

ТЕОРИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ЭЖЕКТОРА

Б. А. Урюков

(Новосибирск)

В одноступенчатом газовом эжекторе с цилиндрической камерой смешения и сверхзвуковой скоростью эжектирующего газа достижение максимального полного давления смеси при заданном коэффициенте эжекции и заданном перепаде полных давлений смешиваемых газов ограничивается критическим режимом, при котором внутри камеры смешения эжектируемый газ разгоняется до скорости звука.

Многоступенчатый эжектор (система последовательно соединенных эжекторов) позволяет получить полное давление смеси большее, чем в одноступенчатом. Это обусловлено тем, что потери полного давления при смешении потоков в эжекторе резко уменьшаются с уменьшением отношения полных давлений эжектирующего и эжектируемого газов, а также тем, что в многоступенчатом эжекторе в значительной мере ослабляются ограничения, связанные с критическим режимом.

Расчеты многоступенчатых эжекторов проводились Ю. Н. Васильевым.

Представляет интерес рассмотреть предельный случай — «дифференциальный» эжектор — с непрерывным распределением расхода эжектирующего газа по длине камеры смешения. Исследование дифференциального эжектора позволяет выяснить основные характеристики эжектора с большим числом ступеней.

Уравнения дифференциального эжектора были получены С. А. Христиановичем.

§ 1. Дифференциальный эжектор можно представить себе состоящим из бесконечного числа «элементарных» эжекторов. Схема дифференциального эжектора и отдельной элементарной ступени дана на фиг. 1.

При исследовании принимаются допущения:

- 1) трение и теплопередача на стенках эжектора пренебрежимо малы;
- 2) смешиваемые газы являются идеальными с одинаковым химическим составом;
- 3) скорость, температура и давление в начальном сечении каждого элементарного эжектора распределены равномерно.

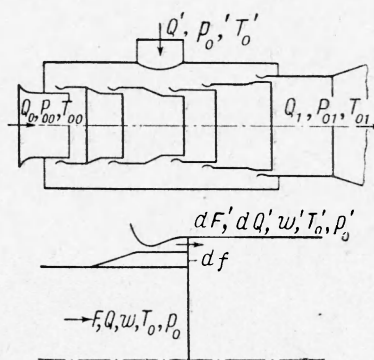
Введем обозначения:  $F, Q, w, T_0, p_0$  — площадь, расход, скорость, температура торможения и полное давление в данном сечении эжектора, соответственно:  $dF', dQ', w', T_0', p_0'$  — те же параметры эжектирующего газа на срезе сопла элементарного эжектора;  $df$  — изменение площади поперечного сечения элементарного эжектора (фиг. 1).

Уравнения неразрывности и импульсов для элементарного эжектора имеют вид

$$dQ = dQ', d(T_0 Q) = T_0' dQ', d(Qw) - w' dQ' = p' dF' - d(pF) + p df \tag{1.1}$$

Изменение площади камеры смешения

$$dF = dF' + df = F_0 (d\alpha + d\chi) \tag{1.2}$$



Фиг. 1

Вводятся безразмерные величины (индексом 0 отмечены параметры эжектируемого газа на входе в эжектор)

$$\lambda = \frac{w}{a_*}, \quad \kappa = \frac{Q'}{Q_0}, \quad \tau = \frac{T_0'}{T_{00}}, \quad \sigma = \frac{p_0'}{p_{00}}, \quad \varepsilon = \frac{p_0}{p_{00}}, \quad \Psi = \frac{F}{F_0}$$

$$\left( a_* = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1} RT_0}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} \right) \quad (1.3)$$

— приведенная скорость, коэффициент инжекции, перепад температур торможения, перепад полных давлений, степень сжатия, относительная площадь камеры смешения, соответственно;  $a_*$  — критическая скорость звука,  $c_p$  и  $c_v$  — отношение теплоемкостей,  $R$  — газовая постоянная.

Обозначим

$$z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda}, \quad T(\lambda) = 1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2, \quad \rho(\lambda) = T(\lambda)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (1.4)$$

$$p(\lambda) = T(\lambda)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad q(\lambda) = \left( \frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \lambda \rho(\lambda)$$

Будем считать, что  $p_0'$  и  $T_0'$  постоянны вдоль эжектора, рассмотрение более общего случая не вносит принципиальных затруднений.

Уравнения эжекции приводятся к виду

$$\frac{d\alpha}{dn} = \frac{\sqrt{\tau} q(\lambda_0)}{\sigma q(\lambda')} \quad (1.5)$$

$$\sqrt{\tau} z(\lambda') + \sqrt{(1+n)(1+n\tau)} \frac{T(\lambda)}{\lambda} \frac{1}{\varphi} \frac{d\lambda}{dn} = \frac{d}{dn} [\sqrt{(1+n)(1+n\tau)} z(\lambda)]$$

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{(1+n)(1+n\tau)} q(\lambda_0)}{\varphi q(\lambda)}, \quad \frac{a_*^2}{a_{*0}^2} = \frac{1+n\tau}{1+n}, \quad \varphi = 1 + \alpha + \chi$$

В уравнения эжекции не входит явно длина. В качестве величины, заменяющей длину вдоль камеры смешения, можно взять коэффициент инжекции  $n$ .

Обычно камера смешения эжектора оканчивается диффузором. Если в конце камеры смешения  $\lambda < 1$ , то потери в диффузоре невелики. Если же  $\lambda \geq 1$ , то в диффузоре могут иметь место различные режимы; потери в этом случае, очень сильно зависящие от конструкции диффузора, могут быть весьма велики при больших значениях  $\lambda$ .

В связи с этим задачу об отыскании оптимального эжектора будем ставить следующим образом: при заданном полном коэффициенте инжекции  $n_1$  (значение  $n$  в конце эжектора), при данных  $\tau$  и  $\sigma$ , а также при заданном значении  $\lambda_1$  в конце эжектора, найти распределение скоростей вдоль эжектора  $\lambda = \lambda(n)$  и  $\lambda' = \lambda'(n)$ , при которых  $\varepsilon_1$  в конце эжектора достигает максимального значения. Оптимальное значение  $\lambda_1$  можно затем определить из совместного рассмотрения работы эжектора и диффузора.

Уравнения (1.5) можно свести к одному уравнению, исключив геометрические параметры  $\alpha$ ,  $\chi$  и  $\varphi$

$$d\varepsilon = A dn, \quad A = \frac{\sqrt{\tau}}{\omega} \varepsilon \left\{ \frac{\lambda}{T(\lambda)} \left[ z(\lambda') - \frac{2\kappa}{\kappa+1} \lambda \frac{\omega'}{\sqrt{\tau}} \right] - \frac{\varepsilon q(\lambda)}{\sigma q(\lambda')} \right\} \quad (1.6)$$

$$\omega = \sqrt{(1+n)(1+n\tau)}, \quad \omega' = \frac{d\omega}{dn} = \frac{1/2(1+\tau) + n\tau}{\sqrt{(1+n)(1+n\tau)}} \quad (1.7)$$

Важно отметить, что в (1.6) нет дифференциалов  $d\lambda$  и  $d\lambda'$ . Это объясняется тем, что в элементарном эжекторе изменение полного давления смеси может зависеть только от приращения расхода эжектирующего газа.

Из уравнения (1.6) следует, что для получения максимального значения  $\varepsilon_1$  в конце эжектора необходимо, чтобы величина  $A$  была максимальной для каждого элементарного эжектора. Имеем

$$\frac{\partial A}{\partial \lambda} = \varepsilon \frac{\sqrt{\tau}}{\omega} \frac{T(\lambda')}{\lambda' T^2(\lambda)} \left\{ \frac{\lambda'}{T(\lambda')} \left[ z(\lambda') t(\lambda) - \frac{4\kappa}{\kappa+1} \frac{\omega'}{\sqrt{\tau}} \right] + (\lambda^2 - 1) \frac{\varepsilon p(\lambda)}{\sigma p(\lambda')} \right\} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial A}{\partial \lambda'} = \varepsilon \frac{\sqrt{\tau}}{\omega} \frac{\sqrt{\tau}}{\omega} \left( 1 - \frac{1}{\lambda'^2} \right) \frac{\lambda}{T(\lambda)} \left[ 1 - \frac{\varepsilon p(\lambda)}{\sigma p(\lambda')} \right] \quad \left( t(\lambda) = 1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2 \right)$$

Полагая  $\partial A / \partial \lambda' = 0$ , находим

$$\varepsilon p(\lambda) = \sigma p(\lambda') \quad (1.9)$$

Это уравнение имеет простой физический смысл: в каждом сечении эжектора статическое давление эжектирующего газа на срезе сопла должно быть равно статическому давлению смеси.

Полагая  $\partial A / \partial \lambda = 0$  и используя (1.9), получим

$$\left[ \lambda' - \lambda \sqrt{\frac{1+n\tau}{\tau(1+n)}} \right] \left[ \lambda' - \lambda \sqrt{\frac{\tau(1+n)}{1+n\tau}} \right] = 0 \quad (1.10)$$

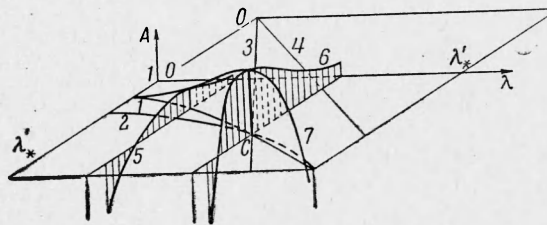
Так как  $\varepsilon < \sigma$ , то из (1.9) следует, что всегда  $\lambda < \lambda'$ , так что уравнения (1.9) и (1.10) при любых значениях  $\tau$  допускают лишь одно решение  $\lambda = \lambda_*$ ,  $\lambda' = \lambda_*'$ , имеющее физический смысл. Вместе с тем, для того чтобы эжектор мог работать, действительная скорость газа на срезе сопла должна быть больше или равна скорости смеси ( $w' \geq w$ ).

Это условие имеет вид

$$\lambda' - \lambda \sqrt{\frac{1+n\tau}{\tau(1+n)}} \geq 0 \quad (1.11)$$

Очевидно, что (1.11) всегда выполняется при  $\tau \geq 1$ , поэтому  $\lambda_*$  и  $\lambda_*'$  при  $\tau > 1$  находятся из (1.9) и

$$\lambda' - \lambda \sqrt{\frac{\tau(1+n)}{1+n\tau}} = 0 \quad (1.12)$$



Фиг. 2

Равенство (1.12) может быть представлено также в следующем виде.

$$\rho' w' \left( \frac{\varepsilon}{\sigma} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \rho w \quad (\rho - \text{плотность}) \quad (1.13)$$

При  $\tau < 1$  максимальное значение  $A$  лежит на границе возможных решений, определяемых условием (1.11). Отметим, что

$$\lambda_* = \lambda_*' = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \quad \text{при } \tau = 1$$

Структура поверхности  $A = A(\lambda, \lambda')$  показана на фиг. 2, на которой 1 — линия равных давлений, уравнение (1.9); 2 — линия  $\partial A / \partial \lambda = 0$ , уравнение (1.8); 3 и 4 — решения (1.10); 5 — сечение  $A$  плоскостью  $\lambda = \text{const}$ ; 6 — сечение  $A$  плоскостью  $\lambda = \lambda_* = \text{const}$ ; 7 — сечение  $A$  на линии равных давлений;  $C$  — точка ( $\lambda = \lambda_*$ ,  $\lambda' = \lambda_*'$ ).

Можно показать, что  $\lambda_*$  растет при увеличении  $n$ . Поэтому, если  $\lambda_1 \leq \lambda_{*0}$  ( $\lambda_*$  в начале эжектора), то наибольшее значение  $A$  при любых  $\varepsilon$  достигается при  $\lambda = \lambda_1$  и значениях  $\lambda'$ , определяемых уравнением (1.9). Отсюда следует, что в этом случае оптимальный эжектор отвечает постоянному  $\lambda = \lambda_1$  вдоль всего эжектора. Если  $\lambda_{*0} < \lambda_1$ , то в этом случае оптимальный эжектор отвечает  $\lambda = \lambda_*$  при  $\lambda_* \leq \lambda_1$ , а затем  $\lambda = \lambda_1$  до конца эжектора.

§ 2. Рассмотрим случай  $\lambda = \lambda_*$  и  $\lambda' = \lambda_*'$  вдоль всего эжектора. Исключая  $\varepsilon$  и  $\lambda$  из (1.6) при помощи (1.9) и (1.10), получим

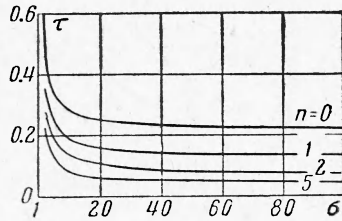
$$d\lambda_*' / dn = 0 \quad (2.1)$$

Таким образом,  $\lambda_*' = \text{const}$  вдоль эжектора. В начальном сечении эжектора имеем из (1.9) и (1.10)

$$p(\lambda_{*0}) = \sigma p(\lambda_*') \quad (2.2)$$

$$\lambda_{*0} = \lambda_*' \sqrt{V\tau} \quad (\tau < 1)$$

$$\lambda_{*0} = \frac{\lambda_*'}{\sqrt{V\tau}} \quad (\tau < 1) \quad (2.3)$$



Фиг. 3

Отсюда определяются значения  $\lambda_*'$  и  $\lambda_{*0}$ . Исключая из (1.6)  $\varepsilon$  и  $\lambda'$  при помощи (1.9) и (1.10) и интегрируя, находим распределение  $\lambda_*$  вдоль эжектора. Используя затем уравнения (1.5), находим

$$\chi = 0, \quad \varphi = 1 + \alpha \quad (2.4)$$

$$\lambda_{*0}^2 = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \frac{m - 1}{(m/\tau) - 1}, \quad \lambda_* = \lambda_{*0} \sqrt{\frac{1+n}{1+n\tau}} \quad (\tau < 1)$$

$$\lambda_{*0}^2 = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \frac{m - 1}{m\tau - 1}, \quad \lambda_* = \lambda_{*0} \sqrt{\frac{1+n\tau}{1+n}} \quad (\tau > 1)$$

$$\varepsilon = \left( \frac{1+n\tau}{1+n\tau/m} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad \alpha = \frac{n\tau}{m} \quad (\tau < 1) \quad (2.5)$$

$$\varepsilon = \left( \frac{1+n}{1+n/m} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad \alpha = \frac{n}{m} \quad (\tau > 1) \left( m = \sigma^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)$$

Из (2.4) и (2.1) следует, что в интервале  $\lambda_* < \lambda_1$  оптимальным будет одноступенчатый эжектор с цилиндрической камерой смешения. На фиг. 3 показаны границы областей  $\lambda_* < \lambda_1$  при  $\lambda_1 = 1$  и  $\tau < 1$ . Соответствующая граница для  $\tau > 1$  при  $n = 0$  получается заменой  $\tau$  на  $\tau^{-1}$ . Можно видеть, что при  $\lambda_1 = 1$  оптимальный эжектор, в котором  $\lambda = \lambda_*$  и  $\lambda' = \lambda_*'$  вдоль всего эжектора практически имеет место лишь при очень малых или очень больших значениях  $\tau$ .

Интересно отметить соотношения между скоростями смешиваемых газов в оптимальном эжекторе при  $\lambda_* < \lambda_1$ . Если в случае  $\tau > 1$   $w'/w = T_0'/T_0$ , т. е. разность между скоростями велика и имеется интенсивное перемешивание, то при  $\tau < 1$  скорости равны  $w = w'$  и выравнивание потоков происходит гораздо менее интенсивно.

§ 3. Рассмотрим практически наиболее интересный случай  $\lambda_1 < \lambda_{*0}$ . В оптимальном эжекторе имеем  $\lambda = \lambda_1 = \lambda_0$ . Уравнение (1.6), принимая во внимание (1.9), преобразуется к виду

$$\frac{\lambda'}{T(\lambda')} \frac{d\lambda'}{dn} - \frac{\sqrt{V\tau}}{\omega} \frac{\lambda}{T(\lambda)} \left( \lambda \frac{\omega'}{\sqrt{V\tau}} - \lambda' \right) = 0 \quad (3.1)$$

Начальное значение  $\lambda_0'$  определяется из уравнения (1.9)

$$p(\lambda) = \sigma p(\lambda_0') \quad (3.2)$$

Геометрические характеристики и степень сжатия эжектора определяются из уравнений

$$\frac{d\chi}{dn} = \frac{1}{\sigma} \frac{p(\lambda)}{p(\lambda')} \frac{\lambda}{T(\lambda)} [z(\lambda) \omega' - \sqrt{V\tau} z(\lambda')] \quad (3.3)$$

$$\varphi = \frac{\omega}{\sigma} \frac{p(\lambda)}{p(\lambda')}, \quad \alpha = \varphi - 1 - \chi, \quad \varepsilon = \sigma \frac{p(\lambda')}{p(\lambda)}$$

В случае  $\tau = 1$  уравнение (3.1) интегрируется

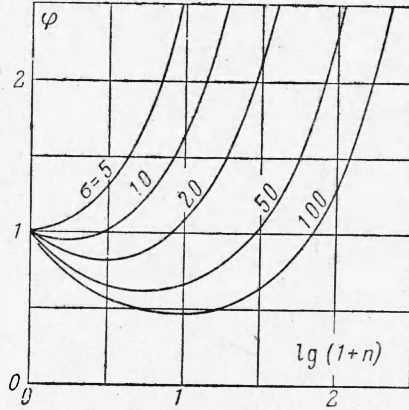
$$1 + n = \frac{\lambda_0' - \lambda}{\lambda' - \lambda} \sqrt{\frac{T(\lambda')}{T(\lambda_0')}} \frac{(1 - h\lambda' + h\lambda_0')^{\frac{1}{2h\lambda}}}{(1 + h\lambda' - h\lambda_0')} \quad \left( h = \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}} \right) \quad (3.4)$$

На фиг. 4 показано изменение площади камеры смешения в зависимости от  $n$  при  $\lambda = 1$  и  $\tau = 1$  для нескольких значений  $\sigma$ . Видно, что при достаточно больших  $\sigma$  камера смешения вначале сужается, а потом расширяется. Положение минимального сечения определяется из соотношения

$$\lambda_m' = \frac{\omega'}{\sqrt{\tau}} \frac{\kappa + 1}{2\kappa} z(\lambda) \quad (3.5)$$

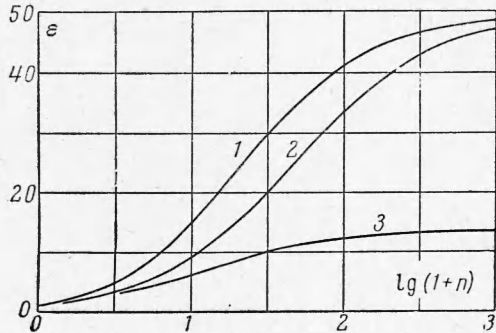
При  $\lambda_0' < \lambda_m'$  камера смешения будет все время расширяющейся. При  $\lambda = 1$ ,  $\tau = 1$ ,  $\kappa = 1.4$ ,  $\lambda_m' = 1.714$ , что отвечает значению  $\sigma_m = 5.6$ . Отметим, что  $dx/dn < 0$  при  $\lambda = 1$ , т. е. камера смешения каждого элементарного эжектора в этом случае сужается.

Так как степень сжатия эжектора растет с ростом  $\lambda_1$ , а коэффициент потерь в диффузоре даже в простейшем случае сверхзвукового диффузора с прямым скачком уплотнения невелик при значениях  $\lambda_1$ , незначительно превышающих единицу, то применение эжектора с небольшой сверхзвуковой скоростью может оказаться выгодным.



Фиг. 4

§ 4. Рассмотрим частный случай дифференциального эжектора при  $\tau = 1$ , в котором площадь камеры смешения в каждой элементарной ступени не изменяется ( $\chi = 0$ ) и  $\lambda' = \text{const}$ . Уравнения такого эжектора совпадают с уравнениями одноступенчатого эжектора (4.1)



Фиг. 5

$$\alpha_1 = \frac{n_1 q(\lambda_0)}{\sigma q(\lambda')}, \quad \epsilon_1 = \frac{1 + n_1 q(\lambda_0)}{1 + \alpha_1 q(\lambda_1)}$$

$$(1 + n_1) z(\lambda_1) = n_1 z(\lambda') + z(\lambda_0)$$

Определим максимальную степень сжатия такого эжектора при условии, что скорость смеси не превышает скорость

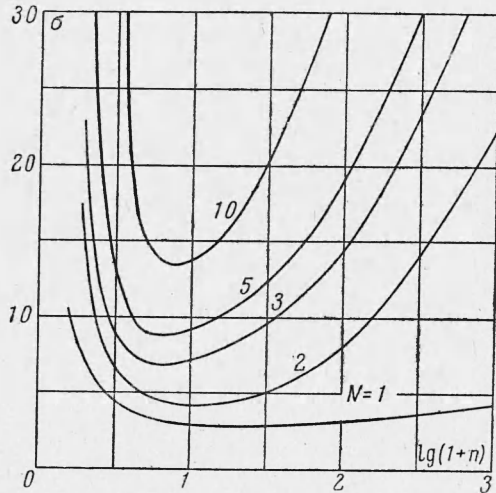
звука. За независимые переменные примем  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$ . Производные  $\partial \epsilon_1 / \partial \lambda_0$  и  $\partial \epsilon_1 / \partial \lambda_1$  могут обращаться в нуль в четырех точках плоскости  $(\lambda_0, \lambda_1)$

- (1)  $(p(\lambda_0) = \sigma p(\lambda'), \lambda_1 = 1)$ ,      (2)  $(p(\lambda_0) = \sigma p(\lambda'), \sigma p(\lambda') = \epsilon_1 p(\lambda_1))$ ,
- (3)  $(\lambda_0 = 1, \lambda_1 = 1)$ ,                      (4)  $(\lambda_0 = 1, \sigma p(\lambda') = \epsilon_1 p(\lambda_1))$

Анализ показывает, что точки (1) — (3) не отвечают максимуму  $\epsilon_1$ . Точки (1) и (2) соответствуют случаю  $\lambda_0 = \lambda_1 = \lambda' = 1$  и  $\sigma = 1$ . Исследование вторых производных в точке (3) показывает, что она является точкой типа «седло». Максимум  $\epsilon_1$  находится в точке (4). Во всех сечениях эжек-

тора, отвечающего точке (4), кроме выходного, выполняется неравенство

$$\sigma r(\lambda') > \varepsilon r(\lambda) \quad (4.4)$$



Фиг. 6

Несмотря на совпадение уравнений, описывающих процесс эжекции, в одноступенчатом и дифференциальном эжекторе режим, соответствующий точке (4), не может быть реализован в одноступенчатом эжекторе, так как в нем при значениях  $\lambda < 1$  наступает критический режим. В дифференциальном эжекторе критический режим не имеет места, так как влияние бесконечно малой эжектирующей струи на поток смеси в каждом сечении эжектора является исчезающе малым.

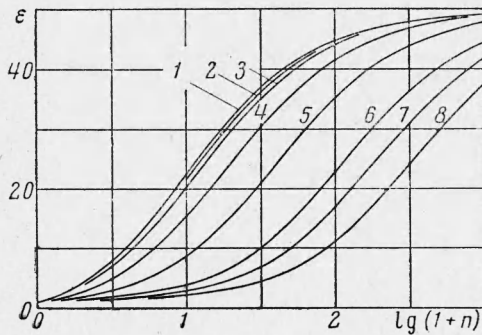
При замене дифференциального эжектора многоступенчатым критический режим будет

возникать на каждой ступени, но с увеличением числа ступеней критическое значение  $\lambda$  будет все время возрастать, приближаясь к  $\lambda = 1$ . Это позволяет получить в многоступенчатом эжекторе большую степень сжатия, чем в одноступенчатом.

На фиг. 5 для  $\sigma = 50$  при  $\tau = 1$  в зависимости от  $n$  даны графики степени сжатия: 1 — оптимального дифференциального эжектора при  $\lambda_1 = 1$ , 2 — дифференциального эжектора  $\chi = 0$  и 3 — оптимального одноступенчатого эжектора на критическом режиме.

Сравнение этих кривых показывает, что многоступенчатый эжектор может дать очень большое приращение степени сжатия, сужение камер смещения элементарных ступеней также дает существенное увеличение степени сжатия.

Полученные в работе результаты для оптимальных эжекторов позволяют указать границы применимости многоступенчатых эжекторов с определенным числом ступеней. На фиг. 6 в координатах  $n, \sigma$  при  $\tau = 1$  показаны области использования  $N$ -ступенчатых эжекторов для  $N = 1, 2, 3, 5, 10$ . Степени сжатия многоступенчатых эжекторов рассчитаны Ю. Н. Васильевым. Границы областей отвечают отклонению на 10% степени сжатия  $N$ -ступенчатого эжектора от степени сжатия оптимального дифференциального эжектора при  $\lambda_1 = 1$ . Интересно отметить, что при малых значениях  $n$  и практически при любых значениях  $\sigma$ , а также при малых значениях  $\sigma$  (до  $\sigma = 2.5-3$ ) и любых значениях  $n$  применение многоступенчатых эжекторов нецелесообразно. Видно также, что область применения эжектора с данным числом ступеней расширяется с ростом  $n$ , что



Фиг. 7

объясняется уменьшением потерь в эжекторе с увеличением расхода эжектирующего газа.

§ 5. Уравнения оптимального эжектора при  $\lambda_1 > \lambda_*$  позволяют просто оценить влияние различия температур смешиваемых газов на степень сжатия эжектора. Из (2.5) видно, что подогрев эжектирующего газа ( $\tau > 1$ ) не влияет на степень сжатия. Следовательно, в этом случае можно ожидать слабого изменения степени сжатия в многоступенчатом эжекторе в зависимости от увеличения температуры эжектирующего газа. Напротив, при  $\tau < 1$  влияние температуры нагретого эжектируемого газа должно быть значительным, так как в оптимальном эжекторе при  $\tau < 1$  роль  $n$  играет  $n\tau$ . Это видно на фиг 7, где приведены графики степени сжатия оптимальных эжекторов при  $\lambda_1 = 1$  для  $\sigma = 50$  и различных значений  $\tau$ :

- 1 —  $\tau = 30$ ,      2 —  $\tau = 10$ ,
- 3 —  $\tau = 3.333$ ,    4 —  $\tau = 1$ ,
- 5 —  $\tau = 0.3$ ,     6 —  $\tau = 0.1$ ,
- 7 —  $\tau = 0.060$ ,   8 —  $\tau = 0.0333$

§ 6. Эффективность эжектора

$$v^* = \varepsilon / \varepsilon_* \quad (6.1)$$

определяется как отношение степени сжатия эжектора  $\varepsilon$  к  $\varepsilon_*$  — степени сжатия, получаемой при изоэнтропическом процессе смешения

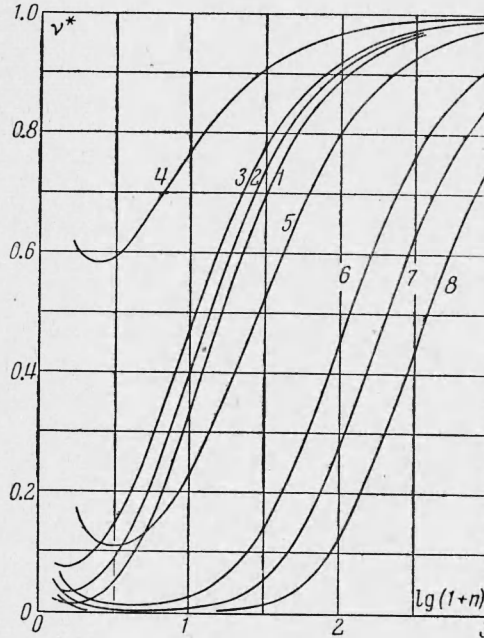
$$\varepsilon_* = \left( \frac{1 + n\tau}{1 + n} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} (\sigma / \tau^{\kappa-1})^{\frac{n}{1+n}} \quad (6.2)$$

На фиг. 8 для  $\sigma = 50$  даны значения  $v^*$  в зависимости от  $n$  при различных  $\tau$  для оптимального дифференциального эжектора при  $\lambda_1 > \lambda_*$ :

- 1 —  $\tau = 30$ ,    2 —  $\tau = 16.67$ ,    3 —  $\tau = 10$ ,    4 —  $\tau = 1$
- 5 —  $\tau = 0.3$ ,    6 —  $\tau = 0.1$ ,    7 —  $\tau = 0.06$ ,    8 —  $\tau = 0.0333$

Видно, что эффективность оптимального эжектора очень низка при малых значениях  $n$  и близка к единице при больших  $n$ . Аналогичный вид имеют кривые эффективности оптимального эжектора при  $\lambda_1 = 1$ , так как степень сжатия такого эжектора во всем диапазоне  $n$  и  $\sigma$  незначительно отличается от степени сжатия оптимального эжектора при  $\lambda_1 > \lambda_*$ .

Автор благодарит С. А. Христиановича за постановку задачи и помощь в процессе ее решения.



Фиг. 8