектор содержит сопло активного и пассивного газов, камеру смешения (КС) и диффузор. Сопло активного газа может быть выполнено в виде сужающегося канала или сверхзвукового сопла (сопла Лавалья). Сопло пассивного газа чаще всего изготавливают в виде сужающегося канала. Эжектор с цилиндрической КС и соплом активного газа, выполненным в виде сужающегося канала, на выходе которого реализуется звуковая скорость течения газа, часто называют звуковым эжектором (рис. 1, *a*). Эжектор с цилиндрической КС и соплом активного газа, выполненным в виде сопла Лавалья, на выходе которого реализуется сверхзвуковая скорость истечения газа, часто называют эжектором со сверхзвуковым соплом (рис. 1, *б*). Эжектор с конической КС всегда имеет по активному газу сопло Лавалья и диф-

фузор с цилиндрической горловиной (рис. 1, в). Цилиндрическая горловина необходима для осуществления перехода с минимальными потерями полного давления сверхзвукового потока смеси газов на входе в нее в дозвуковой поток на выходе. Длину горловины ( $l_{гор}$ ) выбирают из условия расположения системы скачков уплотнения полностью в горловине при работе эжектора на начальном критическом режиме. Как показали экспериментальные исследования, длину горловины следует выбирать в пределах 4—8 диаметров горловины. Коническая КС может иметь входной цилиндрический участок ( $l_1$ ).

Аналогично работе [7] запишем уравнения эжекции для газового эжектора. В качестве безразмерных геометрических параметров эжектора примем: параметр  $\alpha$  — отношение площади выходного сечения сопла пассивного газа  $F_{п1}$  к площади выходного сечения сопла активного газа  $F_{a1}$ ; степень конусности камеры смешения  $\beta$  — отношение площади  $F_2$  поперечного сечения 2—2 эжектора к площади  $F_1$  поперечного сечения 1—1; безразмерную длину камеры смешения  $\bar{l}_{КС}$  — отношение длины  $l_{КС}$  камеры смешения к ее выходному диаметру  $d_2$ ; параметр  $\tilde{\delta}$  — отношение площади  $F_{\delta}$  торцев сопел к площади  $F_1$ .

Здесь и далее параметры активного газа в индексе отмечены буквой «а», параметры пассивного газа — буквой «п», параметры смеси газов — буквой «с», а цифрой — сечение эжектора, к которому относится параметр.

Уравнения эжекции устанавливают зависимость параметров смеси газов в выходном сечении камеры смешения от параметров газов до смешения.

При выводе уравнений эжекции принимаем следующие основные допущения:

- 1) турбулентное течение, реализуемое в выходном сечении КС, является квазистационарным с неравномерным распределением параметров по сечению;
- 2) стенки сопел, КС и диффузора нетеплопроводны и газонепроницаемы;
- 3) процессы, протекающие в эжекторе, не сопровождаются фазовыми переходами и химическими реакциями;

4) активный и пассивный газы подчиняются уравнению состояния идеального газа;

5) осредненные параметры смеси газов в выходном сечении камеры смешения подчиняются уравнению состояния идеального газа;

6) течение газа в соплах эжектора одномерное.

Таким образом считаем, что во входном сечении КС потоки активного и пассивного газов перед смешением имеют равномерные профили скоростей и температур, а в выходном сечении КС из-за незавершенности процесса смешения образуется турбулентный квазистационарный поток с неравномерным распределением параметров по сечению.

Записывая интегральные уравнения сохранения массы, количества движения и энергии для камеры смешения в проекциях на ее ось  $Z$  (см. рис. 1) и приводя их, аналогично работе [7], к виду, соответствующему уравнениям для стационарного и одномерного потока, опуская знаки осреднения над параметрами смеси, получаем:

$$G_a + G_n = G_c; \tag{1}$$

$$\begin{aligned} & P_{c2} G_c V_{c2} - G_a V_{a1} - G_n V_{n1} = P_{a1} F_{a1} + \\ & + P_{n1} F_{n1} + P_{\delta} F_{\delta} - P_{c2} F_2 + P_{1-2cp} (F_2 - F_1) - \\ & - \tau_{1-2cp} \int_{S_{1-2}} \cos \alpha_{КС} dS; \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} & G_a \left( C_{pa} T_{a1} + \frac{V_{a1}^2}{2} \right) + G_n \left( C_{pn} T_{n1} + \frac{V_{n1}^2}{2} \right) = \\ & = G_c \left( C_{pc} T_{c2} + \Pi_{кин c2}^2 \frac{V_{c2}^2}{2} \right), \end{aligned} \tag{3}$$

где  $G_a, C_{pa}$  — расход и удельная теплоемкость при постоянном давлении активного газа;  $G_n, C_{pn}$  — расход и удельная теплоемкость при постоянном давлении пассивного газа;  $G_c, P_{c2}, T_{c2}, \rho_{c2}, C_{pc}$  — осредненные соответственно расход, давление, температура, плотность и удельная теплоемкость смеси в выходном сечении КС;  $V_{c2} = G_c / (\rho_{c2} F_2)$  — средняя расходная скорость смеси в выходном сечении КС;  $V_{a1}, P_{a1}, T_{a1}, \rho_{a1}$  — скорость, давление, температура и плотность активного газа на входе в КС;  $V_{n1}, P_{n1}, T_{n1}, \rho_{n1}$  — скорость, давление, температура и плотность пассивного газа на входе

в КС;  $P_\delta$  — давление нормальное к площади торцов сопл;  $F_\delta$  — площадь торцов сопл;

$P_{1-2cp} = \int_{F_1}^{F_2} P dF / (F_2 - F_1)$  — среднее давление

на стенке КС между сечениями 1—1 и 2—2;

$\tau_{1-2cp} = \int_{S_{1-2}} \tau \cos \alpha_{КС} dS / \left( \int_{S_{1-2}} \cos \alpha_{КС} dS \right)$  — сред-

нее касательное напряжение на стенке КС между сечениями 1—1 и 2—2;  $\alpha_{КС}$  — угол наклона образующей элементарной площадки боковой поверхности КС к оси  $Z$  (см. рис. 1,  $\theta$ );  $S_{1-2}$  — площадь боковой поверхности КС;  $\Pi_{c2}$  — динамический коэффициент связи, учитывающий увеличение количества движения, переносимого смесью газов через выходное сечение КС, по сравнению с количеством движения, записанным через среднерасходную скорость  $V_{c2}$  и осредненный расход  $G_c$  из-за неравномерности профилей скорости и плотности по сечению и пульсаций в потоке;  $\Pi_{кин_{c2}}$  — кинетический коэффициент связи, равный корню квадратному из отношения осредненной по времени кинетической энергии смеси газов, переносимой через выходное сечение КС, к кинетической энергии, записанной через осредненный расход  $G_c$  и среднюю расходную скорость  $V_{c2}$ . Он зависит от неравномерности по сечению профиля плотности, скорости и ее осевой составляющей, пульсаций в потоке. В уравнении энергии (3) неравномерность по сечению теплосодержания потока смеси газов в выходном сечении КС учитывается в значении осредненной температуры  $T_{c2}$ . В случае отсутствия в потоке пульсаций параметров смеси приведенные выше коэффициенты связи имеют следующий вид [7]:

$$\Pi_{c2} = \frac{\int_{F_2} V_z^2 \rho dF}{V_{c2} G_c}; \quad \Pi_{кин_{c2}} = \left[ \frac{\int_{F_2} V^2 \rho V_z dF}{V_{c2}^2 G_c} \right]^{0,5},$$

где  $V$ ,  $V_z$ ,  $\rho$  — скорость, осевая составляющая скорости и плотность потока смеси газов в каждой точке площади  $F_2$  выходного сечения КС. Для цилиндрических камер смешения и конических камер с небольшим углом конусности можно принять  $V_z = V$ .

Если параметры потока смеси газов постоянны по сечению КС, то каждый из приве-

денных выше коэффициентов связи равен единице.

При выводе уравнений использовалось допущение 5, согласно которому  $P_{c2} / \rho_{c2} = R_c T_{c2}$ , и уравнение Майера:

$$C_{pc} - C_{vc} = R_c. \quad (4)$$

Здесь  $C_{pc} = (C_{pa} + K C_{pn}) / (1 + K)$ ;  $(5)$

$$C_{vc} = (C_{va} + K C_{vn}) / (1 + K); \quad (6)$$

$$R_c = (R_a + K R_n) / (1 + K); \quad (7)$$

$$K = G_n / G_a; \quad (8)$$

$K$  — коэффициент эжекции;  $R_a, R_n, R_c$  — газовые постоянные соответственно активного, пассивного газов и их смеси;  $C_{va}, C_{vn}, C_{vc}$  — удельные теплоемкости при постоянном объеме соответственно активного, пассивного газов и их смеси.

Добавим к системе уравнений (1) — (3) следующие уравнения:

$$F_1 = F_{a1} + F_{n1} + F_\delta; \quad (9)$$

$$G_a = \rho_{a1} V_{a1} F_{a1}; \quad (10)$$

$$G_n = \rho_{n1} V_{n1} F_{n1}; \quad (11)$$

$$G_c = \rho_{c2} V_{c2} F_2; \quad (12)$$

$$P_{c2} / \rho_{c2} = R_c T_{c2}; \quad (13)$$

$$C_{pa} T_{a1} + \frac{V_{a1}^2}{2} = C_{pa} T_a^* = i_a^*; \quad (14)$$

$$C_{pn} T_{n1} + \frac{V_{n1}^2}{2} = C_{pn} T_n^* = i_n^*. \quad (15)$$

где  $T_a^*, i_a^*$  — температура и энтальпия торможения активного газа;  $T_n^*, i_n^*$  — температура и энтальпия торможения пассивного газа. Здесь и далее «\*» в верхнем индексе обозначает параметр изоэнтропически заторможенного потока.

Примем

$$P_{1-1cp} = (1 - z) P_{n1} + z P_{c2}, \quad (16)$$

где  $z$  — параметр, значение которого находится в диапазоне от 0...1,0 в зависимости от режима работы эжектора и формы КС. Следует отметить, что для цилиндрической КС значение параметра  $z$  не влияет на результаты расчета

эжектора. Для изобарической КС параметр  $z = 0$ .

Запишем безразмерные геометрические параметры эжектора:

$$\alpha = F_{n1} / F_{a1}; \quad \beta = F_2 / F_1; \quad \tilde{\delta} = F_{\delta} / F_1. \quad (17)$$

Из уравнений (1) – (3), используя (7) – (17), находим

$$V_{c2} = \frac{-d \pm \sqrt{d^2 - 4lq}}{2l}, \quad (18)$$

$$P_{c2} = \frac{(1 - \tilde{\delta})\rho_{a1}V_{a1}}{(1 + \alpha)[\beta - z(\beta - 1)]} (N - V_{c2}D); \quad (19)$$

$$T_{c2} = \frac{\beta}{[\beta - z(\beta - 1)](1 + K)R_c} \times (V_{c2}N - V_{c2}^2D), \quad (20)$$

где  $d = \frac{\beta N}{[\beta - z(\beta - 1)]R_c} C_{pc}; \quad l = \frac{(1 + K)\Pi_{кин,c2}^2}{2} - \frac{\beta DC_{pc}}{[\beta - z(\beta - 1)]R_c}; \quad q = -i_a^* - K i_n^*; \quad N = n_{a1} + K n_{n1} + n_{\delta} + n_{\beta} - n_{\tau}; \quad D = (1 + K)\Pi_{c2}; \quad n_{a1} = V_{a1} + P_{a1} / (\rho_{a1} V_{a1}); \quad n_{n1} = V_{n1} + P_{n1} / (\rho_{n1} V_{n1}); \quad n_{\delta} = \frac{P_{\delta} \tilde{\delta} (1 + \alpha)}{\rho_{a1} V_{a1} (1 - \tilde{\delta})}; \quad n_{\beta} = \frac{P_{n1} (1 - z)(\beta - 1)(1 + \alpha)}{\rho_{a1} V_{a1} (1 - \tilde{\delta})}; \quad n_{\tau} = \frac{\tau_{1-2cp}}{G_a} \int_{S_{1-2}} \cos \alpha_{KC} dS.$

В результате решения уравнений эжекции (18) – (20) получаем два значения средней расходной скорости смеси в выходном сечении КС и соответствующие им значения давления и температуры при заданных параметрах активного и пассивного газов во входном сечении КС, известных коэффициентах связи, среднем касательном напряжении, распределении статического давления на стенке конического участка КС (параметре  $z$ ) и геометрии эжектора.

Известно [2, 3, 7], что в случае одномерного течения потока ( $\Pi_{c2} = 1, \Pi_{кин,c2} = 1$ ) меньшее значение уравнения (18) соответствует дозвуковой, а большее значение — сверхзвуковой

скорости течения смеси. Равенство нулю дискриминанта уравнения (18) соответствует скорости течения смеси в выходном сечении КС, равной скорости звука. При неравномерном по сечению поле скоростей говорить о сверхзвуковой или звуковой средней расходной скорости течения смеси некорректно. Однако, в потоке, в котором реализовались параметры течения смеси, соответствующие большему корню уравнения (18), малые возмущения давления не передаются против течения потока [7]. При реализации параметров течения, соответствующих меньшему корню уравнения (18), малые возмущения давления передаются против течения потока. Далее, с целью упрощения изложения, большую среднюю расходную скорость смеси, соответствующую уравнению (18), будем называть сверхзвуковой, а меньшую — дозвуковой скоростью смеси. Какое значение скорости из двух возможных реализуется в выходном сечении камеры смещения определим из дополнительных условий, которые рассмотрим далее.

Полное давление изоэнтропического торможения сверхзвукового или дозвукового потока смеси в выходном сечении КС связано с температурой торможения известной зависимостью:

$$P_{c2}^* = P_{c2} \left( \frac{T_{c2}^*}{T_{c2}} \right)^{\frac{n_c}{n_c - 1}}, \quad (21)$$

где  $P_{c2}^*, T_{c2}^*$  — полное давление и температура изоэнтропически заторможенного потока смеси;  $n_c = C_{pc} / C_{vc}$  — показатель адиабаты газовой смеси.

Температуру изоэнтропически заторможенного потока смеси в выходном сечении камеры смешения, необходимую для расчета  $P_{c2}^*$  по формуле (21), определяют из уравнения сохранения энергии:

$$G_a C_{pa} T_a^* + G_n C_{pn} T_n^* = G_c C_{pc} T_{c2}^*.$$

Отсюда, используя (1), (5), (8), находим,

$$T_{c2}^* = \frac{C_{pa}}{C_{pa} + K C_{pn}} T_a^* + \frac{K C_{pn}}{C_{pa} + K C_{pn}} T_n^*. \quad (22)$$

**Первый критический режим.** Для определения по уравнениям (18) — (20) параметров смеси газов в выходном сечении камеры смешения и расчета течения потоков на начальном ее участке необходимо знать параметры струй смешивающихся газов во входном сечении КС. Для этого надо определить параметры струй в выходном сечении сопл. В большинстве работ, например [3, 7], связь параметров струй во входном и выходном сечениях сопл приведена в предположении изоэнтропического стационарного и одномерного течения в них газов, что обеспечивает хорошее согласование результатов расчета с экспериментом с помощью введения различных коэффициентов потерь. Наиболее распространенными коэффициентами, характеризующими потери в сопле, являются:

- коэффициент скорости  $\varphi = V_1 / V_{1ид}$  — отношение скоростей потока газа на срезе сопла в случае реального и идеального истечений при одном и том же отношении статического давления потока на срезе сопла к полному давлению на входе в него;

- коэффициент потерь полного давления  $\nu = P_1^* / P_0^*$  — отношение полного давления на срезе сопла к полному давлению на входе в него.

Коэффициент потерь полного давления  $\nu$  связан с коэффициентом скорости сопла  $\varphi$  соотношением [7]

$$\nu = \frac{P_1^*}{P_0^*} = \left[ \frac{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda_{1ид}^2}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda_{1ид}^2 \varphi^2} \right]^{\frac{n}{n-1}},$$

где  $n$  — показатель адиабаты;  $\lambda_{1ид} = V_{1ид} / a_k$  — приведенная скорость,

$$a_k = \sqrt{\frac{2n}{n+1} R T^*}. \quad (23)$$

Здесь  $a_k$  — критическая скорость;  $R$  — газовая постоянная;  $T^*$  — температура торможения газа.

При определении параметров газовых потоков на срезе сопл и расчета течения потоков на

начальном участке КС удобно пользоваться известными газодинамическими функциями [3]:

$$\pi(\lambda) = \frac{P}{P^*} = \left( 1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2 \right)^{\frac{n}{n-1}}; \quad (24)$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\rho}{\rho^*} = \left( 1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{n-1}}; \quad (25)$$

$$\tau(\lambda) = \frac{T}{T^*} = 1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2; \quad (26)$$

$$Z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda}. \quad (27)$$

При расчете эжектора известными считают полные давления  $P_{a0}^*, P_{n0}^*$  и температуры торможения  $T_a^*, T_n^*$  активного и пассивного газов на входе в сопла, состав газов и геометрию эжектора. В эжекторе с сужающимися соплами (см. рис. 1, а), в случае когда активный и пассивный потоки во входном сечении КС дозвуковые ( $\lambda_{a1} < 1$  и  $\lambda_{n1} < 1$ ), принимают  $P_{a1} = P_{n1} = P_{\delta}$ . На основании этого условия, используя формулу (24), найдем зависимость между приведенными скоростями  $\lambda_{a1}$  и  $\lambda_{n1}$ :

$$\begin{aligned} P_{a1}^* \left( 1 - \frac{n_a-1}{n_a+1} \lambda_{a1}^2 \right)^{\frac{n_a}{n_a+1}} &= \\ &= P_{n1}^* \left( 1 - \frac{n_n-1}{n_n+1} \lambda_{n1}^2 \right)^{\frac{n_n}{n_n+1}}, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $P_{a1}^* = P_{a0}^* \nu_a$  — полное давление активного газа в сечении I—I;  $P_{n1}^* = P_{n0}^* \nu_n$  — полное давление пассивного газа в сечении I—I;  $\nu_a, \nu_n$  — коэффициенты потерь полного давления соответственно в сопле активного и пассивного газов;  $n_a, n_n$  — показатели адиабат для активного и пассивного газов. Из уравнения (28) следует, что в рассматриваемом случае приведенные скорости  $\lambda_{a1}$  и  $\lambda_{n1}$  взаимозависимы и только одна из них может быть выбрана произвольно. Для этого случая коэффициент эжекции имеет вид

$$K = \frac{G_n}{G_a} = \frac{\alpha \rho_{n1} \lambda_{n1} a_{к.п.}}{\rho_{a1} \lambda_{a1} a_{к.а}},$$

где  $a_{к.а}, a_{к.п.}$  — критические скорости активного и пассивного газов соответственно. При этом,

используя функцию (25), отношение плотностей определяют по формуле

$$\frac{\rho_{п1}}{\rho_{a1}} = \frac{v_{п} P_{п0}^* R_a T_a^* \varepsilon(\lambda_{п1})}{v_a P_{a0}^* R_{п} T_{п}^* \varepsilon(\lambda_{a1})}.$$

При располагаемом критическом или сверхкритическом перепаде давлений, когда

$$\frac{P_{a1}^*}{P_{п1}} \geq \left(\frac{n_a + 1}{2}\right)^{\frac{n_a}{n_a - 1}},$$

в выходном сечении сужающегося сопла активного газа устанавливается скорость, равная скорости звука, и давление, равное или превышающее давление на входе в камеру смешения. Получить скорость истечения активного газа из сопла больше скорости звука можно только путем замены сужающегося сопла на сопло Лавалья. В этом случае расход активного газа через сужающееся звуковое сопло или сопло Лавалья, скорость истечения и давление в его выходном сечении будут оставаться постоянными. Для таких сопел расход газа находят по формуле [3]

$$G_a = \frac{v_{ак} P_{a0}^* a_{к.а} f_a F_{a1}}{R_a T_a^*} \left(\frac{2}{n_a + 1}\right)^{\frac{1}{n_a - 1}},$$

где  $v_{ак}$  — коэффициент потерь полного давления для дозвукового участка сопла;  $f_a = F_{кр} / F_{a1}$  — степень расширения сопла Лавалья;  $F_{кр}$  — площадь критического сечения сопла.

Для сужающегося звукового сопла  $v_{ак} = v_a$ ,  $f_a = 1$ . Коэффициент эжекции в этом случае можно определить по формуле

$$K = \frac{\alpha \rho_{п1} \lambda_{п1} a_{к.п} R_a T_a^*}{v_{ак} P_{a0}^* a_{к.а} f_a} \left(\frac{2}{n_a + 1}\right)^{\frac{1}{n_a - 1}}, \quad (29)$$

где  $\rho_{п1} = \frac{v_{п} P_{п0}^*}{R_{п} T_{п}^*} \varepsilon(\lambda_{п1})$ .

Таким образом, если при дозвуковом истечении активного газа из сужающегося сопла статические давления смешивающихся струй на входе камеры смешения одинаковы, то при достижении скорости истечения скорости звука или в случае использования сверхзвукового сопла с неполным расширением, статическое давление активного газа на срезе сопла может

существенно превышать давление пассивного газа.

Истечение из сопла звуковой или сверхзвуковой струи активного газа со статическим давлением  $P_{a1}$ , превышающим давление окружающего пассивного газа  $P_{п1}$ , приводит к ее расширению на начальном участке КС (рис. 2). При этом струя активного газа, расширяясь, поджигает дозвуковой поток пассивного газа, который движется с ускорением по сужающемуся каналу, ограниченному стенкой камеры смешения и границей сверхзвуковой струи. Расширение будет продолжаться до тех пор, пока не сравняются статические давления на границе смешивающихся потоков. При этом минимальная величина статического давления и максимальная скорость пассивного газа, которая не может превысить скорость звука, достигаются на некотором расстоянии от среза сопла, там где площадь расширяющейся сверхзвуковой струи становится наибольшей. Это сечение 4—4 на рис. 2 называют сечением запириания в том случае, когда пассивный поток достигает в нем скорости звука. Знание параметров смешивающихся газов в сечении запириания необходимо при определении режимов работы эжектора в процессе построения его характеристик. Если приведенная скорость пассивного потока достигает в сечении 4—4 скорости звука  $\lambda_{п4} = 1$ , то уменьшение за ним противодавления не приведет к изменению коэффициента эжекции, так как это не изменит картины течения потоков между сечениями 1—1 и 4—4 начального участка КС. Реализация такой картины течения потоков соответствует первому критическому режиму работы эжектора.

Найдем, аналогично [2], соотношения между параметрами потоков во входном сечении 1—1 камеры смешения и сечением запириания 4—4 (см. рис. 2). При этом предполагаем:

- сечение запириания не выходит за пределы входного цилиндрического участка КС;
- активный и пассивный газы на участке между сечениями 1—1 и 4—4 не смешиваются и их полные давления, температуры торможения и расходы остаются неизменными;

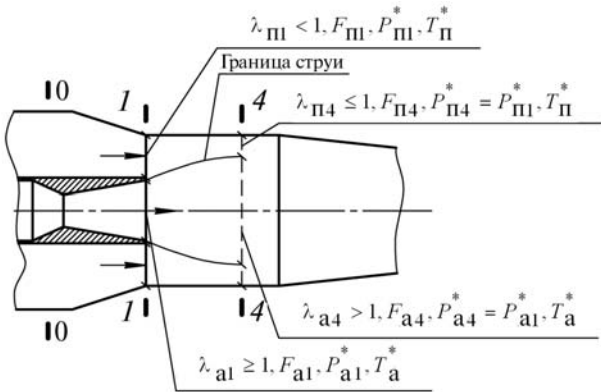


Рис. 2. Расчетная схема течения потоков в начальном участке КС при истечении из сопла недорасширенной струи активного газа

- сила трения потока о стенку камеры смешения пренебрежимо мала;
- потоки активного и пассивного газов в сечении 4—4 являются одномерными, т. е. имеют постоянные по сечению параметры.

На основании последнего допущения параметры смешивающихся потоков, включая скорость и статическое давление, на границе струй имеют разрыв. В действительности смешивающиеся струи в сечении запираания имеют непрерывные профили скорости, статического давления и других параметров смеси, меняющиеся от периферии к оси. При этом равенство статических давлений активного и пассивного потоков достигается только на границе струй. Однако, согласно [3], расчет с учетом приведенных выше допущений коэффициента эжекции, при котором пассивный поток достигает скорости звука в сечении запираания, дает меньшую погрешность с экспериментом по сравнению с расчетом, проведенным в предположении, например, постоянства статического давления по всему сечению запираания.

Уравнение сохранения количества движения газа для входного цилиндрического участка КС, расположенного между сечениями 1—1 и 4—4 (см. рис. 2), после группировки членов уравнения, относящихся к одному и тому же потоку и сечению, имеет вид

$$\begin{aligned} & (G_a V_{a4} + P_{a4} F_{a4}) - (G_a V_{a1} + P_{a1} F_{a1}) = \\ & = (G_n V_{n1} + P_{n1} F_{n1}) - \\ & - (G_n V_{n4} + P_{n4} F_{n4}) + P_\delta F_\delta. \end{aligned} \quad (30)$$

Используя формулы (17), (23), (25) — (27) и уравнение (30), после преобразований получим

$$\begin{aligned} & \alpha \frac{P_{n1}^* \lambda_{n1} \varepsilon(\lambda_{n1})}{P_{a1}^* \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})} [Z(\lambda_{n1}) - Z(\lambda_{n4})] - \\ & - [Z(\lambda_{a4}) - Z(\lambda_{a1})] + \\ & + \frac{(1 + \alpha) \tilde{\delta} P_{n1}^* \pi(\lambda_{n1})}{(1 - \tilde{\delta}) P_{a1}^* \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})} = 0. \end{aligned} \quad (31)$$

При достижении пассивным потоком в сечении запираания скорости звука ( $\lambda_{n4} = 1$ ,  $Z(\lambda_{n4}) = 2$ ), уравнение (31) принимает вид

$$\begin{aligned} & \alpha \frac{P_{n1}^* \lambda_{n1} \varepsilon(\lambda_{n1})}{P_{a1}^* \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})} [Z(\lambda_{n1}) - 2] - \\ & - [Z(\lambda_{a4}) - Z(\lambda_{a1})] + \\ & + \frac{(1 + \alpha) \tilde{\delta} P_{n1}^* \pi(\lambda_{n1})}{(1 - \tilde{\delta}) P_{a1}^* \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})} = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

В этом уравнении две неизвестные величины  $\lambda_{n1}$  и  $\lambda_{a4}$ . Второе уравнение, устанавливающее связь между приведенными скоростями  $\lambda_{n1}$  и  $\lambda_{a4}$ , получим из условия постоянства площади начального цилиндрического участка КС до сечения запираания:

$$F_{a1} + F_{n1} + F_\delta = F_{a4} + F_{n4}. \quad (33)$$

Используя приведенные выше допущения, найдем соотношение между площадями из уравнений сохранения расхода активного и пассивного потоков на начальном участке КС до сечения запираания:

$$\begin{aligned} & \rho_a^* \varepsilon(\lambda_{a1}) a_{к.а} \lambda_{a1} F_{a1} = \rho_a^* \varepsilon(\lambda_{a4}) a_{к.а} \lambda_{a4} F_{a4}; \\ & \rho_n^* \varepsilon(\lambda_{n1}) a_{к.п} \lambda_{n1} F_{n1} = \\ & = \rho_n^* \varepsilon(\lambda_{n4}) a_{к.п} \lambda_{n4} F_{n4}. \end{aligned} \quad (33a)$$

Отсюда

$$F_{a4} = \frac{\lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})}{\lambda_{a4} \varepsilon(\lambda_{a4})} F_{a1}; \quad F_{n4} = \frac{\lambda_{n1} \varepsilon(\lambda_{n1})}{\lambda_{n4} \varepsilon(\lambda_{n4})} F_{n1}. \quad (34)$$

Подставляя (34) в уравнение (33), учитывая, что в сечении запираания  $\lambda_{n4} = 1$ ,  $\varepsilon(\lambda_{n4}) = \left(\frac{2}{n_n + 1}\right)^{\frac{1}{n_n - 1}}$ , после деления на  $F_{a1}$



и проведения преобразований с использованием формулы (17) получим

$$\frac{1+\alpha}{1-\tilde{\delta}} = \frac{\lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1})}{\lambda_{a4} \varepsilon(\lambda_{a4})} + \alpha \lambda_{n1} \varepsilon(\lambda_{n1}) \left( \frac{n_n + 1}{2} \right)^{\frac{1}{n_n - 1}}. \quad (35)$$

Совместное решение уравнений (32) и (35) позволяет определить неизвестные значения  $\lambda_{n1}$  и  $\lambda_{a4}$ , при которых пассивный поток достигает скорости звука в сечении запираания. После этого по формуле (29) рассчитывают коэффициент эжекции, при котором реализуется первый критический режим работы эжектора.

Из приведенных уравнений и картины течения потоков на начальном участке КС до сечения запираания (см. рис. 2) следует, что для одной и той же геометрии эжектора при увеличении отношения давлений  $E = P_{a1}^* / P_{n1}^*$  (например за счет уменьшения значения  $P_{n1}^*$ ), увеличивается приведенная скорость  $\lambda_{a4}$ , а значит и площадь  $F_{a4}$  расширяющейся активной струи в сечении запираания. При определенном отношении давлений, равном  $E_{зап}$ , степень расширения активной струи становится такой, что она заполняет всю площадь КС в сечении запираания и для прохода пассивного газа не остается места. Втекание пассивного потока в КС прекращается, а значит  $K = 0$ ,  $\lambda_{n1} = 0$ . Такой режим работы струйного аппарата называют запираанием эжектора [3]. Уравнение (35) позволяет определить максимальное значение приведенной скорости  $\lambda_{a4}^{max}$  в сечении запираания, при которой приведенная скорость пассивного потока на входе КС становится равной нулю  $\lambda_{n1} = 0$ , т. е. происходит запираание эжектора:

$$\lambda_{a4}^{max} \varepsilon(\lambda_{a4}^{max}) = \frac{1-\tilde{\delta}}{1+\alpha} \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1}). \quad (36)$$

По найденной из формулы (36) величине  $\lambda_{a4}^{max}$ , используя (32), определим величину отношения полных давлений  $E_{зап}$ , при которой происходит запираание эжектора. Раскрывая в уравнении (32) обозначение газодинамической функции  $Z(\lambda_{n1})$  в соответствии с (27) и учитывая, что при запираании эжектора  $\lambda_{n1} = 0$ ,  $\pi(\lambda_{n1}) = 1$ ,  $\varepsilon(\lambda_{n1}) = 1$ , после преобразований находим

$$\frac{P_{a1}^*}{P_{n1}^*} = \frac{\alpha + \tilde{\delta}}{(1-\tilde{\delta}) \lambda_{a1} \varepsilon(\lambda_{a1}) [Z(\lambda_{a4}) - Z(\lambda_{a1})]}. \quad (37)$$

Подставляя в уравнение (37) значение  $\lambda_{a4} = \lambda_{a4}^{max}$ , найденное из (36), определяем отношение полных давлений потоков на входе в камеру смешения  $E_{зап} = (P_{a1}^* / P_{n1}^*)_{зап}$ , при котором наступает режим запираания эжектора. При всех значениях  $P_{a1}^* / P_{n1}^* \geq E_{зап}$  струйный аппарат теряет способность эжектировать пассивный газ.

Отметим еще раз важность знания картины течения потоков на начальном участке КС. При определенных параметрах активного и пассивного потоков на входе в эжектор и его геометрии на начальном участке КС может реализоваться как режим запираания эжектора, так и режим, при котором дозвуковой пассивный поток достигает скорости звука в сечении запираания и дальнейшее уменьшение давления за этим сечением, вызванное уменьшением противодавления на выходе из эжектора, не приводит к изменению коэффициента эжекции. Коэффициент эжекции, соответствующий этому режиму работы, будем называть первым предельным коэффициентом эжекции, а сам режим работы эжектора, как было сказано выше, — первым критическим режимом. Следует отметить, что первый предельный коэффициент эжекции для эжекторов с конической КС зависит как от диаметра начального цилиндрического участка КС, так и ее длины. В конических КС сечение запираания может располагаться в сужающейся части камеры, что приводит к уменьшению площади сечения запираания, а значит и значения первого предельного коэффициента эжекции, рассчитанного по входному сечению. При определенных параметрах эжектора пассивный поток может достигнуть скорости звука во входном сечении КС. В этом случае сечением запираания будет сечение 1—1 (см. рис. 2). Таким образом, первый предельный коэффициент эжекции обусловлен достижением пассивным потоком скорости звука в одном из сечений начального участка камеры смешения.

**Течение смеси газов в выходном участке камеры смешения и диффузоре**

**Второй критический режим.** Диффузор эжектора предназначен для преобразования кинетической энергии потока смеси газов в выходном сечении КС в потенциальную энергию давления. Параметры полностью заторможенного потока смеси газов в выходном сечении 3—3 диффузора (см. рис. 1) отличаются от параметров изоэнтропически заторможенного потока смеси во входном сечении 2—2 на величину потерь в диффузоре, обусловленных действием вязкости, теплопроводности, скачков уплотнения и других факторов, которые приводят к росту потока энтропии. При изоэнтропическом течении смеси в диффузоре параметры полностью заторможенного потока в сечении 3—3 равны параметрам изоэнтропически заторможенного потока в сечении 2—2. В зависимости от параметров потока смеси газов на входе в диффузор и его геометрии течение в нем может быть близко к изоэнтропическому или значительно отличаться от него (например, при наличии скачков уплотнения в диффузоре). Степень этого отличия определяется коэффициентом восстановления давления  $\psi_{2-3}$ , равным отношению полного давления смеси в сечении 3—3 эжектора к полному давлению изоэнтропического торможения потока в сечении 2—2:  $\psi_{2-3} = P_{c3}^* / P_{c2}^*$ .

Выше было показано, что при решении уравнения эжекции (18), в общем случае, получаем два значения скорости смеси в выходном сечении КС. Большее значение скорости соответствует сверхзвуковому, а меньшее — дозвуковому режиму течения смеси газов. В первом случае приведенная скорость смеси  $\lambda_{c2} = V_{c2} / a_{к.с} > 1$ , где  $a_{к.с}$  — критическая скорость смеси, во втором случае  $\lambda_{c2} < 1$ . Единственный корень уравнения (18) соответствует  $\lambda_{c2} = 1$ . Для каждого из значений скорости будут и свои параметры потока смеси газов на входе в диффузор. Поэтому диффузор, установленный на выходе из КС, будет работать в различных режимах для случая  $\lambda_{c2} \geq 1$  и  $\lambda_{c2} < 1$ .

При втекании в диффузор дозвукового газового потока ( $\lambda_{c2} < 1$ ) коэффициент восстановления давления в нем  $\psi_{2-3}$  можно определить

по графическим зависимостям, приведенным, например, в [3], или рассчитать по формуле

$$\psi_{2-3} = \left( P_{c2}^* - \xi_d \frac{\rho_{c2} V_{c2}^2}{2} \right) / P_{c2}^*, \quad (38)$$

где  $\xi_d$  — коэффициент сопротивления диффузора.

В работе [8] приведена методика определения величины  $\xi_d$ . При выборе диффузора надо правильно выбирать его степень расширения  $f_d = F_3 / F_2$ , так как от нее зависит расчетная величина статического давления газа на выходе из диффузора и потери давления в нем.

Для определения приведенной скорости и других параметров смеси газов на выходе из диффузора запишем уравнение сохранения расхода аналогично уравнению (33а):

$$\rho_{c2}^* \varepsilon(\lambda_{c2}) a_{к.с} \lambda_{c2} F_2 = \rho_{c3}^* \varepsilon(\lambda_{c3}) a_{к.с} \lambda_{c3} F_3.$$

Учитывая, что при течении смеси по диффузору температура торможения потока не изменяется, т. е.  $T_{c2}^* = T_{c3}^*$ , приводим это уравнение к виду

$$\lambda_{c3} \varepsilon(\lambda_{c3}) = \frac{\lambda_{c2} \varepsilon(\lambda_{c2})}{\psi_{2-3} f_d}. \quad (39)$$

Решая уравнение (39), находим  $\lambda_{c3}$ . Используя формулы (24) — (26), определяем другие параметры потока смеси в выходном сечении диффузора:

$$P_{c3} = P_{c2}^* \psi_{2-3} \pi(\lambda_{c3}); \rho_{c3} = \frac{P_{c3}^*}{R_c T_{c3}^*} \varepsilon(\lambda_{c3});$$

$$T_{c3} = T_{c3}^* \tau(\lambda_{c3}); V_{c3} = \lambda_{c3} a_{к.с}.$$

В случае реализации в выходном сечении КС критических параметров течения смеси, под которыми будем понимать параметры, соответствующие как большему корню уравнения эжекции (18), так и случаю, когда дискриминант этого уравнения равен нулю, возмущения не передаются против движения потока. Этому случаю соответствует приведенная скорость смеси  $\lambda_{c2} \geq 1$ . Поэтому снижение противодавления на выходе из эжектора не приводит к изменению параметров течения потока по длине КС в отличие от случая  $\lambda_{c2} < 1$ . В силу того, что

картина течения потока в КС для рассматриваемого случая не изменяется, остается постоянным и коэффициент эжекции. Режим работы эжектора, при котором коэффициент эжекции не зависит от давления на выходе из диффузора из-за реализации в выходном сечении КС критических параметров течения смеси, будем называть вторым критическим режимом. Коэффициент эжекции, соответствующий этому режиму, будем называть вторым предельным коэффициентом эжекции.

При некоторых параметрах активного и пассивного газов на входе в эжектор и его геометрии образующийся в выходном участке КС дозвуковой (докритический) поток газовой смеси может перейти, при понижении противодавления за диффузором, в звуковой или сверхзвуковой (критический) поток, сопровождающийся скачком уплотнения, расположенным до входа в расширяющуюся часть диффузора. При дальнейшем снижении противодавления вытекающий из КС звуковой или сверхзвуковой поток разгоняется в расширяющемся диффузоре, а затем тормозится в скачке (системе скачков) уплотнения с переходом в дозвуковой поток. По мере снижения противодавления скачок уплотнения будет перемещаться по диффузору к его выходному сечению. При этом он перемещается таким образом, что суммарное изменение давления на участке расширения газа, в скачке и участке торможения потока после скачка обеспечивает получение в выходном сечении диффузора статического давления  $P_{c3}$ , равного противодавлению (давлению в окружающей среде или в отводящем трубопроводе). Картина течения газового потока в диффузоре при этом аналогична течению в расширяющейся части сопла Лавала на нерасчетных режимах его работы [3]. При достаточно низком противодавлении скачок уплотнения может выйти из диффузора и поток смеси будет сверхзвуковым в выходном его сечении. Это представляет интерес только в случае необходимости полезного использования высокоскоростного потока смеси, например, для создания реактивной тяги. Для большинства эжекторов требуется получить по возможности большее статическое давление смеси

газов на выходе из него при всех прочих равных параметрах смешивающихся газов. Для этого сверхзвуковой поток, образованный на выходе из КС, необходимо перевести в дозвуковой с наименьшими потерями полного давления. Из описанной выше картины течения следует, что минимальные потери полного давления в скачке уплотнения будут тогда, когда он располагается непосредственно перед входным сечением расширяющейся части диффузора, т. е. в минимально возможном сечении проточной части эжектора. Как было сказано выше, такая картина течения соответствует начальному критическому режиму работы эжектора. В этом случае скорость потока на входе в расширяющуюся часть диффузора будет дозвуковой и потери давления в нем можно определить по формуле (38). Из-за неравномерности профиля скоростей, обусловленного незавершенностью процесса смешения газов и пограничным слоем, вместо принимаемого далее в расчете прямого скачка уплотнения нулевой протяженности, перед расширяющейся частью диффузора образуется система мостообразных скачков. В связи с этим в конических камерах смешения применяют диффузор с цилиндрической горловиной, в которой располагается система скачков уплотнения, имеющих определенную протяженность. В цилиндрической КС система скачков уплотнения на начальном критическом режиме располагается в камере смешения.

Для определения максимального давления на выходе из диффузора эжектора, который работает на начальном критическом режиме, необходимо определить параметры смеси за скачком уплотнения, расположенным на этом режиме перед расширяющейся частью диффузора. В общем случае перед скачком уплотнения имеем неравномерную по скорости движения смесь газов. Предполагаем при расчете, что в выходном сечении КС располагается прямой скачок уплотнения нулевой протяженности. Считаем, что за скачком уплотнения образуется однородная смесь с постоянной по всему сечению скоростью. Потерю полного давления потока из-за неравномерности профиля скорости смеси за скач-

ком уплотнения следует учитывать при расчете потерь в диффузоре.

Найдем параметры смеси газов после скачка уплотнения по известным параметрам до скачка, определенным из уравнений эжекции (18) — (20). Обозначая параметры потока смеси за скачком индексом «ск», используя формулы (14), (15), запишем уравнения сохранения массы, количества движения и энергии для сечений эжектора до и после скачка в следующем виде:

$$V_{ск} \rho_{ск} F_2 = G_c; \quad (40)$$

$$G_c V_{ск} - \Pi_{c2} G_c V_{c2} = P_{c2} F_2 - P_{ск} F_2; \quad (41)$$

$$G_c \left( C_{pc} T_{ск} + \frac{V_{ск}^2}{2} \right) = G_a i_a^* + G_{п} i_{п}^*. \quad (42)$$

Используя уравнение (12) и записывая плотность смеси до и после скачка через уравнение состояния идеального газа, после преобразований уравнений (40) и (41) находим

$$T_{ск} = T_{c2} \frac{V_{ск}}{V_{c2}} \frac{P_{ск}}{P_{c2}}; \quad (43)$$

$$P_{ск} = P_{c2} + \frac{P_{c2}}{R_c T_{c2}} V_{c2} (\Pi_{c2} V_{c2} - V_{ск}). \quad (44)$$

Из уравнения (42), используя (43), (44), (8), (4), получаем уравнение для расчета скорости смеси за скачком уплотнения:

$$V_{ск} = \frac{-d_{ск} \pm \sqrt{d_{ск}^2 - 4l_{ск} q_{ск}}}{2l_{ск}}, \quad (45)$$

где  $d_{ск} = \frac{C_{pc} T_{c2}}{V_{c2}} + \frac{n_c}{n_c - 1} \Pi_{c2} V_{c2}$ ;  $l_{ск} = \frac{1 + n_c}{2(1 - n_c)}$ ;

$$q_{ск} = \left( -\frac{i_a^* + K i_{п}^*}{1 + K} \right).$$

Скачку уплотнения соответствует меньший положительный корень уравнения (45), удовлетворяющий условию  $V_{ск} < V_{c2}$ . Определив в результате решения уравнений эжекции параметры смеси газов перед скачком уплотнения, по формулам (43) — (45) находим  $V_{ск}$ ,  $P_{ск}$  и  $T_{ск}$ . Полное давление изоэнтропического торможения, образовавшегося после скачка уплотнения потока смеси газов, можно определить из уравнения (21), которое для рассматриваемого случая примет вид

$$P_{ск}^* = P_{ск} \left( \frac{T_{ск}^*}{T_{ск}} \right)^{\frac{n_c}{n_c - 1}}. \quad (46)$$

При этом учитывается, что температура торможения потока смеси при прохождении через скачок уплотнения не изменяется, т. е.  $T_{ск}^* = T_{c2}^*$ .

## Часть 2

Определим условия при которых могут реализоваться описанные в части 1 режимы работы газовых эжекторов.

### Определение режима работы эжектора с использованием термодинамики необратимых процессов

В результате решения уравнений эжекции (18) — (20) получаем два значения скорости газовой смеси в выходном сечении камеры смешения и соответственно им по два значения давления и температуры при заданных параметрах состояния и скоростях активного и пассивного газов во входном сечении камеры смешения. Реализация меньшей скорости соответствует работе эжектора на докритическом режиме, большей или единственной скорости — на критическом, при котором малые возмущения давления на выходе из камеры смешения перестают передаваться против течения потока. Чтобы установить когда осуществляется тот или иной режим, проанализируем работу газо-газового эжектора с позиции термодинамики необратимых процессов аналогично тому, как это было сделано в работе [7] для двухфазных струйных аппаратов.

Удельное производство энтропии  $PS$  в камере смешения эжектора описывается уравнением

$$PS = \frac{1}{1 + K} \left[ C_{pa} \ln \frac{T_{c2}}{T_{a1}} - R_a \ln \left( \frac{P_{c2} \Gamma_a}{P_{a1}} \right) \right] + \frac{K}{1 + K} \left[ C_{pn} \ln \left( \frac{T_{c2}}{T_{n1}} \right) - R_n \ln \left( \frac{P_{c2} \Gamma_n}{P_{n1}} \right) \right], \quad (47)$$

где  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_n$  — объемные доли соответственно активного и пассивного газов в смеси, которые можно определить по формулам

$$\Gamma_a = \frac{R_a}{(1+K)R_c}; \quad \Gamma_n = \frac{K R_n}{(1+K)R_c}.$$

Удельное производство энтропии — количество энтропии, производящейся за единицу времени в результате смешения потоков газа внутри объема, заключенного между входным и выходным сечениями камеры смешения, отнесенное к единичному расходу смеси. Согласно второму закону термодинамики удельное производство энтропии равно нулю для обратимых и больше нуля для необратимых процессов, происходящих в системе:

$$PS \geq 0. \quad (48)$$

В дальнейшем будут фигурировать две величины  $PS$ :  $PS'$ , соответствующая критическим параметрам течения смеси  $V'_{c2}, T'_{c2}, P'_{c2}$  на выходе из камеры смешения (большему или единственному корню уравнения (18));  $PS''$ , соответствующая докритическим параметрам течения смеси  $V''_{c2}, T''_{c2}$ , на выходе из камеры смешения (меньшему корню уравнения (18)). Здесь и далее параметры потока, обозначенные индексом «'», соответствуют критическому режиму течения смеси газов, а «''» — докритическому режиму.

В эжекторе при адиабатическом смешении струй происходит изменение потока энтропии в процессе выравнивания в камере смешения температур, давлений и скоростей смешивающихся газов. Согласно этим параметрам можно разложить общее удельное производство энтропии на составные части. Отметим, что удельное производство энтропии, как и энтропия, зависит от начального и конечного состояния потока. Например, пусть поток переходит из состояния 1 в состояние 4 через состояния 2, 3. Каждому переходу будет соответствовать свое производство энтропии  $PS_{1-2}, PS_{2-3}, PS_{3-4}$ . Тогда можно записать

$$PS_{1-4} = PS_{1-2} + PS_{2-3} + PS_{3-4}. \quad (49)$$

Найдем удельное производство энтропии  $PS_{TP}$ , вызванное выравниванием в камере смешения температур активного и пассивного газов и приведением их давления к давлению, полученным из решения уравнения эжекции

(19). При приведении потока из состояния 1 в состояние 2 скорости активного и пассивного газов оставляем такими же, как и на входе в камеру смешения.

Уравнение сохранения энергии (3) для случая перехода потоков активного и пассивного газов из состояния (1) в состояние (2) имеет вид

$$\begin{aligned} G_a \left( C_{pa} T_{a1} + \frac{V_{a1}^2}{2} \right) + G_n \left( C_{pn} T_{n1} + \frac{V_{n1}^2}{2} \right) = \\ = G_a \left( C_{pa} T_{c2TP} + \frac{V_{a1}^2}{2} \right) + G_n \left( C_{pn} T_{c2TP} + \frac{V_{n1}^2}{2} \right), \end{aligned}$$

где  $T_{c2TP}$  — температура активного и пассивного газов в состоянии 2.

Разделив члены этого уравнения на  $G_a$ , используя (5) и (8), находим

$$T_{c2TP} = \frac{1}{1+K} \frac{C_{pa}}{C_{pc}} T_{a1} + \frac{K}{1+K} \frac{C_{pn}}{C_{pc}} T_{n1}. \quad (50)$$

Удельное производство энтропии, вызванное выравниванием температур и приведением давлений активного и пассивного газов к давлению на выходе из камеры смешения эжектора, запишем аналогично уравнению (47):

$$\begin{aligned} PS_{TP} = \frac{1}{1+K} \left[ C_{pa} \ln \frac{T_{c2TP}}{T_{a1}} - R_a \ln \left( \frac{P_{c2} \Gamma_a}{P_{a1}} \right) \right] + \\ + \frac{K}{1+K} \left[ C_{pn} \ln \left( \frac{T_{c2TP}}{T_{n1}} \right) - R_n \ln \left( \frac{P_{c2} \Gamma_n}{P_{n1}} \right) \right]. \quad (51) \end{aligned}$$

Приведем поток из состояния 2 с температурой  $T_{c2TP}$  и давлением  $P_{c2}$  в состояние 3, соответствующее состоянию потока в выходном сечении камеры смешения, полученному из решения уравнений эжекции (18) — (20). При данном преобразовании происходит выравнивание скоростей движения активного и пассивного газов от их значений на входе в камеру смешения до значений скорости смеси на выходе из нее, полученной в результате решения уравнения (18). Для этого случая перехода потока из состояния 2 в состояние 3 уравнение сохранения энергии имеет вид

$$G_a \left( C_{pa} T_{c2TP} + \frac{V_{a1}^2}{2} \right) + G_n \left( C_{pn} T_{c2TP} + \frac{V_{n1}^2}{2} \right) =$$

$$= G_a \left( C_{pa} T_{c2} + \Pi_{кин,c2}^2 \frac{V_{c2}^2}{2} \right) +$$

$$+ G_n \left( C_{pn} T_{c2} + \Pi_{кин,c2}^2 \frac{V_{c2}^2}{2} \right).$$

Отсюда находим

$$T_{c2} = T_{c2TP} + \frac{(V_{a1}^2 + K V_{n1}^2) - (1+K) V_{c2}^2 \Pi_{кин,c2}^2}{2(1+K) C_{pc}}. \quad (52)$$

Температура смеси, определенная по формуле (52), равна температуре, полученной в результате решения уравнений эжекции. Таким образом, после перехода смеси из состояния 2 в состояние 3 поток имеет параметры полностью соответствующие параметрам смеси на выходе из камеры смешения, найденным из уравнений эжекции. Удельное производство энтропии, вызванное выравниванием скоростей движения смешивающихся газов, запишем аналогично уравнению (51):

$$PS_V = \frac{1}{1+K} C_{pa} \ln \left( \frac{T_{c2}}{T_{c2TP}} \right) +$$

$$+ \frac{K}{1+K} C_{pn} \ln \left( \frac{T_{c2}}{T_{c2TP}} \right) = C_{pc} \ln \frac{T_{c2}}{T_{c2TP}}. \quad (53)$$

На основании изложенного выше,  $PS_V$  можно найти также из уравнения (49), записав его в виде  $PS_V = PS - PS_{TP}$ . В результате перехода потока из состояния 2 в состояние 3, сопровождающегося выравниванием скоростей движения компонентов, осуществляется преобразование части кинетической энергии в тепловую (см. формулу (52)). Этот процесс при смешении струй в идеальном канале ( $\tau_{1-2cp} = 0$ ) сопровождается необратимым тепловым потоком, вызванным соударением частиц, движущихся с разными скоростями, трением между ними и потерями в скачках уплотнения. Ввиду необратимости этого процесса

$$PS_V \geq 0. \quad (54)$$

Равенство в формуле (54) достигается при отсутствии перечисленных выше потерь.

Аналогично  $PS$  в дальнейшем будем рассматривать  $PS'_V$  и  $PS''_V$  — удельные производства энтропии из-за выравнивания скоростей, соответствующие критическим и докритическим параметрам течение смеси в выходном сечении камеры смешения. В случае неидеального канала ( $\tau_{1-2cp} \neq 0$ ) в  $PS_V$  также входит производство энтропии, обусловленное диссипацией части кинетической энергии потока при его взаимодействии со стенкой камеры смешения. Составляющую  $PS_V$ , вызванную трением потока о стенку, можно определить аналогично [7].

Возможность реализации одного из двух режимов течения смеси в выходном сечении камеры смешения, соответствующих двум корням уравнения эжекции (18), устанавливают соотношения (48), (54) и теорема Пригожина. Согласно этой теореме из всех устойчивых стационарных состояний термодинамической системы, допускаемых граничными условиями, законами переноса и сохранения, а также вторым законом термодинамики, наиболее вероятно состояние с минимально возможным производством энтропии [9].

Проведем анализ возможных режимов работы представленных на рис. 1 эжекторов предполагая, что в выходном сечении камеры смешения образуется однородная механически и термодинамически равновесная смесь по всему сечению и отсутствуют силы трения потока о стенку в соплах и по длине камеры смешения. В этом случае в уравнениях эжекции (18) — (20) имеем  $\Pi_{c2} = \Pi_{кин,c2} = 1$ ;  $\tau_{1-2cp} = 0$ . Коэффициенты потерь полного давления в соплах активного и пассивного газов для рассматриваемого случая будут равны:  $v_a = v_n = 1$ .

Зададим геометрии исследуемых эжекторов, приведенных на рис. 1 Для этого достаточно задать диаметр критического сечения сверхзвукового сопла и диаметр выходного сечения сужающегося сопла активного газа. Остальные абсолютные геометрические размеры определяются на основании выбранных безразмерных геометрических параметров эжектора. При принятых выше допущениях расчетные значения производств энтропии и других парамет-

ров не зависят от абсолютных размеров критического сечения сверхзвукового сопла и выходного сечения сужающегося сопла или от безразмерной длины камеры смешения  $\bar{l}_{\text{кс}}$ , а определяются только безразмерными геометрическими параметрами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $f_a$ ,  $\tilde{\delta}$ .

В приведенном ниже анализе возможных режимов работы эжекторов безразмерные геометрические параметры выбраны таким образом, что диаметры камер смешения эжекторов, изображенных на рис. 1, *а* и *б*, равны диаметру горловины эжектора, представленного на рис. 1, *в*, а диаметр критического сечения сверхзвукового сопла, используемого в эжекторах, изображенных на рис. 1, *б* и *в*, равен диаметру выходного сечения сужающегося сопла, приведенного на рис. 1, *а*. Такой выбор безразмерных геометрических параметров позволяет в процессе проведения анализа сопоставлять изменения, происходящие в характеристиках эжекторов, представленных на рис. 1, в случае превращения одного эжектора в другой путем замены только одной геометрической части аппарата при сохранении всех остальных геометрических размеров эжектора и параметров смешиваемых газов. Так эжектор, изображенный на рис. 1, *б*, получают из эжектора, приведенного на рис. 1, *а*, путем присоединения к его сужающемуся соплу сверхзвуковой части. Эжектор, представленный на рис. 1, *в*, получают из эжектора, приведенного на рис. 1, *б*, только путем замены входной части цилиндрической камеры смешения на коническую камеру смешения. При построении приведенных ниже зависимостей оставались постоянными полное давление  $P_{a0}^*$ ,  $P_{п0}^*$  и температуры торможения  $T_a^*$ ,  $T_{п}^*$ , а также составы активного и пассивного газов на входе в эжектор заданной геометрии.

При построении зависимостей в уравнениях эжекции (18) — (20) изменяли скорость пассивного газа  $V_{п1}$  на входе в камеру смешения путем изменения с некоторым шагом приведенной скорости  $\lambda_{п1} = V_{п1} / a_{к.п}$ , что приводило к изменению коэффициента эжекции  $K$ , термодинамических параметров смеси газов на выходе из камеры смешения и удельных производств энтропии в ней. При расчете эжекторов

со сверхзвуковым соплом полное давление пассивного газа на входе в эжектор было выбрано из условия  $P_{п0}^* = P_{a1}$ , степень расширения сверхзвукового сопла  $f_A = 0,12$ , параметр  $\tilde{\delta} = 0$ . При расчете эжектора с конической камерой смешения принималась эпюра распределения статического давления на стенке по длине конического участка камеры, соответствующая параметру  $z = 0,4$  в уравнении (16).

На рисунках 3—6 представлены расчетные зависимости удельного производства энтропии  $PS$  и ее составной части  $PS_V$ , приведенной скорости пассивного потока  $\lambda_{п1}$ , а также статических  $P_{п1}$ ,  $P_{c2}$  и полных  $P_{c2}^*$ ,  $P_{ск}^*$  давлений (рис. 4, *а*; 5, *а*) от коэффициента эжекции  $K$  для трех типов газовых эжекторов, приведенных на рис. 1. Величины с индексом «"» соответствуют дозвуковому режиму течения смеси газов в выходном сечении камеры смешения, а с «'» — сверхзвуковому режиму течения. Зависимости построены как для одинаковых, так и разных температур активного  $T_a^*$  и пассивного  $T_{п}^*$  газов и их физических свойств. В качестве активного и пассивного газов использовались следующие пары: воздух—воздух; водород—воздух; воздух—водород. Первый газ в паре используется в эжекторе в качестве активного, а второй — в качестве пассивного газа. При других значениях полных давлений, температур и физических свойств смешиваемых газов, а также безразмерных геометрических параметров эжекторов, исследованных автором, зависимости оставались аналогичными приведенным.

На рисунке 3 приведены расчетные зависимости для газового эжектора с цилиндрической камерой смешения и сужающимся соплом, из которого истекает со скоростью звука струя активного газа. На рисунках 3, *а—в* изображены зависимости для случая, когда в качестве активного и пассивного газов используется один и тот же газ, в данном случае воздух, с одинаковой (см. рис. 3, *а*) или разными (см. рис. 3, *б, в*) температурами торможения. Рисунок 3, *г* относится к случаю, когда активным газом является водород, а пассивным — воздух. Из представленных на рис. 3 зависимостей выявлены следующие характерные особенности изменения

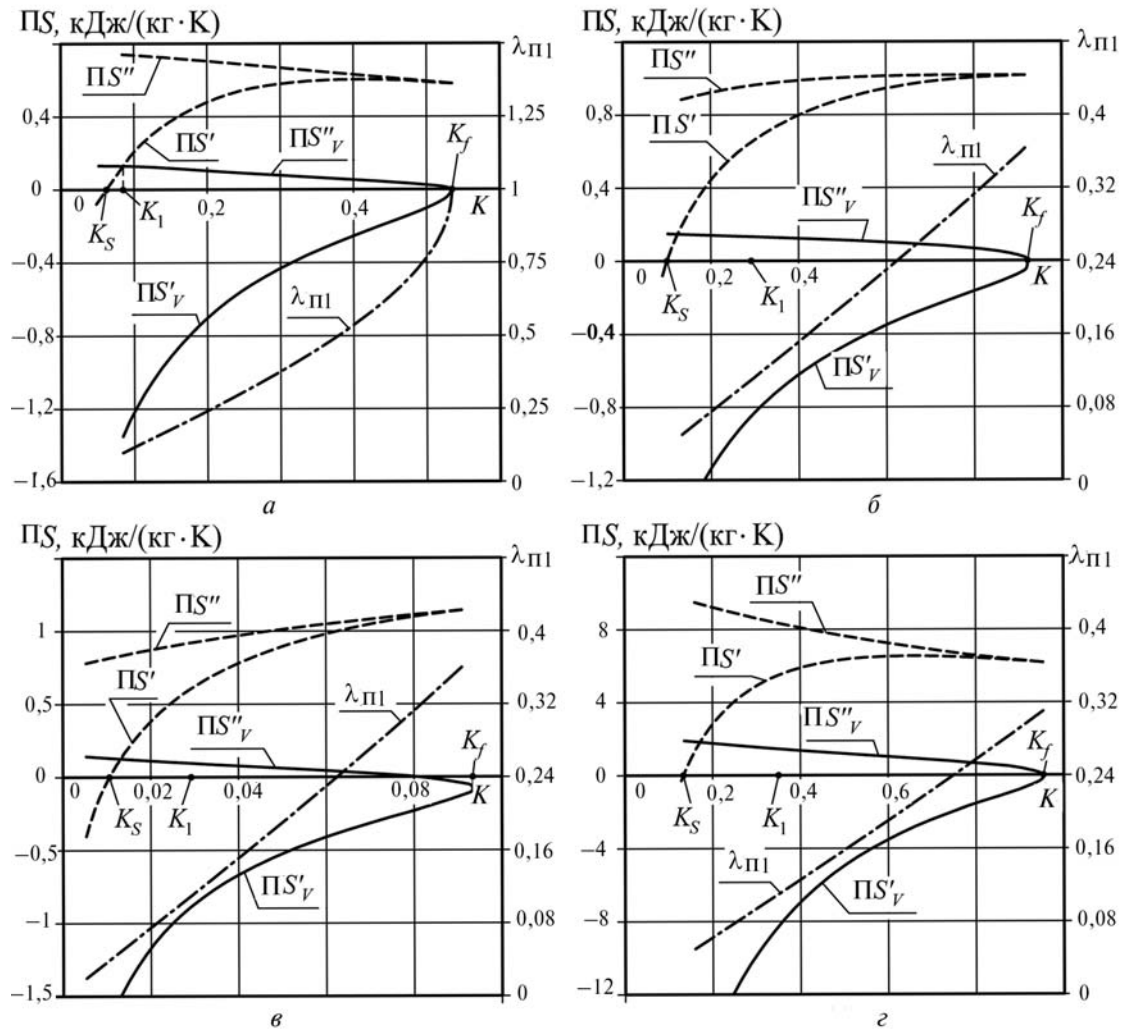


Рис. 3. Результаты расчета газового эжектора с цилиндрической камерой смешения и сужающимся звуковым соплом ( $\alpha = 20,817$ ;  $\beta = 1,0$ ;  $f_a = 1$ ;  $P_{a0}^* = 5,1$  МПа;  $P_{n0}^* = 0,131$  МПа):

$a - T_a^* = T_n^* = 280$  К, воздух—воздух;  $б - T_a^* = 2800$  К,  $T_n^* = 280$  К, воздух—воздух;  $в - T_a^* = 280$  К,  $T_n^* = 2800$  К, воздух—воздух;  $г - T_a^* = T_n^* = 280$  К, водород—воздух

удельных производств энтропии и их составных частей, связанных с выравниванием скоростей движения смешивающихся газов:

1) с увеличением коэффициента эжекции кривые  $PS'$  и  $PS''$ , так же как  $PS'_v$  и  $PS''_v$ , сходятся в одной точке при некотором максимальном значении коэффициента эжекции  $K_f$ , соответствующем равенству нулю подкоренного выражения уравнения (18);

2) кривая  $PS'$  при коэффициенте эжекции  $K_s$  пересекает ось абсцисс и уходит в область положительных значений  $PS$ , а кривая  $PS'_v$  во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции, вплоть до  $K_f$ , находится в области отрицательных значений.

Из этого следует, что в газовых эжекторах с цилиндрической камерой смешения и сужающимся звуковым соплом не может реализоваться второй критический режим работы с параметрами, соответствующими большему корню уравнения эжекции (18), в силу того, что во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции не выполняется условие (54). В этих эжекторах может реализоваться только первый критически режим, при котором происходит запираение проточной части камеры смешения из-за возрастания скорости в струе пассивного газа до скорости звука. На рисунке 3 изображен коэффициент эжекции  $K_1$ , определенный с использованием уравнений (32), (35),



(29), соответствующий первому критическому режиму работы эжектора.

Выводы, сделанные в работах [5, 6] о возможности реализации в этих эжекторах второго критического режима со скоростью смеси в выходном сечении камеры смешения равной скорости звука, не подтверждаются проведенным термодинамическим анализом режимов работы эжектора. Ни увеличение температуры торможения  $T_a^*$  активного (см. рис. 3, б) или  $T_n^*$  пассивного (см. рис. 3, в) газов, ни замена воздуха на водород в качестве активного газа (см. рис. 3, г) не позволяют реализоваться в выходном сечении камеры смешения течению смеси с параметрами, соответствующими коэффициенту эжекции  $K_f$ , при котором скорость смеси достигает скорости звука. Также не подтверждается гипотеза, предложенная в работе [10] для случая смешения в рассматриваемом эжекторе газов с одинаковыми физическими свойствами и температурами торможения, согласно которой при реализации первого критического режима скорость смеси газов в выходном сечении камеры смешения становится сверхзвуковой. На рисунке 3, а видно, что при реализации первого критического режима с коэффициентом эжекции  $K_1$ , в выходном сечении камеры смешения может образоваться только смесь газов, соответствующая меньшему корню уравнения эжекции (18) (дозвуковой скорости течения смеси), так как только для нее выполняются условия (48) и (54):  $PS'' > 0$ ;  $PS''_v > 0$ .

Следует отметить, что режим запиранья эжектора рассматриваемой геометрии реализуется при  $(P_{по}^*)_{зап} = 0,105$  МПа в случае сохранения всех остальных параметров смешиваемых газов, приведенных на рис. 3, а. Это давление запиранья определено по формуле (37) с использованием (36). Согласно теории при таком давлении рассматриваемый эжектор перестает эжектировать газ. Экспериментальные исследования показывают, что на этом режиме наблюдается подсасывание весьма малого количества газа.

На рисунке 4 приведены расчетные зависимости для газового эжектора с цилиндрической камерой смешения и сверхзвуковым соплом

активного газа. На рисунках 4, а–в представлены зависимости для случая, когда в качестве активного и пассивного газов используется воздух с одинаковой (см. рис. 4, а) или разными (см. рис. 4, б, в) температурами торможения, указанными на рисунках. Рисунки 4, г, д относятся к случаю, когда в качестве одного из смешиваемых газов используется водород, а в качестве второго — воздух. На основании анализа представленных на этих рисунках зависимостей выявлены следующие характерные особенности изменения удельных производств энтропии  $PS'$ ,  $PS''$  и их составных частей  $PS'_v$ ,  $PS''_v$  от величины коэффициента эжекции  $K$ :

1) зависимости  $PS'$  и  $PS''$ , так же как и  $PS'_v$ ,  $PS''_v$ , во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции от 0 до максимального значения  $K_m$ , соответствующего  $\lambda_{н1} = 1,0$ , не сходятся в одной точке, так как подкоренное выражение в уравнении эжекции (18) не достигает нулевого значения в диапазоне изменения  $\lambda_{н1}$  от 0 до 1,0 (в случае замены в эжекторе сходящегося сопла пассивного газа на сверхзвуковое сопло зависимости, приведенные на рис. 4, могут быть продлены и на диапазон  $\lambda_{н1} > 1,0$ );

2) кривые  $PS''$  и  $PS''_v$  во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции находятся в области положительных значений  $PS$ , а кривая  $PS'$  с увеличением  $K$  пересекает ось абсцисс при коэффициенте эжекции  $K_S$  и уходит в область положительных значений;

3) кривая  $PS'_v$  при смешении одинаковых газов, имеющих равные температуры торможения (см. рис. 4, а), не пересекает ось абсцисс и располагается в области отрицательных значений  $PS$  во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции;

4) кривая  $PS'_v$  при смешении разных по физическим свойствам газов или одинаковых газов с разными температурами торможения с увеличением коэффициента эжекции может пересекать ось абсцисс (точки  $K'_v$  на рис. 4, б–д) и уходить в область положительных значений  $PS$ .

На рисунке 4 точками  $K_1$  отмечены коэффициенты эжекции, при которых может реализовываться первый критический режим работы эжектора. Также на рис. 4 даны зависимости

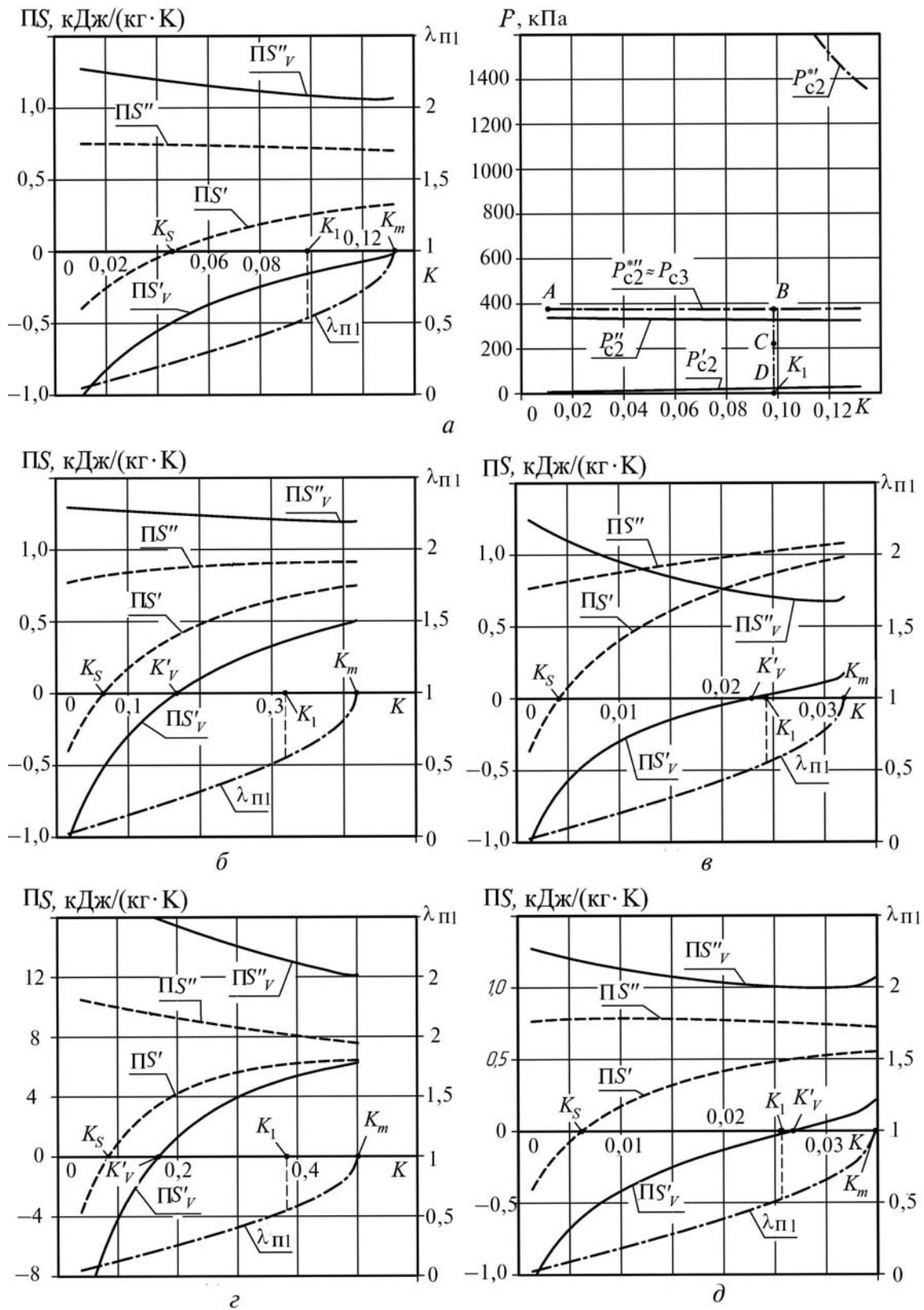


Рис. 4. Результаты расчета газового эжектора с цилиндрической камерой смешения и сверхзвуковым соплом ( $\alpha = 1,6166$ ;  $\beta = 1,0$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P_{a0}^* = 5,1$  МПа;  $P_{n0}^* = 0,05$  МПа):

*a* —  $T_a^* = T_n^* = 280$  К, воздух—воздух; *б* —  $T_a^* = 2800$  К,  $T_n^* = 280$  К, воздух—воздух; *в* —  $T_a^* = 280$  К,  $T_n^* = 4800$  К, воздух—воздух; *г* —  $T_a^* = T_n^* = 280$  К, водород—воздух; *д* —  $T_a^* = T_n^* = 280$  К, воздух — водород

приведенной скорости пассивного газа  $\lambda_{п1}$  на входе в камеру смешения от  $K$ .

Из рисунка 4, *a* следует, что при смешении одинаковых газов с равными температурами торможения во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции могут реализоваться только режимы течения смеси, соответствующие меньшему корню уравнения эжекции (18) (дозвуковой скорости течения смеси в выходном сечении камеры смешения), так как только они удовлетворяют условиям (48), (54). Режим течения смеси газов, соответствующий большему корню уравнения эжекции (18) (сверхзвуковой скорости смеси), реализоваться не может, поскольку для него  $PS'_v < 0$  во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции. В рассматриваемом случае при достижении коэффициента эжекции  $K_1$  реализуется первый критический режим работы эжектора с дозвуковой скоростью течения смеси в выходном сечении камеры смешения. Проведенный термодинамический анализ не подтверждает высказанную в [2] гипотезу, согласно которой в эжекторе со сверхзвуковым соплом при реализации на входном участке цилиндрической камеры смешения картины течения смешиваемых газов, соответствующей первому критическому режиму, в выходном ее сечении скорость смеси газов становится сверхзвуковой.

В правой части рис. 4, *a* приведены расчетные зависимости от коэффициента эжекции  $K$  статических  $P_{c2}$  и полных  $P_{c2}^*$  давлений смеси газов в выходном сечении камеры смешения, соответствующих меньшему («») и большему («'») корням уравнения эжекции (18). Эти зависимости рассчитывались в процессе решения уравнений эжекции (18) — (20) одновременно с зависимостями, приведенными в левой части рис. 4, *a*. Нанесем на этот рисунок дроссельную характеристику эжектора, представляющую собой зависимость давления  $P_{c3}$  на выходе из диффузора от коэффициента эжекции  $K$  при заданной геометрии эжектора и неизменных параметрах смешиваемых газов на входе в него. Из проведенного энтропийного анализа (см. рис. 4, *a*) следует, что в диапазоне коэффициентов эжекции от 0 до  $K_1$  могут реализоваться только докритические режимы работы эжекто-

ра, при которых в выходном сечении камеры смешения течет смесь газов с дозвуковой скоростью и полным давлением  $P_{c2}^*$ . При достаточно большой степени расширения диффузора и отсутствия, в силу принятых допущений, в нем гидравлических потерь можно считать  $P_{c3} = P_{c2}^*$ . На докритических режимах работы эжектора с изменением давления  $P_{c3}$  на выходе из диффузора изменяется и коэффициент эжекции из-за изменения расхода пассивного газа. Это объясняется наличием на докритических режимах непрерывной области дозвукового течения газа от входного до выходного сечения камеры смешения эжектора, через которую передаются возмущения. Этим режимам соответствует участок *AB* характеристики эжектора. В точке *B* характеристики при коэффициенте эжекции  $K_1$  реализуется первый критический режим. На этом режиме, как было описано выше, на начальном участке камеры смешения дозвуковая струя пассивного газа разгоняется и достигает скорости звука в сечении запирания в силу ее поджатия расширяющейся сверхзвуковой струей. При дальнейшем уменьшении давления на выходе из диффузора возмущения не передаются через сечение запирания на вход эжектора. В силу чего остается постоянным коэффициент эжекции равный  $K_1$ . Критическому режиму работы соответствует участок *BD* характеристики.

На рисунке 4, *a* видно, что с увеличением коэффициента эжекции от нуля до значения  $K_1$  давление  $P_{c3}$  на выходе из диффузора уменьшается незначительно. При этом КПД эжектора вследствие роста  $K$  непрерывно возрастает от нуля до некоторого максимального значения в точке *B* характеристики. Режим работы эжектора в точке *B* характеристики соответствует начальному критическому режиму. При уменьшении давления на выходе из диффузора ниже давления, соответствующего точке *B*, образующийся за сечением запирания скачок уплотнения, вызванный торможением сверхзвукового потока, перемещается по цилиндрической камере смешения к входному сечению диффузора. Этой картине течения соответствует участок *BC* характеристики эжектора. При некотором противодавлении за диффузором скачок уплот-

нения входит (для случая не очень большой длины камеры смешения) в расширяющийся диффузор и далее перемещается по диффузору аналогично перемещению скачка уплотнения в расширяющийся части перерасширенного сверхзвукового сопла при уменьшении за ним противодавления [3]. Этой картине течения соответствует участок  $CD$  характеристики эжектора.

Из сопоставления рис. 4, *a* с рис. 3, *a* видно, что замена только сужающегося сопла на сверхзвуковое сопло с критическим сечением, равным выходному сечению сужающегося сопла, приводит к понижению полного давления пассивного газа с  $P_{п0}^* = 0,131$  МПа до  $P_{п0}^* = 0,05$  МПа при работе на критическом режиме с коэффициентом эжекции  $K_1 \approx 0,096$  и сохранением всех остальных параметров эжекторов. При этом мало изменяется и полное давление смеси в выходном сечении цилиндрической камеры смешения на начальном критическом режиме работы. Также при использовании сверхзвукового сопла становится ниже давление запирания такого эжектора  $(P_{п0}^*)_{зап} = 0,0234$  МПа по сравнению с давлением запирания  $(P_{п0}^*)_{зап} = 0,105$  МПа эжектора с сужающимся соплом.

При смешении в эжекторе газов с разными физическими свойствами или температурами торможения (см. рис. 4, *б—д*) наряду с докритическими режимами в диапазоне коэффициентов эжекции от  $K'_v$  до  $K_m$  могут реализоваться режимы течения смеси, соответствующие большому корню уравнения (18) (сверхзвуковой скорости), так как они удовлетворяют соотношениям (48), (54), т. е.  $PS' \geq 0$  и  $PS'_v \geq 0$ . Второй критический режим работы эжектора может реализоваться в указанном диапазоне при коэффициенте эжекции  $K_2$ , расположенном ближе к  $K'_v$ , чем к  $K_m$ . Это следует из теоремы Пригожина, согласно которой для рассматриваемого случая из двух возможных стационарных режимов работы эжектора, соответствующих двум корням уравнения эжекции (18), более вероятен тот, который имеет минимально допустимое производство энтропии  $PS'_v$  и удовлетворяет условию (48). Из рисунков 4, *б—д* следует, что в диапазоне

коэффициентов эжекции  $K'_v—K_m$  наряду со вторым критическим может реализоваться и первый критический режим при коэффициенте эжекции  $K_1$ .

При переходе с докритического режима работы эжектора к критическому реализуется тот из двух возможных критических режимов, который имеет меньший коэффициент эжекции. Это следует из того, что при его реализации уменьшение давления на выходе из диффузора не приводит к увеличению коэффициента эжекции в силу того, что возмущения с выхода эжектора не передаются на его вход из-за наличия в проточном тракте областей с критическими параметрами течения газа. При смешении двух газов, отличающихся разными физическими свойствами и температурами торможения, могут быть созданы условия, при которых возможна одновременная реализация как первого, так и второго критических режимов, что следует, например, из анализа рис. 4, *в, д*.

На рисунке 4, *a* видно, что в эжекторе с цилиндрической камерой смешения и сверхзвуковым соплом при заданных начальных параметрах смешивающихся газов максимальный коэффициент эжекции достигается на критическом режиме в силу приобретения пассивным газом скорости звука в сечении запирания, расположенном на начальном участке камеры смешения. При этом поток смеси газов в выходном сечении камеры смешения на начальном критическом режиме остается дозвуковым. Отсюда следует, что если расширить только входной участок камеры смешения, например, за счет установки конического участка при сохранении выходного цилиндрического участка, то можно увеличить максимальное значение коэффициента эжекции.

На рисунке 5 приведены расчетные зависимости для такого газового эжектора с конической камерой смешения и сверхзвуковым соплом. В качестве активного и пассивного потоков использовались газы как с одинаковыми (рис. 5, *а—в*), так и разными (рис. 5, *г, д*) физическими свойствами, а также температурами торможения. На представленных на рис. 5 зависимостях видно, что удельные производства энтропии  $PS'$  и  $PS'_v$ , так же как и их состав-

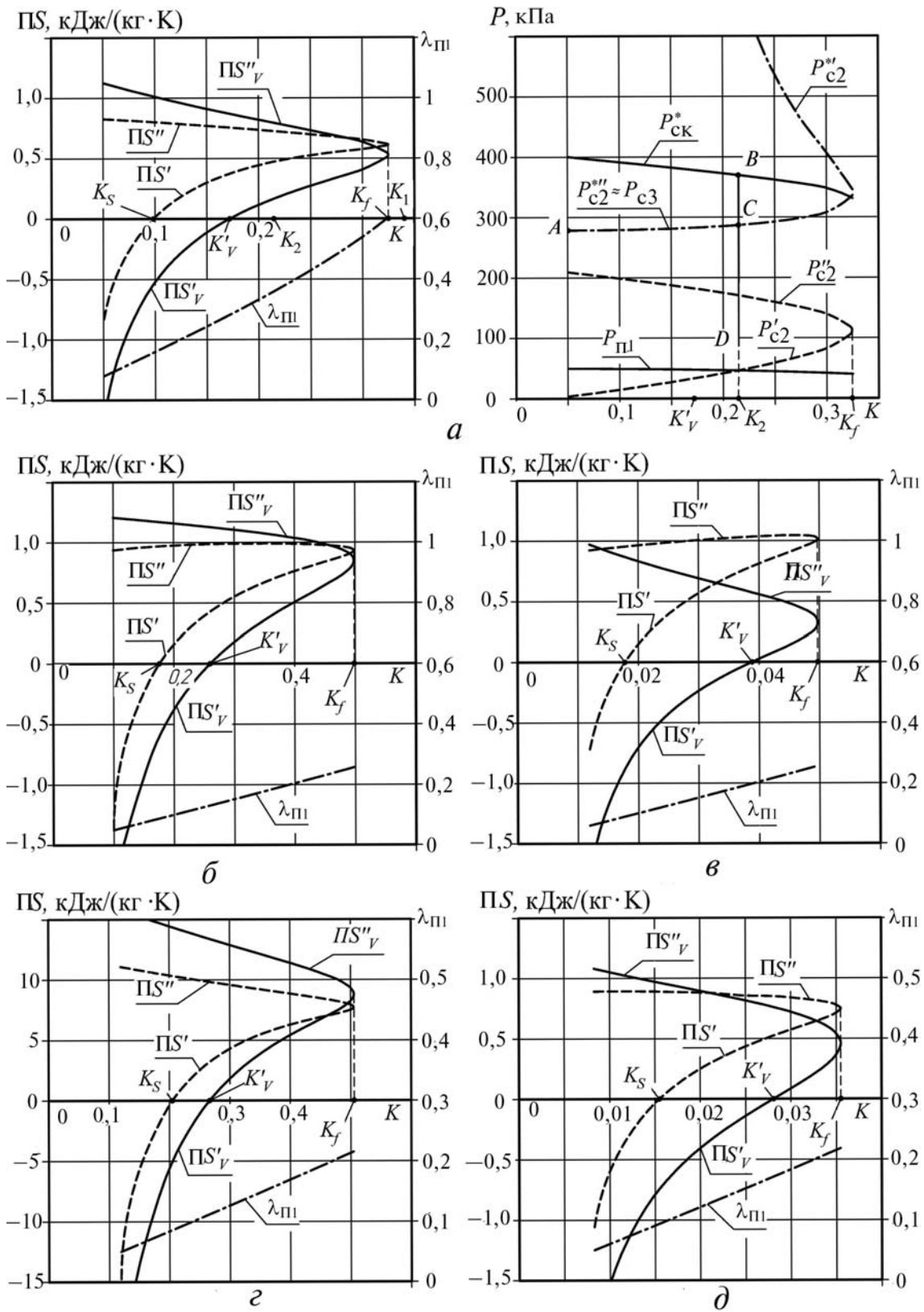


Рис. 5. Результаты расчета газового эжектора с конической камерой смешения и сверхзвуковым соплом при  $z = 0,4$  ( $\alpha = 4,89$ ;  $\beta = 0,444$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P^*_{a0} = 5,1$  МПа;  $P^*_{n0} = 0,05$  МПа):

*a* –  $T^*_a = T^*_n = 280$  К, воздух–воздух; *б* –  $T^*_a = 2800$  К,  $T^*_n = 280$  К, воздух–воздух; *в* –  $T^*_a = 280$  К,  $T^*_n = 2800$  К, воздух–воздух; *г* –  $T^*_a = T^*_n = 280$  К, водород–воздух; *д* –  $T^*_a = T^*_n = 280$  К, воздух – водород

ные части  $PS'_v$  и  $PS''_v$ , сходятся в одной точке при некотором максимальном значении коэффициента эжекции  $K_f$ , соответствующем равенству нулю подкоренного выражения уравнения эжекции (18). При коэффициентах эжекции, больших  $K_f$ , подкоренное выражение в уравнении (18) приобретает отрицательное значение и решения уравнений эжекции теряют физический смысл. На рисунках 5, а—д видно, что с увеличением коэффициента эжекции кривые  $PS'$  и  $PS'_v$  пересекают ось абсцисс соответственно в точках  $K_s$  и  $K'_v$  и уходят в область положительных значений  $PS$ , как при смешении в эжекторе газов с одинаковыми, так и разными физическими свойствами и температурами торможения. Соотношения (48), (54) позволяют выделить диапазон значений коэффициентов эжекции, в котором возможно существование режимов течения смеси газов, соответствующих двум корням уравнения эжекции (18), или в котором может реализоваться только один из этих режимов.

Из рисунков 5, а—д следует, что во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции могут реализоваться дозвуковые режимы течения смеси в выходном сечении камеры смешения, так как для них выполняются соотношения (48), (54). В диапазоне коэффициентов эжекции  $K'_v - K_f$ , наряду с дозвуковыми режимами течения, возможна реализация сверхзвукового режима течения смеси в выходном сечении камеры смешения, так как в этом диапазоне  $PS' > 0$  и  $PS'_v \geq 0$ . Как было сказано выше, второй критический режим работы газового эжектора может реализоваться в указанном диапазоне при некотором коэффициенте эжекции  $K_2$ , расположенном по возможности ближе к  $K'_v$ , чем к  $K_f$ , особенно в случае расчетного режима истечения газа из сверхзвукового сопла. В случае смешения газов одинакового состава и температур торможения в эжекторе с конической камерой смешения и расчетным сверхзвуковым соплом в качестве коэффициента эжекции  $K_2$  будем принимать, по аналогии [7], такой коэффициент, при котором расчетное значение статического давления  $P'_{c2}$  сверхзвукового потока смеси на выходе из камеры смешения равно расчетному значению статического

давления  $P_{п1}$  пассивного потока на входе в нее (см. рис. 5, а, правая часть). Такой способ определения значения коэффициента  $K_2$  используем, как исключение, и для случая нерасчетного режима истечения активного газа из сопла, приведенного на рис. 6, а.

Первому критическому режиму, при котором скорость пассивного потока достигает скорости звука на начальном цилиндрическом участке конической камеры смешения, соответствует коэффициент эжекции  $K_1$ , значительно превышающий  $K_2$  и лежащий вне области решений уравнений эжекции (см. рис. 5, а). На рисунках 5, б—д расчетное значение коэффициента  $K_1$  не показано, так как оно превышает максимальное значение коэффициента эжекции, отложенное по оси абсцисс. Следует еще раз акцентировать внимание на том, что расчет коэффициента  $K_1$  был проведен в предположении, что пассивный газ достигает скорости звука на начальном цилиндрическом участке конической камеры смешения. Однако, часто оптимальные конические камеры смешения имеют входной цилиндрический участок небольшой длины или он вообще отсутствует. В этом случае сечение запирания будет располагаться в конической части камеры смешения и иметь меньшую площадь по сравнению с площадью сечения запирания определенной по входному цилиндрическому участку, что приведет к уменьшению рассчитанного коэффициента эжекции  $K_1$ .

В правой части рис. 5, а приведены расчетные зависимости, аналогичные представленным на рис. 4, а, а также зависимость полного давления  $P_{ск}^*$  изоэнтропического торможения смеси газов за скачком уплотнения, расположенным в выходном сечении камеры смешения. Расчет  $P_{ск}^*$  проводился по уравнению (46). На рисунке 5, а нанесена дроссельная характеристика эжектора рассматриваемой геометрии. Участок AC этой характеристики соответствует докритическим режимам работы эжектора. В точке C характеристики докритический режим работы переходит во второй критический режим при коэффициенте эжекции  $K_2$ . В выходном сечении камеры смешения устанавливается сверхзвуковой режим течения смеси газов. Скачок

уплотнения при этом выходит из конической камеры смешения и располагается в горловине диффузора. На критическом режиме работы с уменьшением противодавления скачок уплотнения перемещается к выходному сечению диффузора. При этом сверхзвуковая скорость газовой смеси перед скачком уплотнения все время увеличивается, что приводит к возрастанию потерь в скачке и уменьшению полного давления смеси на выходе из диффузора. Этим режимам соответствует вертикальный участок характеристики  $CD$ . При работе эжектора на втором критическом режиме с увеличением противодавления скачок уплотнения перемещается от выходного сечения диффузора к его горловине. При этом при противодавлении, соответствующем точке  $C$  характеристики, скачок уплотнения не достигает выходного сечения камеры смешения. Переход на докритический режим работы возможен только при противодавлении, превышающем полное давление торможения  $P_{ск}^*$  смеси газов за скачком уплотнения, расположенным в выходном сечении конической камеры смешения (точка  $B$  на дроссельной характеристике), так как только при противодавлении, превышающем давление в точке  $B$  характеристики, скачок уплотнения войдет в коническую камеру смешения и в выходном ее сечении установится дозвуковая скорость течения смеси газов. Это приведет к резкому изменению распределения давления по длине конической камеры смешения с увеличением потери импульса от взаимодействия газового потока со стенкой, что вызовет скачкообразное уменьшение полного давления смеси на выходе из камеры смешения. При фиксированном коэффициенте эжекции  $K_2$  в результате перестроения в конической камере смешения режима течения смеси эжектор сразу перейдет с критического режима работы, соответствующего точке  $B$ , на докритический режим, соответствующей точке  $C$  характеристики. Режим работы эжектора с конической камерой смешения в точке  $B$  характеристики называют начальным критическим режимом. КПД эжектора в этой точке характеристики достигает максимального значения.

Из сопоставления рис. 4,  $a$  и рис. 5,  $a$  следует, что расширение только входного участка цилиндрической камеры смешения путем замены его на конический участок, при сохранении всех физических и термодинамических параметров смешивающихся газов, приводит к увеличению коэффициента эжекции на начальном критическом режиме работы эжектора приблизительно в 2 раза при незначительном изменении противодавления. С уменьшением степени сжатия пассивного газа в эжекторе эффект от замены цилиндрической камеры смешения на коническую снижается. При малых степенях сжатия используются эжектора с цилиндрической камерой смешения.

Из сопоставления рис. 5,  $b$  и 5,  $a$  следует, что повышение температуры активного газа увеличивает коэффициент эжекции, при котором реализуется второй критический режим работы. К такому же результату приводит использование водорода в качестве активного газа вместо воздуха (см. рис. 5,  $z$  и рис. 5,  $a$ ). Увеличение температуры пассивного газа (см. рис. 5,  $z$ ) или замена его на водород (см. рис. 5,  $d$ ) приводит к уменьшению коэффициента эжекции, при котором реализуется второй критический режим работы (см. рис. 5,  $a$ ).

Как отмечено выше, приведенные на рис. 5 зависимости построены при  $z = 0,4$  и  $P_{п0}^* = P_{a1}$ , т. е. при режиме истечения газа из сопла близкого к расчетному. При меньших значениях  $P_{п0}^*$  или параметра  $z$  зависимости могут быть такими же, как на рис. 5, или приобретать несколько иной вид, приведенный на рис. 6. При этом коэффициент эжекции  $K_1$ , соответствующий первому критическому режиму, может находиться в диапазоне коэффициентов эжекции, при которых уравнения эжекции имеют решения.

Основное отличие приведенных на рис. 6 зависимостей от зависимостей, приведенных на рис. 5, заключается в том, что кривые  $PS'$  и  $PS''$ , так же как и  $PS'_v, PS''_v$ , во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции от 0 до максимального значения  $K_m$ , соответствующего звуковой скорости пассивного газа во входном сечении камеры смешения ( $\lambda_{п1} = 1$ ), не сходятся в одной точке, так как подкоренное

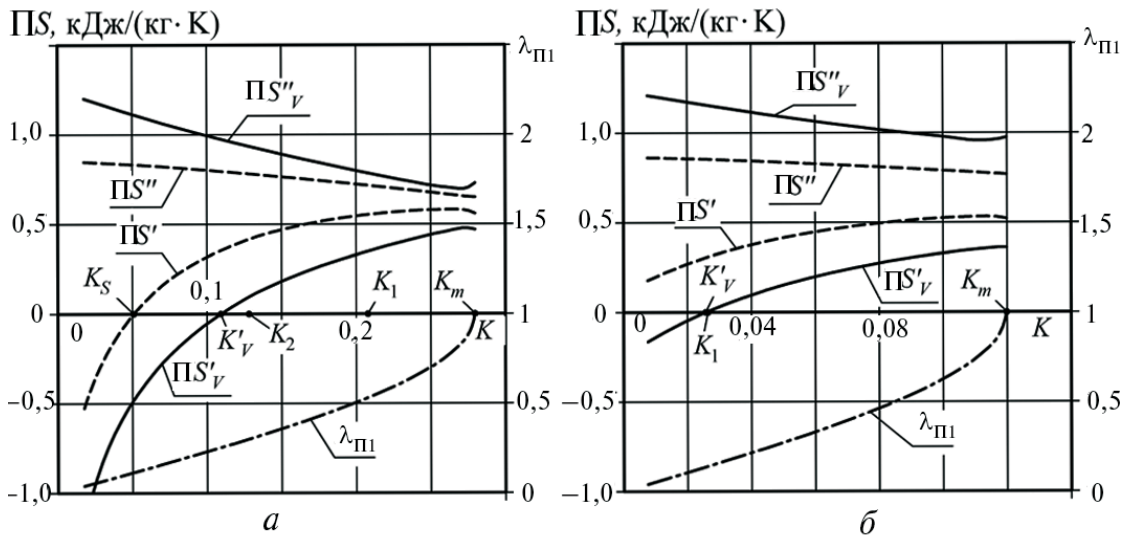


Рис. 6. Результаты расчета газового эжектора с конической камерой смешения и сверхзвуковым соплом при  $z = 0,4$  ( $\alpha = 4,89$ ;  $\beta = 0,444$ ;  $f_a = 0,12$ ;  $P^*_{a0} = 5,1$  МПа;  $T^*_a = T^*_n = 280$  К воздух—воздух):  
 $a - P^*_{n0} = 0,035$  МПа;  $b - P^*_{n0} = 0,015$  МПа

выражение в уравнении эжекции (18) не достигает нулевого значения не только при  $\lambda_{п1} = 1$ , но и при  $\lambda_{п1} > 1$ , что может быть в случае замены в эжекторе сходящегося сопла пассивного газа на сверхзвуковое сопло.

На рисунках 5, а, б видно, что при уменьшении значения  $P^*_{n0}$  коэффициент эжекции  $K_1$  приближается к значению  $K'_v$  или даже становится меньше его. Отсюда следует, что если организовать определенные условия при запуске эжектора, например, подать первым в эжектор активный газ при противодавлении на выходе из него меньшем, чем на начальном критическом режиме, а затем подать небольшой расход пассивного газа, то при малых значениях  $P^*_{n0}$  (малых значениях коэффициента эжекции) реализуется первый критический режим работы эжектора. На начальном участке камеры смешения в сечении запириания пассивный газ приобретает звуковую скорость течения. При этом в выходном сечении камеры смешения смесь газов может иметь сверхзвуковую скорость, что не является препятствием для увеличения коэффициента эжекции путем увеличения расхода пассивного газа, так как газовый тракт не препятствует распространению возмущений по течению потока. Дальнейшее увеличение расхода пассивного газа на реализовавшемся первом критическом режиме, при сохранении

противодавления за эжектором ниже противодавления на начальном критическом режиме, приводит к увеличению  $P^*_{n0}$ , что уменьшает степень расширения активной струи и занимаемую ее площадь в сечении запириания.

Реализовавшийся при запуске эжектора первый критический режим будет существовать только до определенных значений  $P^*_{n0}$  (до определенных значений  $K_1$ ), при которых на начальном участке камеры смешения будет сохраняться картина течения смешивающихся газов, соответствующая первому критическому режиму и коэффициент эжекции  $K_1$  будет находиться в пределах коэффициентов, при которых уравнения эжекции имеют решения. При приближении режима истечения активного газа из сверхзвукового сопла к расчетному (т. е. при приближении  $P^*_{n0}$  к  $P^*_{a1}$ ) наступает момент, когда разрушается установившаяся картина течения смешивающихся газов на начальном участке камеры смешения и эжектор резко переходит с первого критического режима работы на второй критический. В этом случае, при практически одном и том же установившемся коэффициенте эжекции, резко увеличивается давление пассивного газа на входе в эжектор. Это следует, например, из сопоставления рис. 5, а и 6, а. Видно, что в случае перехода с первого критического режима с коэф-



коэффициентом эжекции  $K_1 = 0,21$  (см. рис. 6, а) на второй критический режим с тем же коэффициентом эжекции  $K_2 = 0,21$  (см. рис. 5, а) полное давление пассивного газа на входе в эжектор увеличивается с  $P_{п0}^* = 0,035$  МПа до  $P_{п0}^* = 0,05$  МПа.

При работе эжектора с параметрами, приведенными на рис. 6, а, на первом критическом режиме при  $K_1 = 0,21$  с увеличением противодействия на выходе из эжектора выше начального критического режима происходит скачкообразный переход к описанному ранее докритическому режиму. При дальнейшем понижении противодействия, с сохранением коэффициента эжекции  $K_1 = 0,21$ , при определенном значении  $P_{с3}$  (рис. 5, а, правая часть) осуществляется переход с докритического режима работы ко второму критическому, как уже было описано выше. При этом, в случае сохранения значения коэффициента эжекции при всех этих переходах, второй критический режим реализуется при полном давлении пассивного газа  $P_{п0}^* = 0,05$  МПа (см. рис. 5, а) большем полного давления пассивного газа  $P_{п0}^* = 0,035$  МПа, при котором может реализоваться первый критический режим (см. рис. 6, а). Это следует из того, что при переходе с докритического режима к критическому из двух возможных критических режимов первым реализуется тот, который имеет при одном и том же коэффициенте эжекции большее значение  $P_{п0}^*$ .

Проведенный анализ показал, что в зависимости от значений  $P_{п0}^*$  и параметра  $z$  получаем расчетные зависимости аналогичные, приведенным на рис. 5, когда коэффициент эжекции  $K_1$  находится вне области физических решений уравнений эжекции, или зависимости аналогичные как рис. 5, так и рис. 6, но при этом  $K_1$  лежит в области решений уравнений эжекции и первый критический режим при определенных условиях может быть реализован.

На рисунке 7 приведена расчетная кривая, разделяющая область значений  $P_{п0}^*$  и параметра  $z$  на две части: лежащую под кривой, в которой может реализоваться первый или второй критический режим, и над кривой, в которой может реализоваться только второй критический

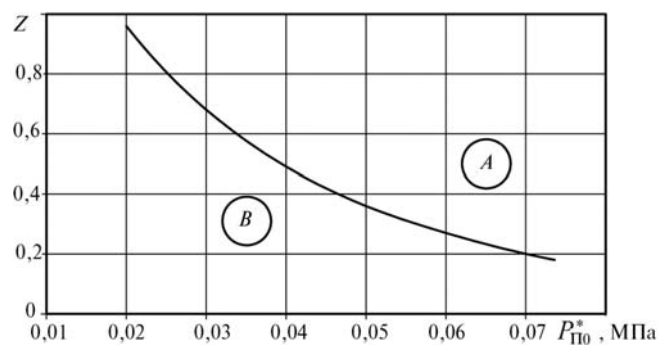


Рис. 7. Линия разделения областей параметров:

A — область в которой может реализоваться только второй критический режим; B — область в которой может реализоваться первый или второй критический режим

режим. В области, лежащей над кривой, расчетные зависимости аналогичны рис. 5. При расчете этой кривой все параметры эжектора оставались такими же, как и при расчете зависимостей, приведенных на рис. 5, а; 6, за исключением  $P_{п0}^*$  и  $z$ .

Если предположить, что параметр  $z$  на критических режимах работы должен зависеть от геометрии конической камеры смешения, то из рис. 7 следует, что и диапазон давлений пассивного газа на входе в эжектор  $P_{п0}^*$ , в котором может реализоваться первый критический режим работы эжектора, также должен зависеть от геометрии конической КС.

Из приведенного анализа следует, что в определенном диапазоне параметров эжектора с конической камерой смешения при одном и том же значении коэффициента эжекции кроме второго критического режима может быть реализован и первый критический режим при меньшем значении  $P_{п0}^*$  и неизменных остальных параметрах смешиваемых газов.

Из анализа формулы (53) следует, что  $PS_V = 0$  тогда и только тогда, когда  $T_{с2} = T_{с2TP}$ , а это, согласно (52), возможно только в том случае, когда кинетическая энергия потока на выходе камеры смешения равна кинетической энергии на входе в нее.

Таким образом,  $PS_V = 0$ , при  $\Delta W = 0$ , где

$$\Delta W = \frac{V_{a1}^2}{2} + K \frac{V_{п1}^2}{2} - (1 + K) \Pi_{кин\ c2}^2 \frac{V_{с2}^2}{2}. \quad (55)$$

Если кинетическая энергия потока на выходе из камеры смешения меньше, чем на входе в нее ( $\Delta W > 0$ ), то  $PS_V > 0$ , так как  $T_{c2} > T_{c2TP}$ . Если кинетическая энергия потока на выходе из камеры смешения больше, чем на входе в нее ( $\Delta W < 0$ ), то  $PS_V < 0$ , так как  $T_{c2} < T_{c2TP}$ . Следовательно, по изменению  $\Delta W$  можно определить режимы работы эжектора не проводя расчетов производства энтропии. Обозначив  $W'$  изменение кинетической энергии потока, соответствующее большей скорости смеси газов в выходном сечении камеры смешения, полученной в результате решения уравнений эжекции, а  $\Delta W''$  — соответственно меньшей скорости, запишем условие, при котором возможна реализация второго критического режима работы эжектора:

$$\Delta W' \geq 0. \quad (56)$$

Коэффициенту эжекции  $K'_V$ , приведенному на рис. 4–6, соответствует  $\Delta W' = 0$ .

Для докритических режимов работы  $W'' > 0$  во всем возможном диапазоне коэффициентов эжекции. При наличии потерь кинетической энергии из-за трения потока о стенку камеры смешения значение  $\Delta W$  определяется аналогично [7].

Условие (56), полученное из термодинамического анализа, подтверждается принципом

работы газовых эжекторов, основанным на переносе кинетической энергии от активного потока в пассивный поток, в результате чего первый поток тормозится, а второй ускоряется. Скорости потоков сравниваются по величине и могут остаться сверхзвуковыми в выходном сечении камеры смешения, если не возникнет скачок уплотнения.

#### Литература

1. Милонщиков М.Д., Рябинков Г.М. Газовые эжекторы больших скоростей // Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов: Тр. ЦАГИ. М., 1961. С. 5–32.
2. Васильев Ю.Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения // Лопаточные машины и струйные аппараты. 1967. Вып. 2. С. 171–235.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. В 2 ч. Ч. 1. 597 с.
4. Стернин Л.Е. Основы газовой динамики. М.: Вузовская книга, 2008. 332 с.
5. Межиров И.И. Расчет предельных режимов газового эжектора // Сборник по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов: Тр. ЦАГИ. М., 1961. С. 284–292.
6. Искра А.Л. Эжектор с разными эжектирующим и эжектируемым газами // Сб. работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов: Тр. ЦАГИ. М., 1961. С. 303–321.
7. Цегельский В.Г. Двухфазные струйные аппараты. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003. 405 с.
8. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 560 с.
9. Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса. М.: УРСС, 2000. 310 с.
10. Васильев Ю.Н. Теория газового эжектора с цилиндрической камерой смешения и суживающимися соплами // Тр. ЦАГИ. № 486. М., 1971. С. 1–25.

Статья поступила в редакцию 15.12.2011