

Ю. К. АРКАДОВ

НОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ
И ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

НОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ

И ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ



ИЗД-во "Глобус" (ОАО "МАРПИ")
Мушкетер, Глобус, Глобус, Глобус, Глобус

5533



Аркадов Ю. К. Новые газовые эж
Цена 170.00

Ю. К. АРКАДОВ

НОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ

И ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ



Москва
Физматлит
2001

ББК 22.3г
А 82
УДК 539.12

АРКАДОВ Ю. К. Новые газовые эжекторы и эжекционные процессы. — М.: Изд-во Физико-математической литературы, 2001. — 336 с. — ISBN 5-94052-025-1

В монографии описывается многолетний опыт разработки газовых эжекторов для различных областей техники — газовой промышленности, летательной техники, экспериментальной и промышленной аэродинамики, вакуумной и вентиляционной техники. Основное содержание посвящено описанию новых схем газовых эжекторов с улучшенными характеристиками, их созданию и применению. Книга написана по материалам исследований, проведенных в основном в Центральном аэрогидродинамическом институте им. проф. Н. Е. Жуковского.

Книга будет полезна научным работникам и инженерам, занимающимся разработкой и применением эжекторной техники.



9785940520252

ISBN 5-94052-025-1

© Ю. К. Аркадов, 2001

**ИЗДАНИЕ ОСУЩЕСТВЛЕНО ПРИ ПОДДЕРЖКЕ
ЦЕНТРАЛЬНОГО АЭРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА им. профессора Н. Е. ЖУКОВСКОГО**

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	8
Принятые обозначения	9
Введение	11
§ 1. Основные понятия. Исторический обзор	11
§ 2. Теория простого (классического) эжектора	16

ЧАСТЬ I

НОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ БОЛЬШОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ

Глава 1. Некоторые модернизированные одноступенчатые эжекторы с улучшенными характеристиками	21
§ 1.1. Газовый эжектор со сдвигом высоконапорных сопл	22
§ 1.2. Газовый эжектор с винтовым срезом сопл	27
Глава 2. Газовый эжектор с перфорированным соплом	38
§ 2.1. Основные идеи и первые исследования газового эжектора с соплом, перфорированным продольными щелями	38
§ 2.2. Влияние вязкости на предельные характеристики газового эжектора с перфорированным соплом	42
§ 2.3. Влияние числа щелей на работу газового эжектора с перфорированным соплом	47
§ 2.4. Исследование структуры течения внутри перфорированного насадка сверхзвукового газового эжектора	50
§ 2.5. Приближенный метод расчета критического режима эжектора с перфорированным соплом	60
§ 2.6. Газовый эжектор с нецилиндрической перфорированной стенкой на границе смешиваемых струй	69
§ 2.7. Эжектор с центральным перфорированным соплом	78
§ 2.8. Исследование другими авторами газовых эжекторов с соплом, перфорированным продольными щелями	84

§ 2.9. Применение эжектора с перфорированным соплом в промышленных аэродинамических трубах	94
---	----

Глава 3. Компактный газовый эжектор большой степени сжатия с расположением сопл по спирали

§ 3.1. Основные идеи и первые исследования	122
§ 3.2. Дальнейшее экспериментальное исследование компактного эжектора с конической камерой смешения и визуализация течения в нем	130
§ 3.3. Графическое моделирование течения в многосопловом компактном эжекторе	135
§ 3.4. Приближенный расчет критических режимов многосоплового компактного эжектора	142
§ 3.5. Экспериментальное исследование спирального эжектора с камерой смешения, имеющей криволинейный профиль. Эжектор с заглушенными соплами. Исследование гистерезиса	147
§ 3.6. Применение многосоплового компактного эжектора-диффузора в гиперзвуковой аэродинамической трубе	154
§ 3.7. Исследование турбулентности и шума в компактном многосопловом газовом эжекторе. Их сравнение с аналогичными параметрами классического эжектора	161

ЧАСТЬ II

ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ МАЛОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ И БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЖЕКЦИИ

Глава 4. Теория оптимальных эжекторов малой степени сжатия	170
§ 4.1. Оптимальный газовый эжектор с диффузором	170
§ 4.2. Условия оптимальности и характеристики эжектора без диффузора при выхлопе смеси в затопленное пространство	178

Глава 5. Экспериментальные данные по эжекторам малой степени сжатия и их применению в трансзвуковых аэродинамических трубах

§ 5.1. Экспериментальное исследование газового эжектора с малой степенью сжатия и дискретными высоконапорными соплами	184
§ 5.2. Исследование модели трансзвуковой аэродинамической трубы с эжекторным приводом и расходным диффузором	189

Глава 6. Эжекторные системы газонаполнения самолетных спасательных трапов и плотов	203
§ 6.1. Оптимизация эжекторных систем газонаполнения	203
§ 6.2. Опыты по отработке систем газонаполнения в различных климатических условиях и их применение в отечественной авиации	209

ЧАСТЬ III

ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ

Глава 7. Улучшение запуска аэродинамической трубы и увеличение ее полезной загрузки путем оптимизации процесса ввода модели в рабочий поток	214
§ 7.1. Причина разрушения течения в аэродинамической трубе с камерой Эйфеля при вводе модели — в ухудшении процесса эжектирования ...	215
§ 7.2. Экспериментальное исследование увеличения полезной загрузки аэродинамических труб путем подсоединения к камере Эйфеля дополнительной емкости	223
§ 7.3. Исследование запуска гиперзвуковой аэродинамической трубы с впрыском газа в аэродинамический след модели	229
Глава 8. Улучшение эжектирования газа из камер давления в трансзвуковых аэродинамических трубах с перфорацией	237
§ 8.1. Исследование течения в модели профильной рабочей части трансзвуковой аэродинамической трубы без принудительного отсоса газа и автоотсоса и предложения по расширению диапазона чисел Маха в ней ..	237
§ 8.2. Исследование трансзвуковой рабочей части аэродинамической трубы со вдувом воздуха в аэродинамический след за моделью державкой	256
Глава 9. Эжекционная теория сопротивления диффузора как элемента газовой или гидравлической машины ...	261
§ 9.1. Принятые допущения, схема течения и исходные уравнения ..	262
§ 9.2. Некоторые решения уравнения движения	264
§ 9.3. Диссипация энергии	266
§ 9.4. Турбулизирующий момент	268
§ 9.5. Упрощения для случая несжимаемой жидкости	270
§ 9.6. Влияние основных геометрических и газодинамических параметров диффузора на его работу	272

ЧАСТЬ IV
ОПТИМАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ЭЖЕКТОРОВ И ДРУГИЕ
ПРИМЕНЕНИЯ ЭЖЕКТОРОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Глава 10. Оптимальные одноступенчатые, двухступенчатые и многоступенчатые эжекторы	276
§ 10.1. Оптимальный газовый эжектор со скоростью смеси, не превышающей звуковую	276
§ 10.2. Оптимальный газовый эжектор с заданной скоростью низконапорного газа	291
§ 10.3. Оптимальные системы эжекторов	301
Глава 11. Другие применения эжекторов в промышленности . . .	317
§ 11.1. Регулируемый многоступенчатый эжектор	317
§ 11.2. Эжектор дымовых труб	323
Заключение	326
Список литературы	327

ПРЕДИСЛОВИЕ

Газовый эжектор, или струйный компрессор, — простейшее и одно из наиболее распространенных газодинамических устройств в разнообразных отраслях промышленности. Термин «эжектор» («инжектор») происходит от латинского глагола *jicere* — толкать — и содержит приставку «э» или «ин», характеризующую, куда направлен поток (наружу или вовнутрь), хотя принцип действия от этого не меняется. Внешняя простота эжектора и достаточно сложный процесс внутри него — вот две особенности, которые привлекают исследователей и инженеров.

Автор профессионально занимается этими устройствами 40 лет в Центральном аэрогидродинамическом институте (ЦАГИ), где они широко применяются в аэродинамических трубах и где сложилась, возможно, самая известная в стране эжекторная школа. Здесь наряду с интенсивной разработкой теории (академики С. А. Христианович и М. Д. Миллионщиков, А. А. Никольский, Ю. Н. Васильев) всегда было широкое поле деятельности и для практиков — экспериментаторов и разработчиков аэродинамических труб (О. В. Лыжин, Г. И. Таганов, И. И. Межиров, Г. М. Рябинков и др.). Такие условия и потребность повысить экономические характеристики эжекторов подтолкнули к созданию новых схем и к данной работе в целом.

Предлагаемая монография — дань уважения основоположникам эжекторной школы ЦАГИ. Ссылки на их труды имеются во всех источниках по данной проблеме, но сами они не написали по этой близкой им и всему ЦАГИ теме ни одной монографии.

Автор благодарит В. Г. Дмитриева, В. П. Рукавца и А. П. Быркина за понимание и поддержку при издании этой книги, а также Г. П. Грошева, Ю. А. Лашкова, Н. И. Лютину и Ю. Б. Борщивера за помощь при работе над ней.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

p, ρ, T, W — давление, плотность, температура, скорость потока;
 p_0, ρ_0, T_0 — давление, плотность и температура торможения;
 p_a — атмосферное давление;
 G — массовый расход;
 a_* — критическая скорость;
 $\lambda = W/a_*$ — приведенная скорость;
 $\kappa = c_p/c_v$ — показатель адиабаты;
 c_p, c_v — удельные теплоемкости газа при постоянном давлении
 и постоянном объеме;
 F, f — площадь струи;
 $a = F_1/F'$ — основной геометрический параметр эжектора;
 $k = G_1/G'$ — коэффициент эжекции;
 $\sigma = p_0'/p_{01}$ — отношение полных давлений;
 $\epsilon = p_{03}/p_{01}$ — степень сжатия;
 n — коэффициент проницаемости (отношение площади щелей
 к площади боковой поверхности насадка).

Параметры эжектирующего газа обозначаются буквами со штрихом (например, p'); параметры эжектируемого газа — буквам с индексом 1 (например, p_1); параметры смеси — буквами с индексом 3 (например, p_3); м. с — мерное сопло, кр — критический, к. с — камера смешения.

Газодинамические функции:

$$p(\lambda) = \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\kappa/(\kappa-1)};$$

$$\tilde{q}(\lambda) = \lambda \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{1/(\kappa-1)};$$

$$q(\lambda) = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{1/(\kappa-1)} \lambda \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{1/(\kappa-1)};$$

$$z(\lambda) = \lambda + \frac{1}{\lambda};$$

$$y(\lambda) = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{1/(\kappa-1)} \frac{\lambda}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2};$$

$$\mu(\lambda) = \lambda^2 \left[\frac{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \frac{1}{\lambda^2}} \right]^{1/(\kappa-1)}$$

При смешении разных газов с различными температурами принято:

$$\theta = \sqrt{\frac{c_{p1} T_{01}}{c_p T_0}};$$

$$b = \sqrt{\frac{1 - 1/\kappa_1^2}{1 - 1/\kappa^2}};$$

$$c = \frac{c_{p1}}{c_p};$$

$$\Delta\theta = \frac{z(\theta) - 2}{z(k\theta) + 2};$$

$$\Delta\kappa = \frac{z(b) - 2}{z(kcb) + 2} + \frac{z(\kappa_1/\kappa') - 2}{\kappa_1 \kappa' B_1 B' [z(kcb) + 2]};$$

$$B = \sqrt{1 - \frac{1}{k^2}};$$

$$f_{\Gamma} = \frac{(1 + k\theta)(1 + kcb)}{(1 + kc)(1 + k\theta b)} \sqrt{(1 + \Delta\theta)(1 + \Delta\kappa)}.$$

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Основные понятия. Исторический обзор

Газовые эжекторы (рис. В.1) в настоящее время широко применяются в различных областях техники, в частности, в газовой и химической промышленности, вакуумной технике, самолетостроении и различных экспериментальных аэродинамических установках. По существу, эжектором можно назвать любое устройство, в котором полное

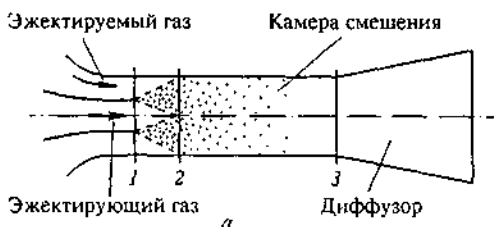


Рис. В.1. а) Схема одноступенчатого эжектора с центральным эжектирующим соплом; б) фото многоступенчатого эжектора с периферийными эжектирующими соплами

давление одного (эжектируемого) потока увеличивается за счет смешения его с другим (эжектирующим) потоком, имеющим более высокое полное давление. В результате взаимодействия потоков в эжекторе образуется их смесь, имеющая среднее давление выше давления среды, куда смесь вытекает.

Основным достоинством эжектора как струйного компрессора является отсутствие движущихся и трущихся деталей, что существенно при работе с горячими либо агрессивными средами. Важным свойством является также техническая и технологическая простота эжекторов, позволяющая создать устройства практически неограниченной производительности. Это оказалось особенно важным

при создании сверхзвуковых эжекторов, применяемых, например, в аэродинамических трубах кратковременного действия. Для них эжектирующий газ запасается в течение часов в некоторой емкости, а затем в течение минут или секунд тратится для реализации высокоскоростных потоков или высотных условий полета.

Исследования эжекторов, в которых смешиваемыми потоками были несжимаемые среды, начались еще почти 80 лет назад [1]. В нашей стране первые исследования эжекторов были начаты практически в то же время и продолжались несколько десятилетий К. Н. Баулиным [2—5]. Похожие работы были выполнены также за рубежом [6—9].

Основная трудность теоретического определения характеристик эжектора состоит в сложности описания самого процесса турбулентного смешения струй, их взаимодействия в пространстве, ограниченном жесткими стенками так называемой «камеры смешения», которая не является по существу «камерой», так как имеет постоянно открытые вход и выход. Тем не менее этот термин применяется в отечественной литературе и является общепринятым. Само наличие твердых стенок у эжектора позволяет иметь внутри него давление, отличающееся от давления как низконапорного газа, так и смеси. Форма камеры смешения в поперечном и продольном направлении также существенна для процесса смешения и влияет на его результаты, т. е. конечные параметры смеси.

В первых теориях эжекторов [2—10] рассматриваются наиболее простые случаи, когда смешиваемые среды считаются несжимаемыми жидкостями. К наиболее простым случаям также относится смешение струй в цилиндрическом канале, где реакцией самой стенки на поток можно пренебречь. Еще одним упрощающим дело условием, накладываемым обычно на потоки с дозвуковыми скоростями, является равенство их статических давлений на входе в камеру смешения. Это условие является не всегда выполнимым для сверхзвуковых эжекторов, однако для смешения несжимаемых жидкостей и газов с дозвуковыми скоростями оно безусловно справедливо.

Для расчета суммарных характеристик эжектора обычно применяются уравнения одномерного движения сред между начальным и конечным сечением цилиндрической камеры смешения, при этом трением и теплообменом на стенках камеры пренебрегают. В работах [11, 12] описание процесса смешения потоков в эжекторе проводилось на основе работ [13, 14] о распространении турбулентной струи жидкости в затопленном пространстве и спутном потоке. В отечественной литературе [5, 15] к расчету течения в эжекторе применялась полуэмпирическая теория турбулентных струй Г. Н. Абрамовича.

В описанных выше работах скорости потоков были существенно меньше скорости звука, поэтому неучет сжимаемости не приводил к большим ошибкам. С увеличением располагаемых перепадов давления смешиваемых газов эти ошибки увеличиваются, поэтому в [16] один из потоков (эжектирующий) уже считается сжимаемым,

а в работах [17–24] сжимаемыми при дозвуковых скоростях считаются оба потока.

Наиболее достоверный метод расчета газовых эжекторов любых перепадов давления предложил в 1944 г. академик С. А. Христианович. Им получены основные уравнения эжекции, являющиеся записями основных законов сохранения для начального и конечного сечений цилиндрической камеры смешения. Эти уравнения используются для расчета эжекторов до настоящего времени как в нашей стране, так и за границей и справедливо называются основными уравнениями эжекции. Этот термин используется ниже именно в этом смысле.

Б. М. Киселев в 1947 г. обобщил эти уравнения на случай смешения газов с разными температурами торможения, получил с помощью газодинамических функций простые расчетные формулы и привел их к сегодняшнему виду.

Важным дополнением к фундаментальным исследованиям С. А. Христиановича явилось открытие М. Д. Миллионщиковым и Г. М. Рябиновым в 1948 г. критических режимов работы эжектора. Оказалось, что основных уравнений эжекции не всегда достаточно для описания его характеристик. Многие области параметров смешиваемых газов на входе в эжектор практически не могут быть реализованы из-за несовместимости смешиваемых струй в заданной камере смешения. Открытие критических режимов нанесло серьезный удар по общепринятой до этого методике расчета эжектора, когда в уравнениях эжектора рассматривают только входное и выходное сечения камеры смешения, игнорируя детальное рассмотрение сложного процесса в эжекторе — взаимодействия турбулентных струй. Но М. Д. Миллионщикову и Г. М. Рябинову удалось с честью выйти из этого положения — они смогли дать достаточные для расчета эжектора уравнения, рассмотрев только начальный участок камеры смешения. Ими было показано, что полного смешения струй для этого можно не рассматривать, достаточно учесть только газодинамическое взаимодействие поступающих в камеру смешения струй. В качестве уравнений (условий) критического режима было принято равенство статистических давлений смешиваемых потоков в сечении «запирания» и равенство единице числа Маха низконапорной струи в этом сечении. В целом методика оказалась очень плодотворной и используется позднее другими авторами в целом ряде работ, хотя некоторые уточнения оказались все-таки необходимыми.

Следует сказать, что работы С. А. Христиановича, М. Д. Миллионщикова и Г. М. Рябинова относятся только к эжектору с цилиндрической камерой смешения и, вообще говоря, не могут применяться к эжекторам со смешением в пассивных соплах и в конфузорных камерах смешения, широко применяемых на практике. Методы расчета последних (приближенные) были примерно в то же время разработаны во Всесоюзном теплотехническом институте (ВТИ) и МЭИ. Одной из причин этого параллелизма был режим секретности, которому подчинялись указанные выше авторы, и

лишь позднее в трудах ВТИ и МЭИ появились ссылки на работы С. А. Христиановича, М. Д. Миллионщикова, Г. М. Рябинкова, Ю. Н. Васильева и других авторов из ЦАГИ. Справедливости ради следует отметить, что перечисленные выше ученые ЦАГИ почти не занимались паровыми эжекторами, нашедшими применение ранее газовых, поэтому все трудности расчета эжекторов с этими горячими средами со смешением в пассивном сопле и конфузорной камере смешения пришлось преодолевать Е. Я. Соколову, Н. М. Зингеру, М. Е. Дейчу, их соавторам и многим другим практикам [28].

Однако вернемся к первым уравнениям критического режима М. Д. Миллионщикова и Г. М. Рябинкова. Экспериментальные исследования О. В. Лыжина в ЦАГИ, проведенные уже не для газового хозяйства, а в интересах разработки аэродинамических труб и в существенно более широком диапазоне начальных параметров, показали ограниченность этой теории. Она оказалась справедливой лишь при малых отношениях полных давлений смешиваемых газов и площадей сопел, а в других областях заметно завышала характеристики эжектора по сравнению с тем, что давал эксперимент.

Существенные уточнения теории предельных режимов были получены после того, как А. А. Никольским было обнаружено невыполнение в теории Миллионщикова—Рябинкова уравнения количества движения для начального участка камеры смешения. Сразу после этого была предложена теория предельных режимов Таганова—Межирова [29], в которой уравнение количества движения уже выполнялось и использовалось, а профиль скорости высоконапорной струи в сечении запирания считался линейным. В теории Никольского—Шустова [30] для плоского эжектора течение на начальном участке камеры смешения рассчитывалось методом характеристик. Наиболее удачной и простой оказалась предложенная тогда же теория Ю. Н. Васильева, в которой используется уравнение количества движения и принято, что поля скоростей в сечении запирания являются равномерными по каждой струе, но в распределении статического давления имеется разрыв на границе струй [31, 32]. Позднее и за рубежом появились аналогичные теории [33, 34].

Систематические экспериментальные исследования газовых эжекторов, проведенные в ЦАГИ в 1953—1958 гг., показали, что теории критических режимов, не учитывающие влияния вязкости на предельные характеристики, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при больших и средних коэффициентах эжекции, т. е. там, где это и предполагалось.

Было также отмечено, что в области малых коэффициентов эжекции экспериментальные значения степеней сжатия заметно превышают теоретические. Значительные расхождения между указанными выше теориями и экспериментом в этой области были обнаружены Г. Л. Гродзовским и А. Ф. Равдиным [35] при испытаниях осесимметричного эжектора с центральным соплом высоконапорного газа. Они объяснили это расхождение влиянием смешения струй до

сечения запыриания, хотя позднее В. Н. Гусев [36] объяснил его частично в рамках динамики идеального газа.

Теория предельных режимов газового эжектора с учетом дополнительного влияния вязкости разработана Чау и Эдди [37]. Вместе с работами Ю. Н. Васильева, В. Т. Харитоновой и Б. А. Урюкова по оптимальному газовому эжектору [32, 38, 39] она стала завершением теории газового эжектора классической схемы, хотя исследования в этой области не только не прекратились, но получили новый стимул.

Не говоря уже о работах по принципиально новому, но пока малоразработанному процессу эжектирования в пульсирующих эжекторах [40—43], были достигнуты серьезные успехи в исследовании внутренних процессов (вязких и невязких) в обычных эжекторах [44—49]. Большое количество работ было посвящено также исследованию собственно сверхзвуковых эжекторов, их систем и сочетаний с другими вакуумными аппаратами [50—66].

Среди множества работ следует отметить работы А. П. Филатова [60, 61] по исследованию газовых эжекторов при малых числах Рейнольдса и изучению возможности повышения характеристик таких устройств путем охлаждения. Большой интерес представили работы А. Н. Тимошина по исследованию эжектора при отрицательных коэффициентах эжекции [62]. Очень полезными оказались работы по изучению влияния технологических погрешностей и дополнительных потерь в элементах эжектора на его характеристики [65, 66].

Значительное количество работ было посвящено применению эжекторов в авиационных увеличителях тяги двигателей [67—72], особенно актуальных для современных самолетов вертикального взлета и посадки.

Работы по исследованию и совершенствованию газовых эжекторов активно продолжаются и в настоящее время [73—79], причем значительная часть исследований проводится в направлениях усовершенствования газодобывающей и газоперерабатывающей техники, важных для нынешней российской экономики.

Автор данной работы активно занимается газовыми эжекторами с 1961 г. [80—113]. Уже в 1964 г. им было предложено несколько новых схем эжекторов с улучшенными по сравнению с классическими характеристиками — эжекторы со сдвигом сопл, с винтовым срезом, с перфорированным продольными щелями соплом. Благодаря специальной организации течения струй на начальном участке камеры смешения наступление критического режима в этих устройствах происходит при больших перепадах давления, степени сжатия и коэффициентах эжекции, чем в классическом эжекторе [80]. Экспериментальные исследования подтвердили возможность существенного повышения характеристик путем специальной организации течения на начальном участке камеры смешения. Наилучшие результаты были получены при исследовании газового

эжектора с перфорированным продольными щелями соплом. На ряде режимов его характеристики выше характеристик классического в пять-семь раз.

Однако прежде чем переходить к новым схемам, рассмотрим более подробно теорию классического эжектора, из которой следуют основные идеи возможного повышения его характеристик.

§ 2. Теория простого (классического) эжектора

Основные уравнения эжекции Христиановича-Киселева. Пусть известны входные параметры смешиваемых газов и ставится задача найти параметры потока на выходе из камеры смешения.

Уравнение неразрывности для сечений 1-3 (рис. В.1а) имеет вид

$$G_1 + G_1' = G_3, \quad k + 1 = \frac{G_3}{G_1'} = \frac{\rho_3 \omega_3 F_3}{\rho_1' \omega_1 F_1'}.$$

Вводя параметры торможения и приведенные скорости, получим

$$k + 1 = \frac{\rho_{03} q(\lambda_3) F_3}{\rho_{01}' q(\lambda_1') F_1'} \sqrt{\frac{T_0'}{T_{03}}}.$$

Уравнение сохранения энергии для сечений 1-3 записывается в виде

$$G_1 T_{01} + G_1' T_{01}' = G_3 T_{03}, \quad \text{или} \quad \frac{T_{03}}{T_{01}'} = \frac{k\theta^2 + 1}{k + 1}.$$

Подставив это соотношение в уравнение неразрывности и проведя несложные преобразования, получим

$$\varepsilon = \frac{\sigma v_c' q(\lambda_1')}{(a + 1) q(\lambda_3)} \sqrt{(k\theta^2 + 1)(k + 1)},$$

где $v_c' = p_{01}'/p_0'$ — коэффициент восстановления давления в сверхзвуковом сопле.

Приведенная скорость λ_3 может быть найдена из уравнения изменения количества движения

$$(p_1 F_1 + G_1 \omega_1) + (p_1' F_1' + G_1' \omega_1') = p_3 F_3 + G_3 \omega_3,$$

которое вместе с предыдущими уравнениями дает

$$z(\lambda_3) = \frac{k\theta z(\lambda_1) + z(\lambda_1')}{\sqrt{(k\theta^2 + 1)(k + 1)}}.$$

Преобразовав выражение $k = G_1/G'$, получим следующую связь между k и σ :

$$\sigma = \frac{a q(\lambda_1)}{k \theta q(\lambda_1')}.$$

Эти уравнения дают связь между параметрами газа на входе в камеру смешения и на выходе из нее. В эти уравнения входят девять величин: σ , θ , λ' , a , ε , k_* , λ_1 , λ_2 , T_{03}/T_{01}' . Если задать параметры эжектирующего и эжектируемого газов (p_0' , T_{01}' , p_{01} , T_0) и геометрию эжектора, то четыре величины, а именно: σ , θ , $\lambda'_{расч}$ и a , будут известны. Оставшиеся пять величин связываются лишь четырьмя соотношениями, поэтому параметры смеси не могут быть однозначно найдены, и для расчета критических режимов необходимо ввести некоторое дополнительное условие. С этой целью необходимо рассмотреть течение газа на начальном участке камеры смешения (между сечениями 1—2 рис. В.2), где в этом случае происходит внезапное расширение сверхзвуковой струи.

Теория основного критического режима Ю. Н. Васильева. Предполагается, что между сечениями 1—2 (рис. В.2) газы не перемешиваются и потери полного давления отсутствуют. Кроме того, считается, что статические давления в струях эжектирующего и эжектируемого газов в сечении 2 (сечении запирания) постоянны, но не одинаковы. При этом неизвестный нам действительный закон распределения статического давления в сечении запирания заменяется ступенчатым с разрывом на границе струй.



Рис. В.2

Из условий сохранения полных давлений для сечений 1 и 2 имеем

$$q(\lambda_1)F_1 = q(\lambda_2)F_2, \quad q(\lambda_1')F_1' = q(\lambda_2')F_2'.$$

Используя очевидное (для цилиндрической камеры смешения) соотношение $F_2 + F_2' = 1$ и вводя параметр a , получим

$$q(\lambda_2') = \frac{q(\lambda_1')}{a+1} \frac{1}{1 - \frac{a}{a+1} \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)}}. \quad (\text{В.1})$$

Это уравнение дает два значения для λ_2' ($\lambda_2' > 1$ и $\lambda_2' < 1$). На критических режимах решение $\lambda_2' < 1$ не имеет физического смысла.

Применяя уравнение количества движения для сечений 1 и 2, получим

$$k\theta = \frac{z(\lambda_2') - z(\lambda_1')}{z(\lambda_1) - z(\lambda_2)}. \quad (\text{В.2})$$

Уравнения (В.1) и (В.2) и являются уравнениями критического режима газового эжектора, предложенными Ю. Н. Васильевым.

Оптимальный критический эжектор по Ю. Н. Васильеву. Приведенные выше уравнения позволяют определить предельные характеристики эжектора конкретной геометрии. Однако при выборе и разработке газовых эжекторов часто решается другая задача: требуется найти геометрию устройства и его характеристики при

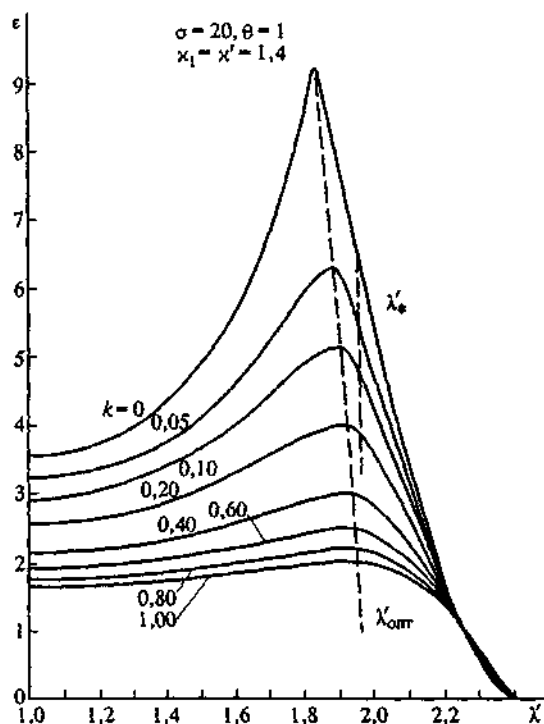


Рис. В.3

задании других (всего нескольких) исходных параметров, а остальные должны быть выбраны оптимальными. Зачастую такими заданными параметрами являются полные давления и расходы смешиваемых газов, т. е. по существу заданы два параметра, а именно, отношения $\sigma = p_0'/p_{01}$ и $k = G_1/G'$. Такую задачу впервые поставил и решил Ю. Н. Васильев [32]. Ниже излагается его подход к этой проблеме, которая позднее была аналитически решена В. А. Глотовым.

Ю. Н. Васильевым были вычислены степени сжатия ϵ газовых эжекторов при $x_1 = x' = 1.4$ и $\theta = 1$ для ряда значения $\sigma = \text{const}$ и $k = \text{const}$ (рис. В.3). Оказалось, что при варьировании приведенной скорости высоконапорного газа степень сжатия эжектора сначала заметно увеличивается, а затем довольно резко падает.

Рассмотрение этих фигур показало, что при заданных параметрах торможения высоконапорного и низконапорного газов ($\sigma = \text{const}$, $\theta = \text{const}$) и заданном коэффициенте эжекции существует некоторое наиболее выгодное значение $\lambda'_{\text{опт}}$, определяющее геометрию сверхзвукового сопла и эжектора в целом. При $\lambda' = \lambda'_{\text{опт}}$ степень сжатия эжектора в случае дозвуковых скоростей в выходном сечении камеры смешения достигает максимального значения. Эжектор со сверхзвуковым соплом высоконапорного газа, дающий при заданных значениях σ , θ и k при работе на критическом режиме максимальную степень сжатия ϵ , называется оптимальным.

При $\sigma > 1$ во всем диапазоне изменения σ и k оптимальный эжектор существенно выгоднее эжектора с сужающимися соплами ($\lambda' = 1$). Особенно велико преимущество оптимального эжектора при малых значениях коэффициента эжекции ($k < 0,1$) и больших перепадах давления. Так, при $\sigma = 50$ и $k = 0,05$ степень сжатия оптимального эжектора в 2,64 раза больше степени сжатия эжектора с сужающимися соплами.

С ростом λ' свыше оптимального значения степень сжатия эжектора при заданных значениях σ , θ и k непрерывно уменьшается и, начиная с некоторого значения λ' , эжектор со сверхзвуковым соплом эжектирующего газа становится менее выгодным, чем эжектор с сужающимися соплами.

Анализ показывает, что при неизменных значениях σ , θ и k с ростом λ' от 1 до $\lambda'_{\text{опт}}$ приведенная скорость перед прямым скачком уплотнения, а также потери давления в прямом скачке непрерывно уменьшаются; потери же, связанные со смешением струй, практически не изменяются. Отсюда следует, что повышение эффективности эжектора с ростом λ' от 1 до $\lambda'_{\text{опт}}$ объясняется в основном уменьшением приведенной скорости λ'_3 в конце камеры смешения. В реальном случае повышение эффективности эжектора с ростом λ' до $\lambda'_{\text{опт}}$ должно быть еще выше, так как при уменьшении скорости сверхзвукового потока в конце камеры смешения должны уменьшиться потери в расположенном за ней диффузоре. При дальнейшем росте λ' ($\lambda' > \lambda'_{\text{опт}}$) приведенная скорость λ'_3 и потери в прямом скачке уплотнения возрастают, как и потери в камере смешения. Следует, однако, заметить, что рост потерь в камере смешения в этом случае объясняется не ухудшением процесса смешения газов, а возникновением на режимах $\lambda' > \lambda'_{\text{опт}}$ на выходе из сверхзвукового сопла скачков уплотнения, создающих дополнительные потери.

Анализ также показывает, что при неизменных значениях σ , θ и k с ростом λ' от 1 до $\lambda'_{\text{опт}}$ отношение площади критического сечения сверхзвукового сопла к площади камеры смешения ($\bar{f}'_k = f'_k/f_{k,c}$) непрерывно возрастает. При дальнейшем росте λ' величина $\bar{f}'_k$ уменьшается. Отсюда следует, что при заданных значениях σ , θ , k и посто-

янной абсолютной величине расхода газа оптимальный эжектор имеет минимальные размеры. Расчеты показывают, что при $\sigma = 20$, $\theta = 1$, $k = 0,1$ и одинаковых расходах воздуха площадь поперечного сечения камеры смешения оптимального эжектора в 1,9 раз меньше, чем в случае эжектора с сужающимися соплами (площади поперечного сечения камер смешения относятся как площади критических сечений сопел высоконапорного газа).

Проведенные Ю. Н. Васильевым расчеты показали, что в оптимальном критическом эжекторе при больших коэффициентах эжекции $k > 0,2$ приведенная скорость высоконапорного газа близка к расчетной на режиме $\lambda_1 = 1$.

Позднее В. А. Готовым было проведено аналитическое исследование условий оптимальности критического эжектора, описываемого системой уравнений Ю. Н. Васильева. Оказалось, что таким условием является равенство статических давлений смешиваемых газов на входе в эжектор $p_1 = p'$ при $\lambda_1 < 1$. Эти условия несколько противоречат друг другу и с трудом укладываются в принятую при расчете критического режима схему течения струй, но формально они точны. В целом результаты расчета оптимального критического эжектора Ю. Н. Васильева сохранили свое значение до настоящего времени.

Вопросы оптимальности газовых эжекторов классической схемы более подробно рассматриваются в гл 10.

ЧАСТЬ I

НОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ БОЛЬШОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ

ГЛАВА I

НЕКОТОРЫЕ МОДЕРНИЗИРОВАННЫЕ ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ ЭЖЕКТОРЫ С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

При работе газового эжектора больших перепадов давления существуют предельные режимы, называемые критическими. Они соответствуют максимальному расходу низконапорного газа через эжектор при постоянных полных давлениях смешиваемых газов. Дальнейшее увеличение расхода низконапорного газа невозможно вследствие достижения низконапорной струей скорости звука в том сечении камеры смещения, где находятся максимумы стоячих волн высоконапорного потока, образующихся при истечении сверхзвуковой струи в пространство с пониженным давлением.

Типичная дроссельная характеристика газового эжектора состоит из наклонной докритической ветви и вертикальной сверхкритической. Критическому режиму соответствует точка пересечения ветвей. Максимальный коэффициент эжекции ограничен некоторым значением $k_{кр}$. Зависимость степени сжатия от приведенного расхода низконапорного газа на входе $q(\lambda_1)$ при тех же условиях имеет аналогичный вид, так как при неизменной скорости низконапорного газа коэффициент эжекции также остается постоянным. Наступление критического режима ограничивает максимальное значение $q(\lambda_1)$ и, соответственно, коэффициента эжекции, снижая тем самым максимальную эффективность газового эжектора.

Одним из путей улучшения газового эжектора является затягивание критического режима в область, сверхкритическую для классического устройства. Оно может быть достигнуто, например, рассматриваемым в настоящей главе сдвигом максимумов стоячих волн соседних струек друг относительно друга, что должно привести к увеличению минимального проходного сечения низконапорной струи и, соответственно, максимального коэффициента эжекции. В эжекторе с несколькими соплами высоконапорного газа сдвиг максимумов волн может быть получен, например, сдвигом сопел вдоль оси эжектора.

В § 1.1 рассматривается такой эжектор и предложен простой метод расчета критических режимов газового эжектора с улучшенными характеристиками, в котором сопла высоконапорного газа сдвинуты одно относительно другого в продольном направлении.

В осесимметричном газовом эжекторе с одним соплом высоконапорного газа сдвиг максимумов волн соседних струек получается при выполнении среза сопл высоконапорного и низконапорного газов в виде винтовой линии. В § 1.2 описывается его теоретическое и экспериментальное исследование.

§ 1.1. Газовый эжектор со сдвигом высоконапорных сопл

Схема предложенного эжектора приведена на рис. 1.1.16 (на рис. 1.1.1а показана схема эжектора без сдвига сопл) и 1.1.2, а на

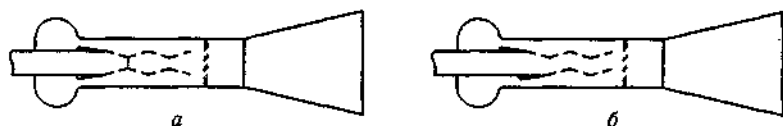


Рис. 1.1.1

рис. 1.1.3 приведены результаты его испытаний [83], демонстрирующие достигаемый сдвигом сопл выигрыш в коэффициентах эжекции. Однако начнем с расчета плоского эжектора.

Принятая для расчета схема течения струй на начальном участке камеры смешения при сдвиге сопл дана на рис. 1.1.4. Будем

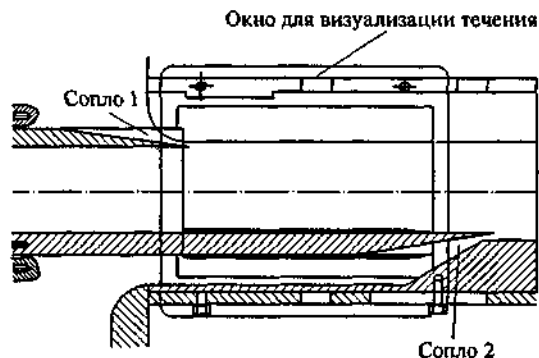


Рис. 1.1.2

считать, что второе (нижнее по течению) сопло сдвинуто достаточно далеко и не влияет на запираение эжектора, а сечение запираения располагается между срезами сопл № 1 и № 2. В этом слу-

чае уравнения сохранения расхода и импульса между сечением среза сопла № 1 и сечением запирания (2) позволяют составить

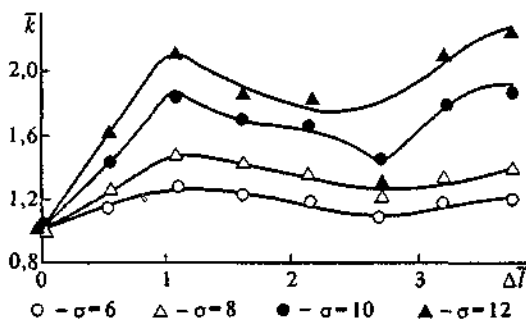


Рис. 1.1.3

систему уравнений, близкую к системе уравнений Васильева [32], но отличающуюся дополнительными коэффициентами 2 в первых двух уравнениях:

$$q(\lambda'_2) - \frac{q(\lambda'_1)}{1 + 2a[1 - q(\lambda'_1)]} = 0, \quad (1.1)$$

$$2k - \frac{z(\lambda'_2) - z(\lambda'_1)}{z(\lambda'_1) - z(1)} = 0, \quad (1.2)$$

$$k\sigma q(\lambda'_1) - aq(\lambda'_1) = 0. \quad (1.3)$$

Для расчета степени сжатия эжектора система (1.1)–(1.3) будет дополнена основными уравнениями эжекции между входным и выходным сечениями камеры смешения, но для сравнения данной те-

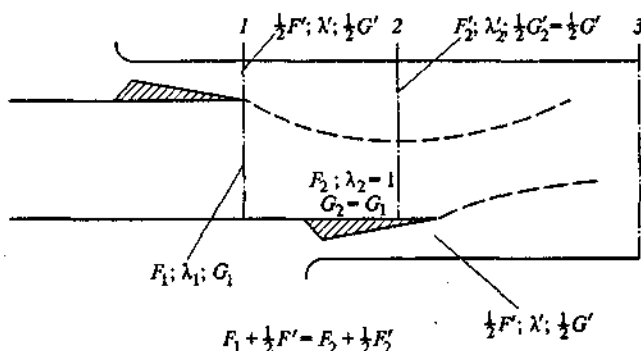


Рис. 1.1.4

ории с экспериментом это дополнение пока не нужно. Уравнения (1.1)–(1.3) позволяют теоретически определить основную характеристику критических режимов газового эжектора — зависимость

коэффициента эжекции k от отношения полных давлений смешиваемых газов σ .

На рис. 1.1.5 приведены расчетные характеристики критических режимов эжектора со сдвигом сопл $k_{\text{сдвиг}}$ и классического эжектора $k_{\text{класс}}$, причем оба имеют звуковые сопла высоконапорного газа

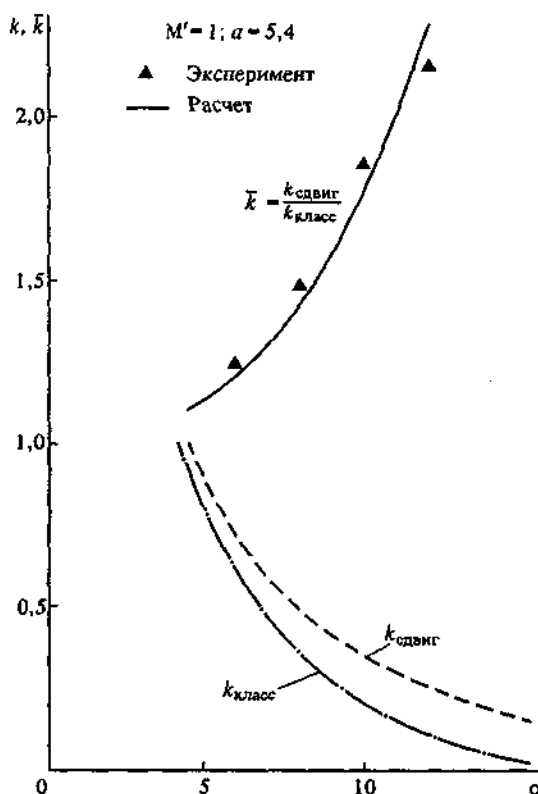


Рис. 1.1.5

($M' = 1$) и одинаковые отношения площадей низконапорного и высоконапорного сопл $a = 5,4$. Этот параметр был таким же у испытанного (рис. 1.1.2, 1.1.3) эжектора. Как видим из рис. 1.1.5, сдвиг улучшает предельные характеристики практически во всем диапазоне режимов работы.

В работе [83], к сожалению, отсутствуют экспериментальные зависимости $k(\sigma)$, а приводятся лишь выигрыши в коэффициентах эжекции при разных $\sigma = 6, 8, 10, 12$ (см. рис. 1.1.3). Для сравнения экспериментальных зависимостей с расчетными в настоящей работе вычислены аналогичные выигрыши при тех же значениях $\sigma = 6, 8, 10, 12$ на основании теоретических характеристик эжекто-

ров, приведенных на рис. 1.1.5. Обе зависимости $K(\sigma) = k_{\text{сдвиг}}/k_{\text{класс}}$ — теоретическая и экспериментальная — даны на рис. 1.1.5. Как видим, они очень близки между собой как по характеру зависимости, так и по численным значениям.

Полученное близкое сходство говорит о том, что принятое при выводе уравнений (1.1)–(1.3) предположение об отсутствии влияния 2-го сопла на запирание эжектора близко к реальному. В случаях, когда сечение запирания, возможно, не располагается по длине между срезами сопел № 1 и № 2, а смещается далеко вниз по потоку за срез сопла 2, экспериментальные характеристики все-таки остаются достаточно высокими и близкими к расчетным из-за значительного, существенно большего, чем в классическом эжекторе, смещения струй до сечения запирания.

Несколько слов об ограничениях предложенной теории. Уравнения (1.1)–(1.3) составлены для простейшего случая и описывают течение на начальном участке камеры смещения плоского эжектора с двумя одинаковыми высоконапорными соплами, применяемого в аэродинамических трубах ЦАГИ. Формально они могут быть обобщены на многие другие случаи, например, неодинаковых сопел высоконапорного газа. Но при таких обобщениях предположение об отсутствии влияния нижнего по течению сопла на запирание эжектора требует специального рассмотрения. Также следует подчеркнуть, что в уравнения (1.1)–(1.3) не входит величина сдвига сопел, которая является существенным параметром при малых сдвигах. На рис. 1.1.5 экспериментальные данные приведены при сдвиге $\Delta \bar{l} = 1$, близком к оптимальному ($\Delta \bar{l} = \Delta l/H_{\text{к.с}}, H_{\text{к.с}}$ — высота камеры смещения).

В целом экспериментальное подтверждение достаточной точности приведенной выше теории критического режима эжектора со сдвигом сопел дает основания провести систематические расчеты для ряда практически важных случаев, например, для часто используемого эжектора со звуковым соплом высоконапорного газа.

На рис. 1.1.6 приведены теоретические характеристики критических режимов звуковых эжекторов со сдвигом сопел. Расчеты выполнены для ряда значений основного геометрического параметра $a = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45$ и 50, для одинаковых температур и составов смешиваемых газов, хотя могут быть сделаны и для всех других случаев. Кроме параметров σ , k и λ_1 определены также приведенная скорость смеси λ_3 и степень сжатия ε . Последние два параметра вычислены по упоминавшимся выше уравнениям сохранения для входного и выходного сечений камеры смещения, имеющим вид

$$z(\lambda_3) = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda')}{1+k}, \quad (1.4)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma(k+1)q(\lambda')}{(1+a)q(\lambda_3)}. \quad (1.5)$$

На рис. 1.1.6 для сравнения нанесена линия $k=0$ для звукового эжектора классической системы. Как видим, она лежит почти вдвое ниже аналогичной кривой эжектора со сдвигом сопл. Максимальная

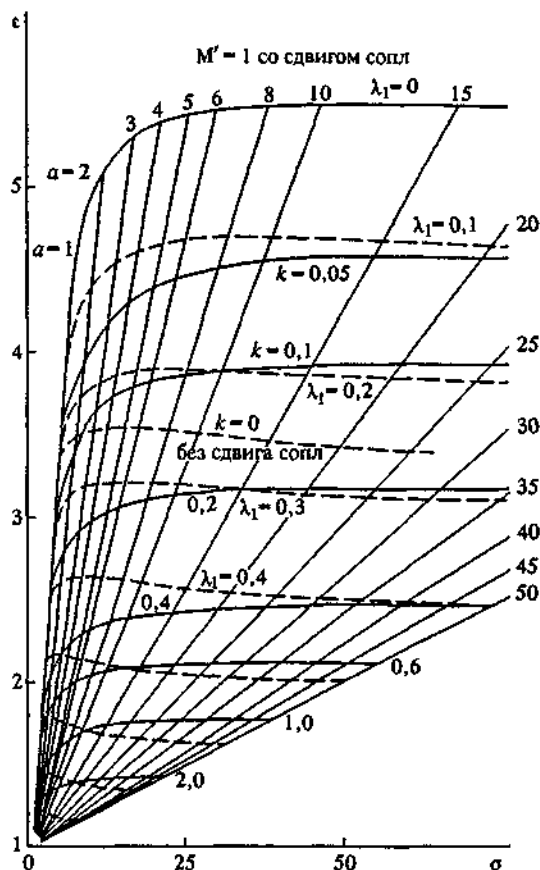


Рис. 1.1.6

степень сжатия без учета смещения струй для звукового эжектора со сдвигом составляет примерно 5,5 вместо 3,5 у эжектора без сдвига сопл.

Были выполнены также расчеты характеристик критических режимов эжекторов со сдвигом сопл при сверхзвуковых высоконапорных соплах с числом $M = 2$. Характеристики качественно имеют вид, аналогичный характеристикам звукового эжектора, но лежат существенно выше. При нулевом коэффициенте эжекции максимальная степень сжатия составляет 8,7 и имеет место при $\sigma \approx 75$. Кривая $k=0$ для эжектора $M' = 2$ со сдвигом сопл лежит почти вдвое выше, как и при $M' = 1$.

§ 1.2. Газовый эжектор с винтовым срезом сопл

Как указывалось в начале главы, в осесимметричном газовом эжекторе с одним соплом высоконапорного газа сдвиг максимумов волн соседних струек получается при выполнении среза сопл высоконапорного (1) и низконапорного (2) газов (рис. 1.2.2) в виде винтовой

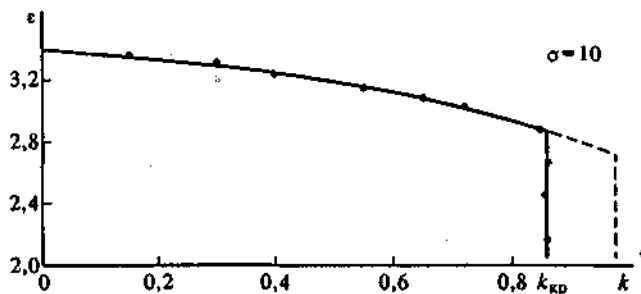


Рис. 1.2.1

линии. Это позволило реализовать рабочие дроссельные характеристики эжектора (рис. 1.2.1) в области, недоступной для обычного эжектора. Ниже исследуются эжекторы [84, 85], срез сопл у которых выполнен в виде одного полного витка винтовой линии постоянного шага.

Оценка эффективности винтового эжектора. Для оценки эффективности винтового эжектора следует принять некоторые предположения относительно характера течения струй на начальном участке камеры смешения, где располагается минимальное проходное сечение низконапорной струи, определяющее критический коэффициент эжекции.

В дополнение к обычному предположению об отсутствии смещения струй на участке до сечения запирания примем, что сверхзвуковые высоконапорные струйки совершают на этом участке незатухающие колебательные движения в плоскостях, проходящих через ось эжектора. Граничная линия тока на этом участке в случае обычной схемы эжектора рассчитывается методом характеристик.

Эта линия имеет в сечении запирания параллельную оси эжектора касательную, а внутри участка при $k > 0$, как было показано И. И. Межировым и Л. И. Севериновым, имеет точку перегиба. Следовательно, для оценок граничную линию тока можно аппроксимировать синусоидой, а соответствующее уравнение в цилиндрических координатах в этом случае можно представить следующим образом:

$$r = \frac{r_1 + r_2}{2} + \frac{r_1 - r_2}{2} \cos \pi \left(\bar{x} - \bar{l} \frac{\varphi}{2\pi} \right), \quad (1.6)$$

где r_1 и r_2 — максимальный и минимальный радиусы (см. рис. 1.2.2); $\bar{x} = x/(0,5l_b)$ — расстояние вдоль оси в длинах полу-волны; $\bar{l} = l_{b,л}/(0,5l_b)$ — шаг винтовой линии в длинах полу-волны.

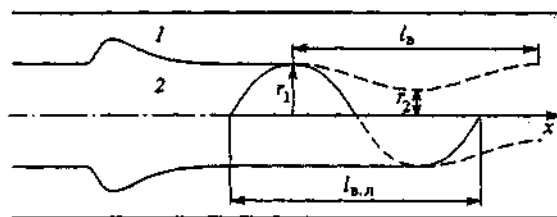


Рис. 1.2.2

Площадь сечения низконапорной струи на начальном участке камеры смешения будет

$$F = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi =$$

$$= \frac{\pi}{8} (3r_1^2 + 2r_1r_2 + 3r_2^2) + \frac{r_1^2 - r_2^2}{2\bar{l}} [\sin \pi(\bar{l} - \bar{x}) + \sin \pi\bar{x}] +$$

$$+ \frac{(r_1 - r_2)^2}{16\bar{l}} [\sin 2\pi(\bar{l} - \bar{x}) + \sin 2\pi\bar{x}]. \quad (1.7)$$

Для исследования представляют интерес только экстремальные площади низконапорной струи, поэтому необходимо найти их положения. Уравнение $dF/d\bar{x} = 0$ дает

$$\sin \frac{\pi\bar{l}}{2} \sin \left(\pi\bar{x} - \frac{\pi\bar{l}}{2} \right) = 0. \quad (1.8)$$

Приравнявая нулю сомножители, получим два случая.

1) $\sin \frac{\pi\bar{l}}{2} = 0$. Это уравнение не содержит $\bar{x}$. Решая его, найдем $\bar{l} = 2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Значит, при четных относительных шагах винтовой линии площадь низконапорной струи на всем участке не меняется.

2) $\sin \left(\pi\bar{x} - \frac{\pi\bar{l}}{2} \right) = 0$, $\bar{x} = n + \frac{\bar{l}}{2}$. Будем рассматривать только два случая: $\bar{x} = \bar{l}/2$ и $\bar{x} = 1 + \bar{l}/2$, так как при больших значениях $\bar{x}$ картина повторяется. При постоянном значении $\bar{l}$ одно из этих условий определяет положение минимума, а другое — максимума площади низконапорной струи. При $0 < \bar{l} < 2$ условие $\bar{x} = \bar{l}/2$ определяет максимум, а $\bar{x} = 1 + \bar{l}/2$ — минимумы. При $2 < \bar{l} < 4$ картина меняется на противоположную: условие $\bar{x} = \bar{l}/2$ определяет положение минимумов, а условие $\bar{x} = 1 + \bar{l}/2$ — положение максимумов. Изменение характера экстремума происходит и далее при всех четных значениях $\bar{l}$.

На рис. 1.2.3 приведена зависимость отношения площадей $F/\pi r_2^2$ от величины шага винтовой линии в максимальном и минимальном проходных сечениях при $r_2^2/r_1^2 = 0,3$. Одна из кривых соответствует условию $\bar{x} = \bar{l}/2$, а вторая — $\bar{x} = 1 + \bar{l}/2$. Кривые имеют характер

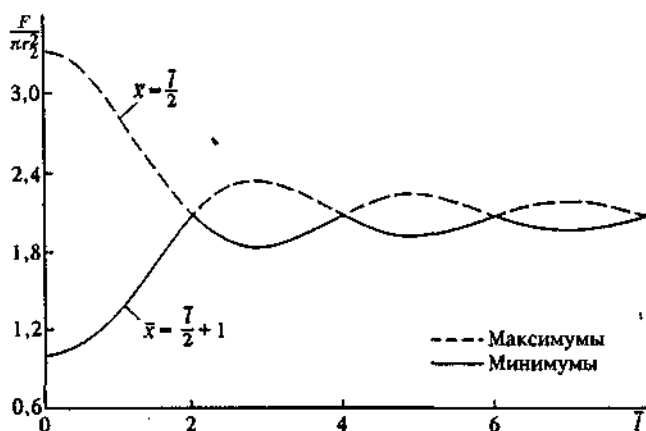


Рис. 1.2.3

затухающих волн и пересекаются при $\bar{l} = 2n$ (за исключением точки $\bar{l} = 0$). В этих точках минимумы и максимумы совпадают, т. е. площадь остается постоянной (условие $\sin \pi \bar{l}/2 = 0$). Как видно из рис. 1.2.3, максимальной площади низконапорной струи соответствует условие $\bar{l} = 2n$. При увеличении шага винтовой линии от 0 до $\bar{l} = 2$ минимальная площадь низконапорной струи непрерывно увеличивается, затем периодически уменьшается и увеличивается до прежнего значения. Если пренебречь этими волнами, то получается интересный результат: оптимальный шаг винтовой линии должен быть не меньше длины стоячей волны («бочки») в сверхзвуковой струе. Подставляя в формулу (1.7) условие $\bar{l} = 2n$, получим

$$F = \frac{\pi}{8} (3r_1^2 + 2r_1r_2 + 3r_2^2). \quad (1.9)$$

В первом приближении можно положить, что величина r_2 в обычном и винтовом эжекторе при постоянном перепаде давлений остается постоянной. Учитывая, что на критическом режиме $\lambda_2 = 1$ и, следовательно, $q(\lambda_1) = f_2/f_1$, формулу (1.9) можно привести к виду

$$q(\lambda_1)_в = \frac{3q(\lambda_1)_0 + 2\sqrt{q(\lambda_1)_0} + 3}{8}, \quad (1.10)$$

где $q(\lambda_1)_в$ — приведенный расход низконапорного газа в эжекторе с винтовым соплом; $q(\lambda_1)_0$ — приведенный коэффициент расхода низконапорного газа в обычном эжекторе.

На рис. 1.2.4 приведена рассчитанная по формуле (1.10) зависимость $q(\lambda_1)_в$ от $q(\lambda_1)_0$. При $q(\lambda_1) = 1$ оба эжектора работают одинаково. Действительно, на этом режиме волн нет и сдвиг ничего не

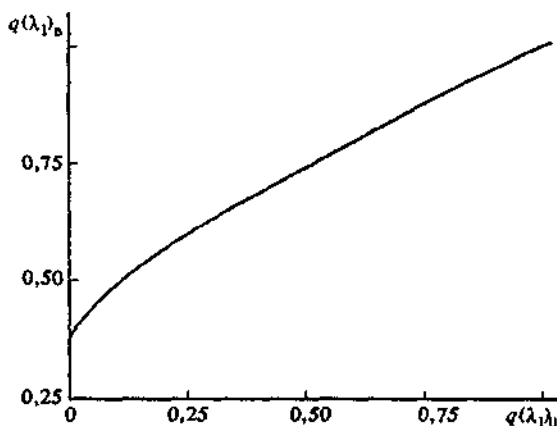


Рис. 1.2.4

дает. На остальных режимах эжектор с винтовым соплом работает лучше эжектора обычной схемы, причем с уменьшением $q(\lambda_1)$ выигрыш увеличивается. При $q(\lambda_1)_0 = 0$ эжектор с винтовым соплом еще может отсасывать некоторое количество низконапорного газа, причем $q(\lambda_1)_в = 0,375$. Винтовой эжектор может работать и при больших перепадах полных давлений смешиваемых газов, недоступных эжектору обычной схемы.

Экспериментальное исследование газового эжектора с винтовым соплом. Целью настоящего экспериментального исследования было сравнение эффективности винтового и обычного эжекторов, а также экспериментальное определение оптимального шага винтовой линии среза сопл. Исследования проводились с двумя эжекторами со следующими параметрами: 1) $a = 1,8$; $M' = 1,9$; 2) $a = 0,5$; $M' = 2,84$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.2.5. Высоконапорный газ из газгольдеров через трубопровод с дросселем 1 подается к форкамеру 2 и затем через высоконапорное сопло в камеру смешения 4. Низконапорный газ поступает в тракт 6 из атмосферы через профилированные мерные сопла 7. При сверхкритическом перепаде на соплах расход низконапорного газа не зависит от режима работы эжектора и является постоянным. Камера смешения цилиндрическая, ее диаметр во время эксперимента не меняется. Смесь газов выбрасывается в атмосферу через конический диффузор 5 с углом раскрытия 8° при вершине. Вставка 3, определяющая геометрию эжектора, конструктивно состояла из двух деталей. Одна

из них задавала площади смешиваемых струй и критическое сечение высоконапорной струи, а другая была выполнена с различными шагами винтовой линии среза сопл.

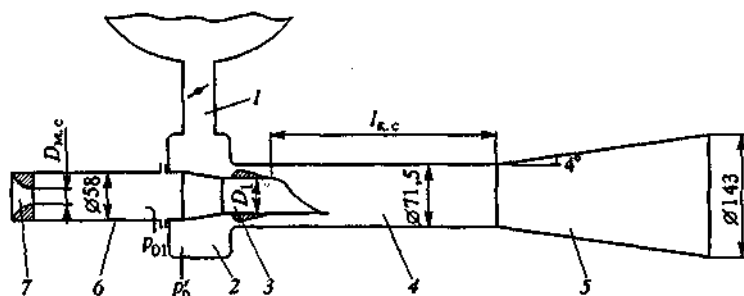


Рис. 1.2.5

На рис. 1.2.6 приведена фотография вставки 3 эжектора ($a = 0,5$ и $M' = 2,84$) в двух проекциях. На фотографии хорошо видна линия разреза по сверхзвуковой части высоконапорного сопла. Сменная правая часть тщательно подгонялась к левой по наружной поверхности во избежание появления в сверхзвуковом сопле скачков уплотнения.

Основные испытания проводились с винтовыми вставками, имеющими ребро (см. рис. 1.2.6). Предварительные испытания ряда эжекторов без ребер и с ребрами показали, что ребро увеличивает



Рис. 1.2.6

положительный эффект от сдвига максимумов волн, хотя потери полного давления в сопле несколько увеличиваются. Испытания проводились при различных шагах винтовой линии, начиная с нуля (случай эжектора обычной схемы). Максимальный шаг для первого эжектора ($a = 1,8$ и $M' = 1,9$) был 250 мм, для второго эжектора ($a = 0,5$ и $M' = 2,84$) — 600 мм. Длина камеры смешения при $l_{в.л} < 250$ мм была равна шести, а при $l_{в.л} > 250$ мм — десяти калибрам (диаметрам).

При испытаниях измерялись статическое и полное давление низконапорного газа и полное давление высоконапорного газа. Измере-

ние при малых абсолютных значениях $p_{01} < 50$ мм рт. ст. проводилось электрическим пятидиапазонным вакууметром.

По измеренным величинам определялись основные параметры эжектора: степень сжатия $\varepsilon = p_a/p_{01}$, отношение полных давлений $\sigma = p'_0/p_{01}$, коэффициент эжекции $k = p_a f_{м.с.}/(p'_0 f_{кр.с.})$, приведенный расход низконапорного газа $q(\lambda_1) = \varepsilon f_{м.с.}/f_1$.

В настоящем параграфе экспериментальные графики представлены в виде зависимостей $q(\lambda_1)$ от σ и ε от $q(\lambda_1)$ только для критических режимов, поскольку лишь они представляют интерес как наиболее выгодные.

На рис. 1.2.7 и 1.2.8 приведены экспериментальные зависимости $q(\lambda_1)$ от σ винтовых эжекторов при различных шагах винтовой линии. Случай $l=0$ соответствует обычному эжектору, поэтому эти графики позволяют легко судить о преимуществах и недостатках винтового.

В широком диапазоне режимов работы почти при всех шагах винтовой линии эжектор при постоянном отношении давлений σ

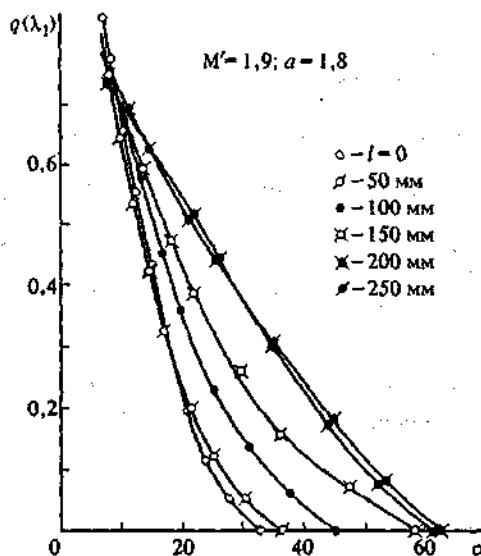


Рис. 1.2.7

обеспечивает более высокие предельные значения $q(\lambda_1)$ и, соответственно, коэффициенты эжекции. Это подтверждает предположение об увеличении критических коэффициентов эжекции при сдвиге максимумов волн.

Однако диапазон значений $q(\lambda_1)$, при которых винтовой эжектор эффективнее обычного, оказался несколько уже, чем это следует из

приведенного выше приближенного расчета. В расчете было получено, что при $q(\lambda_1) < 1$ винтовой эжектор работает лучше. Эксперимент показал, что при $a = 1,8$ и $M' = 1,9$ значение $q(\lambda_1)$, начиная с которого имеется выигрыш в критическом коэффициенте, составляет

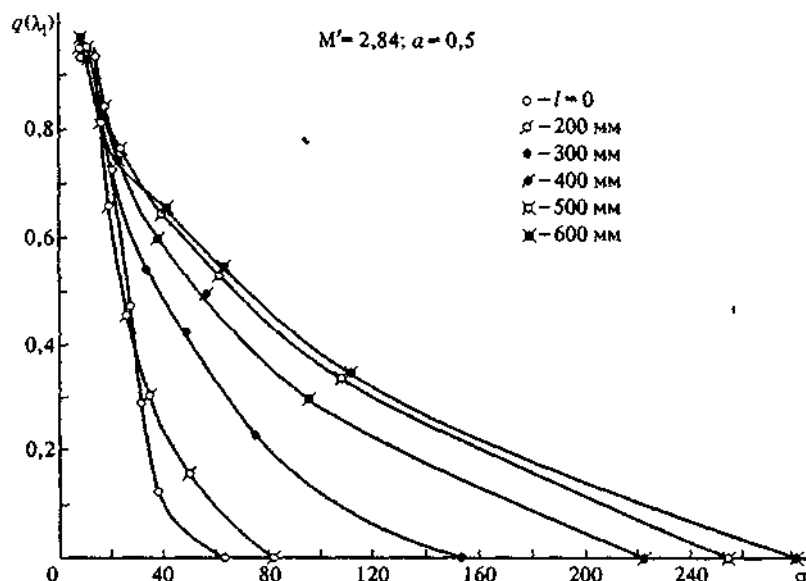


Рис. 1.2.8

0,75, а при $a = 0,5$ и $M' = 2,84$ — 0,81. При больших приведенных расходах низконапорного газа винтовой эжектор работает несколько хуже. Это объясняется, по-видимому, наличием дополнительных потерь на трение в длинном винтовом сопле.

Следует также отметить, что эжектор с винтовым срезом сопла может работать при существенно больших перепадах давлений, чем обычный: максимальное значение σ для эжектора при $a = 1,8$ и $M' = 1,9$ увеличилось примерно вдвое, а при $a = 0,5$ и $M' = 2,84$ — более чем в четыре с половиной раза.

На рис. 1.2.9 представлены экспериментальные зависимости приведенного расхода низконапорного газа в эжекторе с винтовым соплом от приведенного расхода низконапорного газа в обычном эжекторе при одинаковых перепадах давлений. При значениях σ , соответствующих $q(\lambda_1)_0 = 0$, эжекторы с винтовыми соплами обеспечивают довольно значительный приведенный расход низконапорного газа: так, для первого эжектора ($a = 1,8$; $M' = 1,9$) он составляет 0,35, а для второго ($a = 0,5$; $M' = 2,84$) — более 0,5. При больших $q(\lambda_1)_0$ выигрыш уменьшается.

На этом же рисунке нанесена штрихпунктирная кривая, рассчитанная по приближенной формуле (1.10). Видно, что она имеет тот же характер, что и экспериментальные.

На рис. 1.2.10 и 1.2.11 приведены экспериментальные зависимости степени сжатия эжекторов от приведенного расхода низконапорного

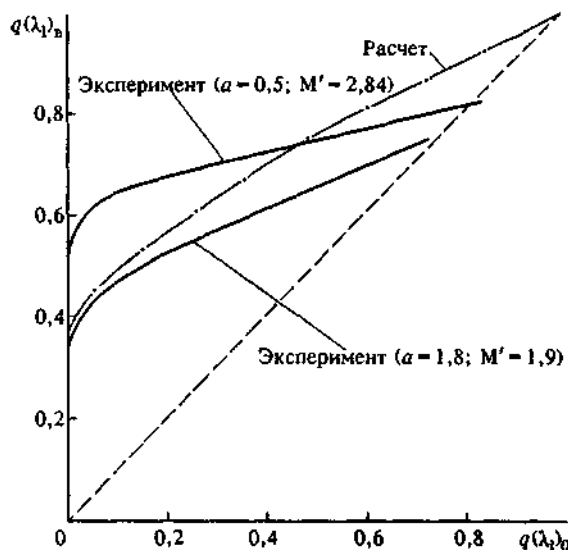


Рис. 1.2.9

газа при различных шагах винтовой линии среза сопл. Характеристики при $l = 0$ соответствуют эжектору обычной схемы. Степень сжатия в эжекторе с винтовым соплом в широком диапазоне значений $q(\lambda_1)$ выше, чем в обычном. Максимальное отличие в степенях сжатия имеет место при нулевом коэффициенте эжекции. Для первого эжектора ($\alpha = 1,8$; $M' = 1,9$) оно составляет 1,7, а у второго ($\alpha = 0,5$; $M' = 2,84$) — более 4 раз.

Примерно такой же выигрыш в степени сжатия имеет место и при значении $q(\lambda_1) = 0,3$. Увеличение степени сжатия при постоянном приведенном расходе низконапорного газа требует незначительного (примерно на 15%) увеличения оптимального давления высоконапорного газа из-за сдвига максимумов волн.

На рис. 1.2.12 приведены зависимости отношения $\bar{\epsilon}$ степени сжатия обеих испытанных серий эжекторов к степени сжатия эжекторов обычной схемы от величины относительного шага винтовой линии $\bar{l} = l_{в.н}/(0,5l_{в.н})$ для режима $q(\lambda_1) = 0,3$. Длина волны вычислялась по следующей приближенной формуле:

$$l_{в.н} = 2 \frac{h' + h_2'}{\lg \alpha},$$

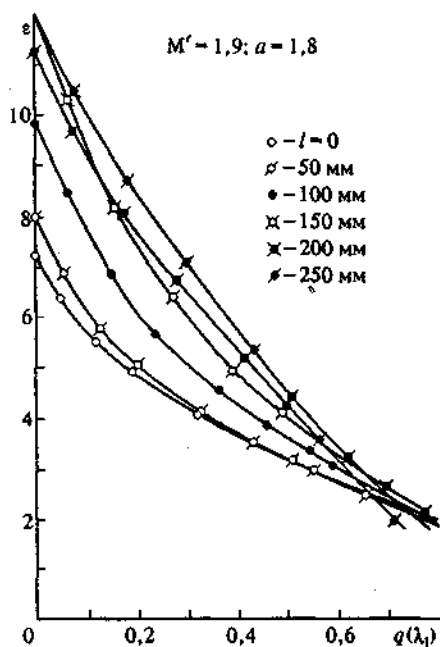


Рис. 1.2.10

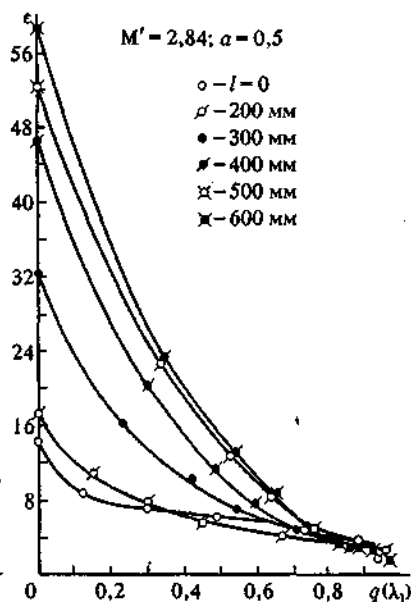


Рис. 1.2.11

где h' — ширина сверхзвукового сопла; h'_2 — максимальная ширина сверхзвуковой струи; α — угол наклона линии Маха в сечении за-
пираания.

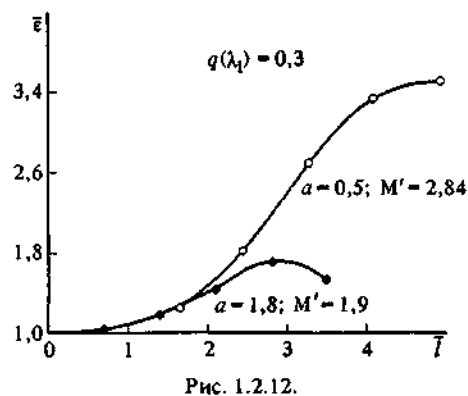


Рис. 1.2.12.

Из рис. 1.2.12 видно, что для первого эжектора ($\alpha = 1,8$; $M' = 1,9$) найден оптимальный шаг винтовой линии среза. Он равен 200 мм и составляет примерно 2,8 длины полуволны. При этом шаге степень сжатия увеличивается на 70 %.

Для второго эжектора ($\alpha = 0,5$; $M' = 2,84$) оптимальный шаг винтовой линии не был получен. Однако кривая $\bar{\epsilon}(l)$ при максимальных испытанных шагах

имеет близкую к нулю производную, что свидетельствует о близости оптимума. При максимальном шаге $l = 4,92$ степень сжатия этого эжектора с винтовым соплом в 3,5 раза выше, чем у обычного эжектора.

Как видно, рост степеней сжатия зависит от геометрии. Это объясняется отличием в соотношениях расходов и импульсов смешиваемых струй. На эжектор с $a = 0,5$; $M' = 2,84$ смещение струй до сечения запираания оказывает большее влияние, так как коэффициент эжекции меньше, что приводит к большему выигрышу в критических коэффициентах эжекции (см. рис. 1.2.9). Увеличение же оптимального давления, расхода и импульса высоконапорной струи вызывает тем больший рост степени сжатия, чем меньшую долю от них составляют расход и импульс низконапорной струи. Поэтому в устройствах с малыми коэффициентами эжекции получается большой (в 3–4 раза) выигрыш в степени сжатия, и сами степени становятся большими ($\epsilon = 25–50$), сравнимыми со степенями сжатия многоступенчатого эжектора.

Эксперимент также подтвердил полученное приближенным расчетом условие оптимальности шага винтовой линии $l \geq 2$. Это относится не только к режиму $q(\lambda_1) = 0,3$, так как оптимальный шаг («в миллиметрах») не меняется, а длина волны в сверхзвуковой струе с увеличением $q(\lambda_1)$ уменьшается.

Применение газового эжектора с винтовым соплом. Проведенное исследование газового эжектора с винтовым соплом показало, что при $q(\lambda_1) = 0–0,8$ он обеспечивает при постоянном перепаде давлений более высокие коэффициенты эжекции и при постоянном приведенном расходе низконапорного газа большие степени сжатия,

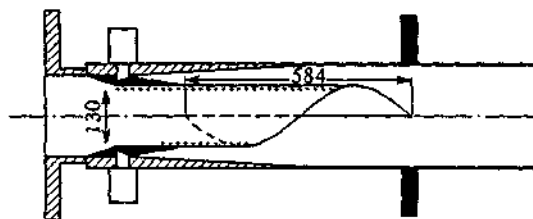


Рис. 1.2.13

чем эжектор обычной схемы. При $q(\lambda_1) = 0,8–1$ эжектор с винтовым соплом работает несколько хуже обычного; он обеспечивает примерно на 10% меньшие степени сжатия.

Вышеуказанные обстоятельства позволяют определить область применения эжектора с винтовым соплом. Его целесообразно применять в установках с широким диапазоном работы по $q(\lambda_1)$, если наиболее напряженным является режим с малым приведенным расходом низконапорного газа на входе. Например, в аэродинамических трубах наиболее напряженным для эжектора режимом является работа с максимальным числом M в рабочей части. Остальные режимы эжектор обеспечивает с запасом. Приведенный расход

низконапорного газа в этом случае является минимальным и при больших числах M может быть достаточно мал. Эжектор с винтовым соплом может существенно увеличить степень сжатия, что позволяет расширять диапазон M и Re (или при той же степени сжатия снизить расход высоконапорного газа).

Применение винтового сопла в промежуточных ступенях многоступенчатых эжекторов (после первой) нецелесообразно, так как в них обычно $q(\lambda_1) \approx 0,8$; при таких значениях эжектор с винтовым соплом выигрыша не дает.

Практически по всей своей характеристике эжектор работает при отсосе газа из ограниченной емкости. В этом случае винтовое сопло позволит получить более глубокий вакуум или при заданной величине вакуума сократить время ее достижения.

В заключение отметим, что экспериментальная проверка предложенной нами схемы эжектора с винтовым соплом была проведена и

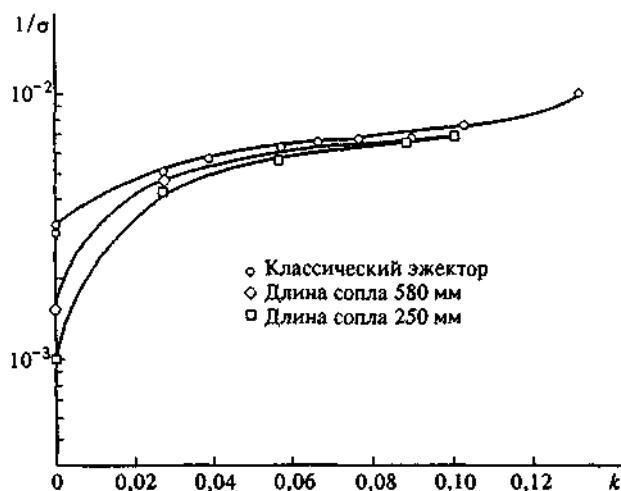


Рис. 1.2.14.

в США. На рис. 1.2.13 и 1.2.14 приведены схема экспериментальной установки и результаты испытаний [86], подтверждающие достижение положительного эффекта; ссылка на российский приоритет в указанной работе сделана вполне корректно.

ГАЗОВЫЙ ЭЖЕКТОР С ПЕРФОРИРОВАННЫМ СОПЛОМ

В этой главе рассматривается возможность изменения условий «запирания» сверхзвукового газового эжектора путем установки на начальном участке камеры смешения жесткой стенки, перфорированной продольными щелями. Приводятся схемы эжекторов и результаты их экспериментального исследования с различными коэффициентами проницаемости перфорированной стенки и другими вариациями геометрических параметров. Проведено сравнение с эжектором классической схемы, показывающее, что на ряде режимов характеристики могут быть улучшены в несколько раз. Даны примеры промышленного использования таких устройств.

§ 2.1. Основные идеи и первые исследования газового эжектора с соплом, перфорированным продольными щелями

Наступление критического режима, как было показано в [39], ограничивает возможности газового эжектора, значительно снижая его максимальные степень сжатия и коэффициент эжекции по сравнению с тем, что дают уравнения механики без учета совместимости струй в камере смешения. В этом случае одним из путей улучшения характеристик может быть изменение условий «запирания» низконапорной струи.

Изменение условий «запирания» может быть достигнуто, например, установкой на начальном участке камеры смешения (сразу же за срезом высоконапорного сопла) перфорированной стенки [87, 88]. Перфорация должна быть выполнена в виде продольных щелей. В случае круглых отверстий или поперечных щелей из-за конечной толщины стенки прошедшая через нее часть высоконапорного газа теряет осевую составляющую скорости и сама нуждается в эжектировании вместе с низконапорным газом. При этом характеристики эжектора снижаются. Если же стенка перфорирована продольными щелями, то при проходе через нее высоконапорная струя сохраняет осевую скорость и способность эжектировать другой газ, а изменяются лишь условия запирания.

Была исследована серия газовых эжекторов с перфорированной стенкой длиной два диаметра камеры смешения и коэффициентами проницаемости (отношение площади щелей к площади цилиндрической поверхности) $n = 5, 10, 20, 30, 40, 50$ и 100% . Концы стенок бы-

ли выполнены сплошными (без щелей) во избежание вибраций. Число щелей было равно восьми. Следует заметить, что эжекторы с коэффициентами проницаемости 0 и 100% являются устройствами классической схемы. Они отличаются только длиной сопла и имеют близкие характеристики.

Эксперимент проводился на воздушно-воздушной эжекторной установке с центральным соплом низконапорного газа (рис. 2.1.1), имеющей следующую относительную геометрию: отношение площадей низконапорной и высоконапорной струй — $a = 0,5$; «геометрическое» число Маха сопла высоконапорного газа — $M' = 2,84$.

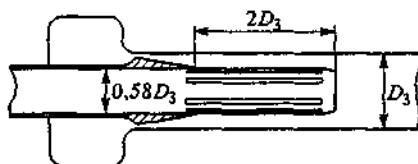


Рис. 2.1.1

Температуры торможения смешиваемых газов были одинаковы. Характерное число Рейнольдса Re , вычисленное по параметрам высоконапорной струи на входе эжектора, менялось очень мало и было равно $5,6 \cdot 10^5 - 6,4 \cdot 10^5$.

Характеристики эжекторов даны в виде зависимостей приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ от отношения полных давлений

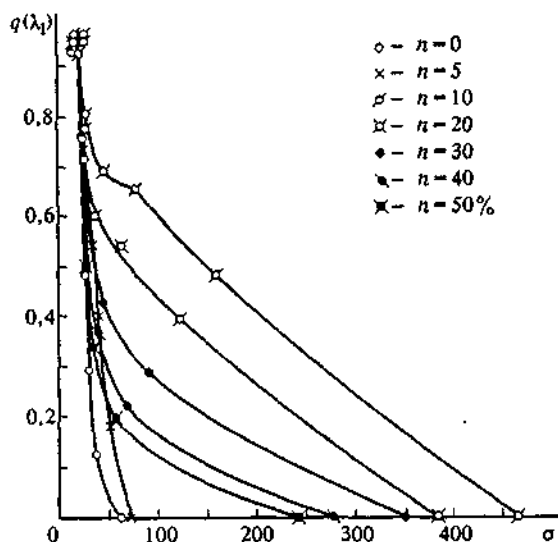


Рис. 2.1.2

смешиваемых газов σ и степени сжатия ε только для критических режимов, поскольку лишь они представляют интерес как наиболее выгодные. Параметр $q(\lambda_1)$ был выбран для иллюстрации работы серий газовых эжекторов из следующих соображений.

Во-первых, он достаточно полно характеризует процесс в эжекторе (при $q(\lambda_1) = 1$ статические давления смешиваемых газов одинаковы; перепада давлений на стенке нет, поэтому характеристики всех испытанных эжекторов в этой точке теоретически должны совпадать).

Во-вторых, приведенный расход низконапорного газа на входе в эжектор во многих случаях является характеристикой объекта, для обеспечения работы которого создается эжектор, например, аэродинамической трубы. При постоянном значении σ коэффициент эжекции прямо пропорционален $q(\lambda_1)$, и выигрыш в приведенном расходе низконапорного газа соответствует выигрышу в коэффициенте эжекции.

На рис. 2.1.2 представлены характеристики $q(\lambda_1)$ как функции от σ эжекторов с различными коэффициентами проницаемости. Как отмечалось выше, коэффициенты проницаемости 0 и 100% соответствуют эжекторам классической схемы, поэтому по рис. 2.1.2

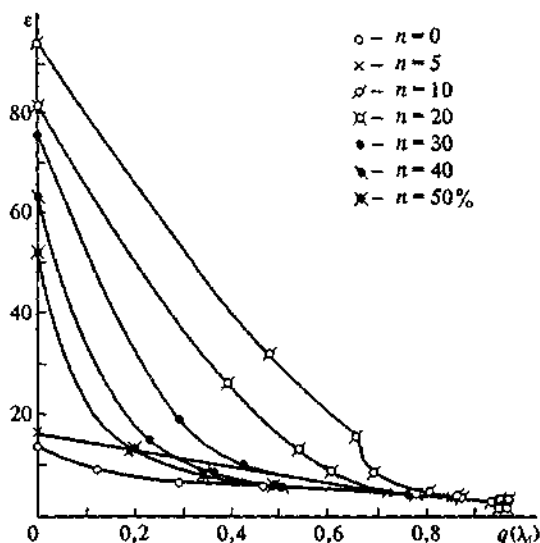


Рис. 2.1.3

легко проследить влияние перфорированной стенки на работу эжектора. В области $q(\lambda_1) \approx 1$ характеристики всех испытанных эжекторов совпадают. При меньших значениях приведенного расхода характеристики начинают расходиться, причем при всех коэффициентах проницаемости эжектор с перфорированной стенкой работает лучше классической схемы. При постоянном σ увеличиваются критические значения $q(\lambda_1)$ и, соответственно, коэффициенты эжекции, а при постоянном $q(\lambda_1)$ эжекторы с перфорирован-

ной стенкой запираются при больших отношениях полных давлений. Например, при $\sigma = 63$, соответствующем нулевому расходу низконапорного газа в классическом устройстве, в эжекторе с проницаемостью 10% приведенный расход низконапорного газа составляет 0,67. Критические отношения полных давлений при постоянных значениях $q(\lambda_1)$ увеличиваются в несколько раз, например, при $q(\lambda_1) = 0$ — в 7,7 раза.

Зависимости степени сжатия от приведенного расхода низконапорного газа для различных коэффициентов проницаемости стенки показаны на рис. 2.1.3. Наличие перфорации значительно увеличивает максимальную степень сжатия эжектора, причем сама величина степени сжатия в ряде случаев становится сравнимой со степенями сжатия многоступенчатых эжекторов ($\epsilon = 50-100$). Увеличение максимальной степени сжатия при постоянном значении $q(\lambda_1)$ достигается при незначительном (не более 10–15%) увеличении оптимального давления высоконапорного газа, которое становится возможным благодаря изменению условий запираания эжектора.

На рис. 2.1.4 представлены зависимости отношения степени сжатия эжекторов с перфорированной стенкой к степени сжатия классического эжектора от коэффициента проницаемости. Видно, что имеется оптимальный коэффициент проницаемости, составляющий для эжектора данной геометрии примерно 10%. Эта проницаемость является оптимальной на всех режимах работы. Характеристики $\bar{\epsilon}(n)$ в области оптимума будут крутыми: при оптимальной проницаемости 10% выигрыш в степени сжатия будет 5–7 раз, в то время как при проницаемости 5% и 40–50% он составляет лишь 30–50%.

В диффузоре, расположенном за камерой смешения эжектора, имеются потери полного давления смеси из-за значительного градиента давления. Трение газа о стенки камеры смешения также приводит к снижению полного давления смеси. Для классического эжектора эти потери, вызываемые вязкостью газа, составляют примерно 10–15% ($\nu = 0,9-0,85$). Обычно они учитываются при расчете эжектора как экспериментально определенные поправки. Представляет интерес найти их и для схемы с перфорированной стенкой.

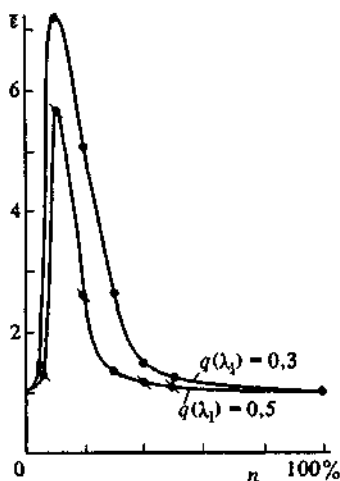
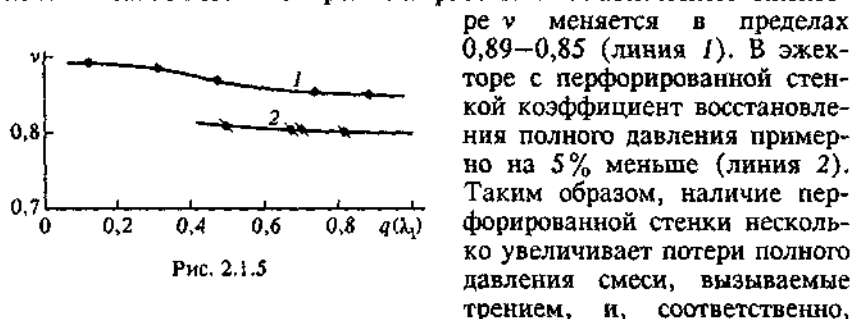


Рис. 2.1.4

Суммарный коэффициент ν восстановления полного давления в камере смешения и диффузоре представляет собой отношение полученной экспериментально степени сжатия к расчетной на этом режиме. Расчетная степень сжатия определялась по формулам

$$\varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda') (1+k)}{(1+a)q(\lambda_2)}, \quad z(\lambda_3) = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda')}{1+k}, \quad k = \frac{aq(\lambda_1)}{\sigma q(\lambda')}. \quad (1)$$

На рис. 2.1.5 даны коэффициенты восстановления полного давления в классическом эжекторе и эжекторе с перфорированной стенкой. В зависимости от режима работы в классическом эжекторе ν меняется в пределах



0,89—0,85 (линия 1). В эжекторе с перфорированной стенкой коэффициент восстановления полного давления примерно на 5% меньше (линия 2). Таким образом, наличие перфорированной стенки несколько увеличивает потери полного давления смеси, вызываемые трением, и, соответственно,

понижает степень сжатия. Однако, как показало экспериментальное исследование, изложенное в настоящей работе, положительный эффект от сдвига критических режимов намного превосходит это снижение. Суммарный эффект практически на всей характеристике положительный, причем на многих режимах степень сжатия увеличивается в несколько раз.

Полученные результаты могут быть качественно распространены на все эжекторы, работающие в критическом режиме, в частности, на звуковой эжектор.

§ 2.2. Влияние вязкости на предельные характеристики газового эжектора с перфорированным соплом

Перфорированная продольными щелями стенка оказывает влияние на предельные режимы работы эжектора по двум причинам. Во-первых, она выравнивает статические давления в высоконапорной и низконапорной струях за счет перетекания части газа через стенку (расходное сопло). Во-вторых, прошедший через щели высоконапорный газ имеет развитую поверхность соприкосновения с низконапорным и быстро смешивается с ним. Смешение же струй до сечения запираания также оказывает влияние на предельные характеристики эжектора.

Гидравлическое воздействие перфорации (выравнивание статических давлений в сечении запираания). Определим область целесообразности применения перфорированного сопла как средства для выравнивания статических давлений в сечении запираания газового эжектора. Предположим, что протекание газа через стенку происходит изэнтропически, смешение струй отсутствует и стенка имеет достаточную длину для полного выравнивания статических давлений (предположение об изэнтропичности позволяет оценить верхнюю границу целесообразности выравнивания давлений). В этом случае решающим обстоятельством, определяющим применимость перфорированного сопла в эжекторе, является соотношение статических давлений смешиваемых струй в сечении запираания. Если в классическом эжекторе среднее по сечению запираания статическое давление высоконапорного газа p_2' меньше статического давления низконапорного (p_2), то применение перфорации целесообразно. В этом случае она позволяет повысить статическое и полное давление высоконапорного газа (при заданном значении приведенной скорости низконапорного газа λ_1 или коэффициента эжекции k) и тем самым увеличить критический перепад полных давлений. Если же в сечении запираания среднее статическое давление высоконапорного газа оказывается большим статического давления низконапорного, то применение перфорации в гидравлическом смысле нецелесообразно.

Ю. Н. Васильевым в [31] проведен анализ соотношения статических давлений смешиваемых газов в сечении запираания классического звукового эжектора (рис. 2.2.1). Видно, что при отношении площадей низконапорной и высоконапорной струй $a < 1$ статическое давление в высоконапорной струе больше, а при $a > 1$ — меньше статического давления низконапорного газа. Таким образом, применение перфорации как

средства для выравнивания статических давлений в сечении запираания целесообразно при $a > 1$. При этом характеристики эжектора с перфорацией будут лучше характеристик классического.

При $a < 1$ и даже при изэнтропическом выравнивании статических давлений в сечении запираания характеристики звукового эжектора будут только снижаться. Учитывая, что протекание газа

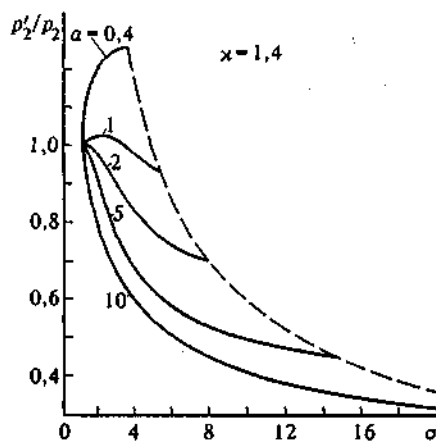


Рис. 2.2.1

через перфорированную стенку всегда сопровождается потерями полного давления, граница целесообразности применения гидравлического воздействия перфорированного сопла должна быть сдвинута в сторону больших значений α .

Выполненные Г. Л. Гродзовским расчеты гидравлического воздействия перфорации на звуковой эжектор показали, что оно невелико. Характеристики звукового эжектора с перфорацией оказались хуже характеристик классического эжектора со сверхзвуковым соплом.

Для сверхзвуковых эжекторов область целесообразности использования гидравлического воздействия перфорированного сопла и его эффективность еще меньше, так как в этом случае перерасширение сверхзвуковой струи в сечении запираания мало ($p_2' \rightarrow p_2$) или вообще отсутствует.

Этим и объясняется большая эффективность сверхзвукового эжектора по сравнению со звуковым. На рис. 2.2.2 дана характеристика классического эжектора ($\Delta \bar{G} = 0$), вычисленная по уравнениям [32],

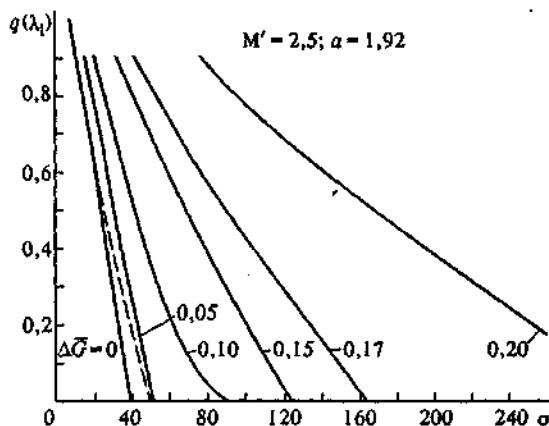


Рис. 2.2.2

а характеристика этого же эжектора с равными статическими давлениями в сечении запираания показана штрихом. Отличие между ними невелико, при приведенном расходе низконапорного газа $q(\lambda_1) = 0,7$ характеристики пересекаются. При меньших значениях $q(\lambda_1)$ лучше работает эжектор с равными статическими давлениями в сечении запираания, при больших — классический эжектор. Максимальное отличие в критических отношениях полных давлений имеет место при $\lambda_1 = 0$ и составляет 20%.

Таким образом, влияние перфорации как средства для выравнивания статических давлений на характеристики сверхзвукового эжектора невелико.

Роль смешения струй до сечения запираания в эжекторе с перфорированным соплом. Рассмотрим другую сторону влияния перфорированного продольными щелями сопла на критические режимы эжектора — роль смешения низконапорной и высоконапорной струй до сечения запираания.

Предположим, что часть высоконапорного газа, прошедшая через перфорированную стенку, полностью смешивается с низконапорным внутри перфорированного участка до среза перфорации. Запирание эжектора происходит в камере смешения за перфорацией в сечении, где скорость смеси низконапорного газа с частью высоконапорного достигает звуковой. Схема течения струй на начальном участке камеры смешения в этом случае дана на рис. 2.2.3. В сечении А—А имеют место два потока: высоконапорный с полным давлением $p'_{0A} = p'_{01}$ и расходом $G'_A = G' - \Delta G$ и низконапорный с полным давлением $p_{0A} > p_{01}$ и расходом $G_A = G_1 + \Delta G$. В сечении 2 будут два потока с теми же расходами и полными давлениями, как и в сечении А—А.

Составим уравнения сохранения расхода и импульса для массы газа, находящейся между сечениями 1, А—А и 2:

$$kz(\lambda_1) + z(\lambda') = (k + \Delta\bar{G})z(\lambda_A) + (1 - \Delta\bar{G})z(\lambda'_A), \quad (2.1)$$

$$kz(\lambda_1) + z(\lambda') = (k + \Delta\bar{G})z(\lambda_2) + (1 - \Delta\bar{G})z(\lambda'_2), \quad (2.2)$$

$$q(\lambda'_A) - q(\lambda'_2) \left\{ 1 + a \left[1 - \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} \right] \right\} = 0, \quad (2.3)$$

$$q(\lambda'_A) - q(\lambda')(1 - \Delta\bar{G}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\sigma q(\lambda')k - a q(\lambda_1) = 0, \quad (2.5)$$

где $\Delta\bar{G} = \Delta G/G'$ — относительный расход высоконапорного газа через перфорированную стенку.

В уравнениях (2.1)–(2.5) использованы геометрические соотношения эжектора с цилиндрической камерой смешения и цилиндрической перфорированной стенкой:

$$F_1 = F_A; \quad F' = F'_A;$$

$$F_1 + F' = F_2 + F'_2.$$

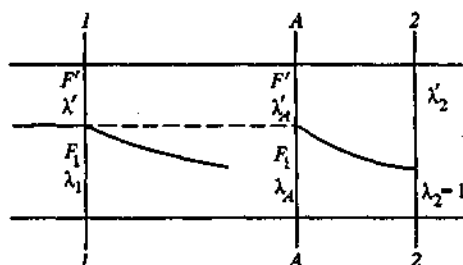


Рис. 2.2.3

На рис. 2.2.2 и 2.2.4 приведены результаты расчета предельных характеристик двух сверхзвуковых эжекторов по уравнениям (2.1)–(2.5), в которых $\lambda_2 = 1$. Видно, что предельные характеристики заметно улучшаются даже при незначительном расходе газа через перфорированную стенку. С увеличением же расхода его

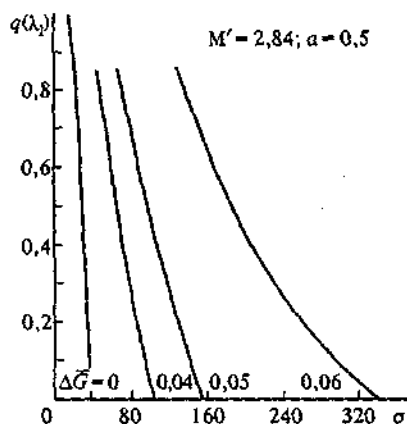


Рис. 2.2.4

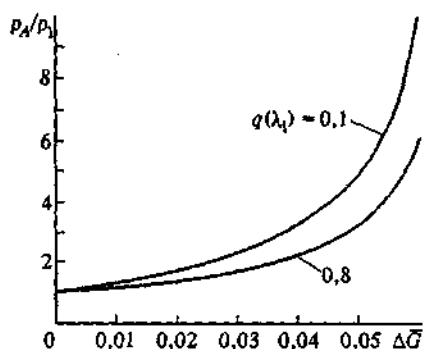


Рис. 2.2.5

влияние возрастает. Так, в эжекторе с $M' = 2,5$ и $a = 1,92$ при $\Delta\bar{G} = 0,2$ критические перепады на всех режимах увеличиваются более чем в шесть раз. Семи-девятикратное увеличение критических отношений давления в эжекторе с параметрами $a = 0,5$ и $M' = 2,84$ имеет место уже при $\Delta\bar{G} = 0,06$ (6% расхода высоконапорного газа проходит через стенку и смешивается с низконапорным внутри перфорированного участка).

Столь заметное улучшение предельных характеристик происходит из-за роста полного и статического давления низконапорного газа внутри перфорированного участка. На рис. 2.2.5 показаны отношения статических давлений в конце перфорированного участка (в сечении А—А) к статическому давлению низконапорного газа при различных расходах высоконапорного газа через перфорированную стенку. Например, при $\Delta\bar{G} = 0,06$ внутри перфорированного участка статическое давление увеличивается за счет смешения в шесть-десять раз.

В целом проведенные расчеты показывают, что смешение газов перфорированного насадка оказывает большое положительное влияние на критические характеристики эжектора. Это влияние является решающим, и именно оно определяет повышение характеристик реального эжектора при применении перфорированного продольными щелями сопла.

§ 2.3. Влияние числа щелей на работу газового эжектора с перфорированным соплом

Выше исследован сверхзвуковой эжектор, на начальном участке камеры смешения которого установлена перфорированная продольными щелями стенка, разделяющая высоконапорную и низконапорную струю. Число щелей было постоянным и равным восьми, а коэффициент проницаемости менялся от 5 до 50 %.

На процесс смешения струй сильное влияние оказывает величина поверхности их соприкосновения, которая в нашем случае зависит и от числа щелей в стенке. Исследованию влияния этого параметра на работу газового эжектора и посвящен параграф.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2.3.1. Исследовалась серия эжекторов, имеющих $a = 0,5$; $M' = 2,84$.

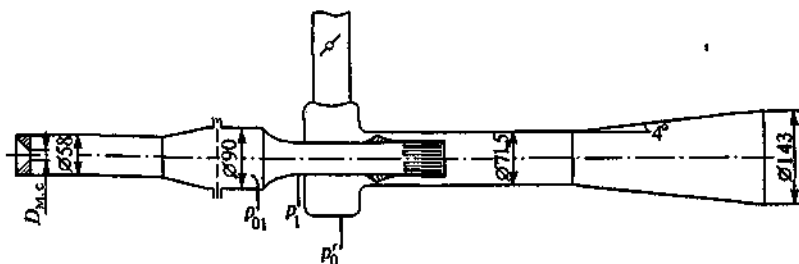


Рис. 2.3.1

На рис. 2.3.2 приведена схема с основными размерами вставки (см. рис. 2.3.1), определяющей геометрию сопл и стенки. Высоконапорные сопла образованы коническими поверхностями вставок и

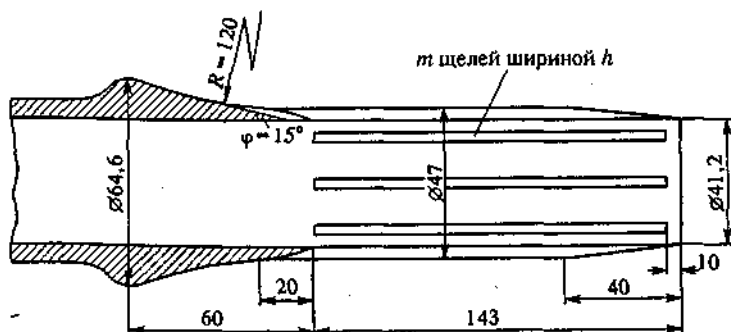


Рис. 2.3.2

цилиндрической поверхностью камеры смешения. К соплу примыкает цилиндрический участок, в котором сделаны продольные щели. Число щелей варьировалось от 4 до 16 ($m = 4, 6, 8, 12$ и 16). Ширина

щелей с увеличением их числа изменялась таким образом, чтобы коэффициент проницаемости (отношение площади щелей к площади цилиндрической поверхности) оставался постоянным и равным 11 %. Длина перфорированной стенки была равна двум диаметрам камеры смешения. Концы стенок были выполнены сплошными (без щелей) во избежание вибраций и больших прогибов лепестков.

Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам высоконапорной струи на входе в эжектор, составляло $5,6 \cdot 10^5 - 6,4 \cdot 10^5$.

Экспериментальные характеристики эжекторов представлены в виде зависимостей приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ от отношения полных давлений σ и степени сжатия ϵ . Зависимость $q(\lambda_1)$ от σ определяется только условиями запираания эжектора и не зависят от потерь на трение в камере смешения и потерь

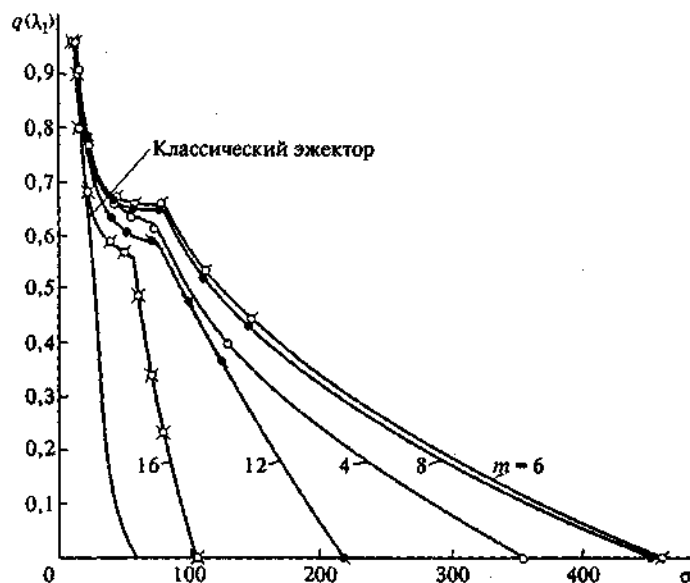


Рис. 2.3.3

в диффузоре. Поэтому можно оценить влияние числа щелей в стенке на параметры запираания в чистом виде. Зависимости же степени сжатия от приведенного расхода низконапорного газа являются наиболее важными с точки зрения практического использования эжекторов и позволяют оценить качество работы эжектора в прикладном плане.

Были получены зависимости приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ от отношения полных давлений σ для эжекторов с разным числом щелей ($m = 4, 6, 8, 12$ и 16) и с постоянным коэффици

ентом проницаемости $n = 11\%$. Линией соединены точки, соответствующие предельным (критическим) режимам работы эжектора.

На рис. 2.3.3 нанесены кривые критических режимов всех испытанных эжекторов. Там же показана линия предельных режимов классического эжектора с теми же параметрами a и M' . Характеристики эжекторов с перфорированным соплом лежат выше характеристики классического во всем диапазоне изменения числа щелей. Наилучшие характеристики имеет эжектор с числом щелей

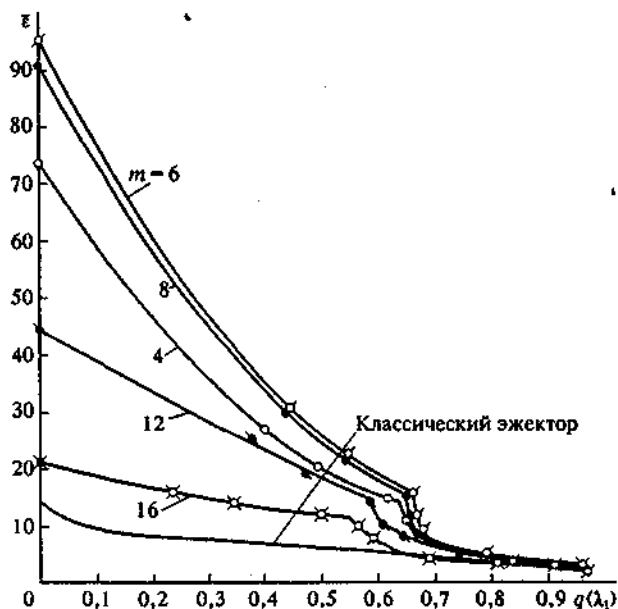


Рис. 2.3.4

6 [90], близкие к нему — в случае $m = 8$. Таким образом, оказалось, что принятое в работе [87] число щелей близко к оптимальному.

Наличие оптимума по m объясняется тем, что с увеличением числа щелей поверхность соприкосновения струй сначала растет за счет увеличения периметра соприкосновения, а затем уменьшается из-за смыкания на малой длине вытекших из щелей высоконапорных струек в пристеночной области.

На рис. 2.3.4 представлены зависимости степени сжатия испытанных эжекторов от приведенного расхода низконапорного газа. Там же нанесена соответствующая характеристика классического эжектора.

Видно, что степень сжатия, обеспечиваемая эжекторами с перфорированным соплом, значительно выше степени сжатия классиче-

ского эжектора в широком диапазоне значений $q(\lambda_1)$. Зависимости отношения $\bar{\epsilon}$ степени сжатия испытанных эжекторов к степени сжатия классического от числа щелей даны для трех значений $q(\lambda_1)$ на рис. 2.3.5. Они представляют собой семейство кривых, имеющих максимум в районе $m \approx 6$. Степень сжатия здесь увеличивается в

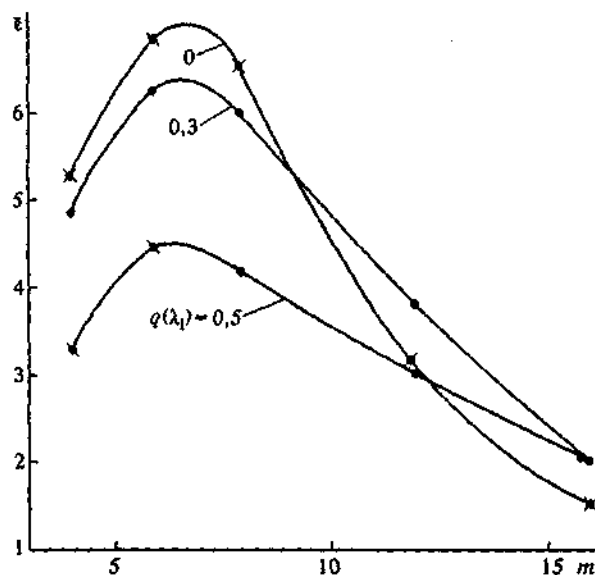


Рис. 2.3.5

5—7 раз. С увеличением и уменьшением числа щелей по сравнению с оптимальным выигрыш уменьшается. Так, при $m = 16$ степень сжатия увеличивается в 1,5—2 раза.

Таким образом, экспериментальное исследование показало, что характеристики газового эжектора с перфорированным соплом существенно зависят от числа щелей. Для исследованного эжектора оптимальное число щелей равно 6. Для других эжекторов оно, по-видимому, будет несколько другим. В целом же эжектор с перфорированным соплом работает лучше классического в широком диапазоне изменения числа щелей.

§ 2.4. Исследование структуры течения внутри перфорированного насадка сверхзвукового газового эжектора

Исследовалась структура течения в газовом эжекторе, описанном в § 2.3. «Геометрическое» число M высоконапорного сопла было равно

2,84, отношение площадей низконапорной и высоконапорной струй $a = 0,5$. Перфорированная стенка имела длину два калибра камеры смещения, коэффициент проницаемости равнялся 11%, число щелей — 8.

При испытаниях с помощью специального зонда измерялись распределения полного и статического давлений в различных сечениях перфорированного насадка. Схема зонда дана на рис. 2.4.1. Он представляет собой штангу, дренированную с шагом 20 мм, на одном из

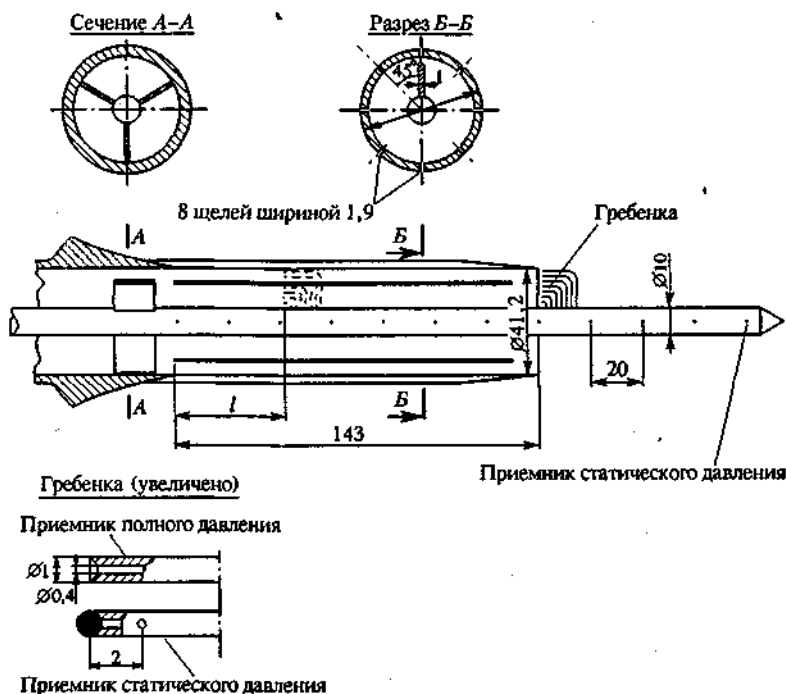


Рис. 2.4.1

концов которой была установлена гребенка приемников полного и статического давления. Приемники были выполнены из медных трубок с наружным диаметром 1 мм и внутренним диаметром 0,4 мм, установленных в одной плоскости. Всего приемников было 7, из них 4 измеряли полное давление и 3 — статическое, причем они чередовались. Одно из дренажных отверстий штанги было расположено в зоне гребенки и также позволяло измерять статическое давление в исследуемом поперечном сечении. Приемники были установлены параллельно оси эжектора. Отверстия в трубках для замера статического давления были выполнены на расстоянии двух диаметров трубки от запаянного конца.

Зонд мог устанавливаться в различных поперечных сечениях перфорированного насадка с шагом 25 мм. Кроме того, конструкция зонда позволяла поворачивать гребенку вокруг его оси на угол α в пределах $\pm 45^\circ$ с любым шагом.

Зонд вводился в перфорированный насадок через низконапорный тракт. Наружный диаметр штанги был равен 10 мм, что составляло около 6% площади низконапорного сопла. Уменьшение площади

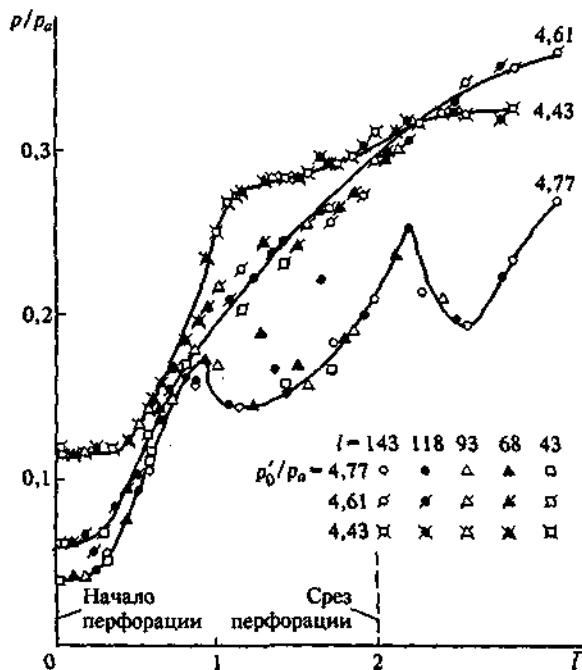


Рис. 2.4.2

низконапорной струи на эту величину привело к некоторому ухудшению работы эжектора. При том же расходе низконапорного газа степень сжатия упала с 30 до 25 (см. [87]). Качественно же картина течения, видимо, не изменилась.

Длина зонда составляла примерно 500 мм, что при диаметре 10 мм не обеспечивало необходимой жесткости конструкции. Для обеспечения необходимой точности установки гребенки по радиусу и углу и уменьшения вибрации первоначально на конце штанги были сделаны три спицы диаметром 2 мм. Однако первые же испытания показали, что эти спицы, хотя и загромождают сечение перфорированного насадка всего на 7%, существенно изменяют распределение давления и характер течения. Поэтому в дальнейшем спицы

были заменены тремя плоскими пластинками в низконапорном тракте (см. А—А на рис. 2.4.1).

Все испытания проводились с одним расходом низконапорного газа (одним мерным соплом $F_{м.с}/F_1 = 0,0147$). Приведенный расход низконапорного газа $q(\lambda_1)$ соответствует при этом примерно 0,45.

На рис. 2.4.2 показано распределение статического давления на начальном участке камеры смещения (внутри перфорированного участка и прилегающей к нему области) вблизи оси эжектора. Видно, что статическое давление вниз по потоку увеличивается при

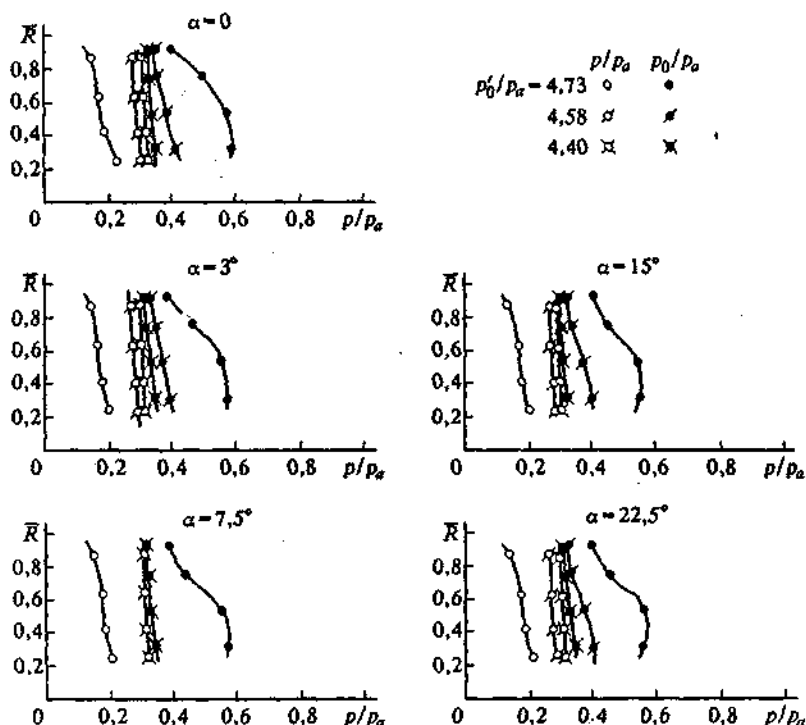


Рис. 2.4.3

всех трех давлениях высоконапорного газа. На докритических режимах ($p'_0/p_a < 4,77$) давление растет монотонно по всей длине перфорированного участка и продолжает расти за ним. Увеличение статического давления на этих режимах существенно зависит от давления высоконапорного газа. Так, при $p'_0/p_a = 4,43$ статическое давление увеличивается внутри перфорированного участка в 2,5 раза, при $p'_0/p_a = 4,61$ — в 5 раз. Это объясняется тем, что на докри-

тических режимах степень сжатия, отношение полных давлений и, соответственно, расход газа через стенку очень сильно зависят от давления высоконапорного газа.

На критическом режиме ($p'_0/p_a > 4,7$) статическое давление внутри перфорированного участка увеличивается в 5,2 раза. При этом статические давления на входе в эжектор и на выходе из перфорации уменьшились по сравнению с докритическим режимом почти пропорционально в 1,5 раза. Это связано с увеличением степени сжатия на участке «срез перфорации—диффузор». Изменился

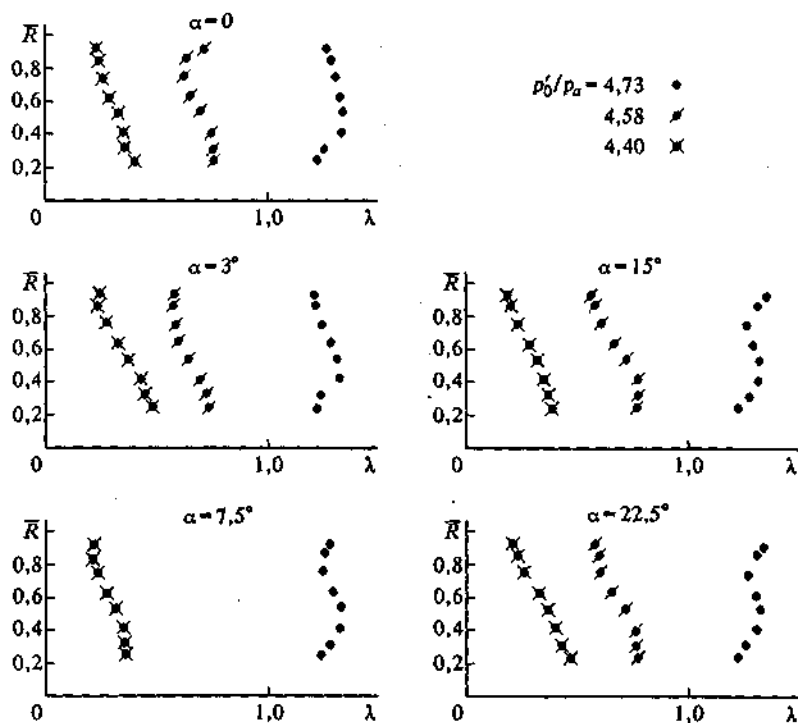


Рис. 2.4.4

также характер распределения. В середине перфорированной стенки появился всплеск статического давления, за срезом перфорации на расстоянии 0,2 калибра камеры смещения — провал. Ниже на основании анализа полей давлений и скоростей будут рассмотрены причины, определяющие такой характер распределения статического давления вблизи оси эжектора.

Распределения основных параметров течения по радиусу перфорированного насадка на его срезе даны на рис. 2.4.3 и 2.4.4. Ввиду того, что установленные в гребенке приемники в ряде случаев по-

казывают не полное давление высокоскоростной струи, а полное давление за прямым скачком уплотнения, при больших скоростях последние вычислялись по показаниям приемников полного и статического давления различным образом: при отношении статического и полного давлений гребенки более 0,5283 это отношение принималось за $p(\lambda)$, а при меньших значениях отношения — за $p(\lambda)/\mu(\lambda)$.

На рис. 2.4.3 показаны поля полных и статических давлений на срезе перфорации. По радиусу струи имеется неравномерность как полного, так и статического давления, достигающая 50%, причем

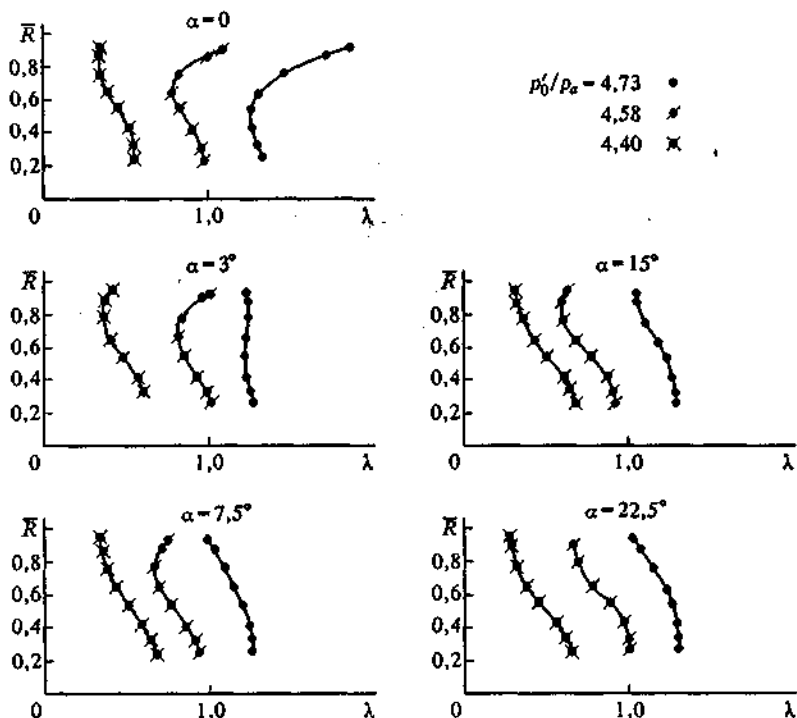


Рис. 2.4.5. Распределение приведенной скорости при $l/D_3 = 1.65$ ($l = 118$)

максимумы того и другого лежат вблизи оси насадка. При существенно докритических режимах ($p'_0/p_a = 4.4$) полное и статическое давления близки друг к другу. С увеличением p'_0 разница между ними увеличивается, причем статическое давление уменьшается, а полное растет. Поля практически не изменяются при переходе от нулевого угла установки гребенки (против щели) к другим углам. Как видно, неравномерность давления по углу на срезе перфорированного насадка невелика (менее 10%).

На рис. 2.4.4 показаны приведенные осевые скорости газа на срезе перфорации на докритических и критическом ($p_0'/p_a = 4,73$) режимах. В первом случае скорости дозвуковые, во втором — сверхзвуковые, причем неравномерность скорости как по радиусу, так и по углу не превышает 0,2 ($\lambda = 1,15-1,35$).

Таким образом, к концу перфорированного насадка длиной два калибра камеры смешения низконапорной газ полностью перемещается с прошедшим через щели высоконапорным газом. Статическое и полное давление на срезе перфорации в несколько раз превышают давление низконапорного газа, что и является источником повышения критических характеристик эжектора.

На рис. 2.4.5—2.4.8 даны поля приведенных скоростей внутри перфорированного насадка. Неравномерность вверх по потоку

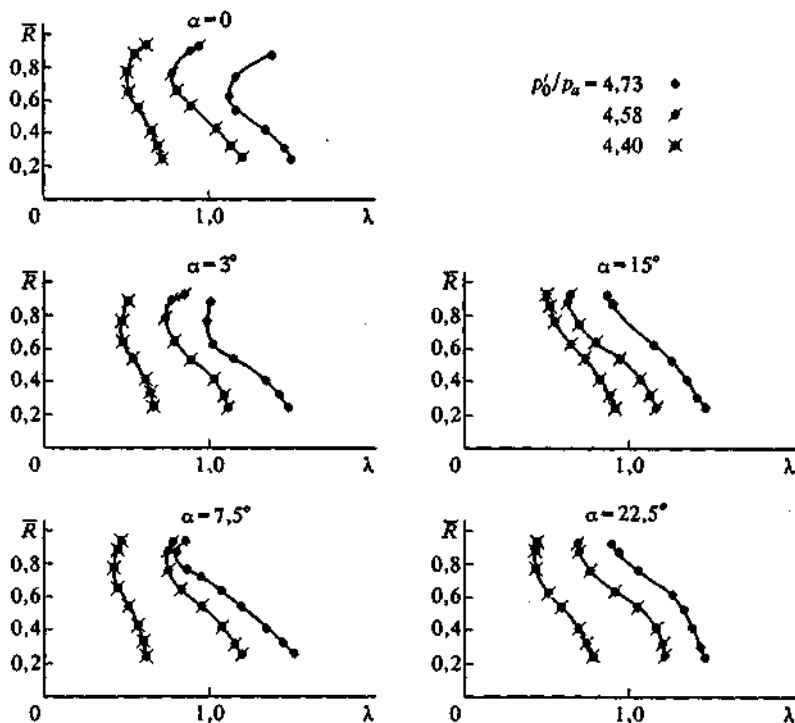


Рис. 2.4.6. Распределение приведенной скорости при $l/D_3 = 1,3$ ($l = 95$)

увеличивается. Отчетливо видны струи высоконапорного газа, втекающие внутрь насадка через щели в стенке. Против щели на максимальном радиусе насадка, как правило, расположен максимум давления и скорости. Второй максимум имеет место на оси осадка. Это связано с тем, что при проходе через щели высоко-

напорный газ получает значительную радиальную скорость и достигает оси эжектора, не полностью перемешавшись с низконапорным газом.

Минимумы давления и скорости обычно расположены между щелями и вблизи перфорированной стенки. Таким образом, втекающий высоконапорный газ разрезает низконапорную струю на зоны и вытесняет низконапорный газ к периферии насадка.

Наиболее отчетливо втекающая через щель высоконапорная струя видна в начале перфорированного участка (рис. 2.4.8). У стенки струя имеет осевую скорость, близкую к скорости высоконапорного газа. К оси и периферии скорость и давление быстро убывают. Кроме того, в начале перфорированного участка ($\bar{l} = 0,6$) при $R = 0,6-0,8$ и $\alpha = 15^\circ-22,5^\circ$ на критическом режиме наблюдается

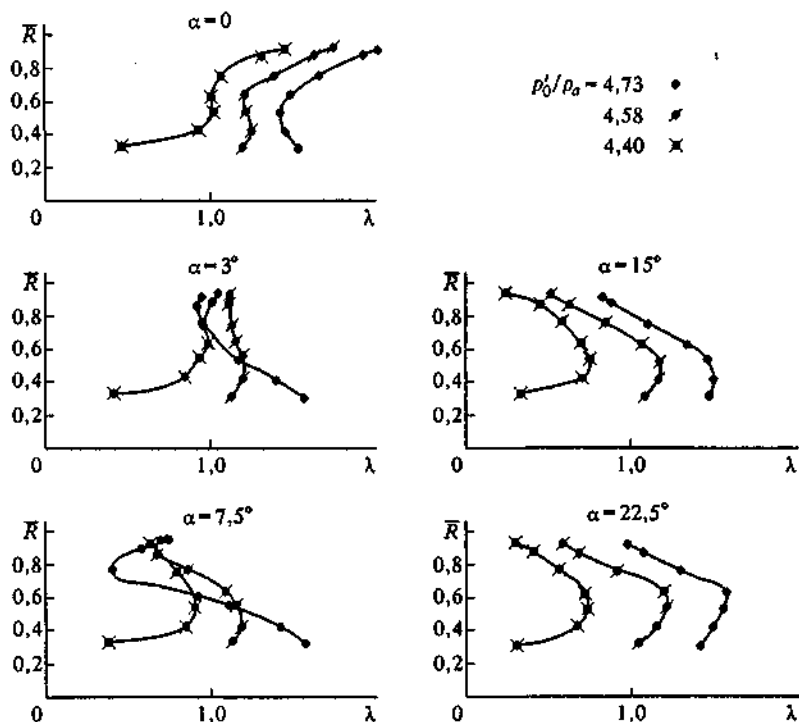


Рис. 2.4.7. Распределение приведенной скорости при $l/D_3 = 0,95$ ($l = 68$)

резкое уменьшение скоростей, что, по-видимому, связано с существованием здесь зоны обратных токов.

Измеренные поля давлений и скорости объясняют особенности распределения статического давления на оси насадка (рис. 2.4.2). Всплеск статического давления при $\bar{l} \approx 1$ вызван, по-видимому, при-

ходом на ось эжектора высоконапорной струи, имеющей сложный (имеющий минимум) профиль скорости. Минимум статического

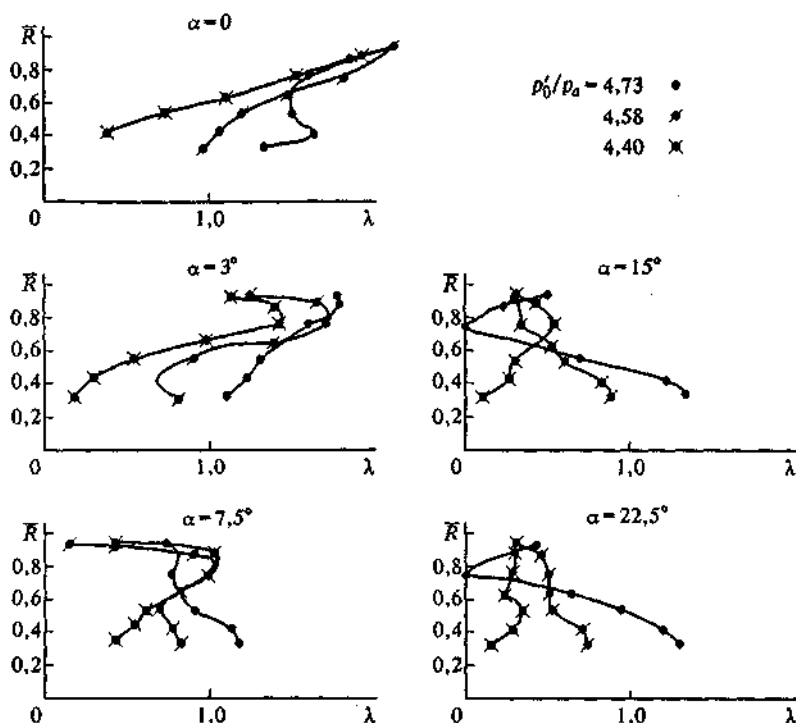


Рис. 2.4.8. Распределение приведенной скорости при $l/D_3 = 0,6$ ($l = 43$)

давления за перфорированным насадком обусловлен разгоном сверхзвуковой струи. Расстояние $0,2$ калибра, где начинается уменьшение давления, точно соответствует пересечению первой линии Маха, отходящей от среза насадка, с поверхностью зонда.

О «запирании» эжектора с перфорированным соплом. В теории критических режимов классического эжектора признаком его выхода на наивыгоднейший режим считается появление сверхзвуковой скорости во всем сечении камеры смещения. Рассмотрим, что же является характерным признаком максимальной степени сжатия в газовом эжекторе с перфорированным соплом. Для этого дополнительно были проведены подробные измерения скорости газа в начальном сечении перфорированного насадка. На рис. 2.4.9 показана зависимость степени сжатия исследованного эжектора от давления высоконапорного газа. Видно, что максимум степени сжатия имеет место при $p_0'/p_a = 4,70$.

Но уже при $p'_0/p_a = 4,65-4,67$ скорость газа по всему сечению среза перфорированного насадка является сверхзвуковой (рис. 2.4.4).

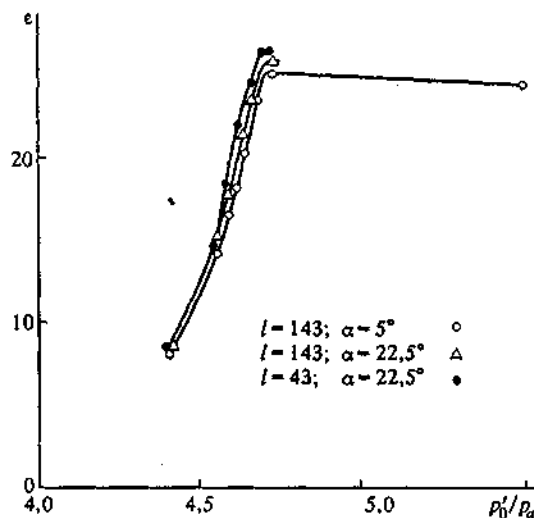


Рис. 2.4.9

При дальнейшем увеличении давления высоконапорного газа и степень сжатия, и скорость на срезе перфорации еще несколько увеличиваются. При достижении максимальной степени сжатия

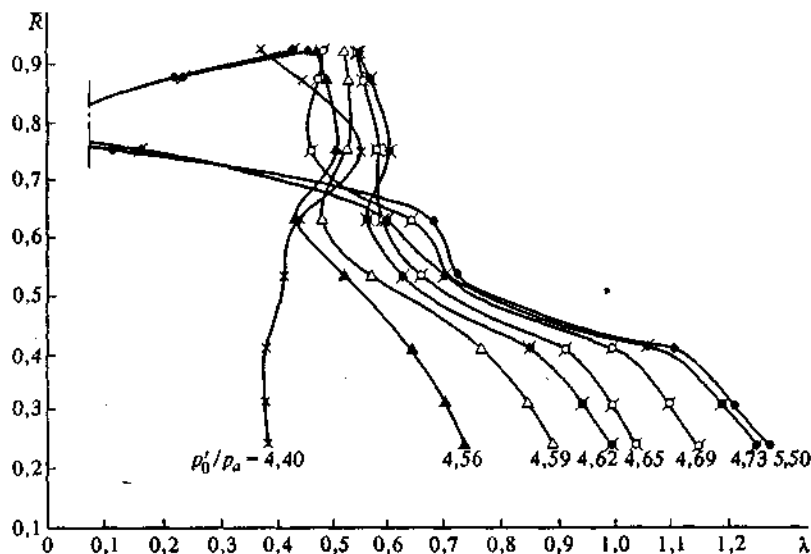


Рис. 2.4.10

($p'_0/p_a = 4,7$) приведенная скорость на срезе перфорации становится равной 1,15–1,35 и практически перестает меняться.

Таким образом, максимум степени сжатия, вообще говоря, не соответствует первому достижению сверхзвуковой скорости по всему сечению эжектора с перфорированным соплом. Отличие степени сжатия между режимом $\varepsilon_{\max}$ и режимом появления по всему перфорированному насадку сверхзвуковой скорости составляет 7–12%, хотя отличие в давлении высоконапорного газа очень мало (примерно 1%).

На рис. 2.4.10 даны поля приведенных скоростей в начале перфорированного участка ($\bar{l} = 0,6$) в плоскости, проходящей между щелями. Видно, что на докритических режимах приведенные скорости составляют 0,4–1,2 и сильно зависят от давления высоконапорного газа. На режиме максимальной степени сжатия ($p'_0/p_a = 4,7$) и больших значениях p'_0/p_a характер полей резко меняется. В области $\bar{R} = 0,6–0,9$ появляется провал скоростей, вызванный, видимо, наличием обратных токов. Таким образом, при повышении давления высоконапорного газа дальнейшее повышение степени сжатия ограничено появлением обратных токов в начале перфорированного участка.

§ 2.5. Приближенный метод расчета критического режима эжектора с перфорированным соплом

Расчеты предельных характеристик газового эжектора с перфорированным продольными щелями соплом необходимы, но очень сложны, что связано со сложностью течения смешиваемых струй на начальном участке камеры смешения. Особенно сложным является течение внутри перфорированного насадка, поскольку, с одной стороны, оно является вязким и трехмерным, а с другой, в нем значительны эффекты сверхзвукового течения (скачки уплотнения и т. д.). Точный расчет таких течений в настоящее время крайне затруднителен. Ниже делается попытка расчета предельных режимов эжектора с перфорированным соплом при ряде допущений, заметно упрощающих картину течения [91].

1. Основными процессами, происходящими на начальном участке эжектора с перфорированным соплом и определяющими его эффективность, являются перетекание части высоконапорного газа через щели и последующее смешение с низконапорным газом. Расчеты в § 2.2 показывают, что только перетекание газа через щели без смешения не может существенно повлиять на предельные характеристики эжектора. Смешение же до сечения запираания низконапорной струи с прошедшим через щели высоконапорным газом увеличивает критические перепады давления в несколько раз. Однако ес-

ли не рассматривать ограничения на процесс натекания, то с увеличением расхода газа через щели предельные характеристики будут неограниченно улучшаться. В действительности же процесс натекания газа внутрь перфорированного насадка ограничивает эффективность эжектора при больших коэффициентах проницаемости, и характеристики стремятся к конечным пределам.

Процессы натекания и смешения происходят в эжекторе с перфорированным соплом одновременно и взаимно обуславливают друг друга. От расхода, импульса и структуры прошедшей через щели высоконапорной струи зависит эффективность смешения. С другой стороны, из-за смешения струй эжектор улучшается — увеличивается реально допустимый перепад полных давлений на входе в него. Это приводит к увеличению перепада статических давлений в начале перфорированной стенки и увеличению расхода газа через щели. Задача расчета этого течения осложняется тем, что оба процесса развиваются вдоль стенки и параметры течения сильно меняются. Расход газа через какой-либо отрезок щели зависит от местного статического давления внутри насадка, определяемого взаимодействием струй. Последнее, в свою очередь, сильно зависит от того, каким образом, по какому закону подводится высоконапорный газ внутрь насадка.

Таким образом, при работе эжектора с перфорированным соплом определяющими являются процессы натекания и смешения. Рациональная модель течения должна учитывать оба процесса в их развитии вдоль перфорированной стенки. Наиболее сложным для расчета является вязкое взаимодействие (смешение) струй внутри перфорированного насадка, и основные упрощения должны касаться этого процесса. В настоящем параграфе принято предположение о существовании некоторой «длины смешения» — расстояния, после прохождения которого внутри перфорированного насадка высоконапорный газ полностью смешивается с низконапорным. Непрерывный по длине процесс смешения заменяется дискретным: считается, что на длине, меньшей заданной Δl , прошедший через щели высоконапорный газ течет, не смешиваясь с низконапорным, и сохраняет сверхзвуковую скорость, а при $\Delta x \geq \Delta l$ его расход, импульс и энергия полностью объединяются с расходом, импульсом и энергией низконапорного. Предположение о существовании «длины смешения» позволяет определить осредненные параметры потока внутри перфорированного участка и, в частности, среднее статическое давление. Это делает возможным вычисление перепада давлений на стенке и расхода газа через щель, что логически замыкает задачу.

«Длина смешения» в данной модели течения является константой, определяемой на основе экспериментальных данных. Вообще говоря, введенную выше «длину смешения» можно считать функцией исходных параметров. Если указанная зависимость будет известна, то проводимое ниже рассмотрение может быть обобщено и на

этот случай. Однако здесь этот вопрос специально не рассматривается, а значение «длины смещения» всюду принимается равным одному калибру перфорированного насадка (примерно двадцати поперечным размерам щели при оптимальной проницаемости). Указанное значение выбрано на основании сравнения расчетных и экспериментальных данных для ряда эжекторов.

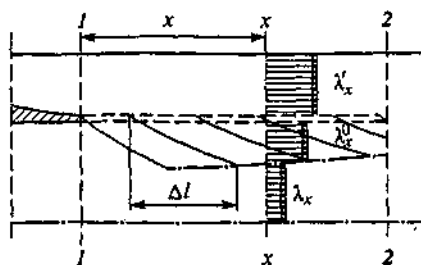


Рис. 2.5.1

2. Принятая схема течения струй на начальном участке камеры смещения эжектора с перфорированным соплом представлена на рис. 2.5.1. В любом поперечном сечении x перфорированного участка эжектора имеются три потока с равномерным распределением всех параметров:

- 1) собственно высоконапорный газ с полным давлением $p'_{0x} = p'_{01}$ и приведенной скоростью $\lambda'_x \geq \lambda'_1$;
- 2) прошедший через щели, но еще не успевший смешаться с низконапорным газом высоконапорный газ с полным давлением $p'_{0x} \leq p'_{01}$ и сверхзвуковой скоростью $\lambda_x^0 > 1$;
- 3) смесь низконапорного газа с ранее прошедшим через щели высоконапорным газом.

Относительно этих потоков сделаем следующие предположения:

- 1) трение и теплообмен между газом и стенками отсутствуют;
- 2) течение газа в высоконапорном сопле и снаружи перфорированной стенки изэнтропическое;
- 3) при перетекании высоконапорного газа внутрь насадка имеют место потери полного давления; от места втекания до места смешения высоконапорный газ течет изэнтропически;
- 4) течение низконапорного газа до начала смешения с высоконапорным изэнтропическое; после начала смешения полное давление низконапорного газа увеличивается;
- 5) статическое давление внутри перфорированного насадка постоянно по сечению (одинаково в низконапорной струе и прошедшем через щели, но еще не смешавшемся высоконапорном газе).

Кроме указанных предположений, принималось, что камера смешения и обе поверхности перфорированной стенки цилиндрические. Считалось, что на срезе высоконапорного сопла имеется пограничный слой с толщиной вытеснения $\Delta h = l \operatorname{tg} \varphi$, где l — длина сопла от критического сечения. По данным эксперимента принято $\operatorname{tg} \varphi = 0,01$. В районе щелей суммарная толщина вытеснения принималась постоянной, т. е. считалось, что нарастание пограничного слоя на стенке камеры смешения компенсируется его сливом через щели.

Принятые допущения вместе с основными уравнениями сохранения позволяют записать для массы газа, находящейся между сечениями $I-I$ и $x-x$ (рис. 2.5.1), следующую систему уравнений:

$$\Delta \bar{G}_x = \int_0^{\bar{x}} \frac{4aq(\lambda_{ш})\mu_x n}{y(\lambda_1')} \cdot \frac{D_n}{D_1} d\bar{x}, \quad (2.6)$$

$$\Delta \bar{G}_x^{см} = \int_0^{\bar{x}-\Delta \bar{l}} \frac{4aq(\lambda_{ш})\mu_x n}{y(\lambda_1')} \cdot \frac{D_n}{D_1} d\bar{x}, \quad (2.7)$$

$$\Delta \bar{G}_x^0 = \Delta \bar{G}_x - \Delta \bar{G}_x^{см}, \quad (2.8)$$

$$q(\lambda'_x) = q(\lambda'_1)(1 - \Delta \bar{G}_x), \quad (2.9)$$

$$p(\lambda_x^0) = \frac{q(\lambda_1)}{v_x \sigma k} \left(\frac{k + \Delta \bar{G}_x^{см}}{y(\lambda_x)} + \frac{\Delta \bar{G}_x^0}{y(\lambda_x^0)} \right), \quad (2.10)$$

$$z(\lambda_x) = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda_1') - (1 - \Delta \bar{G}_x)z(\lambda'_x) - \Delta \bar{G}_x^0 z(\lambda_x^0)}{k + \Delta \bar{G}_x^{см}}, \quad (2.11)$$

$$\sigma = \frac{aq(\lambda_1)}{kq(\lambda_1')}, \quad (2.12)$$

$$p(\lambda_{ш}) = v_x \frac{p(\lambda_x^0)}{p(\lambda_1')}, \quad (2.13)$$

где $\Delta \bar{G}_x$, $\Delta \bar{G}_x^{см}$, $\Delta \bar{G}_x^0$ — весь расход газа через перфорированную стенку, его смешавшаяся и несмешавшаяся части, отнесенные к начальному расходу высоконапорного газа. Как и выше, штрихом обозначены параметры высоконапорного потока (λ'_x), верхним индексом «0» — параметры прошедшего через щели, но еще не смешавшегося высоконапорного газа (λ_x^0), без индекса — параметры низконапорного газа и смеси (λ_x). В уравнения (2.6)–(2.13) входят также следующие геометрические и газодинамические параметры: $\bar{x} = x/D_1$ — относительная продольная координата; D_n/D_1 — удвоенная относительная толщина перфорированной стенки; μ_x — коэффициент сужения струи; $v_x = p_{0x}^0/p_{0x}$ — коэффициент восстановления полного давления при прохождении газа через перфорированную стенку; $\lambda_{ш}$ — приведенная скорость в радиальном направлении.

Для решения выписанной системы из восьми уравнений при заданной геометрии (a , λ' , n и D_n/D_1) и заданном режиме работы эжектора (λ_1 и σ) необходимы еще два условия. Ими являются за-

зависимости коэффициента сужения струи μ_x и коэффициента восстановления полного давления v_x от параметров течения.

Коэффициент сужения струи μ_x представляет собой отношение минимальной ширины струи к ширине щели. Теоретическое определение коэффициента μ_x для рассматриваемого случая истечения газа через щель при переменном перепаде давления на стенке представляет большие трудности. В настоящее время отсутствуют также экспериментальные данные, с помощью которых можно было бы определить μ_x . Поэтому коэффициент сужения струи считается постоянным и равным 0,7, что является некоторым средним значением для возможных предельных случаев ($\mu_{\max} = 1$; $\mu_{\min} = 0,5$ у насадка Борда при малом перепаде).

Вопрос о последнем недостающем уравнении — зависимости коэффициента восстановления давления v_x от параметров течения — является одним из основных при расчете течения в эжекторе с перфорированным соплом и требует специального рассмотрения.

3. Проведем оценку величины местного коэффициента восстановления давления v_x , т. е. коэффициента восстановления полного давления струйки высоконапорного газа, втекающей внутрь насадка в сечении i при заданном перепаде $\bar{p}_x$ статических давлений на стенке в этом сечении. Для этого рассмотрим течение на начальном участке перфорации (рис. 2.5.1), когда смешение струй еще не началось. На этом участке полное давление низконапорного газа не меняется. Запись этого условия добавляет еще одно уравнение к системе (2.6)–(2.13) и тем самым позволяет определить параметр v_x .

Из уравнения (2.13) следует

$$v_x = \bar{p}_x \frac{\rho(\lambda'_x)}{\rho(\lambda^0_x)}.$$

Таким образом, потери полного давления определяются перепадом статических давлений и соотношением скоростей газа с обеих сторон перфорированной стенки. Если скорости λ'_x и λ^0_x одинаковы, то коэффициент восстановления полного давления в точности равен перепаду на стенке.

Из уравнения (2.11) при $\Delta \bar{G}_x^{\text{см}} = 0$ следует

$$\begin{aligned} z(\lambda^0_x) &= \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda'_1) - (1 - \Delta \bar{G}_x)z(\lambda'_x) - kz(\lambda_x)}{\Delta \bar{G}_x} = \\ &= z(\lambda'_x) + \frac{z(\lambda'_1) - z(\lambda'_x)}{\Delta \bar{G}_x} + k \frac{z(\lambda_1) - z(\lambda_x)}{\Delta \bar{G}_x}. \end{aligned}$$

Местный коэффициент восстановления давления v_i равен пределу, к которому стремится v_x при $x \rightarrow 0$. Поэтому рассмотрим предел,

к которому стремится осевая составляющая скорости λ_x^0 при $x \rightarrow 0$ и, соответственно, $\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0$:

$$\lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} z(\lambda_x^0) = z(\lambda'_x) + \lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} \frac{z(\lambda'_1) - z(\lambda'_x)}{\Delta \bar{G}_x} + \lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} k \frac{z(\lambda'_1) - z(\lambda'_x)}{\Delta \bar{G}_x}.$$

Раскрывая по правилу Лопиталя неопределенность типа 0/0 во втором и третьем слагаемом, получим

$$\lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} \frac{z(\lambda'_1) - z(\lambda'_x)}{\Delta \bar{G}_x} = \lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} \frac{d[z(\lambda'_x)]}{d(\Delta \bar{G}_x)} = - \left(\frac{x+1}{2} \right)^{1/(x-1)} \frac{p(\lambda'_x)}{q(\lambda'_x)};$$

$$\lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} k \frac{z(\lambda'_1) - z(\lambda'_x)}{\Delta \bar{G}_x} = \left(\frac{x+1}{2} \right)^{1/(x-1)} \frac{p(\lambda_x^0)}{q(\lambda_x^0)}.$$

При выводе последнего выражения использованы соотношения $T_{0x} = T_{01}$, $p_{0x} = p_{01}$ и $p_x = p_x^0$.

Таким образом, рассматриваемый предел равен

$$\lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} z(\lambda_x^0) = z(\lambda'_x) - \left(\frac{x+1}{2} \right)^{1/(x-1)} \frac{p(\lambda'_x)}{q(\lambda'_x)} + \left(\frac{x+1}{2} \right)^{1/(x-1)} \frac{p(\lambda_x^0)}{q(\lambda_x^0)}.$$

Из последнего соотношения следует, что

$$\lim_{\Delta \bar{G}_x \rightarrow 0} \lambda_x^0 = \lambda'_x,$$

т. е. при прохождении высоконапорного газа через стенку с продольными щелями осевая составляющая скорости сохраняется. При этом имеют место такие потери полного давления, что коэффициент восстановления полного давления равен отношению статических давлений на перфорированной стенке $v_i = \bar{p}_i$. Следует отметить, что источником потерь в этом случае является преобразование части полного давления в радиальную составляющую скорости, создающую лишь неравномерность параметров по сечению.

Входящий в уравнения (2.10) и (2.13) коэффициент восстановления полного давления v_x характеризует среднее полное давление массы газа, прошедшей через щели на участке от сечения $\bar{x} - \Delta l$ до сечения $\bar{x}$. С учетом соотношения $v_x = \bar{p}_i$ и предположения 3 он может быть вычислен с помощью следующей формулы:

$$v_x = \frac{1}{\Delta \bar{G}_x} \int_0^{\Delta \bar{G}_x} v_x d(\Delta \bar{G}_x^0) = \frac{1}{\Delta \bar{G}_x} \int_0^{\Delta \bar{G}_x} \bar{p}_x d(\Delta \bar{G}_x^0). \quad (2.14)$$

Значения v_x , вычисленные по формуле (2.14) для ряда режимов работы эжектора, были сопоставлены с результатами прямого вычисления коэффициента восстановления полного давления (на на-

чальном участке перфорации, где смещения еще нет и имеет место соотношение $p_{0x} = p_{01}$). Оказалось, что оба способа вычисления v_x дают практически одинаковые результаты (отличие менее 1%). Поэтому в дальнейшем соотношение (2.14) использовалось при расчете течения по всей длине перфорированной стенки.

4. Определение критических характеристик эжектора производилось путем численного расчета на ЭВМ течения на начальном участке камеры смещения при разных значениях отношения полных давлений смешиваемых газов σ . Интегралы в формулах (2.6), (2.7) и (2.14) вычислялись путем замены их конечными суммами с шагом $\Delta \bar{x} = 0,1$. Система уравнений (2.10) и (2.11) с неизвестными λ_x^0 и λ_x решалась методом итераций.

Расчет начинался с малых значений σ , когда режим работы эжектора был заведомо докритический и течение могло быть продолжено вдоль всей перфорированной стенки, а перепад в конце ее не превышал допустимой величины. Далее отношение полных давлений на входе в эжектор увеличивалось, и расчет течения вдоль всей перфорированной стенки повторялся.

Режим работы эжекторов считался невозможным (закритическим), если при заданном значении σ течение внутри перфорации нельзя было продолжить дальше некоторого сечения либо

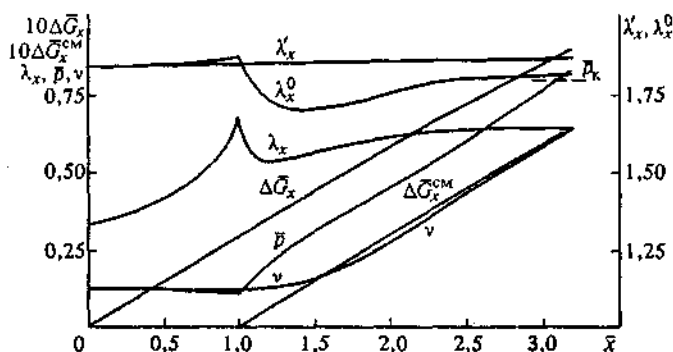


Рис. 2.5.2

перепад статических давлений в конце перфорированной стенки превышал допустимую величину $\bar{p}_k$. При расчете эжектора с геометрическими параметрами $a = 0,5$ и $M' = 2,84$ допустимый перепад статических давлений в конце стенки был определен следующим образом. По уравнениям Ю. Н. Васильева [32] был оценен критический перепад статических давлений обычного (без перфорации) эжектора с теми же параметрами a и M' . Оказалось, что для эжектора на режиме больших λ_x ($> 0,5$) он практически отсутствует. Тогда за допустимый перепад $\bar{p}_k$ было принято лишь

понижение статического давления в высоконапорной струе, происходящее в конце стенки из-за уменьшения ее толщины до нуля. Он оказался равным 0,8.

На рис. 2.5.2 приведен пример расчета течения вдоль перфорированной стенки и показано изменение практически всех параметров течения по ее длине при коэффициенте проницаемости 10%, приведенном расходе низконапорного газа $q(\lambda_1) = 0,5$ и отношении полных давлений $\sigma = 140,7$. Режим работы эжектора при этих начальных данных является докритическим. Течение возможно вдоль всей стенки, а допустимый перепад $\bar{p}_k = 0,8$ имеет место несколько ранее ее конца (при $\bar{x} = 3,12$, в то время как $\bar{x}_{\max} = 143/41,2 = 3,5$).

Предельные характеристики газового эжектора с перфорированным соплом, вычисленные с использованием уравнений (2.6)–(2.14), даны на рис. 2.5.3–2.5.5. Там же приведены все имеющиеся экспериментальные данные для этого эжектора.

На рис. 2.5.3 показаны зависимости предельного отношения полных давлений σ от коэффициента проницаемости n при двух значениях $q(\lambda_1)$ и длине перфорированной стенки, равной двум калибрам камеры смещения. Расчетные кривые имеют качественно такой же вид, как и экспериментальные, и вблизи значения $n = 10\%$ характеризуются острым максимумом. Слева от экстремума предельные режимы определяются запиранием эжектора за перфорацией, справа — запиранием внутри перфорации (по данным расчета течения вдоль стенки). Таким образом, оптимальная проницаемость характеризуется запиранием эжектора сразу в двух местах — внутри и за перфорацией.

Расчетные кривые $\sigma(n)$ (см. рис. 2.5.3) подтверждают также известный экспериментальный факт практической независимости оптимальной проницаемости от приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$.

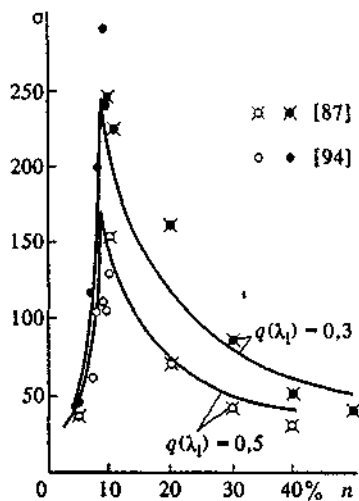


Рис. 2.5.3



Рис. 2.5.4

Расчетные и экспериментальные характеристики исследованного эжектора, иллюстрирующие влияние длины перфорированного участка, приведены на рис. 2.5.4. Видно, что и в этом случае имеет место удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных. При больших приведенных расходах низконапорного газа

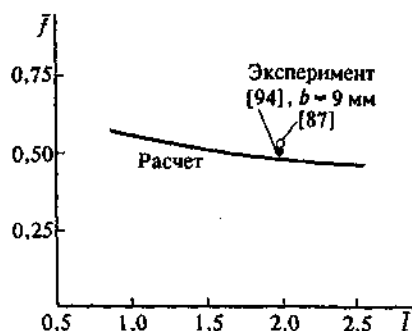


Рис. 2.5.5

длина перфорированной стенки не влияет на предельные режимы эжектора, так как запирание происходит внутри перфорации, на ее начальном участке. При меньших значениях $q(\lambda_1)$ влияние конца перфорированной стенки начинает сказываться на характеристиках эжектора, причем тем раньше, чем она короче.

В работе [94] был отмечен интересный экспериментальный результат: оптимальная проницаемость с уменьшением длины перфорированной стенки увеличивается таким образом, что суммарная площадь щелей $f_{\text{щ}}$ практически не меняется. Расчет этих параметров по предложенной здесь теории при различных длинах

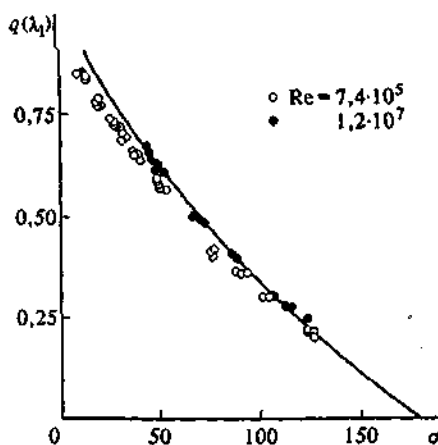


Рис. 2.5.6

стенки показал (рис. 2.5.5), что относительная площадь щелей $\bar{f} = f_{\text{щ}}/f_{\text{к.с.}}$, где $f_{\text{к.с.}}$ — площадь поперечного сечения камеры смешения, действительно меняется очень мало, убывая с 0,55 при $\bar{l} = 1$ до 0,45 при $\bar{l} = 2,5$.

Расчеты предельных характеристик были выполнены также для эжектора с перфорированным соплом при геометрических парамет-

рах $\alpha = 1,9$ и $M' = 2,5$. Они проводились при тех же допущениях и значениях экспериментально определяемых констант, что и предыдущий расчет. Так как обычный эжектор с такими же геометрическими параметрами допускает без запираания значительный перепад статических давлений смешиваемых газов на срезе сопл, то при расчете конструкции с перфорированным соплом влияние перепада на конце стенки на предельные характеристики не учитывалось. Для этого случая также проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными, полученными при двух значениях числа Re , равных $7,4 \cdot 10^5$ и $1,2 \cdot 10^7$ (рис. 2.5.6). Из этого сравнения следует, что экспериментальные характеристики при обоих числах Рейнольдса удовлетворительно совпадают с рассчитанными, а изменение числа Re в 16 раз мало сказывается на свойствах эжектора, и его влияние в этой области, по-видимому, отсутствует.

В целом сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что принятая модель течения позволяет достаточно точно определить параметры предельных режимов эжектора с перфорированным соплом.

§ 2.6. Газовый эжектор с нецилиндрической перфорированной стенкой на границе смешиваемых струй

В случае цилиндрической перфорированной стенки с увеличением скорости и приведенного расхода низконапорного газа уменьшается количество высоконапорного газа, которое может быть подведено через щели в зону низконапорного потока. Когда скорость последнего достигает звуковой, то расход высоконапорного через щели приближается к нулю и указанный механизм повышения эффективности эжектора перестает работать. Как показывает экспериментальное исследование (рис. 2.6.1), действительно, при больших приведенных расходах низконапорного газа $q(\lambda_1)$ характеристики 1 эжектора с цилиндрической перфорированной стенкой приближаются к характеристикам 2 обычного, а при $q(\lambda_1) \approx 1$ становятся даже несколько ниже из-за трения и конечной толщины стенки.

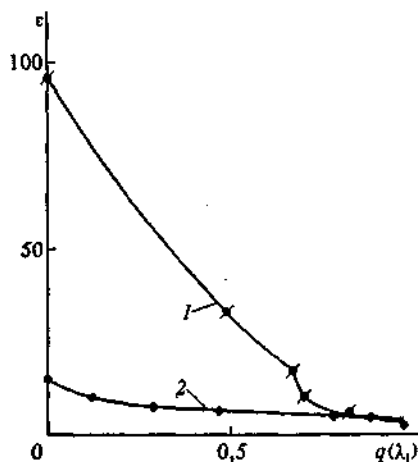


Рис. 2.6.1

Режимы работы с большими приведенными расходами низконапорного газа применяются широко. Повышение эффективности газового эжектора в этой области имеет существенное значение для практики.

Цилиндрическая перфорированная стенка представляет собой простейший вид перфорации. Ее применение оказалось для ряда режимов работы очень эффективным, однако подобное выполнение перфорации является неединственным.

Рассмотрим, какой должна быть сделана стенка для улучшения характеристик при больших значениях параметра $q(\lambda_1)$. На этих режимах основным препятствием для повышения эффективности является, как указывалось выше, невозможность ввести в околосзвуковую низконапорную струю высоконапорный газ. Если же перфорированную продольными щелями стенку на границе струй выполнить таким образом, что площадь поперечных сечений низконапорного потока вниз по течению будет увеличиваться, то перетекание части высоконапорного газа в низконапорную зону станет возможным. Таким образом, если перфорированная стенка будет наклонена в сторону высоконапорной струи, то механизм, приводящий к увеличению степени сжатия эжектора, будет работать и при больших приведенных расходах низконапорного газа.

Применение нецилиндрических стенок [92, 93] существенно расширяет число возможных вариантов выполнения используемой перфорации. Возникает ряд новых геометрических параметров, характеризующих эжектор. Если цилиндрическая перфорированная стенка со щелями постоянной ширины может быть полностью охарактеризована тремя параметрами — длиной стенки, числом щелей и коэффициентом проницаемости, — то у нецилиндрической стенки появляются по крайней мере еще два дополнительных. Один из них определяет увеличение площади поперечного сечения низконапорной струи к концу перфорированного участка, а второй характеризует форму стенки. При монотонном изменении радиуса стенки в качестве параметра можно принять, например, угол наклона стенки в ее начальном сечении. В общем случае эти два параметра являются независимыми, однако при задании длины и формы стенки (например, конус, параболоид и т. д.) они связаны однозначно.

Перетекание части сверхзвукового потока через щели в зону низконапорной струи приводит в случае цилиндрической стенки к уменьшению статического давления в высоконапорном газе и его разгону. При нецилиндрической перфорированной стенке увеличение проходного сечения низконапорной струи приводит в цилиндрической камере смешения к соответствующему поджатию высоконапорной струи и увеличению статического давления в ней. При малых углах наклона стенки, когда относительное уменьшение площади высоконапорного сопла $\Delta F'/F'$ примерно равно относительному расходу через щели $\Delta G'/G'$, эти два эффекта будут взаимно

компенсировать друг друга. Если перфорированная стенка будет поджимать высоконапорную струю на большую величину, то статическое давление вниз по потоку будет увеличиваться. При больших углах наклона стенки и значительном поджатии высоконапорной струи повышение статического давления может привести к более раннему запиранию эжектора. Таким образом, углы наклона стенки, а также величины поджатия высоконапорной струи и, следовательно, расширения низконапорной ограничены сверху и, по-видимому, имеют оптимальные значения.

Применение цилиндрической перфорированной стенки оказывает влияние только на положение критической точки на дроссельной характеристике эжектора, при этом основные уравнения эжекции (сохранения расхода, импульса и энергии) останутся без изменений. Нецилиндрическая перфорированная стенка вносит в поток дополнительную осевую силу, влияющую на количество движения смеси газов в конце камеры смешения, и, соответственно, на параметры смеси.

Оценим это влияние. Перфорированная стенка омывается с двух сторон — высоконапорным и низконапорным газом. Сила, приложенная к высоконапорному газу, направлена против потока и уменьшает импульс и полное давление смеси. Сила, действующая на низконапорный, направлена по потоку, однако она меньше силы, приложенной к высоконапорному газу, и в целом реакция стенки направлена против потока:

$$R = - \int_0^{\Delta F} (p' - p_l) dF,$$

где ΔF — приращение площади низконапорной струи на длине перфорированной стенки.

Учитывая, что статические давления низконапорного и высоконапорного газов p_l и p' к концу стенки становятся близкими друг к другу, и пренебрегая из-за малости статическим давлением низконапорного газа в начале стенки, получим

$$R \approx - \frac{1}{2} p' \Delta F.$$

Отнесем реакцию стенки к полному импульсу J' высоконапорной струи:

$$\frac{R}{J'} = - \frac{p' \Delta F / 2}{(x+1) a_{\text{кп}} G' z(\lambda') / (2x)} = - \frac{1}{2} \left(\frac{x+1}{2} \right)^{1/(x-1)} \frac{\Delta F}{F'} \frac{1}{y(\lambda') z(\lambda')}.$$

При $x = 1,4$, $\Delta F / F' = 0,5$, $M' = 2$ отношение R / J' равно $-0,038$, т. е. стенка уменьшает импульс смеси меньше чем на 4% импульса высоконапорной струи.

В целом проведенная оценка показывает, что неблагоприятное воздействие нецилиндрической перфорированной стенки на количество движения смеси невелико, и если применение стенки позволит

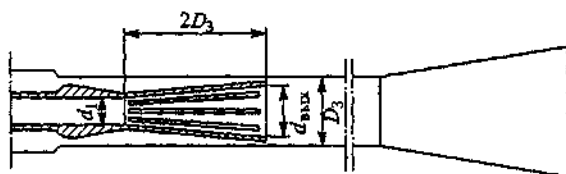


Рис. 2.6.2

значительно повлиять на условия запирания эжектора при больших приведенных расходах низконапорного газа, то и суммарный эффект будет положительным.

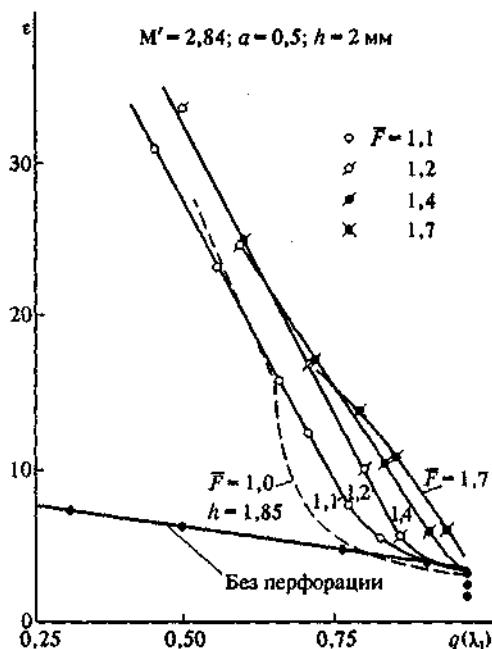


Рис. 2.6.3

Наиболее простой нецилиндрической перфорированной поверхностью является коническая стенка со щелями постоянной ширины. С нее и было начато экспериментальное исследование сверхзвукового газового эжектора с нецилиндрической перфорированной стенкой (рис. 2.6.2) на границе смешиваемых струй.

Испытания проводились на воздухо-воздушной эжекторной установке с диаметром камеры смешения 71,5 мм, описанной в § 2.1. Число M' высоконапорного потока было равно 2,84, отношение площадей низконапорной и высоконапорной струй $a = 0,5$. Длина перфори-

рованной стенки составила два калибра камеры смешения, число щелей — 8. Конечный участок стенки длиной 10 мм был выполнен без щелей для увеличения жесткости конструкции. Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам высоконапорной струи на входе в эжектор, составляло $5,6 \cdot 10^5 - 6,4 \cdot 10^5$.

Вначале были испытаны четыре серии эжекторов (рис. 2.6.2), отличающихся размерами выходного сечения стенки ($\bar{F} = F/F_1 = (d_{\text{вых}}/d_1)^2 = 1,1; 1,2; 1,4; 1,7$) и, соответственно, углами раскрытия ($\alpha = 25' - 2^\circ 40'$ на сторону). Коэффициент проницаемости был вторым варьируемым параметром. Он изменялся путем увеличения поперечного размера h щелей после каждого испытания.

На рис. 2.6.3 даны предельные характеристики испытанных эжекторов и эжекторов классической схемы (без перфорации) и с цилиндрической (пунктир) перфорированной стенкой. Видно, что

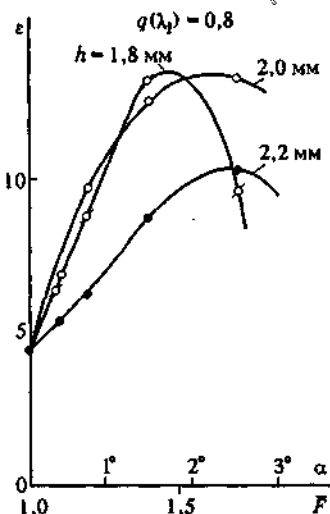


Рис. 2.6.4

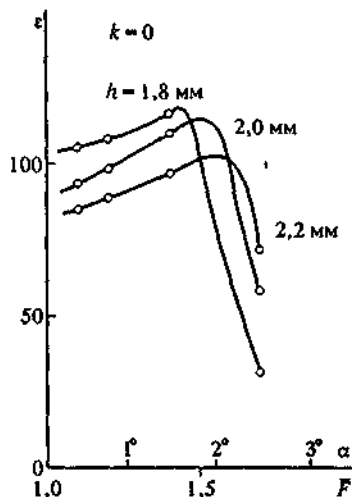


Рис. 2.6.5

применение конической перфорированной стенки позволяет получить значительно большие степени сжатия и в областях больших приведенных расходов низконапорного газа.

При $q(\lambda_1) = 0,8$, когда эжектор с цилиндрической перфорацией перестает давать выигрыш в степени сжатия, конструкция с конической перфорацией (рис. 2.6.4) дает степень сжатия 13, что вдвое больше, чем в случае классической схемы.

Степень сжатия при малых относительных расширениях практически линейно увеличивается с возрастанием $\bar{F}$ и α . При $\bar{F} = 1,5$ и $\alpha \approx 2^\circ$ она достигает максимума и при дальнейшем увеличении этих параметров уменьшается.

При ширине $h = 1,8$ и $2,0$ мм характеристики получались наилучшими и близкими друг к другу. Увеличение размера до $2,2$ мм привело к снижению степени сжатия при всех значениях $\bar{F}$.

В области малых приведенных расходов низконапорного газа, например при нулевом коэффициенте эжекции $k = 0$ (рис. 2.6.5),

применение нецилиндрической стенки также повышает характеристики эжектора. Если с помощью цилиндрической стенки в работе [87] была получена максимальная степень сжатия 96, то в данных экспериментах достигнуто 116 при $F = 1,4$ и $h = 1,8$ мм. При $k = 0$ были найдены оптимальные углы раскрытия перфорированных насадков, которые составляют в зависимости от ширины щелей $1,5^\circ - 2^\circ$ на сторону.

Влияние угла раскрытия перфорированного насадка на работу газового эжектора. Далее приводятся результаты экспериментального исследования серии газовых эжекторов с перфорированным продольными щелями соплом, выполненным в виде комбинации конус—цилиндр (рис. 2.6.6), при этом перфорированные насадки имели одинаковую степень расширения

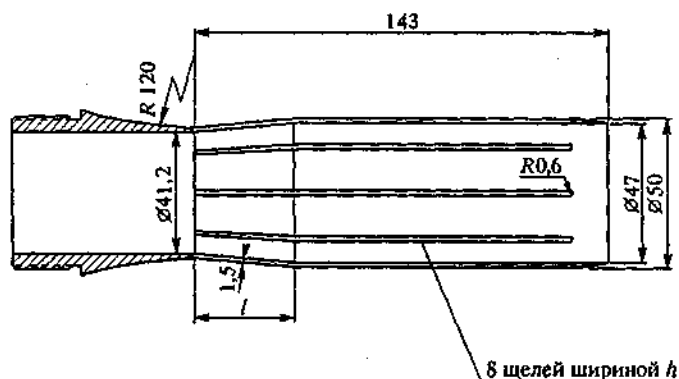
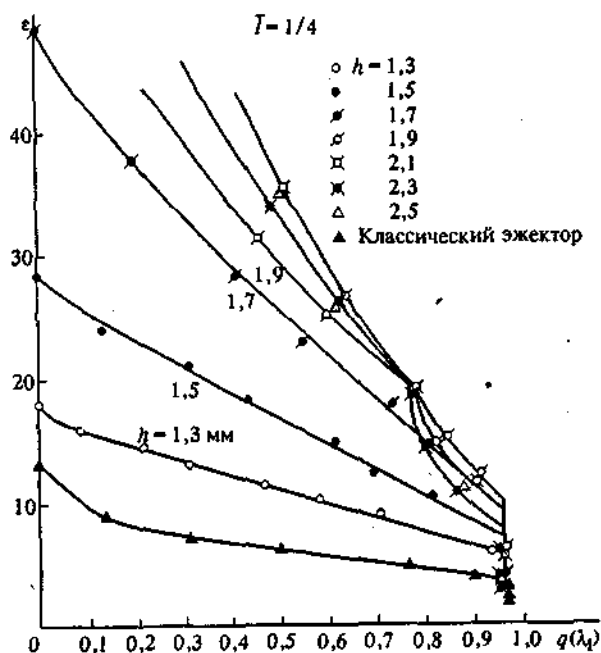
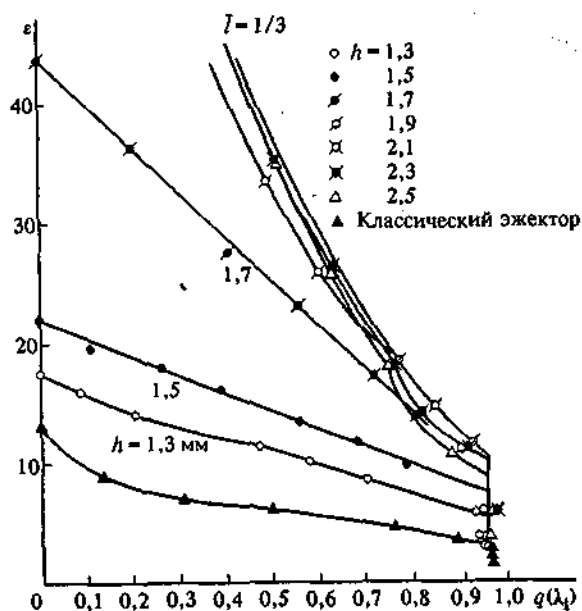


Рис. 2.6.6

($\bar{F} = 1,3$) и отличались начальным углом раскрытия стенки. Как и следовало ожидать, характеристики эжектора в области больших приведенных расходов низконапорного газа сильно зависят от начального угла раскрытия насадка.

Были испытаны три серии эжекторов с одинаковой степенью расширения перфорированного участка $F = 1,3$ при углах наклона начального участка к оси эжектора $\alpha = 3^\circ 30'$, $4^\circ 40'$ и $5^\circ 50'$. Это соответствует относительной длине $\bar{l}$ конического участка $1/3$, $1/4$ и $1/5$ от полной длины перфорированной стенки, составляющей 143 мм (два калибра камеры смещения). Число щелей было равно 8, а их ширина, как и в предыдущих испытаниях, варьировалась в широких пределах для определения оптимального значения. Основные размеры перфорированной стенки даны на рис. 2.6.6.

Экспериментальные характеристики представлены в виде зависимостей степени сжатия от приведенного расхода низконапорного газа при различных значениях h на рис. 2.6.7—2.6.9. Там же нане-



сена характеристика классического эжектора. Видно, что при всех значениях $q(\lambda_1)$, $\bar{l}$ и h эжектор с перфорированным соплом дает большие степени сжатия, чем классический.

Максимальное значение $q(\lambda_1)$ (среднее по сечению), полученное в данных опытах, составляло 0,95–0,97. Трех-пятипроцентное отличие максимального значения $q(\lambda_1)$ от единицы объясняется, по-видимому, наличием в низконапорном сопле пограничного слоя.

Практически все характеристики ε как функции от $q(\lambda_1)$ имеют линейный характер. Лишь при больших значениях h в области

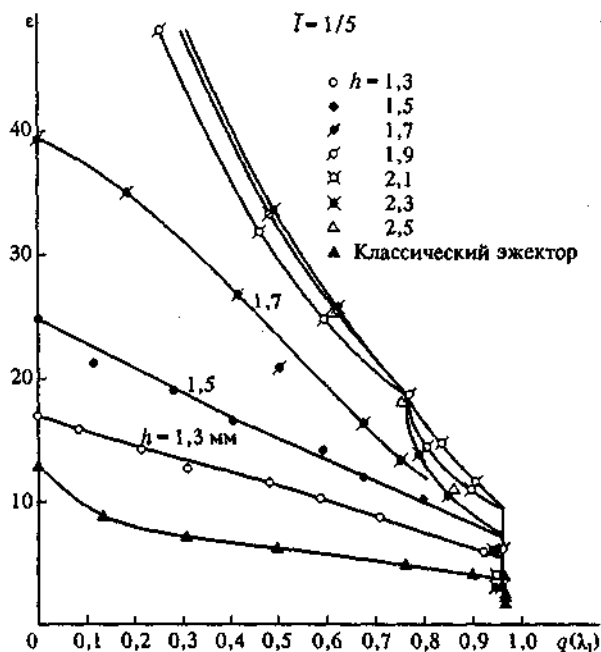


Рис. 2.6.9

$q(\lambda_1) > 0,7$ появляется заметный провал, имеющий место при всех углах наклона стенки.

На рис. 2.6.10 даны степени сжатия на режиме $k = 0$. Они сильно зависят от коэффициента проницаемости (ширины щелей), увеличиваясь от 17 при $h = 1,3$ до 100 при $h = 2,1–2,3$ мм. Имеется оптимальное значение h , составляющее на режиме $k = 0$ около 2,2 мм. На рис. 2.6.10 нанесены также две характеристики для конуса ($\bar{l} = 1$) и «конуса-цилиндра» ($\bar{l} = 1/2$). Как видно, оптимальное значение ширины щелей увеличивалось с $h = 1,8$ до $h = 2,2$ при уменьшении длины конуса от $\bar{l} = 1$ до $\bar{l} = 1/2$. При

дальнейшем уменьшении $\bar{l}$ оптимум по h не сдвигается. Значение степени сжатия при оптимальной проницаемости с укорочением конической части несколько уменьшается. Так, $\epsilon_{\text{опт}} = 112$ при $\bar{l} = 1/2$, а при $\bar{l} = 1/5$ имеем $\epsilon_{\text{опт}} = 90$.

На рис. 2.6.11 и 2.6.12 даны степени сжатия испытанных эжекторов на режиме $q(\lambda_1) = 0,8$. Получены оптимумы по обоим геометрическим параметрам — ширине щелей и углу наклона перфорированной стенки к оси. Оптимальная ширина щелей составляет примерно 2 мм и практически не зависит от угла. Оптимальная длина

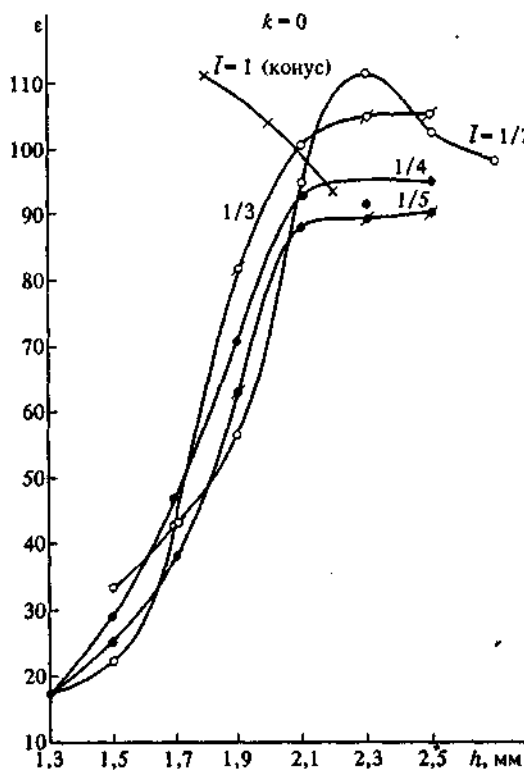


Рис. 2.6.10

конического участка составляет $1/3$ от всей длины перфорированной стенки, при этом угол наклона последней равен $3^\circ 30'$.

При оптимальной ширине щелей и оптимальном угле наклона стенки степень сжатия на режиме $q(\lambda_1) = 0,8$ составляет 17,5. Классический эжектор на этом режиме дает степень сжатия 4,5. Таким образом, применение профилированной в продольном сечении стенки позволяет почти в 4 раза увеличить степень сжатия в области

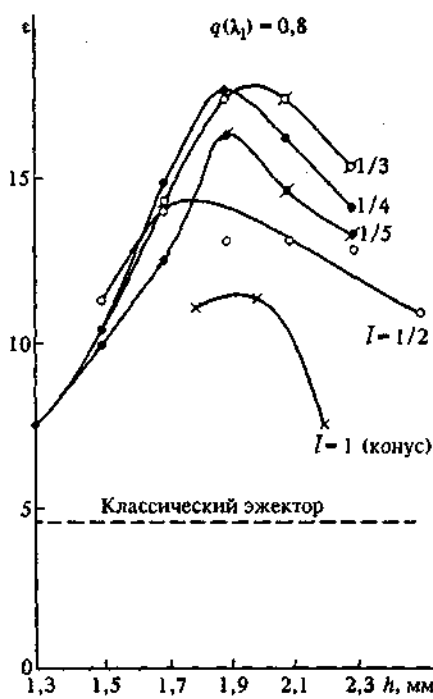


Рис. 2.6.11



Рис. 2.6.12

больших приведенных расходов низконапорного газа. Характеристика такого эжектора в области малых значений $q(\lambda_1)$ также является высокой. При $k = 0$ он обеспечивает степень сжатия 100, что в 7 раз выше, чем в классической схеме.

§ 2.7. Эжектор с центральным перфорированным соплом

Практически все проведенные в начале опыты с рассматриваемым эжектором относились к схеме с периферийным высоконапорным потоком, в то время как в технике довольно часто используется и конструкция с центральным высоконапорным потоком. Также известно, что в последнем случае при малых коэффициентах эжекции обеспечиваются несколько большие степени сжатия, поэтому представляет интерес сравнить характеристики обеих схем, когда на границе смешиваемых струй расположена перфорированная продольными щелями стенка.

1. Для испытаний был выбран эжектор с отношением площадей низконапорной и высоконапорной струй $a = 0,5$ и числом M высо-

напорного потока $M' = 2,84$ (рис. 2.7.1а). Эжектор с периферийным высоконапорным потоком (рис. 2.7.1б) в настоящее время хорошо изучен [87, 92], что позволяет надежно сравнить обе схемы.

Переход от одной схемы эжектора к другой, как видно из рис. 2.7.1, резко меняет форму и размеры низконапорной струи и области предварительного смешения низконапорного газа с прошедшим через щели высоконапорным. В схеме б низконапорная струя

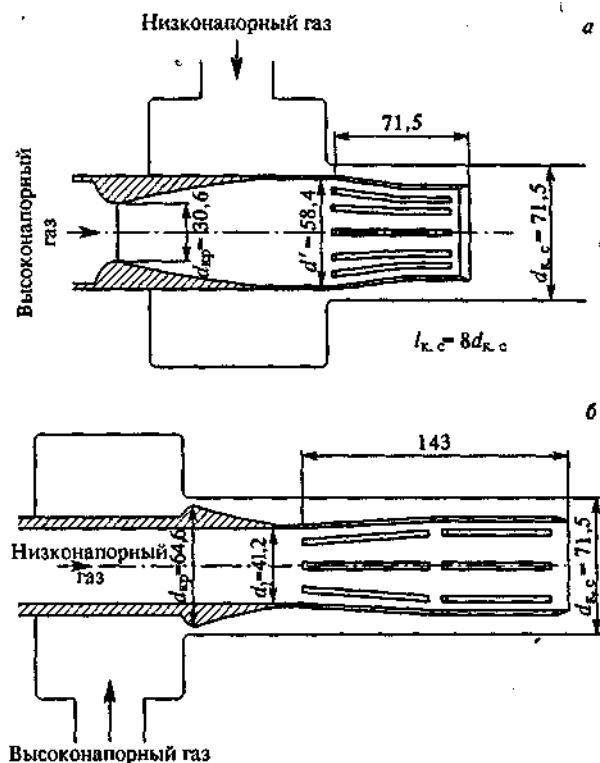


Рис. 2.7.1

является цилиндрической, ее радиус равен 20,6 мм. В схеме а — это кольцевая струя шириной 6,55 мм (в 3 раза меньше). Таким образом, в случае а процесс турбулентного смешения струй на начальном перфорированном участке может происходить втрое интенсивнее, чем в б. Оптимальная длина перфорированной стенки тогда уменьшится втрое и будет приблизительно равна 48 мм, а оптимальный коэффициент проницаемости втрое увеличится, возможно, до 30%.

Однако этот вывод справедлив с точностью до влияния формы канала, а она, как указывалось, изменяется в данном случае очень

сильно. Для того, чтобы взять длину перфорированной стенки с некоторым запасом и учесть, что в области оптимума длина стенки слабо влияет на характеристики эжектора, было решено принять ее равной одному калибру камеры смешения (71,5 мм).

Коэффициент проницаемости во время эксперимента изменялся путем последовательного расширения щелей и мог быть выбран

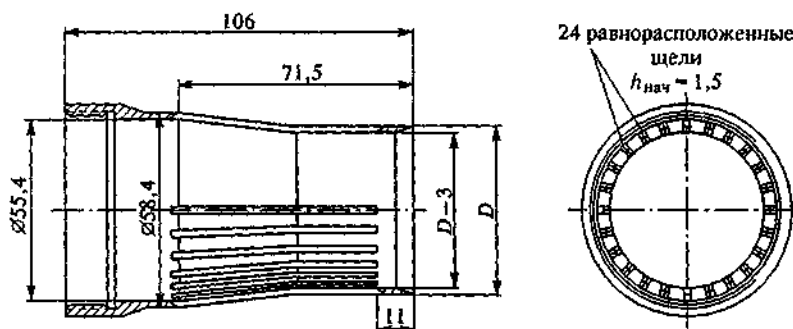


Рис. 2.7.2

практически любым. Однако для того чтобы число испытаний было не слишком большим, было решено начать испытания с коэффициента проницаемости 20%.

Число щелей при переходе от схемы б к а было также увеличено втрое и составило 24. Их ширина при этом практически не изменялась и в начальных испытаниях составила 1,5 мм.

Схема перфорированной стенки с основными размерами дана на рис. 2.7.2. Испытания проводились со следующими значениями

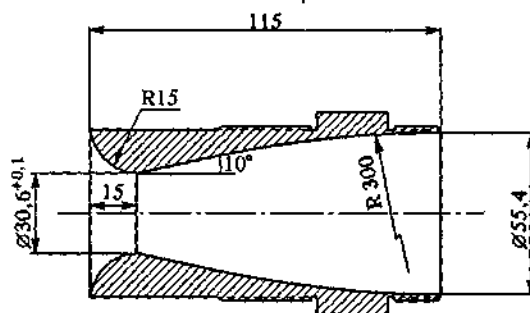


Рис. 2.7.3

($D; \bar{F}$): (58,4; 1); (55,4; 1,2); (52,2; 1,4); (48,9; 1,6). Все размеры на схеме, а также величина D даны в мм. На рис. 2.7.3 приведен контур сверхзвукового высоконапорного сопла.

2. Испытания проводились на воздухо-воздушной эжекторной установке, схема которой дана на рис. 2.7.4. Конструкция состояла из высоконапорного тракта с дросселем, низконапорного тракта с мерными соплами, форкамеры и камеры смешения с диффузором. Перед началом испытаний была проведена проверка на герметичность всей установки. Для этого были заглушены камера смешения и высоконапорный тракт, а в низконапорном установили нулевое

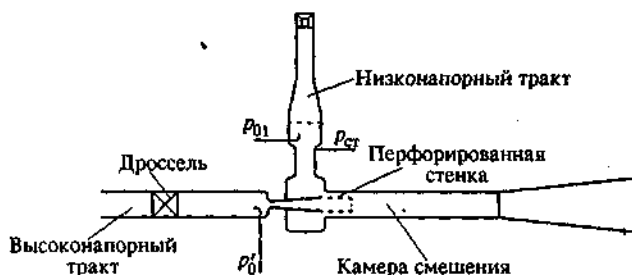


Рис. 2.7.4

мерное сопло. При остаточном давлении 0,2 бар установка была отключена от вакуумнасоса, и за 5 мин давление в ней увеличилось до 0,4 бар. При имеющемся объеме 0,05 м³ это дает натекание ~ 0,045 г/с или погрешность в определении коэффициента эжекции $\Delta k = 0,0001$.

Основные результаты испытаний представлены на рис. 2.7.5 и 2.7.6 в виде зависимостей степени сжатия ϵ от приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ и геометрии перфорированной стенки.

Эжектор с перфорированным соплом работает лучше классического и при этой схеме расположения смешиваемых потоков во всем диапазоне значений $q(\lambda_1)$ и практически при всех испытанных вариантах стенки (геометрических параметрах $\bar{F}$ и h). Максимальная степень сжатия при $k = 0$ в 2,25 раза превышает степень сжатия классического эжектора. При $q(\lambda_1) = 0,8$ максимальная степень сжатия эжектора с перфорированной стенкой в 2,16 раза превышает степень сжатия классического эжектора этой схемы (с центральным высоконапорным потоком) и составляет 12,2 вместо 5,6.

На рис. 2.7.6 даны зависимости степени сжатия от геометрических параметров $\bar{F}$ и h при двух характерных значениях приведенного расхода низконапорного газа (0 и 0,8). Сплошной линией показаны экспериментальные кривые для эжекторов с перфорированной стенкой, штрихпунктирной — для классического эжектора. Штрихом изображены данные испытаний эжектора с перфорированным высоконапорным соплом при периферийном расположении. Оптимальная ширина щели найдена при обоих значениях $q(\lambda_1)$ и составляет 1,8–2 мм (оптимальная проницаемость — 26%). Опти-

мальное значение параметра $\bar{F}$ оказалось лежащим при $q(\lambda_1) = 0,8$ за пределами испытанных вариантов перфорированной стенки. Особенно это заметно при щели $h = 1,75$ мм, когда увеличение параметра $\bar{F}$ от 1,4 до 1,6 повышает степень сжатия на 25%.

Сравнение характеристик эжектора с перфорированным соплом при центральном и периферийном расположении высоконапорного

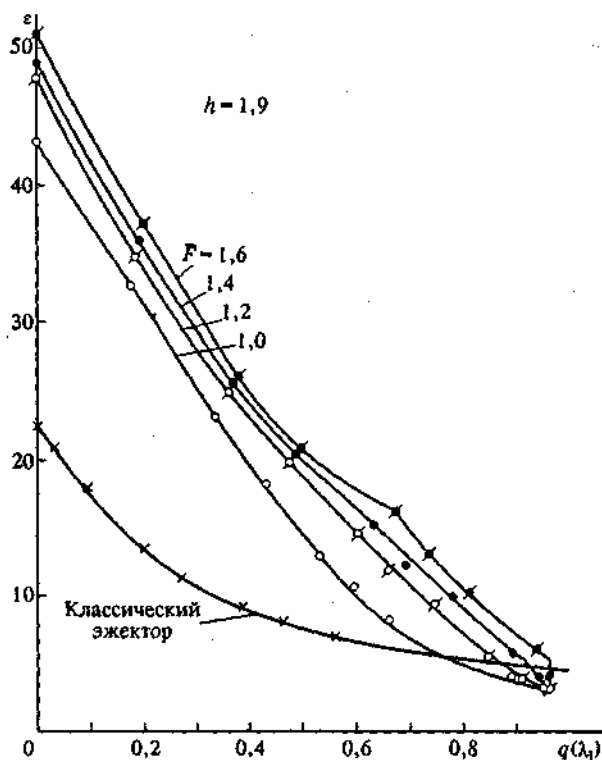


Рис. 2.7.5

потока показывает, что во втором случае удастся получить значительно большие степени сжатия на всей характеристике (при всех значениях $q(\lambda_1)$). Расхождения наиболее заметны при $k = 0$. Если при центральном высоконапорном потоке максимальная полученная степень сжатия составляет 51, то при периферийном — 110.

Обращает на себя внимание также разная зависимость степени сжатия от параметра $\bar{F}$ в обеих схемах эжекторов. Не обнаруживается схожей зависимости и при использовании в качестве параметра вместо $\bar{F}$ угла наклона стенки к оси эжектора.

3. Почти все эти результаты могут быть применены в аэродинамической трубе с камерой Эйфеля, имеющей похожую схему. Там

имеет место процесс эжектирования рабочим потоком газа из этой камеры, причем коэффициент эжекции равен нулю (натекание равно отсосу — происходит циркуляция). Если в коллекторе камеры Эйфеля на некотором расстоянии от его стенок установить тонкую

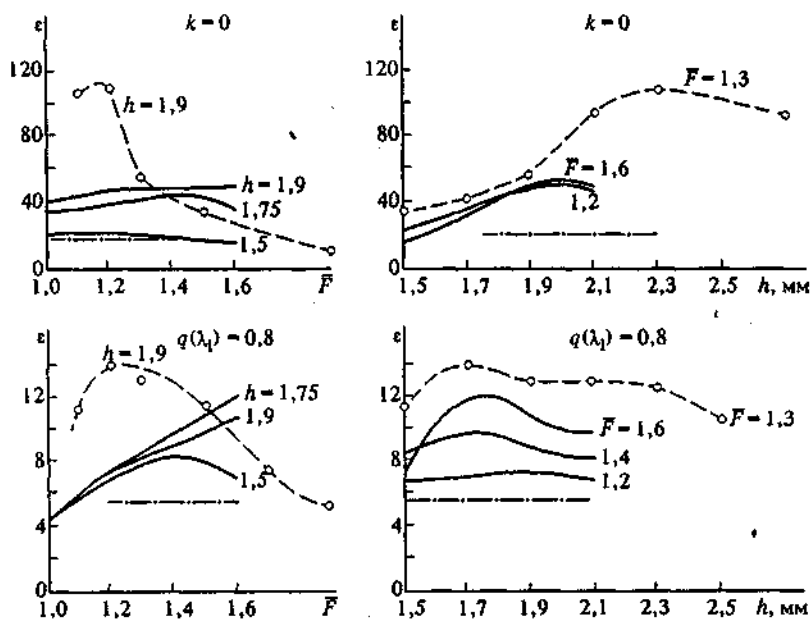


Рис. 2.7.6

перегородку, перфорированную продольными щелями, то получим схему, близкую к только что исследованному эжектору с центральным высоконапорным потоком. При нулевом коэффициенте эжекции в этом случае уменьшится статическое давление в рабочей части, что увеличит располагаемый перепад давления на сопле и максимальное M .

Установка перфорированной стенки позволяет, кроме того, получить качественно новый режим работы камеры Эйфеля — с отличным от нуля коэффициентом эжекции при том же статическом давлении в ней (той же степени сжатия диффузора как эжектора).

Как показывают эксперименты, аэродинамические трубы запускаются при сильно отличающихся давлениях в форкамере даже при практически одинаковых значениях коэффициента восстановления полного давления трубы. Особенно это заметно при испытаниях с подогревом и без подогрева рабочего потока. По-видимому, это связано с влиянием пограничного слоя, особенно сильным на сверхзвуке. Присоединение струи с толстым пограничным слоем к стенке диффузора в условиях большого положительного градиента давле-

ния можно облегчить путем специальной организации течения рабочего потока на начальном участке, например, применив перфорированную продольными щелями стенку.

Разрушение режима в трубах происходит иногда из-за отщепления всей моделью или ее элементами части основного потока, приводящего к большому натеканию в камере Эйфеля и повышению давления в ней. В предлагаемой схеме этот газ также будет своевременно удален из рабочей части и не разрушит режима.

Указанная организация течения газа на выходе из камеры Эйфеля позволит при этом же диаметре диффузора испытывать в трубе большие модели при больших углах атаки и скоса потока. При тех же испытываемых моделях такая организация течения даст возможность уменьшить горло диффузора и снизить потери полного давления в трубе.

§ 2.8. Исследование другими авторами газовых эжекторов с соплом, перфорированным продольными щелями

В настоящем параграфе приведены результаты дальнейших экспериментальных работ других исследователей газового эжектора, предложенного автором. Целью исследований являлось получение оптимальных значений геометрических параметров перфорированного соплового насадка, выяснение влияния масштабного фактора на характеристики эжектора, причем были исследованы конструкции с периферийной и центральной эжектирующей струей. Приводятся результаты исследования звуковых эжекторов с перфорированными сопловыми насадками.

Экспериментальные и расчетные исследования эжекторных систем — работы Ю. А. Лашкова и соавторов в ЦАГИ [94]. Сверхзвуковой эжектор. Эксперимент проводился на воздухо-воздушной эжекторной установке (рис. 2.8.1) с периферийным

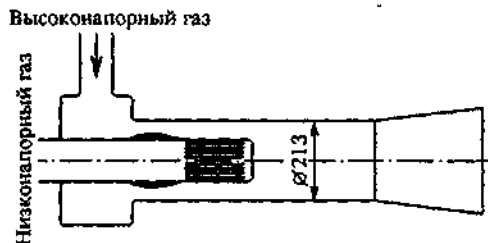


Рис. 2.8.1

эжектирующим потоком и цилиндрической камерой смешения. Низконапорный воздух засасывался из атмосферы, смешивался в камере

смешения с высоконапорным воздухом, поступавшим из газгольдеров, и воздушная смесь выбрасывалась через диффузор в камеру шумоглушения. Эжектор имеет следующую относительную геометрию: отношение площадей низконапорной и высоконапорной струй на входе в камеру смешения $a = 0,5$, «геометрическое» число Маха сопла высоконапорного газа $M' = 2,84$. Длина камеры смешения составляет 5 калибров.

Температуры торможения смешиваемых потоков были практически одинаковыми (различие не превышало $3-5^\circ\text{C}$). Характерное значение числа Re , вычисленное по параметрам высоконапорной струи на входе в эжектор, изменялось незначительно и составляло примерно $2 \cdot 10^6$. Расход высоконапорного воздуха G' вычислялся по величине его полного давления и известной величине критического сечения сопла.

Эжектирующее сопло заканчивалось цилиндрическим насадком, в котором имелось восемь продольных щелей. В § 2.3 показано, что

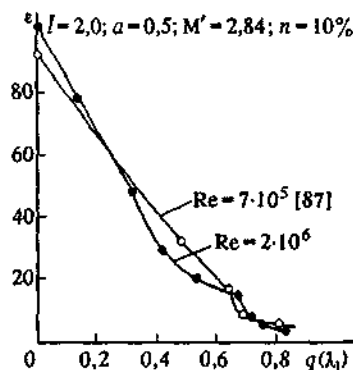


Рис. 2.8.2

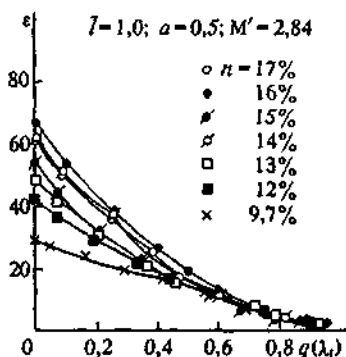


Рис. 2.8.3

оптимальное число равно шести. Однако там же указано, что эжектор с восемью щелями имеет характеристики, близкие к оптимальным. Ширина щелей варьировалась в достаточно широком диапазоне, что позволяло изменять коэффициент проницаемости n — отношение суммарной площади щелей к площади боковой поверхности цилиндрического насадка. Относительная длина щелей l составляла 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 (относительно диаметра камеры смешения).

В § 2.1 исследования проводились на малогабаритной эжекторной установке (диаметр камеры смешения 71,5 мм). Как известно, сдвиг критических режимов при использовании перфорированных насадков вызван смещением струй до сечения запирания. Следовательно, силы вязкости должны как-то влиять на этот процесс.

В работе исследовалось влияние масштабного фактора на характеристики эжектора. С этой целью было проведено исследование

перфорированного насадка, втрое увеличенного по линейным размерам по сравнению с испытанным в § 2.1. Диаметр камеры смешения составлял 213 мм и, таким образом, числа Re были втрое больше. Относительная геометрия эжектора осталась без изменений.

На рис. 2.8.2 приведены зависимости степени сжатия ϵ от приведенного расхода $q(\lambda_1)$ низконапорного газа на критическом режиме

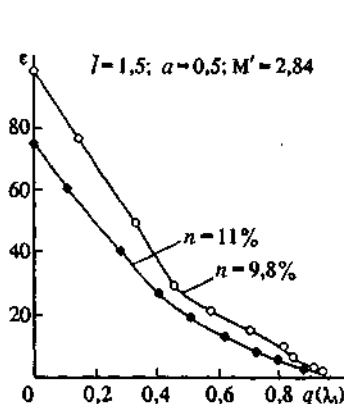


Рис. 2.8.4

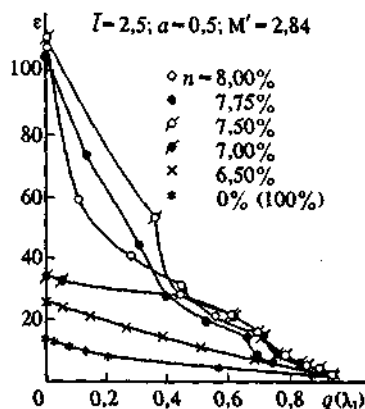


Рис. 2.8.5

работы для двух геометрически подобных эжекторов. Видно, что увеличение линейных размеров (а следовательно, и Re) втрое не приводит к заметному изменению характеристик. Незначительное отличие сравниваемых данных может быть связано с погрешностью измерений. Следует отметить, что при этом практически совпали и оптимальные значения степени проницаемости геометрически подобных сопл.

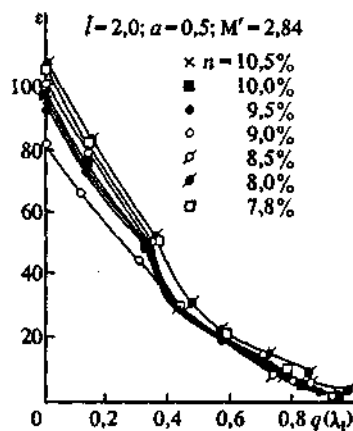


Рис. 2.8.6

На рис. 2.8.3–2.8.6 приведены зависимости ϵ от $q(\lambda_1)$ для ряда значений степени перфорации при толщине стенки $\delta = 2$ мм и различной относительной длине щелей l . Из приведенных кривых видно, что для каждого значения l имеются четко выраженные оптимальные значения степени проницаемости n . При значениях приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1) < 0.8$ степень сжатия эжектора с перфорированным соплом оказалась немного выше, чем в случае классической схемы ($n = 0$ или 100%).

На рис. 2.8.7 и 2.8.8 показаны зависимости максимальных значений степени сжатия $\epsilon_{\max}$ от n для сопл с различными относительными длинами $\bar{l}$ при трех значениях $q(\lambda_1)$. Видно, что с увеличением длины перфорированного участка оптимальная величина n , соответствующая $\epsilon_{\max}$, уменьшается: если при $\bar{l} = 1,0$ оптимальная степень перфорации $n_{\text{опт}} = 16\%$, то при $\bar{l} = 2,5$ она равна $7,5\%$. Можно также заметить, что имеется оптимум по длине перфорированного участка, соответствующий $\bar{l} = 2,0$. Это подтверждается данными рис. 2.8.9, где для трех значений $q(\lambda_1)$ приведены зависимости относительной степени сжатия $\bar{\epsilon}$ (степень сжатия эжектора с перфорированным насадком отнесена к степени сжатия классического) от $\bar{l}$ при оптимальном значении параметра n для каждого значения $\bar{l}$. Видно,

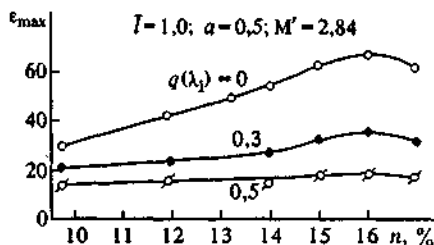


Рис. 2.8.7

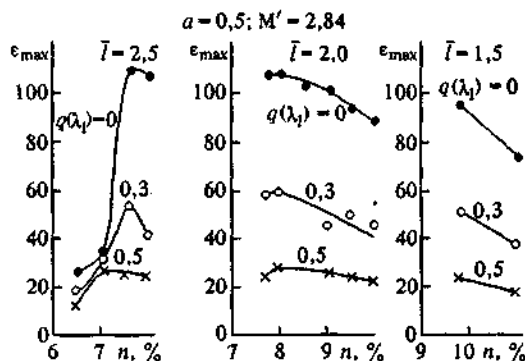


Рис. 2.8.8

что максимальная степень сжатия эжектора весьма существенно растет с увеличением длины перфорированного участка $\bar{l}$ от нуля до 1,5. Далее рост замедляется, и при изменении $\bar{l}$ от 1,5 до 2,5 максимальная величина степени сжатия изменяется весьма слабо.

Из приведенных данных видно, что применение щелевой перфорации позволяет в широком диапазоне режимов увеличивать степень сжатия эжектора в 6–9 раз. При этом оптимальная длина перфорированного насадка составляет приблизительно два калибра.

На рис. 2.8.10 приведена зависимость оптимальной величины относительной площади щелей $\bar{f}$ (суммарная площадь щелей перфорированного насадка отнесена к площади поперечного сечения камеры смешения) от длины перфорированного насадка. Видно, что суммар-

ная площадь щелей практически слабо зависит от $\bar{l}$. По-видимому, это обусловлено тем, что для получения максимальной эффективно-

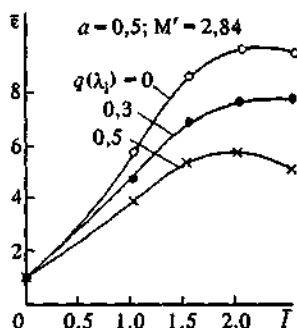


Рис. 2.8.9

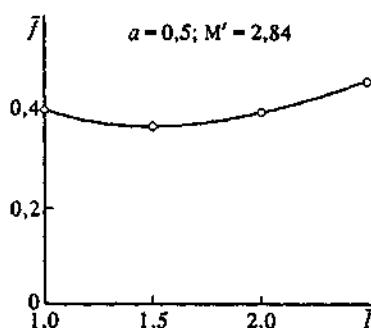


Рис. 2.8.10

сти процесса смешения при использовании щелевой перфорации необходимо, чтобы через щели прошел вполне определенный расход высоконапорного газа.

Звуковой эжектор. В работе [87] было указано, что перфорация как гидравлический фактор может существенно поднять параметры звукового эжектора на критическом режиме при больших

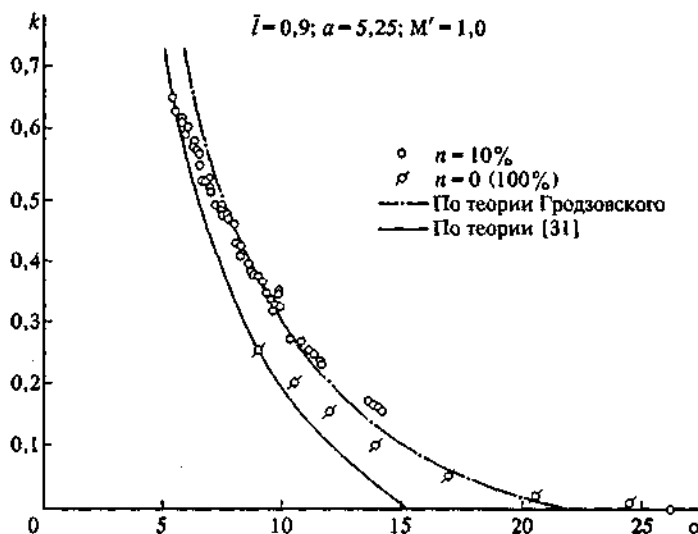


Рис. 2.8.11

коэффициентах эжекции. Для проверки этого в [94] было проведено экспериментальное исследование двух звуковых эжекторов с перфо-

рированными насадками; отношение площадей эжектируемого и эжектирующего потоков $a = 7$ и $5,25$. Центральное звуковое сопло эжектирующего потока имело цилиндрический перфорированный

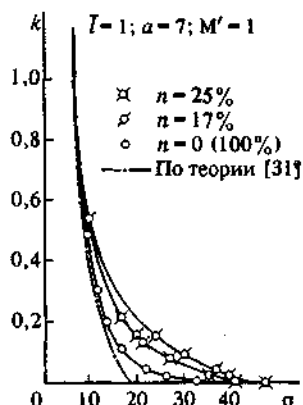


Рис. 2.8.12

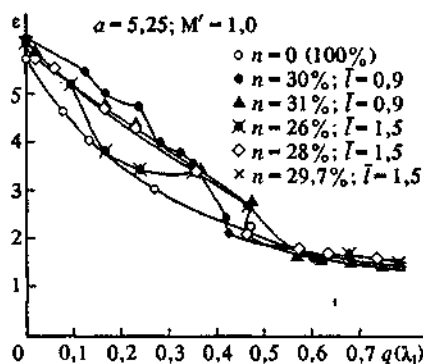


Рис. 2.8.13

насадок с длиной щелей $0,9$; $1,0$ и $1,5$ калибра камеры смешения. Степень проницаемости n варьировалась от 10 до 31% . На рис. 2.8.11–2.8.14 представлены результаты испытаний.

Кроме того, приведены результаты эксперимента для аналогичного эжектора без перфорации и теоретические кривые. Данные экспериментов показывают улучшение характеристик за счет применения перфорированного насадка. В диапазоне коэффициентов эжекции $k < 0,6$ исследованный звуковой эжектор ($a = 5,25$) с перфорированным насадком при одинаковых перепадах давления σ на эжекторе обеспечивает заметно большие коэффициенты эжекции, чем аналогичный без перфорации ($\Delta k \approx 0,1$), и имеет большие степени сжатия ϵ при одних и тех же значениях приведенного расхода $q(\lambda_1)$ (до 30%). Полученные экспериментальные характеристики звукового эжектора с перфорированным соплом удовлетворительно согласуются с теоретическими данными.

Оптимальный перфорированный насадок должен иметь коэффициент перфорации $n \approx 20\%$ для звукового эжектора с $a = 7$ ($l = 1$) и $n \approx 30\%$ — с $a = 5,25$ ($l = 0,9-1,5$). Как видно, применение ще-

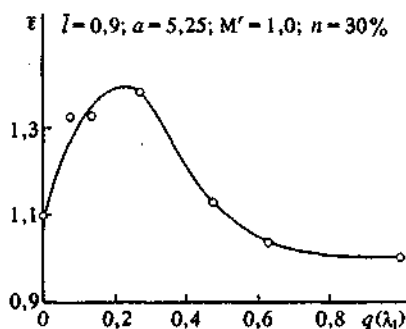


Рис. 2.8.14

левой перфорации при сверхзвуковом эжектирующем сопле дает больший эффект, чем при звуковом. Однако надо заметить, что в исследовании использовались не все возможные способы повышения характеристик звукового эжектора.

Сравнение эжекторов с перфорацией по способам подачи высоконапорного газа. Первые исследования Ю. К. Аркадов проводил на эжекторе с периферийной подачей эжектирующей струи [87]. Положительный эффект перфорации обусловлен заметным перемешиванием высоконапорной и низконапорной струй на начальном участке камеры смещения, что приводит к повы-

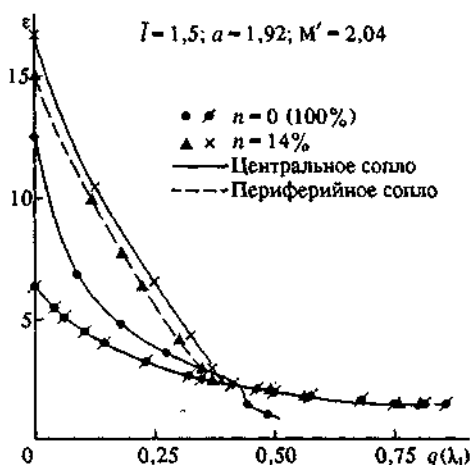


Рис. 2.8.15

шению полного давления низконапорной струи. Для усиления этого эффекта надо стремиться к большей относительной поверхности смещения потоков до сечения запирающей перфорации. Г. Л. Гродзовский отмечал, что центральное расположение сопла в случае осесимметричных классических эжекторов более благоприятно, чем периферийное, причем это сильно сказывается на режимах с малыми коэффициентами эжекции.

Проведены эксперименты на осесимметричном эжекторе с перфорированным насадком с центральной и периферийной соплами, имеющими примерно одинаковые геометрические параметры: $a = 1,92$; $M' \approx 2,04$; $T \approx 1,5$. Из рис. 2.8.15 видно, что в этом случае перфорированный эжектор с центральной высоконапорной струей дает чуть лучшие характеристики (отметим, что в § 2.7 для другого варианта устройства получена обратная картина).

Влияние формы щелей. Как известно, потери кинетической энергии при смешении потоков выражаются величиной

$$\Delta E = \frac{G_1 G'}{G_1 + G'} V_{\text{отн}}^2, \quad (2.15)$$

где $V_{\text{отн}}$ — относительная скорость потоков.

На начальном участке камеры смешения относительная скорость смешиваемых потоков максимальна, поэтому целесообразно, как это следует из приведенной выше формулы, через щели в насадке подводить малую часть расхода высоконапорного газа. Далее вниз

по потоку величина относительной скорости уменьшается, и можно увеличивать расход высоконапорного газа через щели.

Клиновидные щели в насадке позволяют осуществить такой процесс смешения потоков. Суммарные потери энергии при этом ожидались меньшими, чем в случае насадка с такой же степенью перфорации, но выполненного с продольными щелями прямоугольной формы, что должно было привести к улучшению характеристик.

На рис. 2.8.16 приведены сравнительные характеристики эжекторов, одинаковых по всем геометрическим параметрам, но различающихся формой щелей перфорированного насадка. На некоторых режимах предлагаемая конструкция повышает характеристики



Рис. 2.8.16

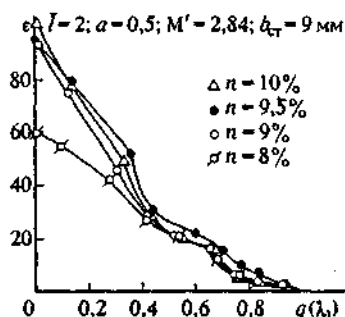


Рис. 2.8.17

на 10–40% по сравнению со щелями прямоугольной формы. Влияние формы особенно заметно будет сказываться в случае больших сверхзвуковых скоростей эжектирующего потока, когда значительны относительные скорости потоков.

Толщина стенок $b_{ст}$ перфорированных насадков, описанных выше, составляла 2–3 мм. Было исследовано ее влияние на характеристики эжектора. Как видно из рис. 2.8.6 и 2.8.17, насадки с разной толщиной стенки (соответственно 2 и 9 мм) дают практически одинаковые характеристики. Таким образом, в настоящих исследованиях не обнаружено существенного влияния толщины стенок на характеристики эжектора, но показано влияние на $n_{опт}$ и $f_{опт}$.

Экспериментальное исследование газового эжектора с перфорированным насадком в ИТПМ СО АН СССР. В газодинамическом расчете гиперзвуковой аэродинамической трубы Т-326 была взята за основу геометрия трехступенчатой системы эжекторов ЦАГИ. По ряду причин была изготовлена система с геометрией, отличающейся от заложенной в газодинамическом проекте. Кроме того, из-за ограниченных размеров помещения были уменьшены длины камер смешения. После проведения экспериментального исследования оказалось, что изготовленная система эжекторов не обеспечивает работу

аэродинамической трубы при числах M потока выше 12. Ввиду этого была создана модель нового эжектора с перфорированным насадком [87, 90]. На основании результатов ее испытания был изготовлен новый эжектор для Т-326. Учитывая ограниченный в настоящее время опыт применения таких устройств в гиперзвуковых аэродинамических трубах, в конструкции эжектора была предусмотрена возможность изменения «геометрического» числа Маха M' кольцевого сопла эжектирующего газа, а также длины насадка, перфорированного продольными щелями.

Методика эксперимента. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.8.18. Эжектируемый воздух через мерное сопло засасывается из атмосферы во входной тракт, в котором

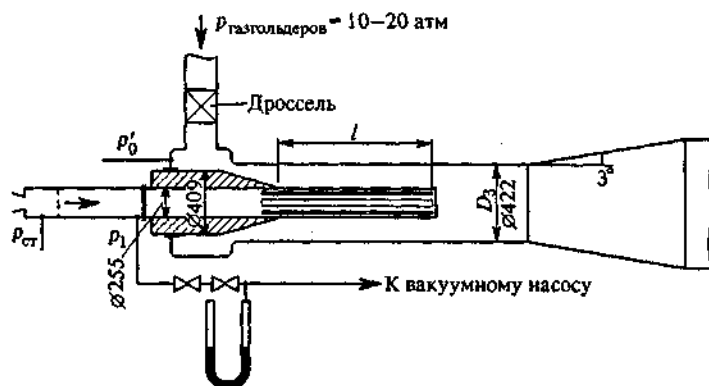


Рис. 2.8.18

установлена сетка для выравнивания поля скоростей. Эжектирующий воздух поступает из газгольдеров через дроссель и форкамеру, а затем через сверхзвуковое кольцевое сопло в камеру смешения. Смесь через дозвуковой конический диффузор (с углом полураствора 3°) и выхлопной тракт выбрасывается в атмосферу.

В эксперименте регистрировались следующие параметры.

1. Расход эжектируемого воздуха. Для реализации широкого диапазона расходов было изготовлено 7 мерных сопел с диаметрами 7,0; 12,6; 16,3; 20,9; 40,0; 60,0; 80,0 мм.

2. Статическое давление на входе в эжектор p_1 .

3. Для контроля критического перепада давления на мерном сопле измерялось статическое давление перед сеткой $p_{ст}$.

4. Давление в форкамере эжектора p'_0 .

5. Давление и температура воздуха в помещении.

Задание, контроль и регулирование давления в форкамере обеспечивалось системой регулирования давления аэродинамической трубы Т-326 с погрешностью $\pm 2,5\%$ от заданного.

Регистрация давлений осуществлялась манометрами класса точности 0,5%.

Результаты испытаний. Основные результаты испытаний эжектора представлены в виде зависимостей ϵ от $q(\lambda_1)$ во всем используемом диапазоне его параметров: $M' = 2,8-3,5$, $\bar{l} = l/D_3 = 2,2-3,09$, $q(\lambda_1) = 0-0,8$; число щелей — 8.

С увеличением M' и $\bar{l}$ степень сжатия эжектора существенно увеличивается. Так, при $M' = 3,5$ и $\bar{l} = 3,09$ для нулевого расхода эжектируемого воздуха она достигла максимальной величины $\epsilon_{\max} = 160$. Такое значение степени сжатия одного эжектора является в настоящее время, по-видимому, своеобразным рекордом.

К сожалению, в данной конструкции не удалось обеспечить оптимальную длину перфорированного насадка. При дальнейшем увеличении $\bar{l}$ степень сжатия может быть увеличена, что особенно

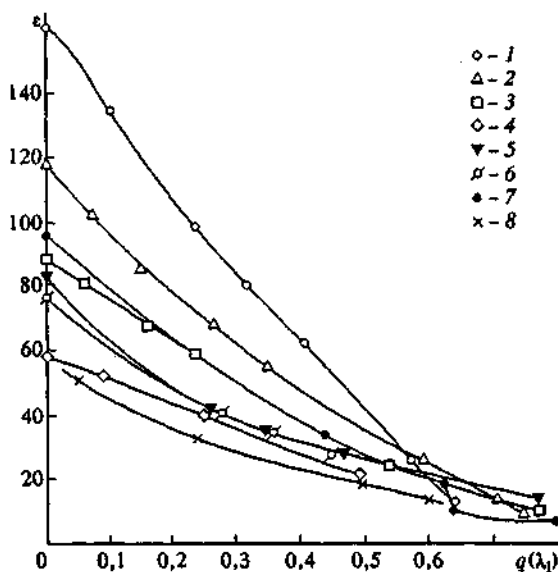


Рис. 2.8.19

заметно на режимах работы с малыми значениями приведенного расхода эжектируемого воздуха $q(\lambda_1)$. С увеличением M' увеличивается коэффициент эжекции k , но следует отметить, что время непрерывной работы АДТ от газгольдера ограниченного объема уменьшается вследствие увеличения потребного давления в форкамере эжектора.

На рис. 2.8.19 приведены зависимости ϵ от $q(\lambda_1)$ всех испытанных эжекторов с перфорированным насадком. Для сравнения показана характеристика прежней 3-ступенчатой системы эжекторов

Т-326. Здесь же приведена зависимость ε от $q(\lambda_1)$ семейства эжекторов с перфорацией, описанная в § 2.1:

Номер	M'	l	a	$n, \%$	Примечание
1	3,5	3,09	0,61	9,6	Эжектор Т-326
2	3,1	3,04	—	—	
3	2,8	3,06	—	—	
4	2,8	2,20	—	—	
5	3,2	2,90	0,52	11,0	
6	3,2	2,60	0,62	—	
7	2,84	2,00	0,50	10,0	§ 2.1
8	Начальная 3-ступенчатая система в Т-326				

Как видно из графика, в диапазоне $q(\lambda_{вх}) = 0-0,5$ новый эжектор для Т-326 по степени сжатия почти в три раза превосходит прежнюю 3-ступенчатую систему эжекторов и более чем в 1,5 раза — ранее испытанные эжекторы аналогичной схемы. Тем самым созданы предпосылки для обеспечения режимов гиперзвуковой аэродинамической трубы Т-326 при числах $M > 12$. Кроме того, эжектор Т-326 можно использовать как экономичное высокопроизводительное средство создания вакуума до величины 4–5 мм рт. ст.

Некоторые рекомендации по эксплуатации эжектора Т-326. При плавном увеличении давления в форкамере эжектора p_0 в определенный момент происходит практически скачкообразный выход на режим. При дальнейшем увеличении p_0 степень сжатия ε постепенно уменьшается. Исходя из этого при эксплуатации эжектора следует особое внимание уделять поддержанию p_0 с тем, чтобы не допускать срыва режима. Вместе с тем не следует чрезмерно повышать p_0 , так как при этом уменьшается степень сжатия и увеличивается расход эжектирующего воздуха.

Длину перфорированного насадка на всех режимах работы следует устанавливать максимально возможной — $l = 3,09$, в этом случае достигается $\varepsilon_{\max}$ при незначительном увеличении p_0 .

§ 2.9. Применение эжектора с перфорированным соплом в промышленных аэродинамических трубах

Модернизация эжектора аэродинамической трубы СВС-2 ЦАГИ для исследований воздухозаборников. Аэродинамическая труба СВС-2 предназначена в основном для исследования моделей воздухозаборников летательных аппаратов при транс-, сверх- и гиперзвуковых скоростях. Труба имеет регулируемое сопло с по-

перечными размерами 500×516 и сменные круглые сопла диаметром 565 мм. Регулируемое сопло работает до числа $M \approx 5$ (без подогрева потока), а круглые используются при $M > 5$ и при подогреве рабочего потока.

Для реализации течений при больших M и получения значительного диапазона Re в выхлопном тракте трубы СВС-2 установлен одноступенчатый эжектор. Максимальное число Маха при подаче в форкамеру трубы воздуха низкого давления (до 10 бар) определяется степенью сжатия эжектора и до 1995 г. составляло 5–5,5. Для уверенного запуска трубы при $M = 5,5$ и для продвижения до $M = 6$ необходимо повысить степень сжатия примерно в 1,5 раза, а для получения больших чисел M — еще больше.

В ЦАГИ в течение ряда лет изучалось сразу несколько вариантов модернизации трубы СВС-2, в частности, с продвижением до $M = 8$. Они включали подвод к форкамере воздуха с давлением до 100 бар, применение вместо одноступенчатого эжектора совершенно новых многосопловых (гл. 3) и т. д.

Финансовые трудности, переживаемые в последние годы, не позволили реализовать ни один из этих вариантов, поэтому было решено провести модернизацию эжектора СВС-2 так, чтобы получить число $M = 6$ с минимальными финансовыми издержками. Достаточно дешевой оказалась установка нового перфорированного сопла взамен установленного в 1968 г. Описанию этой модернизации, включающей исследование модельных эжекторов, проектирование, изготовление, монтаж в трубе и исследование натурного эжектора, и посвящена первая часть настоящего параграфа.

Схема аэродинамической трубы СВС-2, существующие и потребные характеристики ее эжектора. На рис. 2.9.1 и 2.9.2 приведена схема гиперзвукового варианта рабочей части и выхлопного тракта (диффузора и эжектора) аэродинамической трубы СВС-2. До 1968 г. труба была оборудована

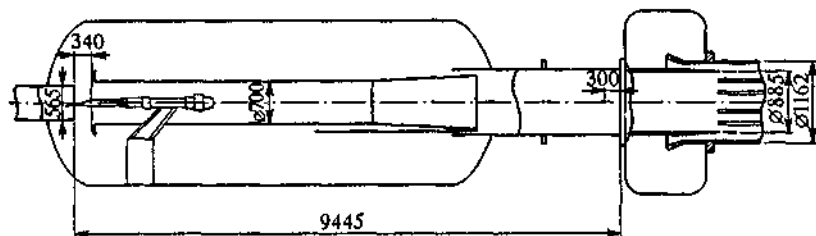


Рис. 2.9.1

только сменными соплами круглого сечения и имела три варианта круглого коллектора (участка ниже сопла по потоку) — с диаметрами 700, 800 и 940 мм (рис. 2.9.1). Эжектор (рис. 2.9.2) имел простое кольцевое сопло и поджатие камеры смешения с 1162 мм

до 1000 мм. После установки регулируемого сопла с выходными размерами 500 × 516 мм в 1968 г. была также проведена первая модернизация эжектора, которая заключалась в установке перфо-

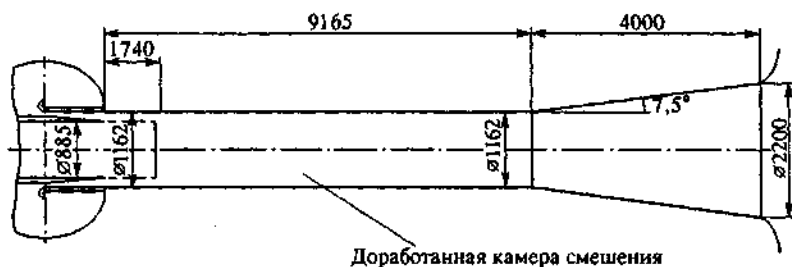


Рис. 2.9.2

рированного сопла [87] и цилиндрической камеры смешения. Перфорированное сопло имело длину 1700 мм, длина щелей равнялась 1460 мм, а ширина — 20 мм при числе щелей 16. Внутренний диаметр низконапорного сопла составлял 960 мм.

Установка в 1968 г. в эжекторе первого перфорированного сопла позволила существенно поднять его характеристики. Степень сжатия эжектора увеличилась почти вдвое в области основных рабочих режимов, т. е. при приведенных расходах низконапорного газа $q(\lambda_1)=0,5-0,7$. Модернизация, выполненная в 1968 г., позволила реализовать режим с числом $M = 5,5$, хотя для этого и требовалось давление в форкамере 9–10 бар.

В течение прошедших 25 лет (до 1993 г.) эжектор СВС-2 с перфорированным соплом успешно работал, в том числе совместно с новым коллектором квадратного сечения, применяемым при работе с регулируемым соплом. Однако за это время устройство все-таки значительно выработало свой ресурс, появились трещины в перфорированной стенке.

Указанные обстоятельства, а также настоятельная необходимость исследования воздухозаборников при $M > 5,5$ поставили задачу модернизации аэродинамической трубы СВС-2. Было принято решение о выполнении программы минимум — уверенного получения $M = 5,5-6$ при минимальных финансовых затратах. Это могла бы обеспечить установка нового перфорированного сопла, поскольку за прошедшие годы в данной области также был достигнут значительный прогресс.

Оценки показали, что для увеличения максимального числа Маха в трубе СВС-2 с 5 до 6 необходимо поднять степень сжатия эжектора в 1,5–2 раза.

Возможные направления модернизации эжектора и экспериментальное исследование его моделей. При установке в 1968 г. перфорированного сопла были проведены

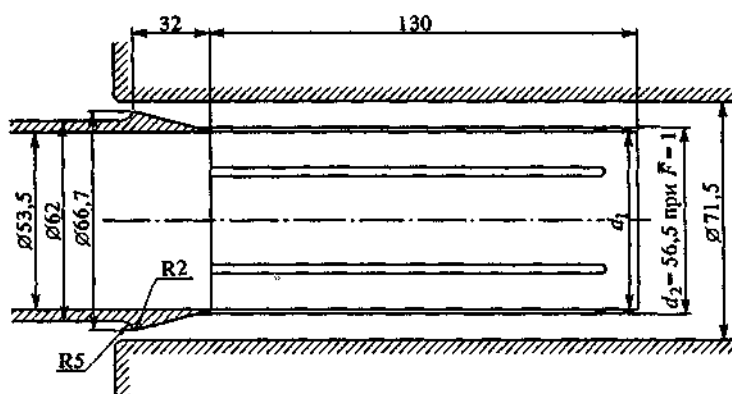


Рис. 2.9.3

довольно подробные модельные исследования, позволившие оптимизировать его по многим геометрическим параметрам. В основу проведения новых модельных испытаний были заложены две не прове-

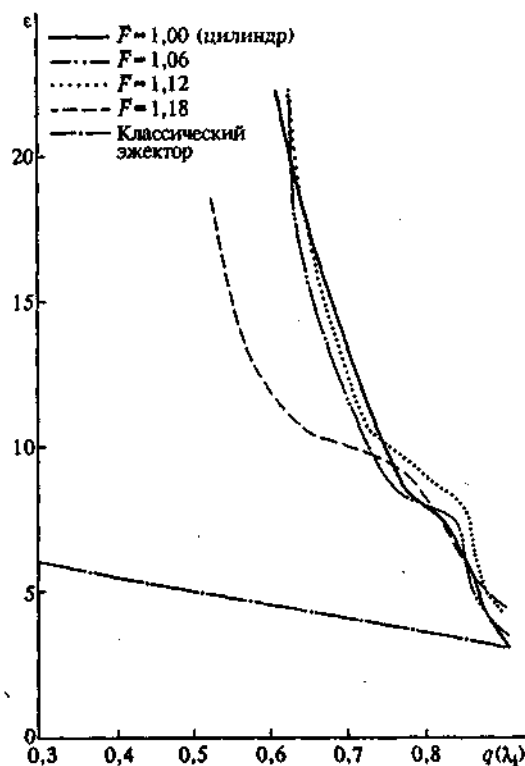


Рис. 2.9.4

рявшиеся в 1968 г. возможности. Первая из них заключалась в применении конического перфорированного сопла (§ 2.6), позволяющего получать выигрыш в степени сжатия даже при больших приведенных расходах низконапорного газа $q(\lambda) \approx 1$ [92]. Вторая возможность состояла в изменении (уменьшении) основного гео-

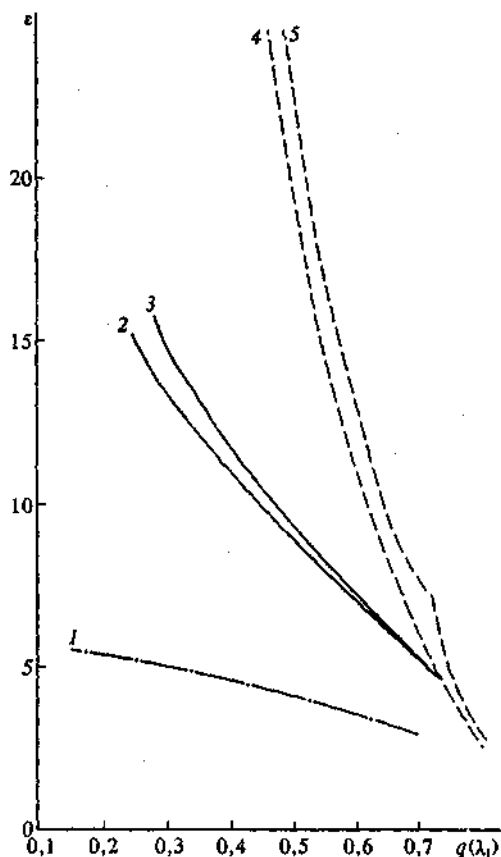


Рис. 2.9.5

метрического параметра эжектора — отношения площадей низконапорного и высоконапорного сопел $a = F_1/F'$. Эти варианты связаны между собой и могут быть реализованы в данном случае лишь в узком диапазоне геометрии из-за сложности переделки камеры смешения.

Основной геометрический параметр эжектора СВС-2 составлял ранее 1,92 и мог быть уменьшен при той же площади камеры смешения только за счет уменьшения сечения низконапорного сопла

F_1 . Внутренний диаметр первого (1968 г.) перфорированного сопла равнялся 960 мм, и его значительное уменьшение привело бы к росту скорости и приведенного расхода низконапорного газа на входе в эжектор и, возможно, к «запиранию» трубы. Тем не менее

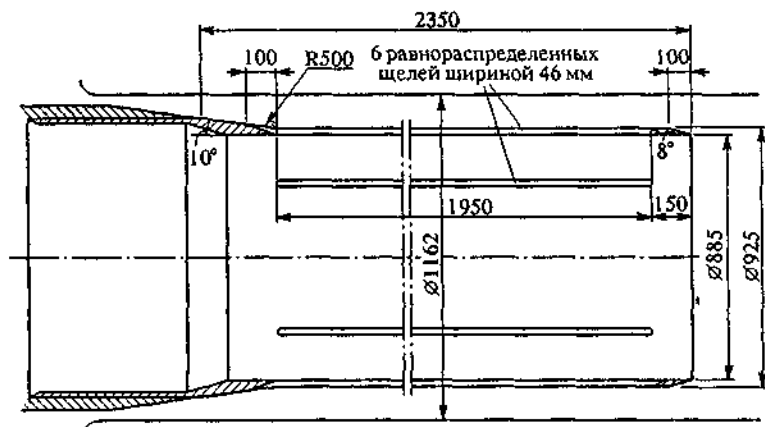


Рис. 2.9.6

этот вариант модернизации оказался чуть ли не единственным из реально осуществимых и был положен в основу модельных испытаний. Внутренний размер перфорированного сопла было решено уменьшить до $d_1 \approx 885$ мм, при этом основной геометрический параметр a уменьшался до 1,30.

Модельные исследования проводились на стенде с эжектором, имеющим диаметр камеры смещения 71,5 мм (рис. 2.9.3) и внутренний диаметр перфорированного сопла $d_1 = 53,5; 55,0; 56,5; 58,0$ мм.

Результаты испытаний представлены на рис. 2.9.4 в виде зависимостей степени сжатия $\varepsilon = p_a/p_{01}$ от приведенного расхода $q(\lambda_1)$ низконапорного газа. Видно, что эжекторы с перфорированными соплами имеют значительные степени сжатия в области $q(\lambda_1) = 0,5-0,6$, что вполне может решить задачу увеличения числа Маха в аэродинамической трубе СВС-2. При больших значениях приведенного расхода низконапорного газа характеристики эжектора с перфорацией и классического приближаются друг к другу. При $q(\lambda_1) = 0,9-0,95$ эжекторы с нецилиндрической перфорацией работают лучше, однако в интересующей нас области $q(\lambda_1) = 0,5-0,6$ разница в характеристиках невелика. С учетом того, что проблема изготовления является основной, было принято решение делать сопло натурного эжектора СВС-2 наиболее простым, т. е. цилиндрическим.

Испытания моделей эжектора проводились при различных проникаемостях перфорации (ширине щелей). Оказалось, что оптимальная

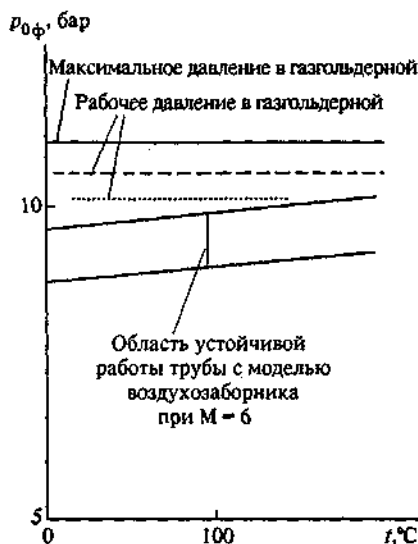


Рис. 2.9.7

ширина щелей у модели составляет 2,8–3 мм. Сравнение характеристик натурального эжектора СВС-2 до настоящей модернизации и модельного дано на рис. 2.9.5: 1 — до модернизации 1968 г.; 2, 3 — после модернизации 1968 г. (16 щелей), 4, 5 — характеристики моделей с $a = 1,3$, $d_1 = 885$ мм (с пересчетом на $d_1 = 960$ мм), $h = 3$ мм и числом щелей, равным 6. Видно, что последние лежат существенно выше.

Схема нового натурального перфорированного сопла эжектора дана на рис. 2.9.6. Оно примерно на 600 мм длиннее существовавшего, имеет меньший внутренний диаметр (885 мм вместо 960), на его боковой поверх-

ности расположены только 6 продольных щелей (вместо 16 в старом варианте). Их ширина составляет 46 мм. Для увеличения прочности и жесткости сопло было подкреплено внутри ребрами по всей его длине.

Основные области работы трубы СВС-2 до модернизации даны на рис. 2.9.7 (в функции от температуры потока).

Исследование характеристик натурального эжектора СВС-2 после модернизации. Испытания при $k = 0$. Наиболее простой и наглядной характеристикой эжекторов является их степень сжатия при нулевом расходе отсасываемого газа ($k = 0$). Эжектор СВС-2 дважды испытывался на этом режиме (в 1988 и 1989 г.), и эти результаты интересно сравнить с данными настоящих исследований. На рис. 2.9.8 приведены зависимости степени сжатия эжектора ϵ от p_0'/p_a при $k = 0$ для указанных двух испытаний и результаты настоящих измерений. Видно, что степень сжатия увеличилась с 17 до 25–40, т. е. в полтора-два раза. Одновременно с 7,5–8 бар до 7 бар уменьшилось оптимальное (требуемое) давление высоконапорного газа. Последнее обстоятельство также является весьма отрядным фактом, так как повысилась экономичность стенда и уменьшилось время накачки газгольдеров.

Следует сказать, что степень сжатия на режиме $k = 0$ сильно зависит от степени герметизации низконапорного тракта, а небольшие

натекания через запорную арматуру форкамеры могут значительно снижать эту характеристику. В связи с этим испытания эжектора

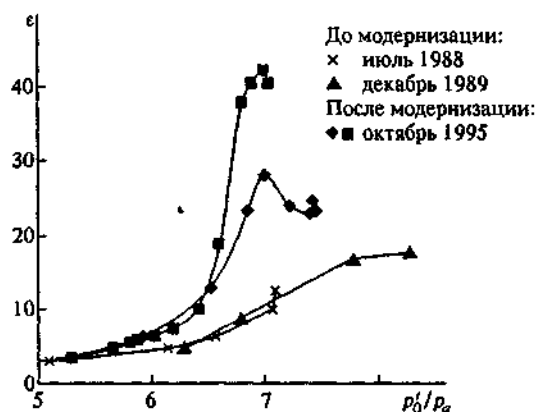


Рис. 2.9.8

СВС-2 на режиме $k = 0$ были проведены несколько раз после дополнительной герметизации. При неоднократном повторе была получена максимальная степень сжатия $\varepsilon = 40$. Это более близкая к реальной величине степень сжатия, так как на модели она составляла примерно 47.

Испытания с расходом низконапорного газа. Для получения характеристик эжектора нужно знать расход низконапорного газа (через форкамеру трубы) и его статическое давление $p_{\text{кол}}$ в коллекторе трубы на входе в эжектор в сечении с известным диаметром. Это сечение было расположено на расстоянии 300 мм от входа (см. рис. 2.9.1), где диаметр равен 1000 мм. Расход низконапорного газа определялся по размеру критического сечения $F_{\text{кр}}$ регулируемого сопла и давлению $p_{0\phi}$ в форкамере трубы. По результатам этих измерений определялись: приведенная скорость газа на входе в эжектор

$$y(\lambda_{\text{кол}}) = \frac{F_{\text{кр}}}{F_{\text{кол}}} \cdot \frac{p_{0\phi}}{p_{\text{кол}}},$$

полное давление низконапорного газа

$$p_{01} = \frac{p_{\text{кол}}}{\rho(\lambda_{\text{кол}})}$$

и приведенный расход низконапорного газа

$$q(\lambda_1) = q(\lambda_{\text{кол}}) \frac{F_{\text{кол}}}{F_1}.$$

Представленные выше характеристики натурального эжектора СВС-2 (рис. 2.9.5) до модернизации и характеристики модели приведены к диаметру низконапорного сопла $d_1 = 960$ мм, поэтому для сравнения экспериментальных данных в последней формуле использовалось значение F_1 , вычисленное при $d_1 = 960$ мм.

Результаты настоящих испытаний даны на рис. 2.9.9. Здесь же нанесена линией предыдущая характеристика натурального эжектора до последней модернизации.

Как видим, все полученные экспериментальные точки лежат выше характеристик эжектора до модернизации, хотя между самими точками наблюдается заметный разброс. Первые полученные экспериментальные данные при работе с регулируемым соплом лежат выше характеристик модельного эжектора. Другие экспериментальные

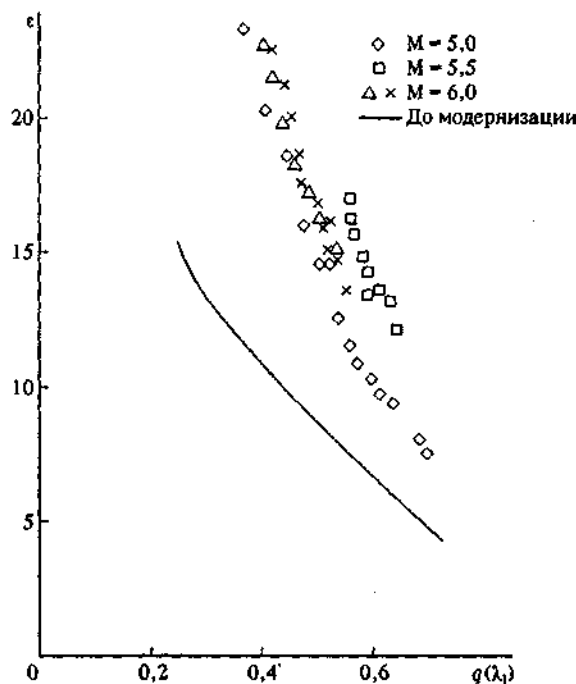


Рис. 2.9.9

точки располагаются несколько ниже значений, соответствующих модели, но существенно выше характеристик эжектора до модернизации. В области $q(\lambda_1) \approx 0,7$ выигрыш в степени сжатия составляет 30–50%. При $q(\lambda_1) = 0,4–0,6$, где по расчету работает эжектор при числах Маха в рабочей части (M_c) около 6, выигрыш в степени сжатия составляет 80–100%.

На рис. 2.9.10 приведены зависимости степени сжатия эжектора ϵ от давления высоконапорного газа p_0'/p_a при работе с расходом низконапорного газа, примерно соответствующим режиму $M_c = 6$.

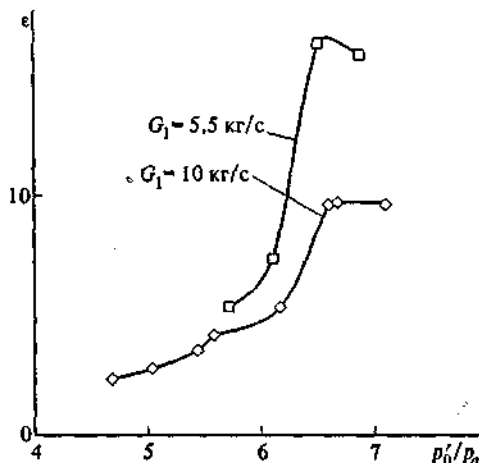


Рис. 2.9.10

Видно, что оптимальное давление высоконапорного газа составляет примерно 6,6 бар, что почти на целую атмосферу меньше прежнего значения.

Запуск трубы СВС-2 с моделью воздухозаборника и получение режимов с пониженными давлениями в форкамере. Запуски СВС-2 с моделями воздухозаборников ГПВРД проводились с тремя осесимметричными трубными соплами, рассчитанными на получение чисел $M_c = 5$; 5,5 и 6. Диаметры выходных сечений сопел — $D_c = 565$ мм и критических — $d_{кр}^* = 104,6$; 85,8 и 70,6 мм соответственно.

Следует отметить, что указанные сопла по конструктивным соображениям имеют увеличенную длину сверхзвукового участка за счет цилиндрического выходного отсека. Полная длина составляет $\bar{L} = L/D_c = 7,55$, в то время как в других трубах сопла на $M_c = 6$ имеют $\bar{L} \approx 4-5$. Это приводит к увеличению толщины пограничного слоя и ухудшению запуска трубы СВС-2 при числах $M \approx 6$, особенно в присутствии испытываемой модели.

Известно, что на запуск трубы сильное влияние оказывают загромождение рабочей части моделью и внешнее сопротивление последней. В СВС-2 модели воздухозаборников имеют характерный размер поперечного сечения мишеля 200×150 мм. Они устанавливаются на стандартную державку с регулируемым дросселем и мерным соплом на выходе с диаметром критического сечения $d_{кр}^* \approx 100$ мм. Макси-

мальный внешний диаметр державки составляет 250 мм, что соответствует коэффициенту загрузки $\bar{F} = F_{\text{мод}}/F_c \approx 0,2$, а с учетом стойки — 0,25.

Следует отметить, что модели воздухозаборников относятся к классу плохообтекаемых тел. Как правило, для уменьшения их длины внешние обводы переходного участка «модель—державка» приходится выполнять с большими углами. Для управления механизацией воздухозаборников по внешнему контуру модели устанавливаются дополнительные электроприводы, что также приводит к резкому повышению сопротивления. Величина коэффициента аэродинамического сопротивления модели составляет 1,3—1,9.

Испытания при числе $M_c = 5$. На рис. 2.9.11 показано влияние давления в форкамере трубы на величины давлений в сопле и перед эжектором, характеризующие режим в рабочей части.

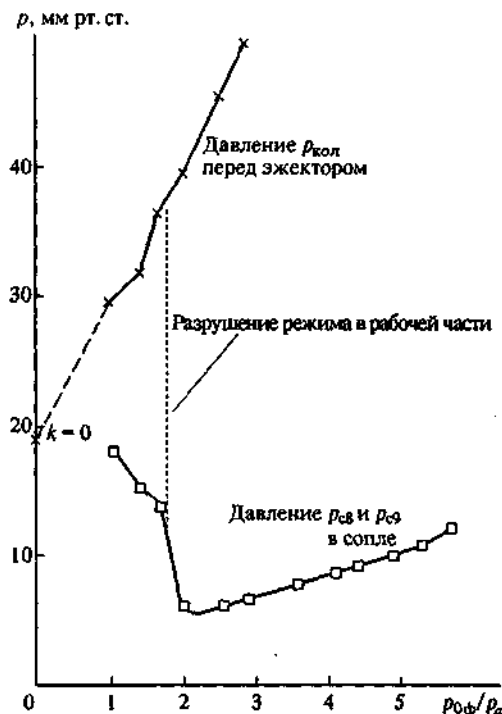


Рис. 2.9.11

Статические давления $p_{св}$ и $p_{сэ}$ в двух сечениях на выходе трубного сопла имеют малые значения (4—9 мм рт. ст.), что говорит о наличии в сопле и в рабочей части расчетного гиперзвукового течения с числом Маха, близким к 5. При уменьшении $p_{0ф}$ стати-

ческие давления линейно убывают. Некоторое отличие этой линии от прямых, проходящих через начало координат, связано с уменьшением числа Re , ростом пограничного слоя и соответствующим увеличением толщины вытеснения, определяющей число Маха на выходе из сопла.

Статическое давление низконапорного газа $p_{кол}$, определяемое его степенью сжатия, также убывает при уменьшении $p_{0ф}$, так как при этом уменьшается расход отсасываемого газа. При нулевом расходе ($k=0$) оно равно примерно 19 мм рт. ст.

Данные рис. 2.9.11 показывают, что гиперзвуковое течение в рабочей части трубы СВС-2 с моделью воздухозаборника и данным соплом реализуется при давлениях в форкамере больше 2 бар.

Испытания при числе $M_c = 5,5$. На рис. 2.9.12 приведены статические давления в сопле и на входе в эжектор в зависимости

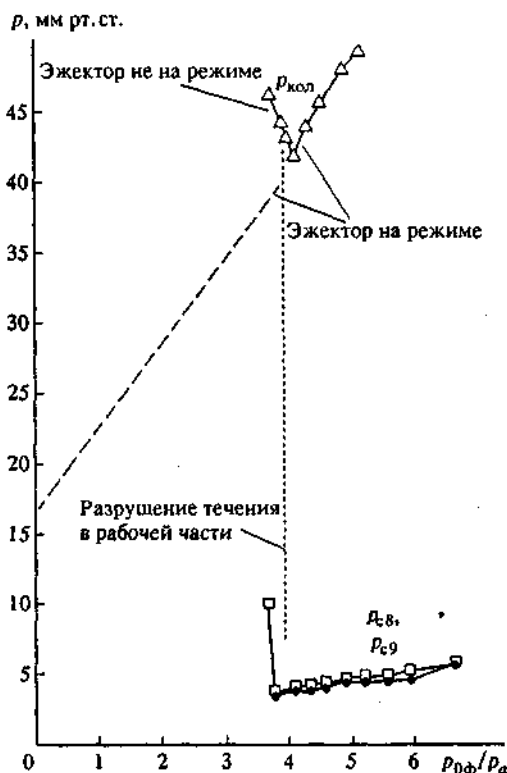


Рис. 2.9.12

от давления в форкамере трубы. Видно, что при $p_{0ф} > 3,5$ бар в трубе существует расчетное гиперзвуковое течение, а статическое дав-

ление в сопле изменяется почти линейно. Статическое давление низконапорного газа также изменяется линейно.

При $p_{0\phi} < 3,5$ статическое давление внутри сопла резко увеличилось, что говорит о разрушении гиперзвукового течения в рабочей части трубы. На самом деле этот эффект мог бы возникнуть и при меньших давлениях в форкамере, так как разрушение гиперзвукового течения в данном пуске произошло не из-за уменьшения давления в форкамере, а из-за того, что давление в эжекторе стало ниже критического значения (для данного расхода через рабочую часть, см. рис. 2.9.10). Это подтверждается последним (при $p_{0\phi} = 3,7$ бар) значением давления $p_{кол}$ (рис. 2.9.12).

Испытания при числе $M_c = 6$. Сопло на число $M_c = 6$ имеет критическое сечение 70,6 мм. Испытания показали, что после

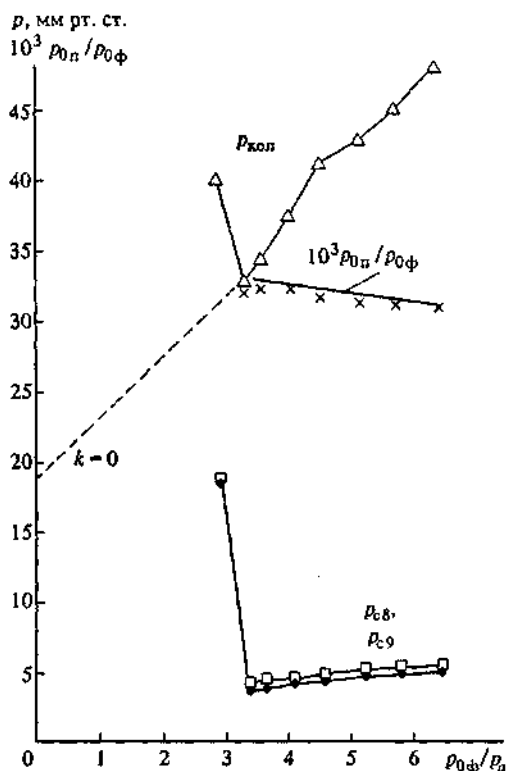


Рис. 2.9.13

модернизации эжектора и с этим соплом труба также легко запускается и имеет широкий диапазон режимов по давлению в форкамере. На рис. 2.9.13 приведены статические давления на срезе сопла $p_{с8}$,

$p_{с9}$ и на входе в эжектор $p_{кол}$ в зависимости от давления в форкамере трубы. Статическое давление в сопле на гиперзвуковом режиме почти линейно убывает с уменьшением $p_{0ф}$ с 6,5 до 3,36 бар. Далее оно резко выросло, что говорит о разрушении расчетного гиперзвукового течения в сопле и рабочей части трубы.

Обращает на себя внимание то, что давление низконапорного газа перед эжектором в данном случае ведет себя точно так же. Рост

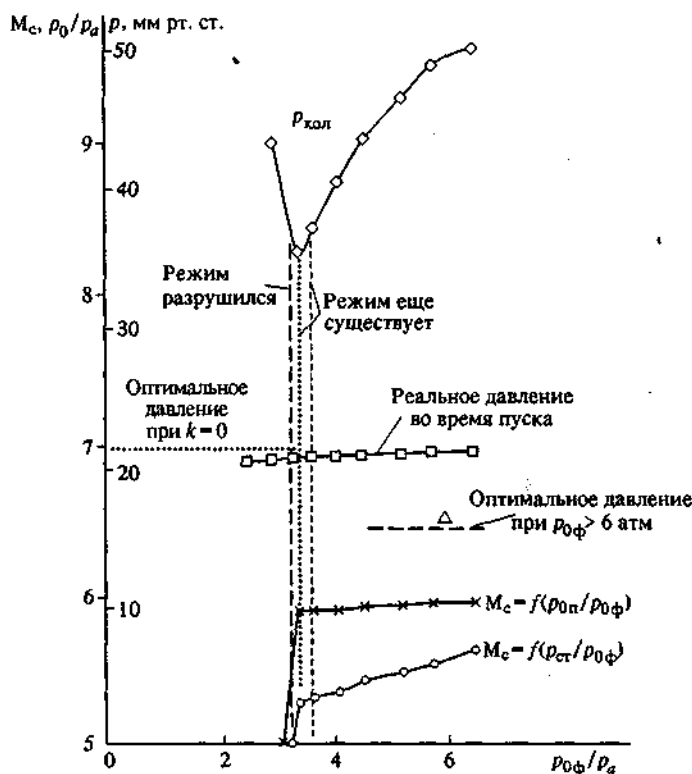


Рис. 2.9.14

давления низконапорного газа при уменьшении его расхода (давления в форкамере) говорит только об одном — эжектор, как и при $M_c = 5,5$, ушел с оптимальной своей настройки. Действительно, как это следует из испытаний при $k = 0$ (рис. 2.9.8), оптимальное давление при малых расходах отсасываемого газа составляет 7 бар, а в последних испытаниях (рис. 2.9.14) оно удерживалось на уровне 6,9 бар. Это и послужило действительной причиной разрушения течения в рабочей части трубы. Истинное давление в форкамере $p_{0ф}/p_a$, соответствующее разрушению режима, несколько меньше,

но, по-видимому, все-таки близко к полученному в данном эксперименте.

На рис. 2.9.14 приведены также значения числа Маха основного потока в зависимости от давления в форкамере трубы. Одно из них определялось по отношению статического и полного давлений, а второе — по отношению давлений за скачком уплотнения ($p_{0п}$) и в форкамере трубы. Видно, что все числа M лежат в диапазоне 5–6. Определенное по отношению $p_{0п}/p_{0ф}$ число Маха практически не меняется во всем диапазоне существования гиперзвукового течения ($p_{0ф} = 3,36–6,5$ бар) и равно 5,9, а число Маха, вычисленное по отношению статического и полного давления, при уменьшении $p_{0ф}$ заметно уменьшается (с 5,6 до 5,3). Первый способ определения M через $p_{0п}/p_{0ф}$ более верен, так как в рабочих частях типа камеры Эйфеля (как в СВС-2) статическое давление при $M > 1$ всегда отличается от давления внутри сопла.

Данные испытания воздухозаборников были проведены по заказу и при непосредственном участии фирмы DASA-LME (Германия). Были получены экспериментальные данные, представляющие большой научный и практический интерес. В ходе физических исследований в АДТ СВС-2 были выявлены особенности течения в каналах воздухозаборников при гиперзвуковых скоростях, определены внутренние характеристики и сформулированы основные принципы проектирования входных устройств силовых установок на большие скорости полета. Результаты исследований могут быть непосредственно использованы при разработке силовых установок воздушно-космических самолетов типа Зенгер (Германия), Хотол (Англия), Митакс (Россия).

Возможности расширения диапазона чисел Маха в трубе СВС-2 после модернизации эжектора. Экспериментальные характеристики эжектора трубы СВС-2 после модернизации, приведенные по параметру $q(\lambda_1)$ к новому диаметру входа в эжектор $d_1 = 885$ мм, даны на рис. 2.9.15. Точками обозначены результаты натурного эксперимента после модернизации, сплошной линией — до нее. Штриховой линией изображены характеристики модели. Натурные испытания хорошо согласуются с данными, полученными на модели (рис. 2.9.4). По сравнению с прежним (1968 г.) эжектором с 16 продольными щелями характеристика улучшилась примерно вдвое на основных рабочих режимах ($M_c = 5–6$, $q(\lambda_1) = 0,4–0,6$). Одновременно с этим уменьшилось с 8 до 7 бар требуемое для работы эжектора давление воздуха, забираемого из газгольдерной. Все это позволяет вести испытания на СВС-2 с имеющимися соплами $M_c = 5$; 5,5 и 6 без проблем с запуском.

Вместе с тем полученные характеристики являются столь высокими, что позволяют значительно расширить диапазон чисел Маха в трубе СВС-2 без качественного увеличения давления в форкамере

трубы (перехода на высокое давление 100 бар) либо перехода на многосопловой, многоступенчатый эжектор, как это планировалось раньше.

В заключение приведем минимальные рабочие давления в форкамере трубы СВС-2, необходимые для реализации гиперзвуковых

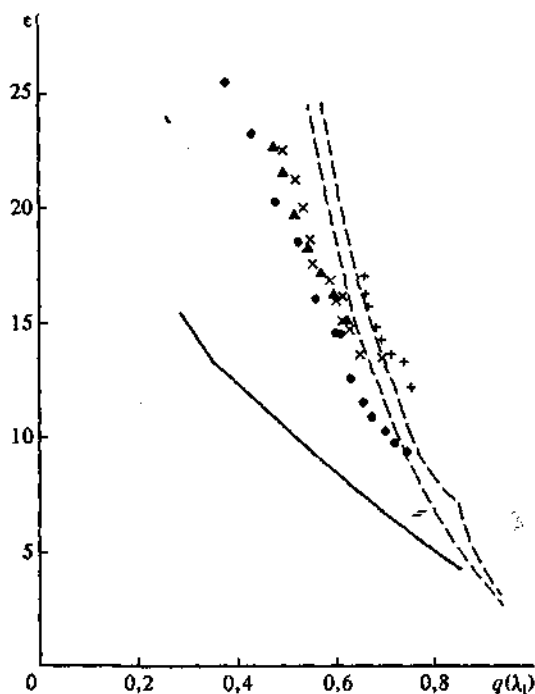


Рис. 2.9.15

течений (рис. 2.9.16). При числах $M_c = 5$ и 6 результаты являются экспериментальными, а при $M_c = 6,5-8$ прогнозируемыми. Они получены пересчетом на основании этих экспериментов по формуле

$$p_{0ф}(M_c) = p_{0ф}(6) \frac{\frac{p_{0н}(6)}{p_0}}{\frac{p_{0н}(M_c)}{p_0}}$$

Эта формула является очень надежной, так как в экспериментальном значении уже учтены все особенности трубы, включая диффузор, эжектор и испытываемую модель.

Из рис. 2.9.16 следует, что минимальное давление в форкамере составит: около 4,8 бар при $M_c = 6,5$; 6,5 бар при $M_c = 7$; 8,7 бар при $M_c = 7,5$; 12 бар при $M_c = 8$. Таким образом, при имеющемся в на-

стоящее время давления в большой газгольдерной ЦАГИ около 9 бар в трубе СВС-2 с этим эжектором можно получить режимы до

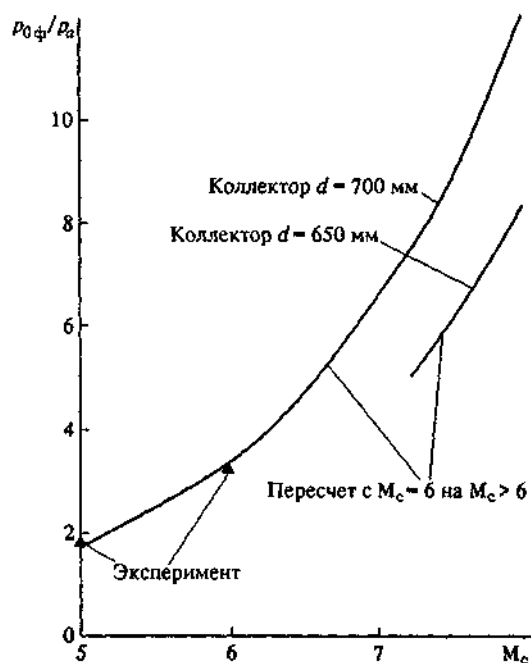


Рис. 2.9.16

$M_c = 7,5$. В трубе можно достичь и число Маха 8, но для этого требуется перейти на новый коллектор $d_1 = 650$ мм. Расчеты показали, что при этом минимальное давление в трубе составит 8,3 бар.

Экспериментальное исследование трехступенчатого эжектора с соплом первой ступени, перфорированным продольными щелями. Исследованный ниже эжектор (рис. 2.9.17) состоит из трех нерегулируемых ступеней со сверхзвуковыми соплами. Отношения площадей низконапорной и высоконапорной струй a и числа M' высоконапорных сопл даны в таблице:

номер ступени	1	2	3
a	2,0	1,4	2,0
M'	4,2	3,5	2,5

В первой ступени камера смещения расширяющаяся, с отношением площадей выхода и входа $F = 1,085$, во второй и третьей — цилиндрическая.

Схема нового элемента — перфорированного сопла первой ступени — показана на рис. 2.9.18. Критическое сечение и разгонная

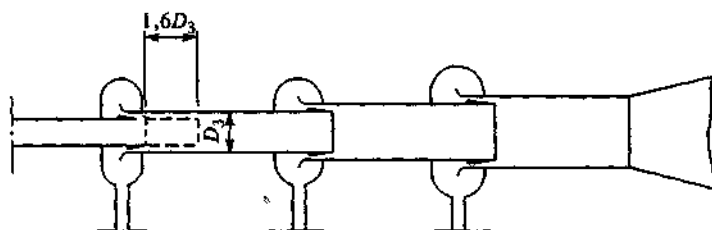


Рис. 2.9.17

часть выполнены такими же, как в обычном сопле. Перфорированная стенка имеет длину 1,6 калибра камеры смешения и коэффициент проницаемости $n = 12,5\%$. Число щелей равно 24. Конец стенки

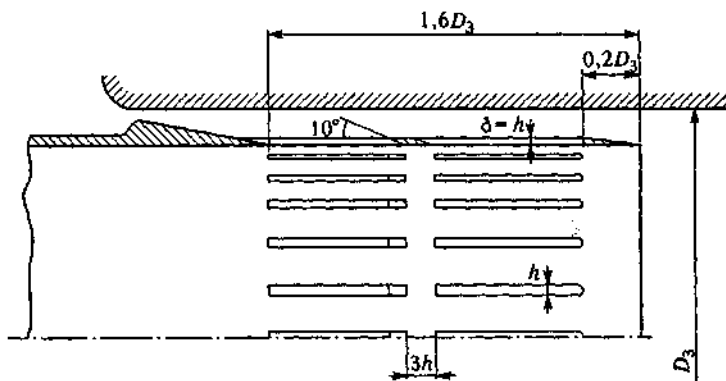


Рис. 2.9.18

выполнен сплошным (без щелей); в середине имеется кольцевая перемычка для увеличения жесткости конструкции. Длина перемычки составляла $3h$ (h — ширина щели), угол поднутрения 10° .

Испытания обычного эжектора и варианта с перфорированным соплом первой ступени проводились по одной и той же методике. На режиме нулевого коэффициента эжекции ($k = 0$) находилось оптимальное давление высоконапорного газа в последней ступени. Затем в ней при трех давлениях (вблизи оптимальной точки режима $k = 0$) определялось оптимальное давление в предыдущей ступени, и на основании этого окончательно выбиралось оптимальное давление в последней (при котором степень сжатия двухступенчатого эжектора максимальна).

При испытаниях трехступенчатого эжектора на режиме $k = 0$ задавалось несколько значений давления во второй ступени (вбли-

зи оптимального давления режима $k = 0$ двухступенчатого эжектора) и варьировалось давление в первой, после чего выбиралось оптимальное давление во второй ступени.

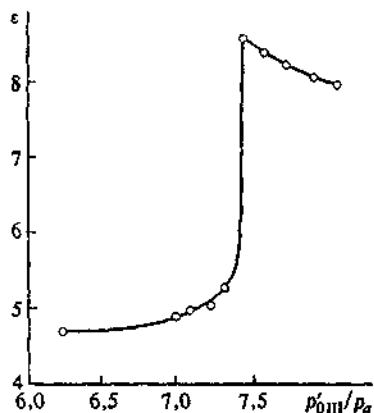


Рис. 2.9.19

Аналогичные испытания с одним значением расхода низконапорного газа показали, что при работе трех ступеней оптимальное давление во второй из них практически совпадает с выбранным на режиме $k = 0$. Дальнейшие исследования проводились при фиксированных давлениях высоконапорного газа во второй и третьей ступенях и переменном давлении в первой.

Низконапорный газ на первом этапе испытаний забирался из атмосферы через профилированные мерные сопла с различными критическими сечениями. Перепад на соплах всюду был сверхкритическим, поэтому расход определялся только размером критического сечения.

При испытаниях измерялись статическое давление низконапорного и полные давления высоконапорного газа в ступенях. Давление

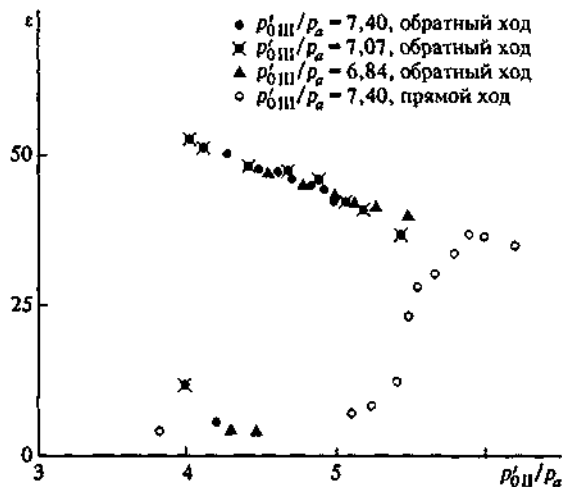


Рис. 2.9.20

низконапорного газа измерялось на стенке низконапорного тракта на расстоянии 6,5 калибра от мерного сопла с помощью вертикального и наклонного манометров с дибутилфталатом. В качестве опор-

ного давления использовался вакуум. Давления высоконапорного газа измерялись образцовыми манометрами.

На рис. 2.9.19–2.9.21 даны зависимости степени сжатия от давления высоконапорного газа для одноступенчатого (третья ступень),

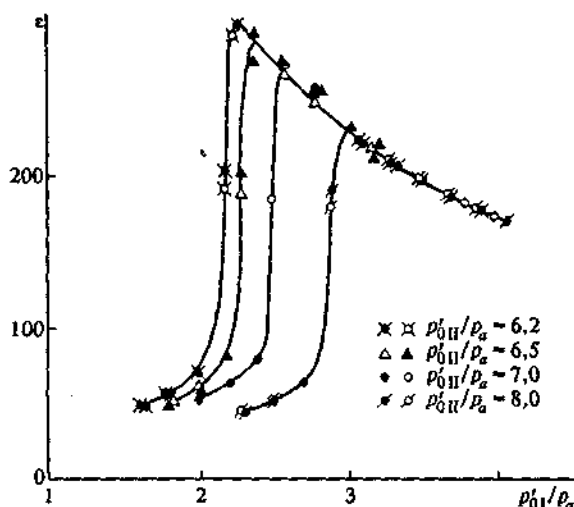


Рис. 2.9.21

двухступенчатого (вторая и третья ступени) и трехступенчатого эжекторов с обычными соплами на режиме $k = 0$. Характеристики имеют ярко выраженный максимум при давлении, соответствующем

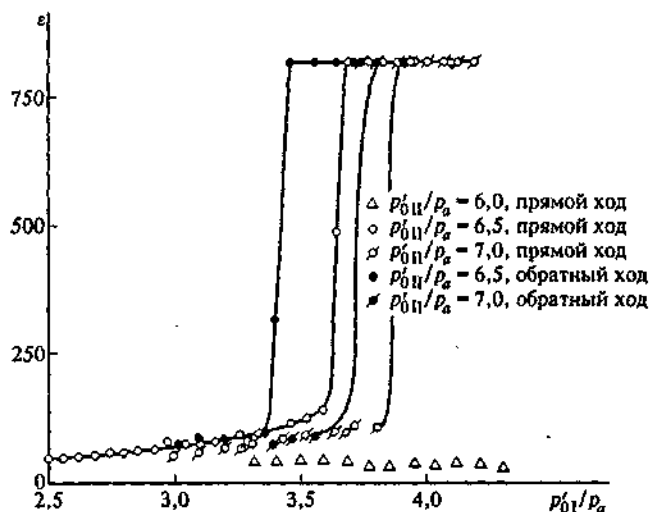


Рис. 2.9.22

наступлению критического режима. При работе двухступенчатого эжектора имеются значительные отличия в оптимальном давлении второй ступени и степени сжатия в зависимости от направления изменения давления — увеличения (прямой ход) или снижения (обратный ход). Максимальные степени сжатия составляют: для одноступенчатого эжектора — 8,4, двухступенчатого — 52, трехступенчатого — 300. Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными З. Г. Пасовой.

На рис. 2.9.22 показана степень сжатия на режиме $k = 0$ трехступенчатого эжектора с соплом первой ступени, перфорированным продольными щелями. Максимальная степень сжатия увеличилась до

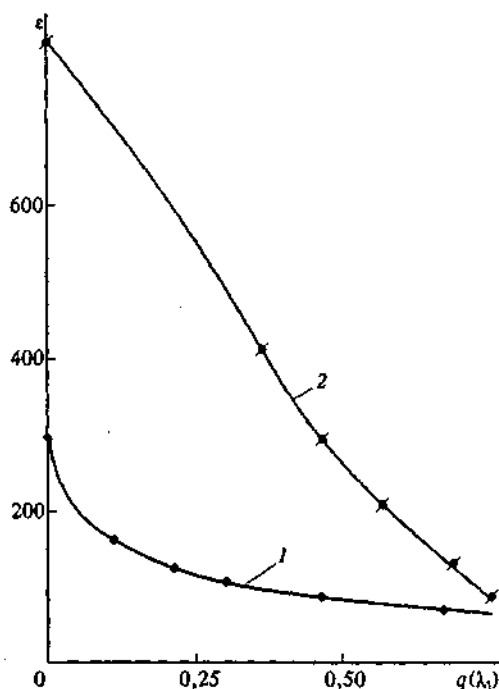


Рис. 2.9.23

820, что в 2,7 раза больше, чем в обычном. Характеристика «степень сжатия—полное давление высоконапорного газа в первой ступени» изменилась качественно. Начиная с некоторого давления в первой ступени степень сжатия не меняется, а давление выхода на режим и давление срыва заметно отличаются (как и в двухступенчатом эжекторе, см. рис. 2.9.20).

Основные характеристики сравниваемых эжекторов при работе в схеме аэродинамической трубы даны на рис. 2.9.23. Значения ε и

$q(\lambda_1)$ вычислялись следующим образом через статическое давление низконапорного газа и его расход:

$$y(\lambda_1) = \frac{p_a}{p_1} \frac{F_{м.с}}{F_1}, \quad q(\lambda) = q(y(\lambda)), \quad \epsilon = q(\lambda_1) \frac{F_1}{F_{м.с}}.$$

Сравнение предельных характеристик (см. рис. 2.9.23) трехступенчатых эжекторов с обычным 1 и перфорированным 2 соплами показывает, что последний дает существенно большие степени сжатия при $q(\lambda_1) < 0,8$. Например, при $q(\lambda_1) = 0,3$ степень сжатия увеличилась в 4,5 раза, при $q(\lambda_1) = 0,6$ — в 2,3. Таким образом, как и в одноступенчатом эжекторе, применение в системах эжекторов перфорированного сопла позволяет получать значительно большие степени сжатия.

Испытания с рабочим потоком. Увеличение степени сжатия при применении перфорированного сопла существенно зависит от приведенного расхода низконапорного газа, поэтому важным является сравнение характеристик эжекторов с потоком в рабочей

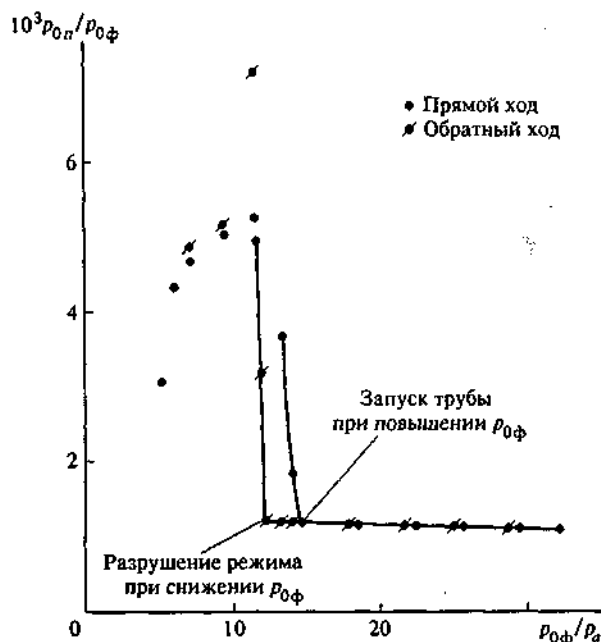


Рис. 2.9.24

части. Ниже представлены результаты прямых измерений минимального рабочего давления в форкамере трубы с соплом, рассчитанным на $M_c = 12$, со старым и новым эжекторами. Испытания

проводились с холодным потоком, так как имевшийся подогреватель при столь низких давлениях в форкамере не работал.

При неизменной настройке эжекторов давление в форкамере трубы сначала увеличивалось до выхода на режим, затем уменьша-

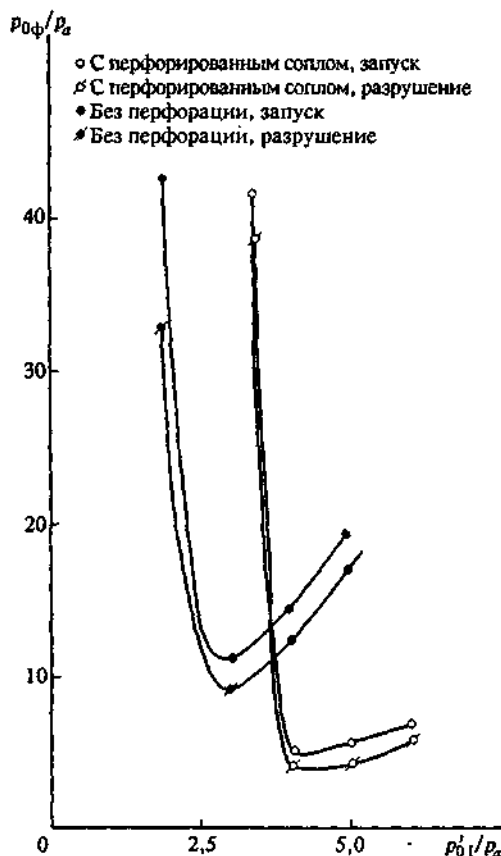


Рис. 2.9.25

лось до разрушения последнего. Запуск трубы и разрушение режима определялись путем измерения полного давления за скачком уплотнения насадком, установленным на срезе трубного сопла.

На рис. 2.9.24 приведена одна из зависимостей полного давления за скачком от давления в форкамере трубы. Хорошо видны момент запуска трубы, когда отношение $p_{0φ}/p_{0φ}$ практически перестает меняться, и момент разрушения режима.

Аналогичные кривые были получены для эжекторов с обычным и перфорированным соплом при ряде значений давления высоконапорного газа в первой ступени. Зависимости $p_{0φ}/p_a$, соответствую-

щие запуску трубы и разрушению режима, от давления в первой ступени приведены для обоих эжекторов на рис. 2.9.25. Видно, что оптимальное значение давления в первой ступени эжектора несколько увеличилось из-за установки перфорированной стенки и, по-видимому, из-за неточного повторения размера критического сечения высоконапорного сопла. Абсолютная величина оптимального давления в первой ступени осталась низкой и вполне приемлемой для работы. Расход высоконапорного газа через всю систему эжекторов практически не изменился, так как расход через первую ступень составлял менее 3,5%.

Минимальное давление в форкамере на этом режиме уменьшалось примерно в 2,2 раза как при запуске трубы, так и при разрушении режима. Таким образом, степень сжатия трехступенчатого эжектора на рабочем режиме аэродинамической трубы увеличилась более чем в два раза благодаря применению перфорированного сопла. Это позволяет существенно расширить экспериментальные возможности стенда практически без дополнительных затрат.

В целом результаты исследования подтверждают возможность значительного повышения характеристик одноступенчатых и многоступенчатых газовых эжекторов путем применения перфорированного сопла.

Применение эжектора с перфорированным соплом в аэродинамической трубе для исследования сопл авиадвигателей. Ниже приводятся результаты экспериментов с эжектором аэродинамической трубы для исследования сопл авиадвигателей (Т-58 ЦАГИ) после модернизации 3-ступенчатого эжектора — установки перфорированного сопла в первой ступени и отключения 3-й ступени. Расход высоконапорного газа через эту систему уменьшился вдвое.

Объекты модернизации и методика испытаний. При работе всех трех ступеней эжектор (близкий по схеме к изображенному на рис. 2.9.17) потреблял более 200 кг/с высоконапорного газа. Расчеты показали, что примерно такие же или даже несколько большие степени сжатия можно получить после установки перфорированного сопла уже при работе только двух первых ступеней. При этом расход высоконапорного газа уменьшается вдвое.

Модернизация заключалась в основном в изменении сопл первой и второй ступеней. В первой было установлено перфорированное сопло и увеличено число M высоконапорного газа — с 2,27 до 4,2. Во второй ступени число M стало равным 2,92 вместо 2,7. Был также удален промежуточный диффузор между этими ступенями.

Испытания состояли из трех этапов:

1) определение оптимальных давлений высоконапорного газа в первой и второй ступенях и максимальной степени сжатия при $k = 0$;

2) определение оптимальных характеристик эжектора с расходом низконапорного газа;

3) пробные пуски аэродинамической трубы Т-58 с модернизированным эжектором.

Испытания при $k=0$. Оптимальное давление высоконапорного газа второй ступени оказалось равным 6 бар. Это несколько ниже, чем следует из расчета (6,3 бар), что объясняется, по-видимому, неточным выполнением кольцевого сопла. На оптимальном режиме одна вторая ступень дает степень сжатия 10 ($p_{01} = 75$ мм рт. ст.).

Исследования двухступенчатого эжектора проводились при давлениях высоконапорного газа во второй ступени, близких к точке оптимума на режиме $k=0$. Характеристики p_{01} как функции от

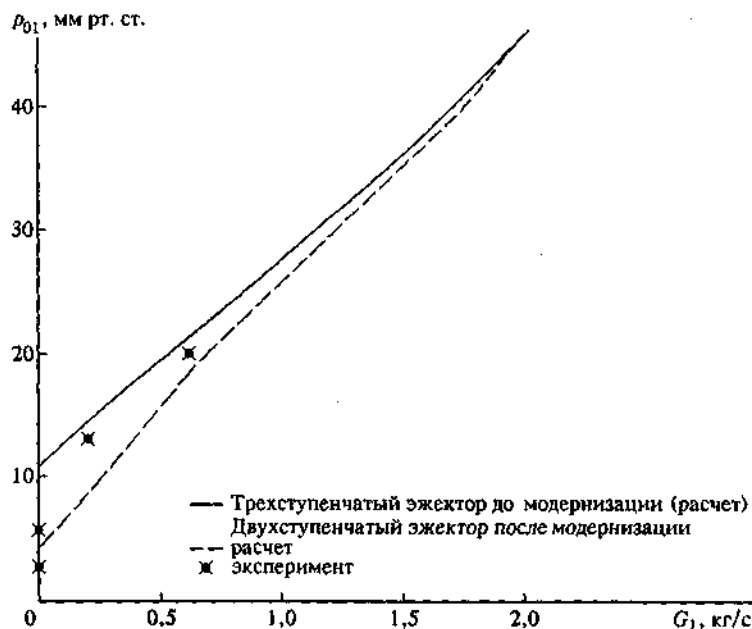


Рис. 2.9.26

p_{01} получены при ряде значений p_{0II} . При $p_{0II} \geq 6$ бар минимальное давление низконапорного газа практически не зависит от давления во второй ступени. Оптимальное давление в первой ступени составляет 5,6 бар и близко к расчетному значению.

Первые испытания эжектора при $k=0$ проводились с собранным трактом трубы, были закрыты только задвижки перед форкамерой. Минимальное давление низконапорного газа при этом составляло 7,5–8 мм рт. ст.

Были также проведены испытания с отстыкованной рабочей частью Т-58 и заглушенным входом в эжектор. При этом минимальное давление низконапорного газа на входе в эжектор снизилось до 5,7 мм рт. ст. (рис. 2.9.26). Возможно, и это значение p_{01} не является пределом, так как и в этом случае могло иметь место натекание газа в испытываемый эжектор.

Испытания с расходом низконапорного газа. Низконапорный газ подавался в эжектор через модель двигательного сопла, установленную в рабочей части аэродинамической трубы. Расход измерялся по полному давлению перед соплом и площади

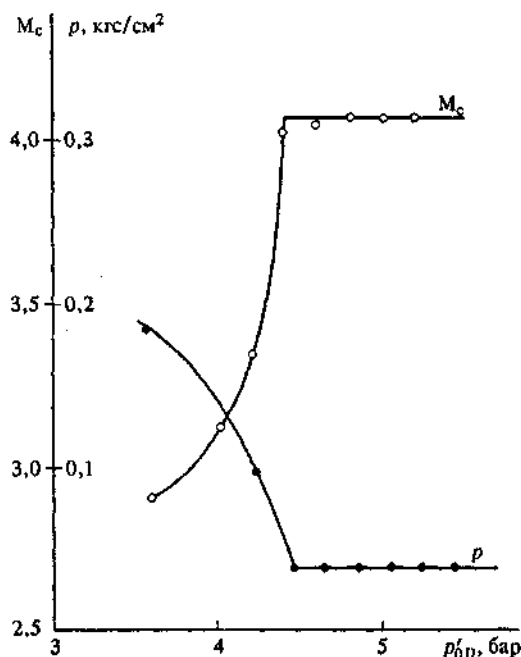


Рис. 2.9.27

критического сечения. Были определены зависимости давления низконапорного газа в первой ступени при $G_1 = 0,62$ кг/с и трех давлениях высоконапорного газа во второй ступени. Степень сжатия во всех случаях оказалась практически одной и той же. От давления во второй ступени зависит только оптимальное давление в первой ступени, причем с увеличением p_{0II} значение p'_{01} убывает. При этом расходе низконапорного газа и давлении высоконапорного в обеих ступенях 5,8 бар эжектор работает надежно. При увеличении расхода низконапорного газа $G_1 > 0,62$ кг/с оптимальные значения p'_{01} могут только уменьшиться, поэтому давление 5,8–6 бар можно

рекомендовать в качестве оптимального (обеспечивающего наибольшую степень сжатия) в обеих ступенях.

На рис. 2.9.26 даны зависимости полного давления низконапорного газа на входе в эжектор от его расхода. Верхняя кривая соответствует расчетной характеристике трехступенчатого эжектора до

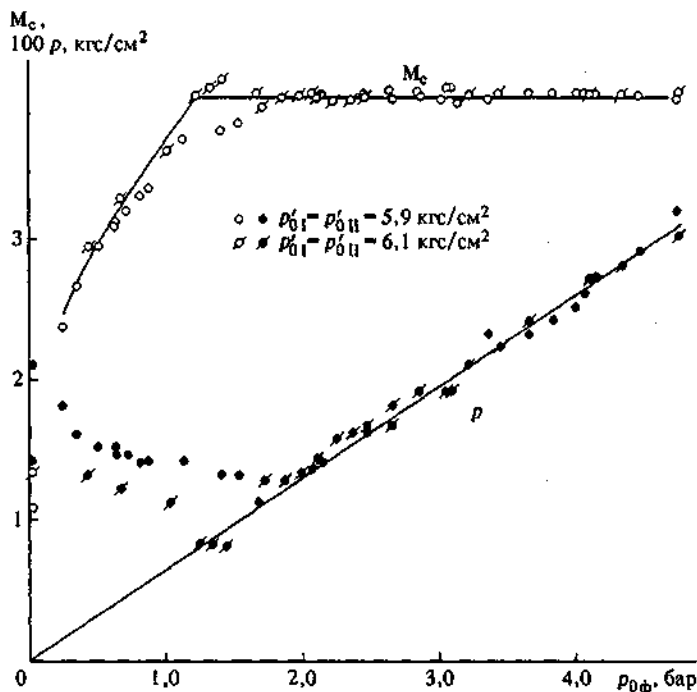


Рис. 2.9.28

модернизации. Нижняя является расчетной характеристикой двухступенчатой конструкции после модификации в предположении, что на режиме $k=0$ перфорация вдвое увеличивает степень сжатия. Там же нанесены экспериментальные точки по двухступенчатому эжектору после модернизации.

Таким образом, испытания подтвердили, что предложенные усовершенствования позволяют вдвое снизить расход высоконапорного газа и одновременно повысить характеристики эжектора.

Пробные пуски аэродинамической трубы Т-58 с модернизированным эжектором были сделаны при максимальном числе Маха в рабочей части ($M_c \approx 4$). На рис. 2.9.27 даны зависимости статического давления и M_c в рабочей части от давления во второй ступени. Число Маха определялось на основании функции $p(\lambda)$ и отношения

$p/p_{0ф}$. Давления в первой ступени p'_{0I} и в форкамере трубы $p_{0ф}$ поддерживались во время этого пуска равными 5,8 бар. При увеличении давления во второй ступени статическое давление в рабочей части сначала падает, а затем становится постоянным (труба «запущена»). Запуск произошел при давлении во второй ступени около 4,5 бар.

Таким образом, труба Т-58 запускается после модернизации даже при неполностью нагруженном эжекторе. При этом расход через обе ступени составляет 70 кг/с (10 + 60), что втрое меньше, чем в трехступенчатом эжекторе до внесения изменений. Запуск Т-58 с неполностью нагруженной второй ступенью является наиболее экономичным (при снижении p'_{0II} с 6 бар до 4,5 бар расход снижается на 30 кг/с).

Для определения экспериментальных возможностей трубы Т-58 с модернизированным эжектором был проведен пробный запуск при полной его нагрузке. На рис. 2.9.28 приведены зависимости статического давления в рабочей части трубы и числа M_c от давления в форкамере при $p'_{0I} = p'_{0II} = 5,9$ и 6,1 бар. Видно, что запуск трубы происходит при $p_{0ф} = 1,5-2$ бар. Таким образом, в аэродинамической трубе Т-58 после модернизации эжектора можно работать при $M_c = 4$ в двухступенчатом варианте и еще в 10 раз менять число Re .

Располагаемый перепад давлений позволяет также значительно расширить диапазон M . При предельном давлении в форкамере 10 бар число Маха в Т-58 может быть увеличено до 7.

КОМПАКТНЫЙ ГАЗОВЫЙ ЭЖЕКТОР БОЛЬШОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ С РАСПОЛОЖЕНИЕМ СОПЛ ПО СПИРАЛИ

§ 3.1. Основные идеи и первые исследования

Для получения больших степеней сжатия в газовых и паровых струйных компрессорах традиционно применяются многоступенчатые конструкции. Их преимущество перед одноступенчатыми вытекает из непрерывного повышения статического давления низконапорного газа и смеси вдоль камеры смешения, что приводит к снижению скорости высоконапорного газа в последующих ступенях. При этом одновременно снижаются и потери на смешение струй (удар), и потери в скачках уплотнения на выходе из камеры смешения [25, 32]. Проведенные Ю. Н. Васильевым расчеты показали, что с увеличением числа ступеней характеристики идеального многоступенчатого эжектора непрерывно повышаются. С. А. Христиановичем и Б. А. Урюковым [39] была разработана теория «дифференциального эжектора», т. е. многоступенчатой конструкции с бесконечно большим числом ступеней (рис. 3.1.1а). В работе [39] рассмотрены оптимальные характеристики идеального газового эжектора, необходимые для оценки качества всех газовых эжекторов, а также найдены некоторые оптимальные геометрические и газодинамические параметры.

Применяемые в настоящее время системы газовых эжекторов имеют, как правило, ограниченное число ступеней (3—4). Это связано с наличием значительных потерь на трение в длинных камерах смешения и в промежуточных диффузорах. С увеличением числа ступеней эти потери также растут, что снижает эффективность газовых эжекторов с большим числом ступеней и не позволяет реализовать характеристики дифференциального эжектора в конкретных схемах.

В струйных компрессорах давно применяется способ уменьшения длины камеры смешения путем подвода активного газа через большое число отдельных сопел. В схеме одноступенчатых эжекторов при центральном подводе активного газа его сопла можно расположить по сечению любым наперед заданным образом и получить несколько параллельно работающих устройств с меньшими поперечными и, соответственно, продольными размерами. В случае периферийного подвода активного газа (со стенки камеры смешения) процессы смешивания и распределения активного газа по сечению являются взаимосвязанными и имеют некоторые взаимные ограничения. Тем не менее проведенные В. К. Щукиным и Б. В. Кульпиным опыты [50]

показали, что и в этом случае (рис. 3.1.16) при увеличении числа сопел характеристики эжектора заметно повышаются, а оптимальная длина камеры смешения уменьшается.

Первопричиной ограничения эффективности газовых эжекторов при больших перепадах давления смешиваемых газов является возникновение в них предельных (критических) режимов. Применение

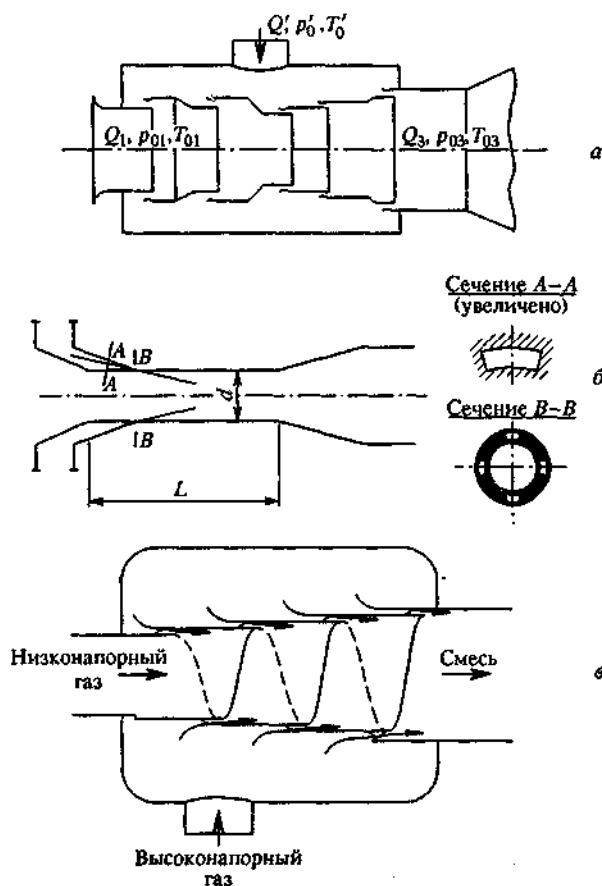


Рис. 3.1.1

многоступенчатых схем является всего лишь одним из способов борьбы с ними. В 1964—1967 гг. автором в [80] был предложен другой способ, заключающийся в специальной организации течения на начальном участке камеры смешения до сечения запирания. В ряде случаев удастся увеличить критический коэффициент эжекции только за счет использования эффекта трехмерности течения газа в этой части эжектора. Кроме того, схемы эжекторов с такой организацией (со

сдвигом сопл, с винтовым срезом, с перфорированным соплом) имеют распределенный по некоторой длине подвод высоконапорного газа и являются в какой-то мере «дифференциальными». Наиболее близким к эжектору Христиановича—Урюкова является спиральный [99]. В нем высоконапорный газ подается в камеру смешения через щель, расположенную вокруг и вдоль камеры по спирали (рис. 3.1.1а).

Однако все реальные схемы эжекторов отличаются от дифференциального тем, что в них высоконапорный газ смешивается с низконапорным не в месте введения в камеру смешения, а на некотором участке ниже по потоку. В силу этого эффективность таких конструкций, несмотря на распределенный подвод, остается гораздо ниже, чем у эжектора Христиановича—Урюкова. Для

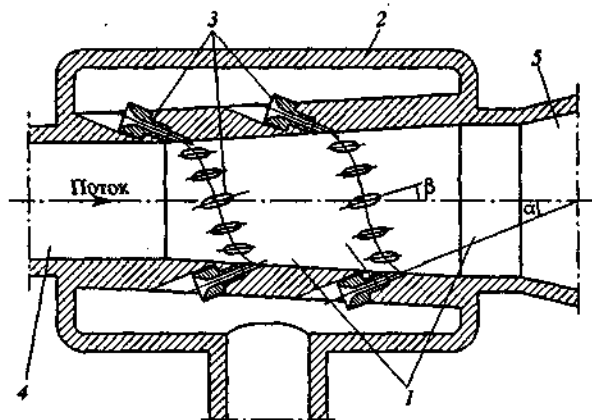


Рис. 3.1.2

улучшения работы в случае подвода высоконапорного газа по спирали вдоль камеры смешения может быть использовано решение, найденное ранее В. К. Шукиным и Б. В. Кульпиным [50]. Сочетание спирального подвода активного газа с применением наклонных высоконапорных сопел, расположенных в стенке камеры смешения, приводит к схеме по рис. 3.1.2. Эжектор состоит из камеры смешения 1, форкамеры высоконапорного газа 2, набора сверхзвуковых активных сопел 3, низконапорного сопла 4 и диффузора 5.

1. Многоступенчатые газовые эжекторы являются сложными газодинамическими устройствами, требующими к тому же специальной наладки. Рассматриваемые эжекторы конструктивно и с точки зрения управления проще многоступенчатой системы. Однако в газодинамическом плане этот вариант сложнее, так как все девять независимых геометрических и газодинамических параметров связаны между собой через процесс смешения и должны быть выбраны либо определены с большой надежностью. При разработке предложенного эжектора эти параметры были определены следующим образом.

Длина камеры смещения, на которой располагаются высоконапорные сопла, была выбрана равной примерно 500 мм. Оценка требуемой длины была сделана на основании измерения градиентов статического давления в ряде одноступенчатых эжекторов на стенке камеры смещения с периферийным кольцевым соплом высоконапорного газа при различных значениях основного геометрического параметра. Длина была выбрана исходя из требуемой степени сжатия (порядка 100) и минимальных измеренных значений градиента.

Отношение F площадей входного и выходного сечений камеры смещения по результатам предварительных испытаний принято равным 0,6. Ее выходной диаметр 90 мм определялся масштабом экспериментальной установки. Входной диаметр в первых опытах был принят (по образцу многоступенчатых эжекторов) равным 60 мм ($F = 0,45$). Первые же испытания показали, что в этом случае устройство быстро выходит на режим со звуковой скоростью низконапорного газа, когда его расход ограничивается размером сопла. В последующих экспериментах диаметр низконапорного сопла был увеличен до 70 мм ($F = 0,6$). В многоступенчатых конструкциях, обеспечивающих близкую степень сжатия, указанное отношение составляет 0,42—0,48, а в оптимальном дифференциальном эжекторе Христиановича—Урюкова — 0,8.

Профиль камеры смещения оптимального дифференциального эжектора [39] должен быть похожим на сопло Лавала, т. е. ее сечение должно сначала уменьшаться, а затем увеличиваться. В реальном случае такой профиль, по-видимому, не будет оптимальным из-за значительного запаздывания смещения по сравнению с процессом ввода высоконапорного газа. В связи с этим для достижения звуковой скорости низконапорного газа начальный участок камеры смещения должен обязательно расширяться. На форму камеры ниже по потоку запаздывание также будет оказывать заметное влияние, поэтому для первых опытов был выбран наиболее простой профиль — конус. При отношении площадей входа и выхода 0,6 и длине 7 калибров угол конусности составляет $1,2^\circ$ на сторону.

Суммарная площадь высоконапорных сопел в обычной одноступенчатой конструкции и многоступенчатом эжекторе с цилиндрическими камерами смещения равна разности площадей камеры смещения и низконапорного сопла. В системах эжекторов с поджатием камеры смещения эти величины не совпадают, и суммарная площадь высоконапорных сопел, как правило, больше этой разности. В исследуемой конструкции суммарная площадь также была выбрана значительно больше прироста площади камеры смещения (примерно на 40%). Указанная величина, по-видимому, не является предельной, однако при значительном увеличении этого отношения (до 1,8) в характеристиках спирального эжектора начинают появляться разрывы.

Оптимальный угол наклона сопел к оси установки α , согласно исследованиям В. К. Шукина [50], составляет 5° — 10° . В данной конструкции эжектора со сменными соплами, устанавливаемыми в резьбо-

вых гнездах камеры смешения, сделать углы наклона меньше 15° не представляется возможным. В связи с этим было решено принять угол установки сопел 15° , обеспечив удобство с точки зрения как изготовления, так и проведения большого объема испытаний. Степень сжатия при этом снижается, согласно [50], на 10–15%, но равномерность поля скоростей становится даже более высокой, чем при малых углах.

Разворот сопел в тангенциальной плоскости сначала не применялся, т. е. все они имели продольные оси в плоскостях, проходящих через ось камеры смешения. Однако при таком расположении сопел высоконапорные струи собираются вблизи оси установки в жгут с повышенным полным давлением. При этом периферийная зона (вблизи стенок камеры) обедняется высоконапорным газом, что ухудшает процесс смешения. Для улучшения перемешивания сопла следует расположить так, чтобы струи проходили посередине между осью установки и стенками камеры. Расчеты показали, что это условие выполняется при развороте сопла на угол $\beta = 5^\circ$, который и был принят при изготовлении последующих камер смешения. Это усовершенствование приводит к появлению закрутки потока в камере смешения и диффузоре. Однако в связи с малостью выбранного угла установки сопел закрутка невелика и, по-видимому, не оказывает сильного влияния на работу эжектора.

Число и диаметр высоконапорных сопел влияют на внешние характеристики установки через интенсивность внутреннего процесса — смешения. Правильная организация перемешивания заключается в равномерном распределении активного газа по сечению камеры и увеличении поверхности соприкосновения струй. Чтобы добиться последнего, необходимо стремиться к уменьшению диаметра высоконапорных сопел, а для равномерности распределения струи должны иметь значительную проникающую способность. Указанные противоречивые требования к числу и размеру высоконапорных сопел приводят к появлению оптимума по этому параметру. Так, экспериментальное исследование эжектора с перфорированным соплом в [90] показало, что оптимальное число щелей в нем равно 6–8 (см. § 2.3). Примерно такие же выводы были получены в работе [50] при испытаниях одноступенчатого эжектора с дискретными наклонными соплами.

Оценки показали, что для прохождения высоконапорной струи от стенки камеры смешения на расстояние порядка радиуса камеры сопло должно иметь выходной диаметр 10–30% от диаметра камеры (при угле наклона сопла 15°). В соответствии с этим в данном эжекторе применялись сопла с конической сверхзвуковой частью, суммарным углом 17° и единым номинальным выходным диаметром 10 мм. Число их было равно 45.

Расположение высоконапорных сопел на камере смешения влияет на работу эжектора как через интенсивность смешения, так и через наступление предельных режимов. Для расширения области режимов все сопла в данном эжекторе располагались со сдвигом одно от-

носителем другого вниз по потоку и углу. Для интенсификации процесса смешения они были установлены на одиннадцати образующих конической камеры смешения. Расположение сопл с постоянными шагами вдоль и вокруг камеры смешения выстраивает их в одну пространственную спираль с несколькими полными витками.

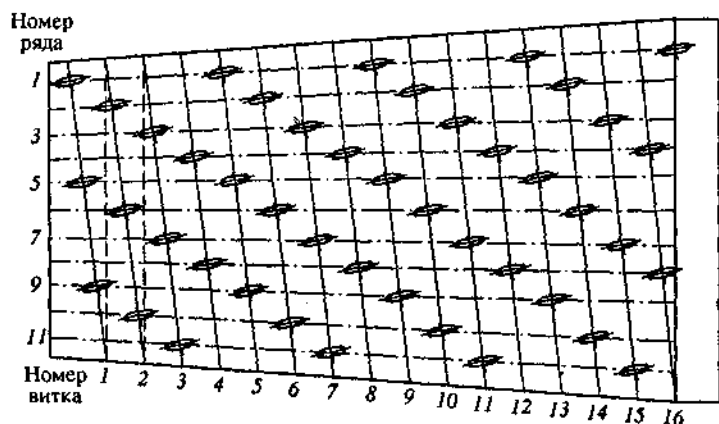


Рис. 3.1.3

Предварительные испытания показали, что установка 45 сопел по четырехвитковой и двенадцативитковой спиралям не является оптимальной. Ниже приводятся результаты исследований эжектора с расположением сопел по шестнадцативитковой спирали, имеющего наилучшие характеристики. Схема развертки боковой поверхности такой конической камеры смешения приведена на рис. 3.1.3.

Установка всех наклонных сопел по спирали дает распределенный и непрерывный по оси подвод высоконапорного газа. Сдвиг двух соседних сопел в продольном направлении производится на 11 мм, а срез сопел конической поверхностью камеры смешения имеет длину 35 мм. Благодаря этому высоконапорный газ поступает через 3—4 сопла во всех без исключения поперечных сечениях камеры смешения (см. рис. 3.1.3).

Распределение чисел M высоконапорных сопел по длине эжектора в данной конструкции легко изменяется и может быть сделано оптимальным. Опыты показали, что наиболее благоприятно, когда на начальном участке камеры смешения, длиной примерно 1 калибр, M постоянно, а далее вниз по потоку уменьшается. При одинаковом выходном диаметре сверхзвуковых сопел число Маха в них однозначно связано с диаметром критического сечения. Первые эксперименты показали, что лучше всего, когда диаметры критических сечений увеличиваются вниз по потоку по закону, близкому к линейному. Данное распределение чисел M высоконапорного газа по длине эжектора приведено кривой 1 на рис. 3.1.4. Здесь же даны качест-

венные теоретические распределения M высоконапорных сопел в оптимальном дифференциальном эжекторе Христиановича—Урюкова [39] — кривые 2 и 3; расчеты были проведены для отношения полных давлений $\sigma = 300$ и 3000 (коэффициент эжекции $k \approx 0,003$ и

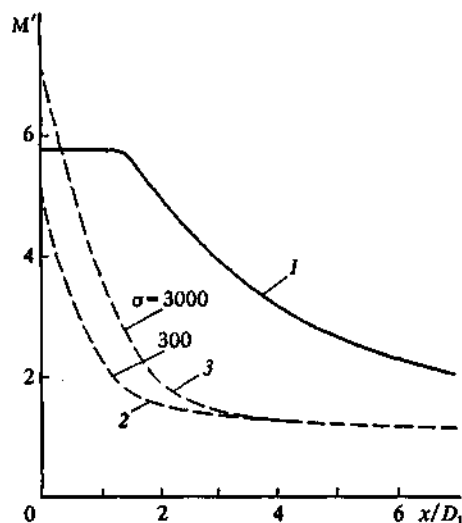


Рис. 3.1.4

0,0001) при равномерном распределении площади высоконапорных сопел по оси эжектора. Видно, что оптимальное распределение чисел M высоконапорного потока в реальном эжекторе значительно отличается от рекомендуемого теорией. Это расхождение вызвано тем, что теория дифференциального эжектора не учитывает запаздывания реального процесса смешения, а также возможности наступления предельных режимов. В результате реально возможное число M высоконапорных сопел оказывается значительно больше рекомендуемого теорией, что снижает эффективность спирального эжектора по сравнению с оптимальным дифференциальным в несколько раз.

2. Испытания эжектора проводились на экспериментальной установке с одинаковыми по составу и температуре смешиваемыми газами. В качестве активного газа использовался воздух из баллонов с давлением $(8-9) \cdot 10^5$ Па. Низконапорный газ поступал в эжектор из атмосферы через дросселирующие сопла с плавным контуром и известным проходным сечением, позволяющим точно определять его расход. Смесь газов из эжектора выбрасывалась в атмосферу.

На рис. 3.1.5 приведена экспериментальная характеристика исследованного спирального эжектора (линия 1), представляющая собой зависимость степени сжатия ϵ от коэффициента эжекции k . При нулевом коэффициенте эжекции обеспечивается степень сжатия бо-

лее 400. С увеличением коэффициента эжекции она уменьшается, достигая 50 при $k = 0,01$.

Для сравнения эффективности спирального эжектора с другими вариантами на рис. 3.1.5 приведены характеристики четырехступенчатой конструкции (линия 2), а также эжекторов с перфорированным

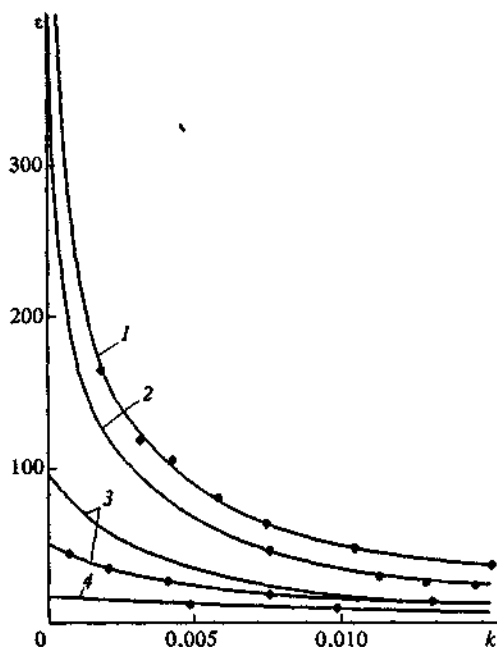


Рис. 3.1.5

соплом (линия 3; см. § 2.1 и 2.9) и обычного одноступенчатого (линия 4). Видно, что спиральный эжектор дает большие степени сжатия и является наиболее экономичным среди всех указанных схем.

Относительно одноступенчатой конструкции, к которой он близок по конструктивным и эксплуатационным параметрам (малая длина, одна форкамера, один регулирующий элемент), спиральный эжектор имеет в несколько раз лучшие характеристики. По сравнению с четырехступенчатым эжектором выигрыш в степенях сжатия и коэффициенте эжекции составляет 20–30% при значительных конструктивных преимуществах.

Разработанный газовый эжектор является первым действующим струйным компрессором большой степени сжатия, в котором распределенный по длине подвод активного газа организован бесступенчатым образом. Положительный результат, полученный при его испытаниях, служит подтверждением целесообразности разработки таких струйных аппаратов наравне с давно зарекомендовавшими себя многоступенчатыми.

§ 3.2. Дальнейшее экспериментальное исследование компактного эжектора с конической камерой смешения и визуализация течения в нем

Исследованные выше варианты эжектора с шестнадцативитковым расположением сопл имели ломаное линейное распределение диамет-

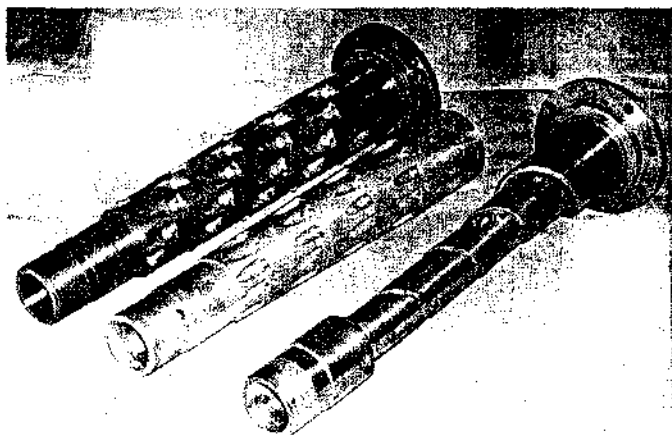


Рис. 3.2.1

ров критических сечений сопл по оси камеры смешения. Оно считалось оптимальным на основании предыдущих исследований конструкции с четырехвитковым расположением сопл (рис. 3.2.1). Наи-

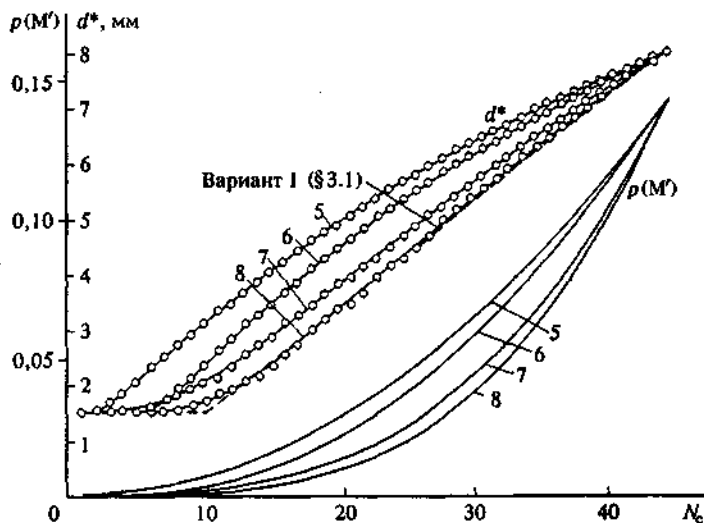


Рис. 3.2.2

лучшие свойства имел тот эжектор, у которого первые десять сопел были диаметром 1,5 мм, а далее происходило линейное увеличение до 7,9 мм (вариант 1 — штрих на рис. 3.2.2). Его характеристики были действительно очень высокими и превосходили характеристики четырехступенчатого эжектора, однако требуемое для работы давление высоконапорного газа также оказалось высоким ($p'_0 = 8,8$ бар).

Далее была предпринята попытка добиться снижения оптимального давления высоконапорного газа без уменьшения эффективности

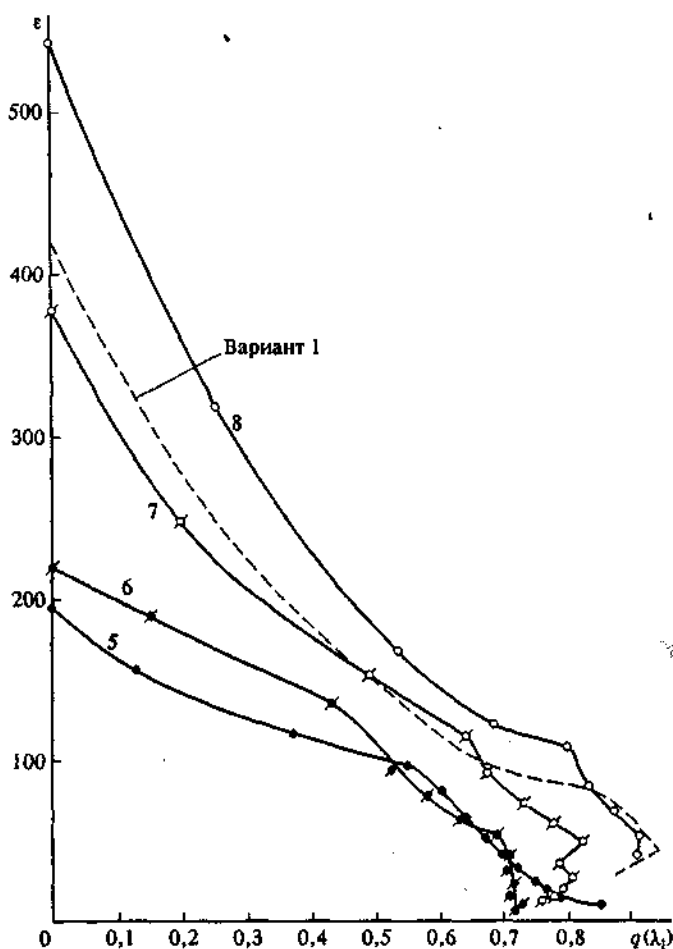


Рис. 3.2.3

эжектора — путем более плавного изменения диаметров критических сечений и соответственно чисел M высоконапорных сопел по оси камеры смешения. Исследовались четыре эжектора с параболическим за-

коном изменения статического давления и, соответственно, функции $p(M')$ по длине камеры смешения. Диаметры первого и последнего сопл было решено не менять, так как выполнить сопло с диаметром меньше 1,5 мм было технологически трудно, а его увеличение приводит к ухудшению характеристик. Увеличение конечного диаметра свыше 7,9 мм также ухудшает эжектор, а уменьшение поднимает и без того высокое оптимальное давление высоконапорного газа.

Варианты 5 и 6 по рис. 3.2.2 были выполнены с изменением функции $p(M') = p_{ст}/p_0 = F(N_c)$ по закону квадратичной параболы, а 7 и 8 — по закону кубической. Отличия заключались в том, что в вариантах 5 и 7 вершина параболы располагалась на первом сопле, а в 6 и 8 — на пятом. На рис. 3.2.2 даны диаметры критических сечений высоконапорных сопл, соответствующих выбранным и описанным выше законам распределения $p(M')$.

Испытания показали (рис. 3.2.3), что характеристики самым решительным образом зависят от распределения чисел M высоконапорных сопл. Варианты 5, 6 и 7 требуют значительно меньшее давление высоконапорного газа (6,8 бар), однако и их предельные степени сжатия оказались существенно ниже полученных ранее. Вариант 8 имеет очень высокие предельные характеристики — выше на 20–30%, чем у варианта 1, а также у многоступенчатых эжекторов. При нулевом коэффициенте эжекции степень сжатия увеличилась до значения 546, ранее никогда не достигавшегося. Заметный выигрыш в этой характеристике был получен и на других режимах работы эжектора. Однако оптимальное давление высоконапорного газа, необходимое для работы этого варианта, оказалось опять очень высоким (8,65 бар).

В целом результаты настоящих экспериментов показывают, что между предельными характеристиками данного эжектора и требуемым для его работы давлением высоконапорного газа, по-видимому, существует определенная связь, и попытки снижения давления наталкиваются на уменьшение эффективности конструкции.

Влияние длины камеры смешения на работу спирального эжектора изучалось на вариантах с камерой смешения, состоящей из трех частей: конической (длиной 500 мм); постоянной цилиндрической (длиной 90 мм) и сменной цилиндрической с максимальной длиной 450 мм. Были исследованы предельные характеристики эжекторов при разных длинах сменного цилиндрического участка.

Опыты проводились с набором сверхзвуковых сопл, названным «вариант 2». Первые пять сопл имели диаметр критического сечения 1,5 мм, а далее он линейно увеличивался до 7,9 мм. Были найдены предельные зависимости ε от $q(\lambda_1)$ для этого эжектора с длинами дополнительного цилиндрического участка, равными 450, 250, 180 и 0 мм. Уменьшение длины камеры смешения улучшает характеристики. Одновременно снижается оптимальное давление высоконапорного газа — с 7,9 бар до 7,6 бар.

Таким образом, экспериментальное исследование показало, что спиральный эжектор лучше всего работает при минимальной длине цилиндрической части камеры смещения, расположенной за основной конической частью. Общая длина камеры составляет при этом 590 мм, или 6,5 калибра. Как видим, она близка к оптимальной длине камеры обычного одноступенчатого эжектора.

Визуализация потока в компактном эжекторе. Для того чтобы получить некоторые данные о характере течения в камере смещения спирального эжектора, было решено визуализировать

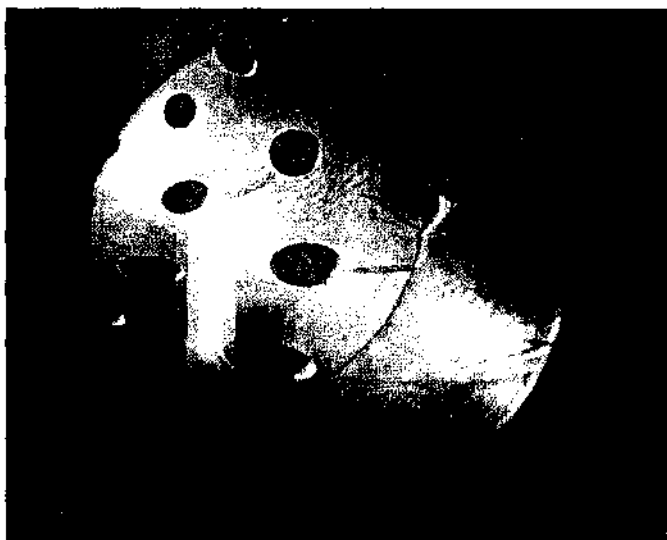


Рис. 3.2.4

линии тока на ее стенке. Картина течения получается далеко не полной, но другие методы наблюдения потока в данном случае трудно осуществимы.

На рис. 3.2.4 представлена первая фотография камеры смещения, снятой с торца. Стенка была покрыта графито-масляной смесью. Здесь можно разглядеть некоторые детали течения в конце камеры, но целостную картину увидеть невозможно.

Лучшим выходом из создавшегося положения было сделать разборной камеру смещения, тогда картину течения в ней легко увидеть и сфотографировать целиком и в деталях. Оказалось возможным разрезать камеру вдоль на две части так, чтобы гнезда высоконапорных сопел не были затронуты (рис. 3.2.5). Толщина разреза была компенсирована алюминиевой прокладкой, а место стыка перед испытаниями герметизировалось для устранения натекания высоконапорного газа. Характеристики эжектора с разборной камерой смещения практически совпали с первоначальными.

Графито-масляная смесь довольно трудоемка в изготовлении, а контрастность получаемой картины низкая, поэтому для визуализа-

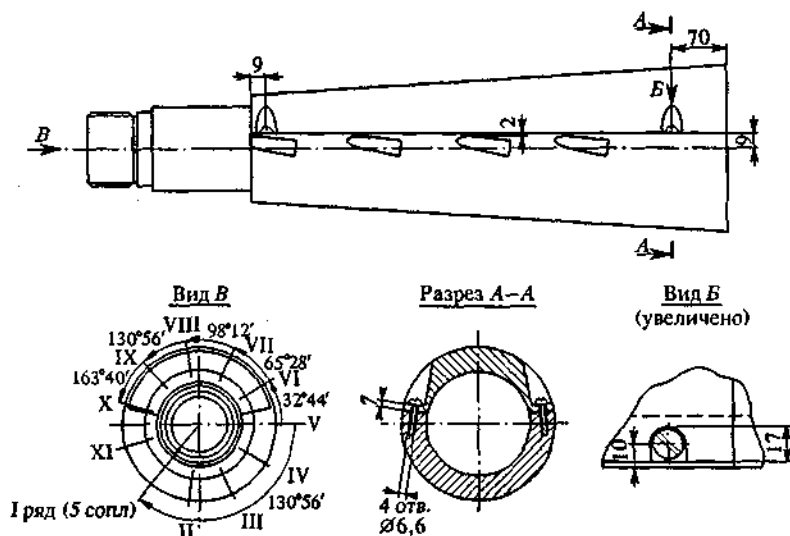


Рис. 3.2.5

ции линий тока было решено использовать другие виды покрытий. Довольно удачной оказалась черная масляная краска. Полученные с ней фотографии дают отчетливую картину линий тока.

Была применена также специальная краска для визуализации пристеночного течения, изготовленная из ацетиленовой сажи на



Рис. 3.2.6

сложном химическом растворителе. Проявилась более мелкая структура линий тока, но заметных преимуществ по сравнению с масляной краской она не дала. Все последующие фотографии получены с масляной краской.

На рис. 3.2.6 и 3.2.7 приведены фотографии камеры смешения, работавшей на двух разных режимах. Общая картина течения остается примерно постоянной. Закрутка потока на выходе из камеры

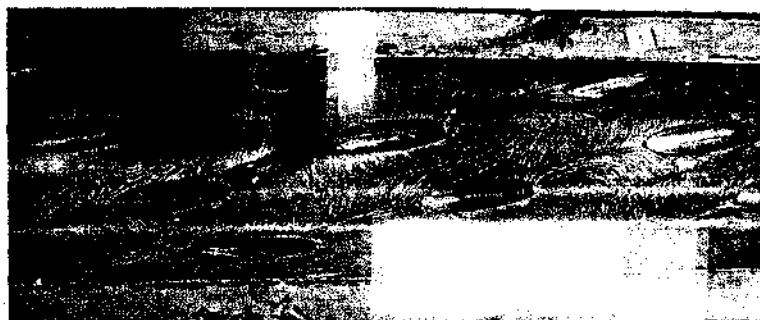


Рис. 3.2.7

смешения составляет около 10° , и газ движется как бы по спиральным «коридорам» между соплами. Здесь он ударяется в стенку и растекается в стороны, а затем, по-видимому, сам увлекается высоконапорными струями. На начальном участке камеры следов потока почти нет, высоконапорный газ из сопл с противоположной стороны достигает стенки далее вниз по потоку.

§ 3.3. Графическое моделирование течения в многосопловом компактном эжекторе

Основные требования к графическому моделированию течения в многосопловом компактном эжекторе можно сформулировать следующим образом.

1. Моделируется течение в камере смешения с выходным диаметром 90 мм и начальным диаметром 70 мм.

2. Вся камера разбита на два участка. Расположенный выше по потоку (длиной 480 мм) является расширяющимся по некоторому закону. Нижний (по потоку) участок (длиной до 270 мм) является цилиндрическим.

3. На расширяющемся участке камеры смешения расположены 45 высоконапорных сопл, имеющих одинаковое выходное сечение 10 мм. Они установлены по шестнадцативитковой спирали в одиннадцать продольных рядов. Оси сопл составляют с осью камеры смешения углы от 5° до 15° в двух взаимноперпендикулярных плоскостях.

4. Реальное течение газа из сопл моделируется конической поверхностью с углом раскрытия 3° – 7° . Ось струи считается прямолинейной.

5. Максимальная длина струи определяется расстоянием от выходного сечения сопла до встречи со стенкой камеры смешения. Для упрощения модели длина струй может варьироваться.

6. Допускается выдавать на печать коническую поверхность струи в виде ее образующих и поперечных сечений.

7. Начальные параметры геометрии эжектора (углы наклона сопл, их расположение на боковой поверхности камеры смещения, углы раскрытия струй) можно интерактивно изменять при работе программы.

8. Результатом графического моделирования является изображение на экране дисплея: а) поперечных сечений камеры смещения на любом расстоянии от ее начала; б) размещения струй в камере смещения в проекциях с возможностью просмотра отдельных участков в увеличенном масштабе.

9. Предусмотрена возможность получения копий вышеперечисленных изображений на бумаге.

10. Программа должна быть удобна для работы с ней инженеру-аэродинамику, слабо знакомому с программированием.

Описание программы. Программа CWL.DAT (автор — В. В. Бухтияров) предназначена для создания трехмерной поверхностной модели многосоплового газового эжектора и работает в среде графической системы ANVIL-4000. Программа написана на языке GRAPL. Ее объем составляет 210 операторов (8 кбайт дисковой памяти).

Работа пользователя с программой осуществляется в интерактивном режиме.

Вывод результатов на графопостроитель, построение полной картины и промежуточных сечений производится средствами системы ANVIL.

В программу входит подпрограмма EJEB.DAT, которая строит модель корпуса камеры смещения. Основная программа (CWL) производит построение конусов, моделирующих струи высоконпорного газа.

Алгоритм работы программы состоит из следующих основных этапов.

1. Вводятся исходные параметры эжектора и струй.
2. Анализируется пересечение сопла и камеры смещения.
3. Вычисляются приращения радиуса конуса, эквидистантного конусу камеры смещения, для учета диаметра среза сопла по формулам

$$\Delta z = \frac{1}{BTZ} (z' - ATZ + ATY \sin \beta - ATY \sin \alpha \cos \beta),$$

$$\Delta y = ATY + \Delta z \operatorname{tg} \alpha, \quad \Delta x = ATX - \Delta z \cdot BTX,$$

где

$$ATY = \frac{y'}{\cos \alpha} - y + z \operatorname{tg} \alpha,$$

$$ATX = \frac{x'}{\cos \beta} - x - y' \sin \alpha \operatorname{tg} \beta - z \cos \alpha - ATY \sin \alpha \operatorname{tg} \beta,$$

$$BTX = \operatorname{tg} \beta (\operatorname{tg} \alpha \sin \alpha + \cos \alpha),$$

$$ATZ = -x \sin \beta + y \sin \alpha \cos \beta + z \cos \alpha \cos \beta,$$

$$BTZ = BTX \sin \beta + \operatorname{tg} \alpha \sin \alpha \cos \beta + \cos \alpha \cos \beta$$

при условиях $z = 0$, $x = 0$, $y = R_1$, $z' = \frac{d}{2 \operatorname{tg} \beta}$, $x' = 0$, $y' = \frac{d'}{2}$.

Расчетные формулы выведены из условия поворота и переноса системы координат конуса струи относительно конуса камеры смещения. Эквидистантный конус — конус, на котором лежат вершины конусов струй.

4. В цикле производится разбиение по спирали эквидистантного конуса в соответствии с количеством струй.

5. В цикле строятся конусы, моделирующие струи газа. При этом вычисляются координаты центра основания конуса струи в связанной с конусом системе координат, по формулам

$$\Delta L_x = -L \cos \beta' \sin \alpha, \quad \Delta L_y = -L \sin \beta', \quad \Delta L_z = L \cos \beta' \cos \alpha,$$

где $\beta' = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} \beta \cos \alpha)$; α , β — углы ориентации струи в плоскостях ZOX и XOY соответственно; L — длина конуса.

Кроме того, используются формулы поворота системы координат:

$$X_s = L_x \cos \gamma - L_y \sin \gamma, \quad Y_s = L_x \sin \gamma + L_y \cos \gamma,$$

где γ — угол положения конуса струи.

6. Далее происходит построение линии пересечения конуса, моделирующего струю, с конусом камеры смещения.

Результаты графического представления течения в камере смещения многосоплового эжектора. Аксонометрическое изображение на рис. 3.3.1 камеры смещения с пронизывающими ее струями из 45 сопел, расположенных по шестнадцативитковой спирали, наглядно показывает невозможность

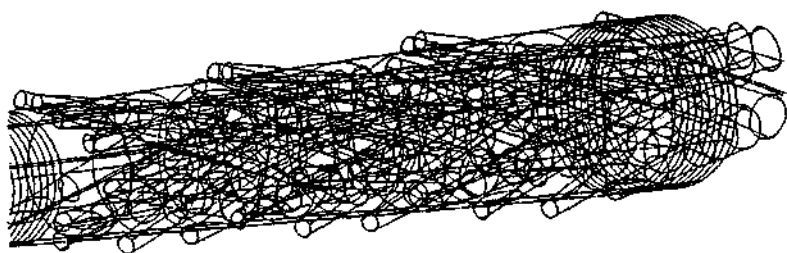


Рис. 3.3.1

представления такого сложного течения без использования компьютерной графики. Ось каждой струи наклонена к оси камеры смещения в двух ортогональных плоскостях на углы α и β , поэтому в таком изображении упорядоченное течение выглядит как хаотичное нагромождение линий. Для того чтобы увидеть расположение струй в каждом поперечном сечении, необходимо выделять поперечные

Рис. 3.3.2

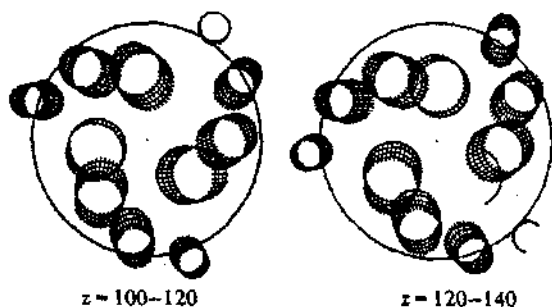
 $L = 100 \text{ мм}$ 

Рис. 3.3.3

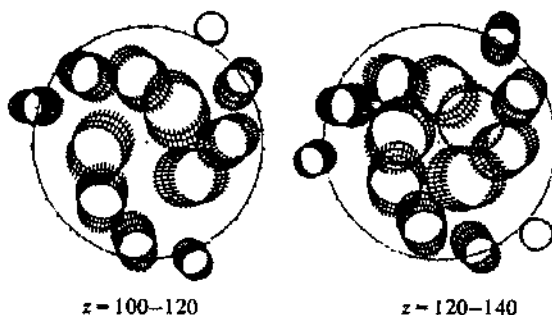
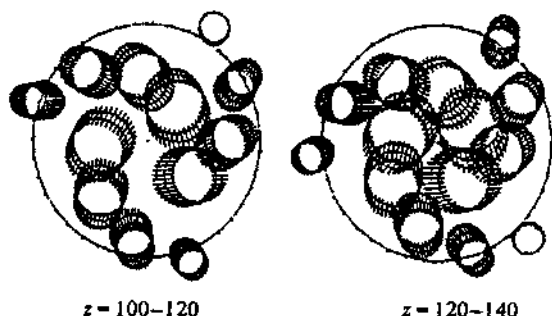
 $L = 130 \text{ мм}$ 

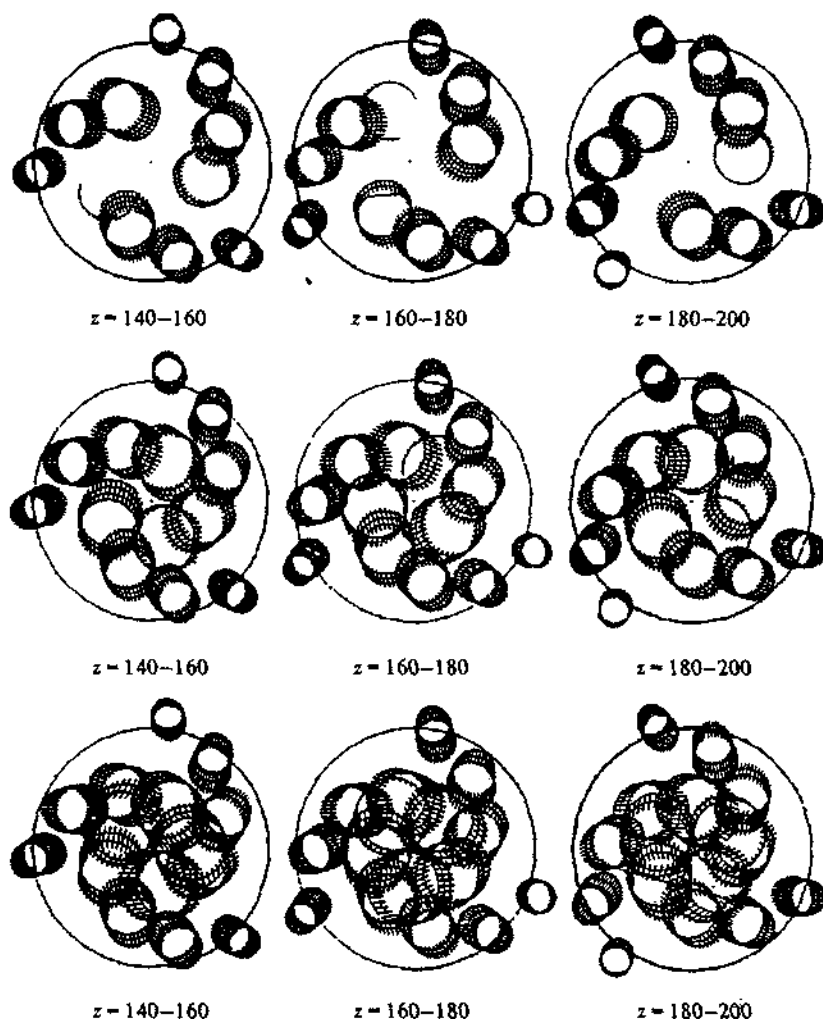
Рис. 3.3.4

 $L = 160 \text{ мм}$ 

слои небольшой толщины и анализировать правильность размещения струй последовательно в каждом таком срезе.

На рис. 3.3.2 представлены поперечные срезы толщиной 20 мм течения в камере с диаметром входа $D_{\text{вх}} = 70 \text{ мм}$, диаметром выхода 90 мм, углами наклона высоконапорных сопел $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 5^\circ$; z — расстояние от начала первой струи до текущего сечения по оси камеры (в мм).

Для того чтобы не загромождать получаемые изображения, длина смещения струи задана малой — 10 калибров, или $L = 100 \text{ мм}$. Видно, что струи расположены достаточно рационально и заполняют сечение камеры равномерно. При этом картина течения в раз-



ных срезах почти не меняется; насколько регулярно появляются новые высоконапорные струи, настолько же регулярно исчезают (сменяются) вытекшие выше по течению на 100 мм.

Однако такая картина потока является упрощенной, так как мы умышленно «разгрузили» ее от следов струй, втекших много выше по течению. Подобное упрощение позволило оценить равномерность расположения вновь втекающих струй в поперечном сечении тогда, когда они еще не растеряли свою энергию в результате турбулентного перемешивания и наиболее активны. На рис. 3.3.3 ($L = 130$ мм) и 3.3.4 ($L = 160$ мм) показано, как картина усложняется, когда длина



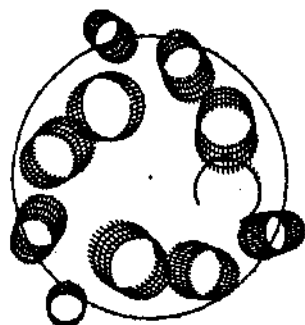
$L = 100 \text{ мм}$



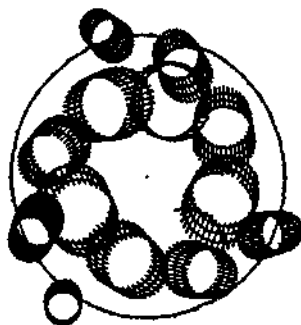
$L = 130 \text{ мм}$

Рис. 3.3.5

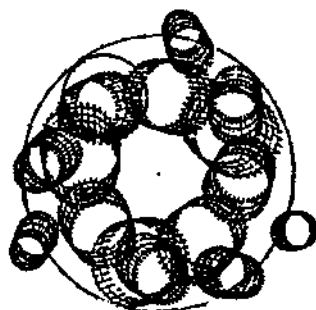
смещения увеличивается. Происходит взаимное наложение струй и создается впечатление, что центральная часть камеры смешения переполнена активным газом, тогда как на периферии остается значительное свободное пространство. Можно предположить, что сверхзву-



$z = 180-200, L = 100$



$z = 180-200, L = 130$



$z = 160-180, L = 160$

Рис. 3.3.6

ковые струи на самом деле имеют значительно большую длину смешения, чем принято в данном построении. При этом происходит как существенное их взаимодействие в центральной части камеры, так и подвод активного газа к пристеночной области. На рис. 3.3.5 даны продольные разрезы камеры смешения при разных L (100, 130, 160 мм). Разрезы дают представление о взаимном расположении струй в осевом направлении и также демонстрируют равномерность заполнения ими пространства.

На рис. 3.3.6 приведены результаты моделирования течения в камере смешения при увеличенном угле наклона высоконапорных сопел в тангенциальной плоскости $\beta = 10^\circ$. Остальные параметры остались неизменными. При длине смешения $L = 100$ мм положительный результат увеличения угла β состоит в том, что улучшается насыщенность активными струями пристеночной области. Однако изображения течения с большей длиной $L = 130$ и 160 мм показывают, что высоконапорный газ вообще не попадает в центральную часть

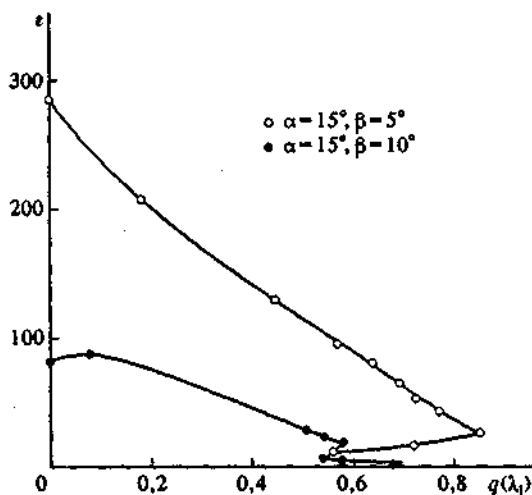


Рис. 3.3.7

камеры. Такая организация течения не может быть признана рациональной, так как здесь ухудшается процесс смешения и увеличиваются потери на трение о стенки.

Было проведено также моделирование течения в камере смешения с увеличенным $D_{вх} = 80$ мм и с неизменными остальными геометрическими параметрами: $D_{вых} = 90$ мм, $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 5^\circ$, $N_c = 45$. Картина течения здесь аналогична: увеличение входного диаметра на 10 мм не сказалось на организации смешения активного газа с пассивным. Как и раньше, около стенок остается свободное пространство, а в центре образуется зона взаимодействия сверхзвуковых струй.

В заключение следует сказать, что графическое моделирование течения в камере смешения помогает при изготовлении новых камер с более сложной геометрией. Продемонстрированное на рис. 3.3.6 ухудшение картины было подтверждено при испытаниях камер смешения эжекторов, у которых сверхзвуковые сопла имеют углы наклона в тангенциальной плоскости $\beta = 5^\circ$ и 10° . Различия в организации смешения сказались непосредственно на характеристиках: камера с $\beta = 10^\circ$ имеет не заполненную высоконапорным газом центральную часть, и эжектор дает значительно худшую характеристику (рис. 3.3.7).

§ 3.4. Приближенный расчет критических режимов многосоплового компактного эжектора

Принятая схема течения струй в камере смешения многосоплового эжектора представлена на рис. 3.4.1. Можно выделить три потока с отличающимися параметрами:

собственно высоконапорный газ, вытекший из сопла в сечении x с полным давлением p'_0 и приведенной скоростью λ' ;

выконапорный газ, вытекший из сопел раньше сечения x , не успевший смешаться с низконапорным; он имеет полное давление p_0^0 и сверхзвуковую скорость $\lambda^0 > 1$;

смесь низконапорного газа с ранее втекшим высоконапорным, имеющая полное давление p_{0x} больше начального p_{01n} и дозвуковую скорость $\lambda_x < 1$.

Относительно этих потоков сделаем следующие предположения:

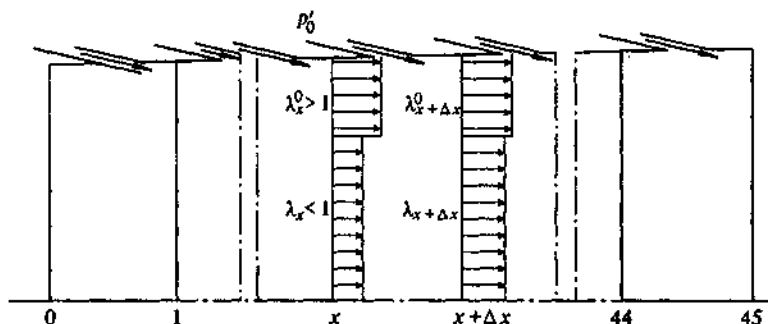


Рис. 3.4.1

- 1) трение и теплообмен между газом и стенками отсутствуют;
- 2) при истечении высоконапорного газа из сопла нет потерь полного давления; от места втекания до места смешения газ течет изотропически;

3) статические давления в несмешавшемся высоконапорном газе p^0 и низконапорной смеси p_x одинаковы;

4) течение низконапорного газа до начала смешения с высоконапорным изэнтропическое; после начала смешения полное давление низконапорного газа увеличивается;

5) кроме указанных предположений принимался упрощенный закон смешения. Характеристики, получаемые в данной математической модели, сильно зависят от этого закона — так же, как работа реального эжектора зависит от соотношения параметров натекающего и смешивающегося газа. Сближение модельных и экспериментальных предельных характеристик должно идти по пути усложнения этого закона, но в данном случае результаты получены при полном смешении на постоянной длине, примерно равной полутора калибрам камеры смешения и выбранной из предварительных расчетов.

Принятые допущения похожи на использовавшиеся в работе [91] и вместе с основными уравнениями сохранения позволяют записать для массы газа, находящейся между начальным и текущим сечениями камеры смешения x и $(x + \Delta x)$, следующую систему уравнений:

$$\bar{I}_{x+\Delta x} = \bar{I}_x + \frac{p_x}{p_1} (\bar{F}_{k.c.x+\Delta x} - \bar{F}_{k.c.x}) + \bar{I}'_x,$$

$$\bar{G}_x^0 + \bar{G}_{cm} = \sum_0^x \Delta G'_x; \quad \bar{G}_{cm} = \sum_0^{x-L} \Delta G'_x;$$

$$\bar{G}_{x+\Delta x}^0 = \frac{p_{x+\Delta x} F_{x+\Delta x}^0 y(\lambda_{x+\Delta x}^0)}{p_1 F_1 y(\lambda_1)}, \quad \bar{G}_{x+\Delta x}^1 = \frac{p_{x+\Delta x} F_{x+\Delta x}^1 y(\lambda_{x+\Delta x})}{p_1 F_1 y(\lambda_1)},$$

$$\bar{G}_x^0 = \sum_0^x \Delta \bar{G}_x' - \sum_0^{x-L} \Delta G'_x; \quad \bar{G}_x = 1 + \bar{G}_{cm};$$

$$p_{x+\Delta x} = p_0^0 p(\lambda_{x+\Delta x}^0), \quad \bar{F}_{x+\Delta x}^0 + \bar{F}_{x+\Delta x} = \bar{F}_{k.c.x+\Delta x},$$

где I — полный импульс потока в сечении; $\bar{G}^0$, $\bar{G}_x$, $\bar{G}'$ — расходы соответствующих потоков, отнесенные к начальному расходу низконапорного газа; $\bar{G}_{cm}$ — расход газа, примешавшийся к низконапорной струе до сечения $(x + \Delta x)$; F^0 , F_x , $F_{k.c}$ — площади потоков и камеры смешения, отнесенные к начальной площади камеры; $y(\lambda)$, $p(\lambda)$ — газодинамические функции.

Штрихом обозначены параметры высоконапорного потока, вытекающего из сопла (λ'), индексом «0» — параметры высоконапорного газа, втекшего в камеру смешения, но не смешавшегося с низконапорным потоком (λ^0), индексом «1» — параметры низконапорного газа (λ_1), индексом «x» — текущие параметры смеси.

Была составлена программа, рассчитывающая течение по данной системе уравнений методом конечных разностей.

Система уравнений с многими неизвестными сводится к двум нелинейным уравнениям с двумя неизвестными λ^0 и λ_x , которые решаются методом Ньютона.

Исходя из известных расходов $\bar{G}_x$ и $\bar{G}^0$ и вычисленных λ^0 и λ_x , в сечениях x и $(x + \Delta x)$ рассчитываются все интересующие

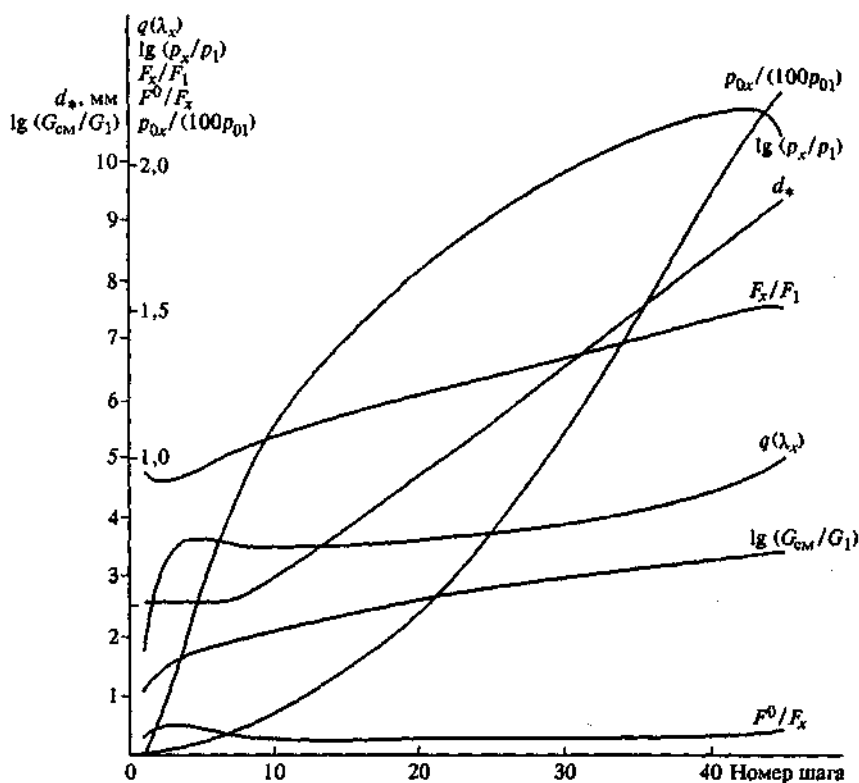


Рис. 3.4.2

нас параметры потока, затем выводятся на печать. Сечение $(x + \Delta x)$ принимается за известное сечение x и программа повторяет цикл.

Вся камера смещения разбита на 45 шагов (по числу высоконапорных сопел). Расчетные характеристики близки к эксперименту, если взята «длина смещения» десять шагов ($L = 10 \Delta x$).

На некоторых режимах работы эжектора с малой долей примешивающегося высоконапорного газа математическая модель дает

уменьшение полного давления низконапорной струи p_{0x} на первых шагах. К таким результатам приводило предположение о повсеместном равенстве статических давлений в низконапорном и несмешавшемся высоконапорном потоках. При достаточно большой разнице p_1 и p' это допущение неверно. Поэтому в таких случаях

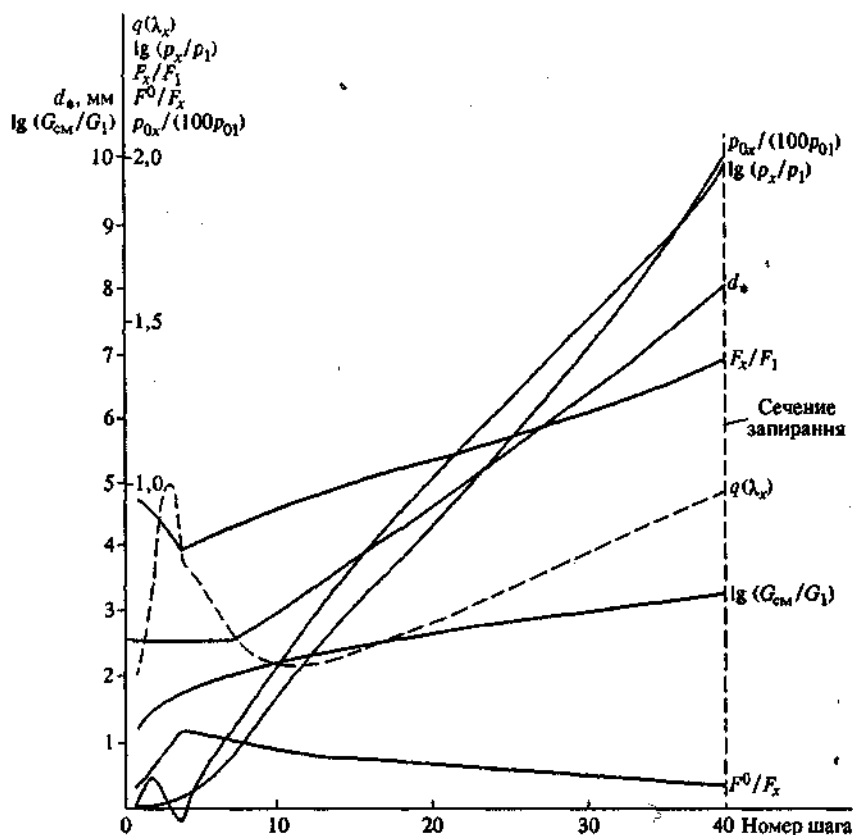


Рис. 3.4.3

используется подпрограмма, рассчитывающая на первом шаге отношение статических давлений p^0/p_x из условия изэнтропичности низконапорного газа. Это значение принимается далее за отношение статических давлений между низконапорным и несмешавшимся высоконапорным газами p^0/p_1 , которое выравнивается до 1 на 4 шагах. При этом считается, что на первом шаге высоконапорный газ не смешивается с низконапорным и полное давление последнего остается постоянным.

На рис. 3.4.2 приведен пример расчета течения в конической камере смешения многосоплового эжектора ($D_{вх} = 70$, $D_{вых} = 90$ мм) и показано изменение параметров течений по ее длине при 60-м варианте (см. § 3.5 и рис. 3.5.3) набора высоконапорных сопл, приведенном расходе низконапорного газа $q(\lambda_1) \approx 0,15$ и

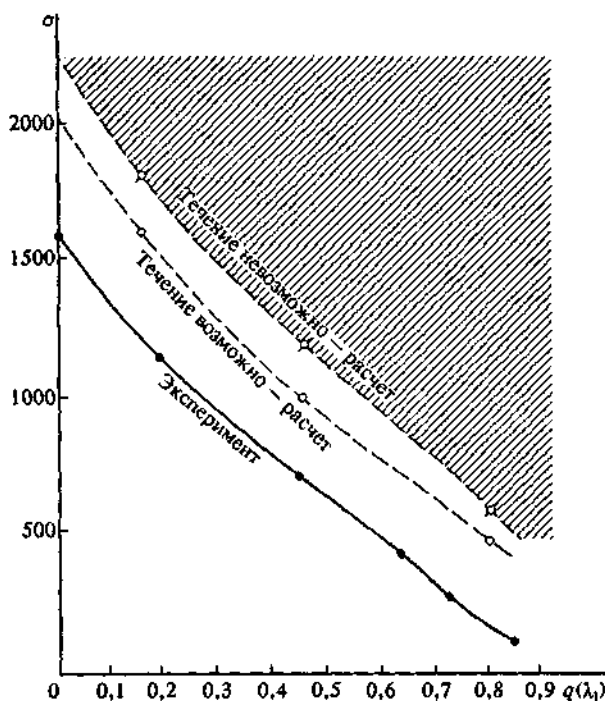


Рис. 3.4.4

$\sigma = 1400$. На рис. 3.4.3 приведена попытка моделирования закри- тического (невозможного) режима, когда было задано значение от- ношения полных давлений больше критического: $\sigma > \sigma_{кр}$. Данное течение невозможно, поскольку в расчете получается $q(\lambda_x) > 1$ и оно не может быть продолжено далее 40-го шага.

На рис. 3.4.4 сравниваются расчетная и экспериментальная пре- дельные характеристики эжектора. Видно их качественное совпа- дение. На данном этапе, когда не учитывается коэффициент восстановления полного давления в высоконапорной струе v_x и принят простейший закон смешения, соответствие расчета экспе- рименту можно считать удовлетворительным. Результаты вычисле- ний могут оказаться полезными при выборе новых вариантов эжектора.

§ 3.5. Экспериментальное исследование спирального эжектора с камерой смешения, имеющей криволинейный профиль.

Эжектор с заглушенными соплами. Исследование гистерезиса

О выборе профиля камеры смешения. В случае конической камеры смешения спирального эжектора площадь ее поперечного сечения меняется вниз по потоку по отрезку параболы второй степени. В нашем случае при изменении диаметра от 70 мм на входе

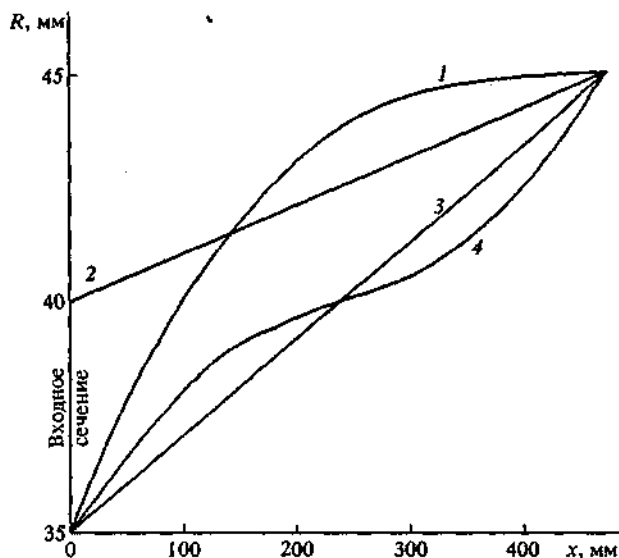


Рис. 3.5.1

до 90 мм на выходе площадь меняется всего на 65%, а зависимость $F(L)$ является близкой к линейной (рис. 3.5.1: 1 — парабола; 2 — конус 80×90 ; 3 — конус 70×90 ; 4 — синусоида $R = 35 + 2 \sin \frac{\pi}{240} x + \frac{x}{48}$; R — радиус камеры, x — координата вдоль оси камеры).

Во всех описываемых опытах высоконапорный газ подается в камеру смешения через равномерно расположенные по ее длине высоконапорные сопла с постоянным выходным диаметром 10 мм. При конической камере смешения это приводит к тому, что прирост площади поперечного сечения, занятой высоконапорным газом, по всей длине превышает полный прирост площади поперечного сечения самой камеры. В этом случае высоконапорные струи постоянно поджигают низконапорную, в том числе в начале камеры смешения, где процесс перемешивания практически не начался. Газодинамическим следствием такого соотношения площа-

дей является снижение эффективности эжектора из-за ограниченности предельной скорости низконапорного газа $\lambda_1 < 1$, что и было обнаружено в экспериментах.

Исследование спирального эжектора с камерой смешения, выполненной по параболе. Сначала была взята парабола, вершина которой располагалась в районе последнего высоконапорного сопла — 1. Входной и выходной диаметры были оставлены такими же, как в предыдущих испытаниях (70 мм и 90 мм).

На рис. 3.5.2 дана экспериментальная зависимость предельной степени сжатия этого варианта от приведенного расхода низконапорного газа. Там же для сравнения приведена аналогичная характеристика спирального эжектора с конической камерой смешения.

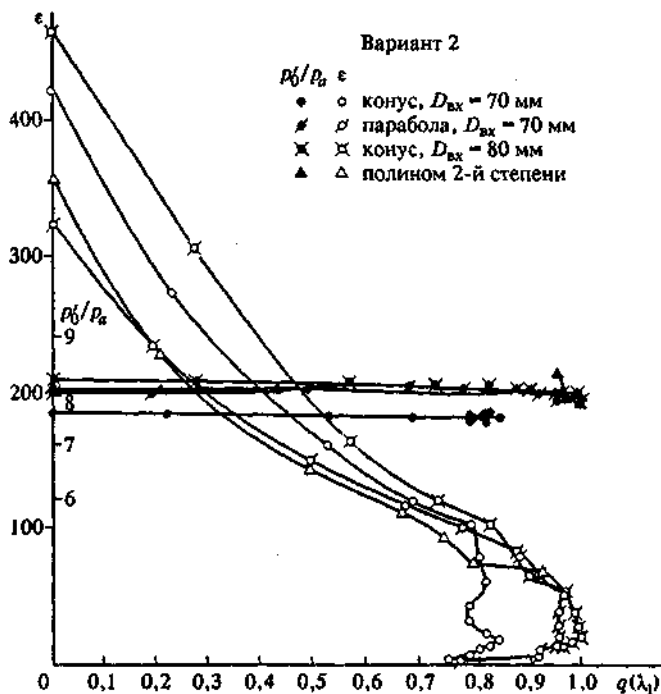


Рис. 3.5.2

Видно, что применение параболического профиля привело к существенному повышению максимальной величины приведенного расхода низконапорного газа — до 0,97, что лишь на 3% меньше максимального теоретического и объясняется наличием тонкого пограничного слоя во входном сечении камеры.

В области средних и малых приведенных расходов низконапорного газа применение параболической камеры смещения несколько снизило степень сжатия данного эжектора. Так, при $q(\lambda_1) = 0$ значение ε снизилось с 418 до 323.

Было проведено сравнение оптимальных давлений высоконапорного газа для конической и параболической камер смещения. В первом случае они лежат на уровне 7,5 бар, а во втором — на уровне 8 бар, т. е. на 0,5 бар больше. Это повышение произошло в основном из-за снижения осевой реакции стенки камеры смещения и, соответственно, уменьшения импульса смеси, вызванных резким расширением камеры на начальном участке, в области малых статических давлений.

Кроме того, были предприняты попытки найти для параболической камеры смещения оптимальное распределение сопл по гнездам, отличающееся от линейного. Были испытаны варианты с увеличенными (А) и уменьшенными (Б) диаметрами сопл во второй половине камеры смещения. Оказалось, что эжектор А имеет худшие предельные характеристики, чем исходный, во всем диапазоне режимов. Вариант Б по предельным характеристикам близок к исходному и работает лучше лишь при малых значениях $q(\lambda_1)$, потребляя, однако, повышенное давление высоконапорного газа на всей характеристике.

В дальнейшем были испытаны еще четыре варианта (В, Г, Д, Е) спирального эжектора с различными распределениями сопл по гнездам. Однако заметного улучшения характеристик по сравнению с исходной конструкцией не было получено. Все испытанные эжекторы с параболической камерой смещения работают очень хорошо в области больших приведенных расходов низконапорного газа, обеспечивая $q(\lambda_1) \approx 0,95$ до степеней сжатия ≈ 60 . При $q(\lambda_1) = 0$ они дают степень сжатия 300–350, что соответствует уровню многоступенчатых конструкций, но не лучше спирального эжектора с конической камерой смещения.

Исследование эжектора с профилем камеры смещения, имеющим точку перегиба. Новая камера смещения имела в продольном сечении форму синусоиды, наложенной на прямолинейную образующую конуса (рис. 3.5.1). Начальный и конечный участки имеют больший градиент проходного сечения, чем в случае конического профиля, что уменьшает возможность запыливания в этих местах и позволяет увеличить расход высоконапорного газа на этих участках и понизить таким образом рабочее давление p_0 .

Наилучшие результаты в экспериментах были получены при испытании новой синусоидальной камеры смещения с вариантом 36 набора высоконапорных сопл. Распределение диаметров критических сечений сопл в зависимости от порядкового номера показа-

но на рис. 3.5.3. Степень сжатия ϵ достигла значения 549 при коэффициенте эжекции $k=0$, см. рис. 3.5.4. Здесь же для сравнения приведены предельные характеристики того же варианта 36 в конической камере смешения ($D_{вх} = 70$ мм, $D_{вых} = 90$ мм), одного из

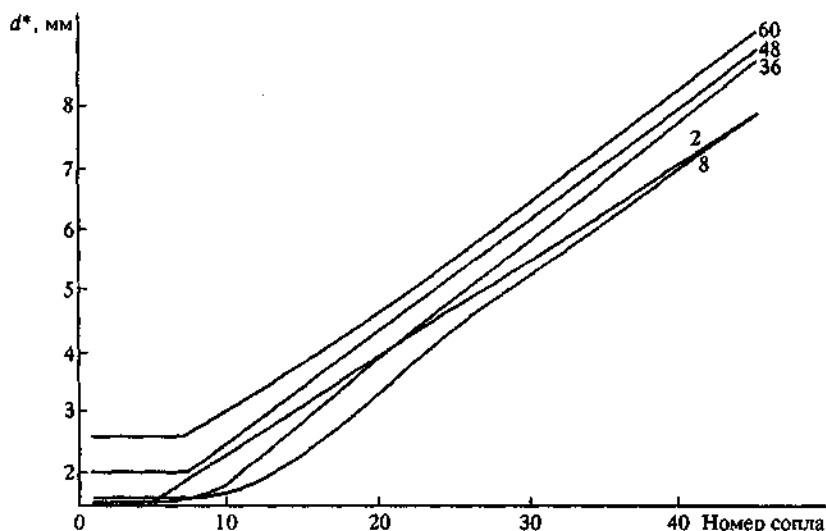


Рис. 3.5.3

лучших для спирального эжектора. Степень сжатия с новой камерой повысилась на всем диапазоне $q(\lambda_1)$ на 10–20% и при этом максимальный приведенный расход возрос от 0,89 до 0,99 при $\epsilon = 55$. Рабочее давление высоконапорного газа возросло на 0,2 бар.

На этом же графике приводятся самые высокие предельные характеристики, полученные при испытаниях варианта 8. Новые результаты заметно выше (на 25–30% при $q(\lambda_1) = 0,5–0,7$ и на 40–50% при $q(\lambda_1) = 0,85–0,9$). Максимальный приведенный расход низконапорного газа $q(\lambda_1)$ возрос на 8%, а рабочее давление высоконапорного газа p'_0 стало ниже на 1 бар. Таким образом, предельные характеристики спирального эжектора с новой криволинейной камерой смешения и набором высоконапорных сопел варианта 36 превосходят все полученные когда-либо ранее, причем выигрыш имеет место за счет изменения профиля.

На рис. 3.5.5 сравниваются результаты экспериментов с набором сопел варианта 60 и двумя камерами смешения — синусоидальной и конической ($D_{вх} = 70$ мм, $D_{вых} = 90$ мм). Новые характеристики и на этот раз оказались лучше старых. Эжектор с синусоидальной ка-

мерой смешения дает более высокую степень сжатия ϵ и имеет больший максимальный приведенный расход $q(\lambda_1) = 0,95$. По сравнению с характеристиками вариантов 36 и 48 имеет место значительное их снижение, но рабочее давление высоконапорного газа уменьшено до 6,16 бар.

Были получены также экспериментальные характеристики новой конической камеры смешения (80×90) с набором сопл варианта 2 (вместе с характеристиками двух ранее испытанных камер

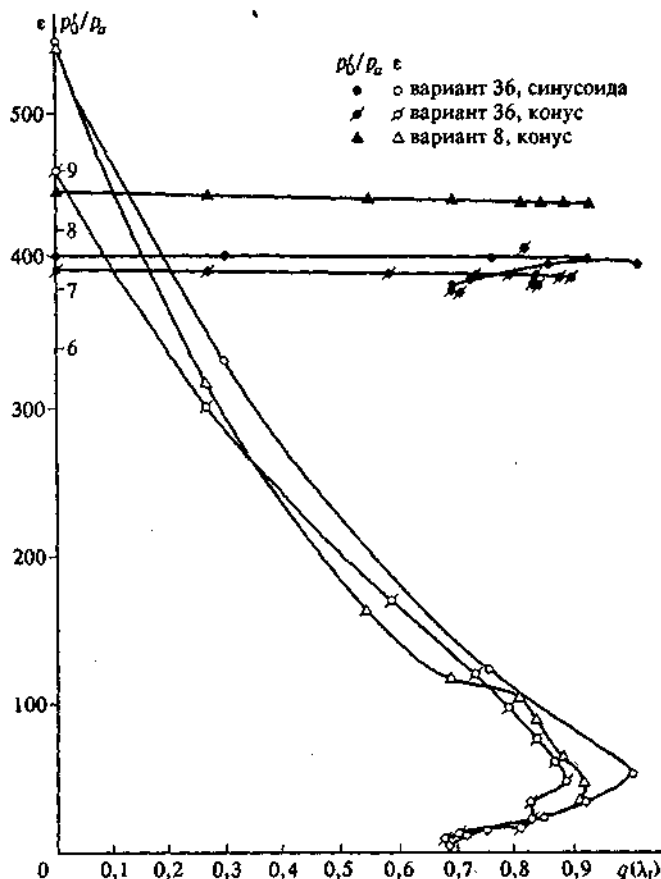


Рис. 3.5.4

смешения). Приведенный расход пересчитан на входной диаметр 70 мм. Заметно улучшение характеристики во всем диапазоне $q(\lambda_1)$. Относительно параболической камеры смешения, хорошо работающей при больших приведенных расходах низконапорного га-

за, степень сжатия на малых и средних $q(\lambda_1)$ увеличилась на 40%. По сравнению с конической значительно увеличился максималь-

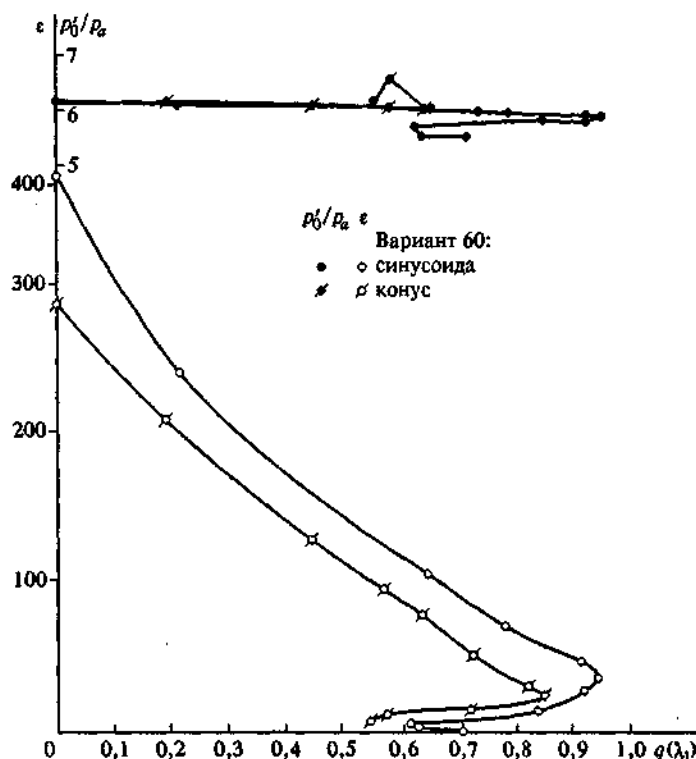


Рис. 3.5.5

ный приведенный расход низконапорного газа и возросла степень сжатия.

Эжектор с заглушенными соплами. В ряде случаев в характеристиках спирального эжектора (рис. 3.5.4 и 3.5.5) имел место завал при степенях сжатия ϵ порядка 10. Приведенный расход низконапорного газа уменьшался от 0,9 до 0,6–0,7. Возможно, это происходит потому, что при малых ϵ сверхзвуковые сопла с наименьшими критическими сечениями не выходят на сверхзвуковой режим. Для проверки этой гипотезы проведен ряд испытаний, в которых последовательно заглушались сопла на начальном участке камеры смешения. Следующая серия экспериментов состояла в исследовании работы эжектора с заглушенными соплами с целью повысить максимальный приведенный расход низконапорного газа $q(\lambda_1)$ при степени сжатия ≈ 10 .

Характеристики получены при увеличении числа заглушенных сопел N_z от 5 до 20 с наименьшими диаметрами критических сечений. Результаты исследования демонстрируются на рис. 3.5.6. Приведенный расход низконапорного газа начинает увеличиваться при

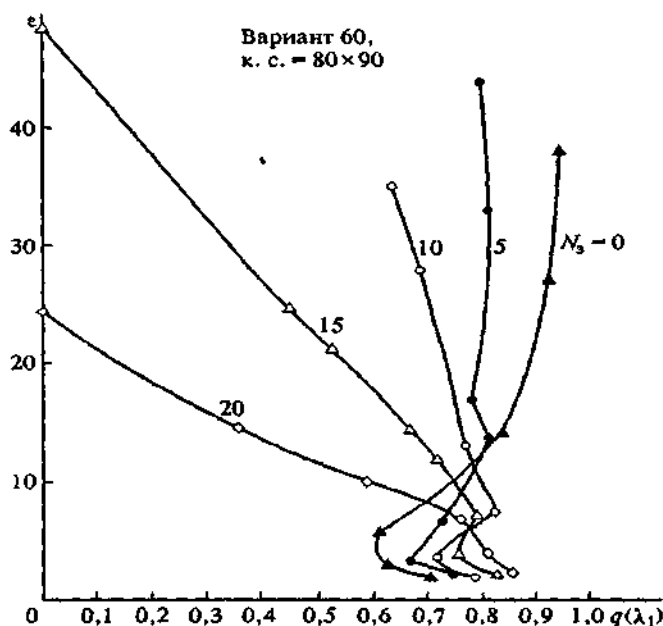


Рис. 3.5.6

$\epsilon < 13$. От числа неработающих сопел зависят величины максимального приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$. Видно, что с понижением степени сжатия оптимальное число незапущенных сопел растет, но если это число слишком велико, то характеристика эжектора становится хуже на многих других режимах.

В результате экспериментов максимальный приведенный расход при степени сжатия 2–12 увеличен на 30%.

Исследование гистерезиса. При использовании классического многоступенчатого эжектора с поджатиями камеры смешения в любой аэродинамической установке из-за гистерезиса требуется специальная последовательность действий для вывода устройства на критический режим. Для сравнения были исследованы характеристики спирального эжектора для выяснения наличия или отсутствия гистерезиса при выходе на оптимальный режим.

В эксперименте определялась зависимость степени сжатия ϵ от давления высоконапорного газа p'_0/p_0 при выводе эжекторов на режим (рис. 3.5.7). Некоторое отличие значений ϵ при прямом и об-

ратном ходе объясняется инертностью трасс при малых давлениях ($\epsilon > 100$). При $\epsilon = 30$ разница между прямым и обратным ходом от-

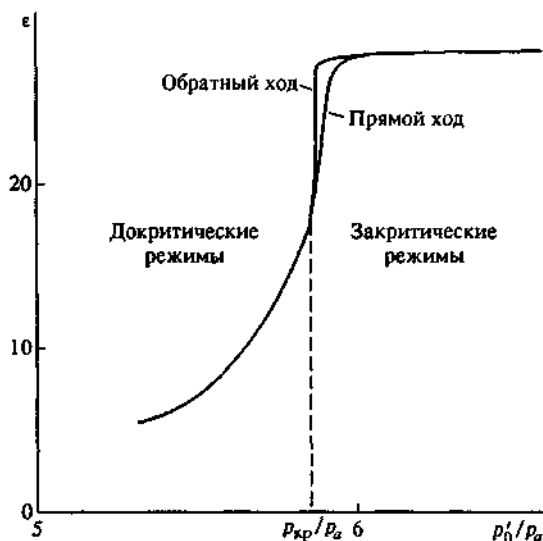


Рис. 3.5.7

сутствует. Таким образом, спиральный эжектор не требует специального запуска, и для его работы достаточно задать давление высоконапорного газа p'_0/p_a , при котором эжектор выходит на закритический режим.

§ 3.6. Применение многосоплового компактного эжектора-диффузора в гиперзвуковой аэродинамической трубе

Были проведены запуски малой гиперзвуковой аэродинамической трубы (АДТ) с рабочими соплами на $M = 5-10$ и относительной загрузкой рабочей части 7–11% при двух принципиальных новшествах. Труба была оборудована рассматриваемым в данной главе компактным многосопловым эжектором большой степени сжатия, расположенным сразу за рабочей частью (рис. 3.6.1). По существу он является и диффузором, т. е. участком торможения гиперзвукового течения (перехода к дозвуковым скоростям). Идея такого эжектора, одновременно являющегося расходным диффузором для сверхзвуковых и гиперзвуковых АДТ, была высказана более 50 лет назад и активно поддерживалась Ю. Н. Васильевым и О. В. Лыжиным. Но решить задачу эту удалось только после разработки эффективного

эжектора, успешно работающего при дозвуковой скорости низконапорного газа на входе, а уже затем он был установлен в АДТ сразу за рабочей частью, из которой в эжектор-диффузор поступает гиперзвуковой поток (см. [100]).

Другой особенностью было применение сразу за рабочей частью двукратного сужения гиперзвукового потока до входа в эжектор. Вопрос о возможности и целесообразности такого нововведения неоднократно обсуждался и исследовался, но до сих пор не решен, хотя и является очень актуальным для эжекторных аэродинамических труб. Площадь горла определяет площадь входа низконапорного сопла эжектора, а требуемый расход активного газа по существу пропорционален этой площади. Из экономических соображений горло диффузора должно быть минимально возможным для заданных загрузок рабочей части испытываемой моделью.

Экспериментальная установка (рис. 3.6.1) сочетает гиперзвуковое коническое сопло (с углом раскрытия 12° и выходным диаметром 100 мм), конический переходник (длиной 200 мм), цилиндрический участок низконапорного тракта (длиной 215 мм) и

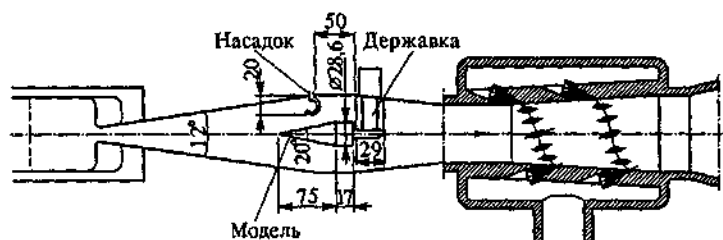


Рис. 3.6.1

дифференциальный эжектор, имеющий вход низконапорного газа диаметром 70 мм. Переходник и цилиндр образуют сверхзвуковой диффузор с $f = 0,49$.

Во входной части диффузора сразу за трубным соплом располагались модель типа «конус—цилиндр» с относительной загрузкой 4 или 8 % и державка с затенением рабочей части примерно 2 %. Новые части моделей частично располагались в сопле.

Основной задачей испытаний было определение минимальных давлений в форкамере трубы, соответствующих запуску сопла и разрушению в нем гиперзвукового течения. Определение начала этих процессов проводилось по показаниям насадка полного напора, расположенного на срезе гиперзвукового сопла на расстоянии 20 мм от стенки. Затенение рабочей части этим насадком составляло 0,8 % (рис. 3.6.1).

Общее затенение рабочей части моделью, державкой и насадком, таким образом, могло достигать 10,8 %, что существенно превышает обычные величины для промышленных труб.

Использовался дифференциальный эжектор с рядовыми и далеко не лучшими свойствами (синусоидальная камера смещения, на-

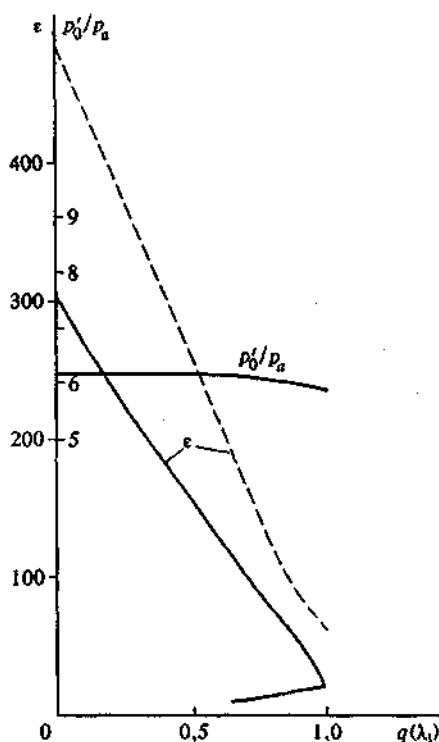


Рис. 3.6.2

бор сопла № 60). Он испытывался ранее отдельно, его характеристики даны на рис. 3.6.2. Здесь же для сравнения штрихом нанесена наилучшая характеристика дифференциального эжектора (§ 3.1 и 3.2).

Испытания проводились без подогрева потока в рабочей части. Подогрев позволил бы уточнить данные результаты, однако при $M = 6-7$ это уточнение не будет существенным.

Испытания с пустой рабочей частью. В нижней половине рис. 3.6.3 приведена экспериментальная зависимость $p_{0п}$ — давления, измеренного насадком полного напора на срезе сопла, — от полного давления в форкамере трубы $p_{0ф}$ для сопла с диаметром критического сечения 10 мм. В верхней части рис. 3.6.3 дана та же характеристика в относительных величинах $p_{0п}/p_{0ф}$ от $p_{0ф}/p_a$. Видно, что в области $p_{0ф} > 1$ связь между $p_{0п}$ и $p_{0ф}$ почти линейна, что соответствует гиперзвуковому течению на выходе из сопла, когда

эти два параметра связаны как $p_{0н}/p_{0ф} = \mu(M) = \text{const.}$ Угол наклона экспериментальной прямой на рис. 3.6.3 соответствует числу M в рабочей части 6,3 (для $\kappa = 1,4$).

Рассмотрим картину по мере снижения $p_{0ф}$. В области $p_{0ф} < 1$ бар экспериментальные точки уже не лежат на этой прямой, проходящей через начало координат. Видно, что до $p_{0ф} = 0,8$ бар действительно

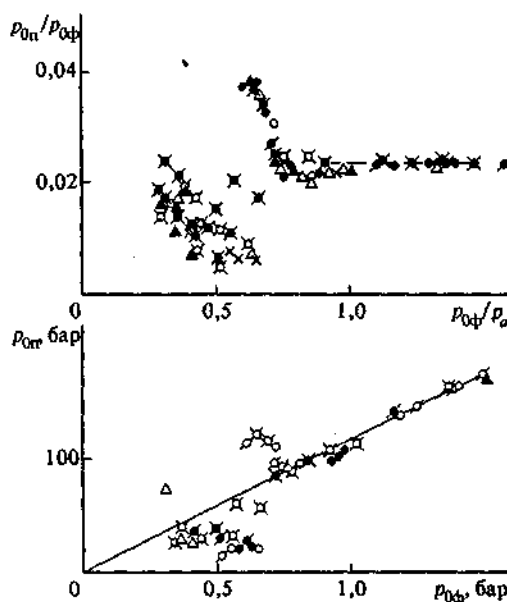


Рис. 3.6.3

не происходит перестройка течения на выходе из гиперзвукового сопла. Из данных рис. 3.6.3 следует, что при уменьшении давления в форкамере от высокого до 0,7–0,8 бар гиперзвуковое течение в сопле остается невозмущенным, и этот уровень давления можно считать рабочим для $d^* = 10$ мм при работе с данным вариантом дифференциального эжектора. Далее при $0,6 \text{ бар} < p_{0ф} < 0,8 \text{ бар}$ точки ложатся выше теоретической прямой, а затем при $p_{0ф} < 0,6 \text{ бар}$ — ниже нее. По-видимому, это связано с тем, что сначала происходит нарастание пограничного слоя и, соответственно, снижение числа M в области насадка полного давления. Затем происходит отрыв потока от стенок сопла, и насадок полного давления фактически начинает регистрировать статическое давление в области отрыва.

Исследования данной гиперзвуковой аэродинамической трубы проводились как при повышении давления в ее форкамере (запуск), так и при снижении (разрушение течения). Последние режимы

(снижение давления) обозначены на рис. 3.6.3 точками с чертой. Какой-либо существенной разницы в давлениях запуска трубы и разрушения режима на этих рисунках не видно.

Данные по давлениям запуска $p_{0ф}$, аналогичные рис. 3.6.3, были получены еще для четырех гиперзвуковых сопл с диаметрами критических сечений 8, 6, 4 и 3 мм (рис. 3.6.4).

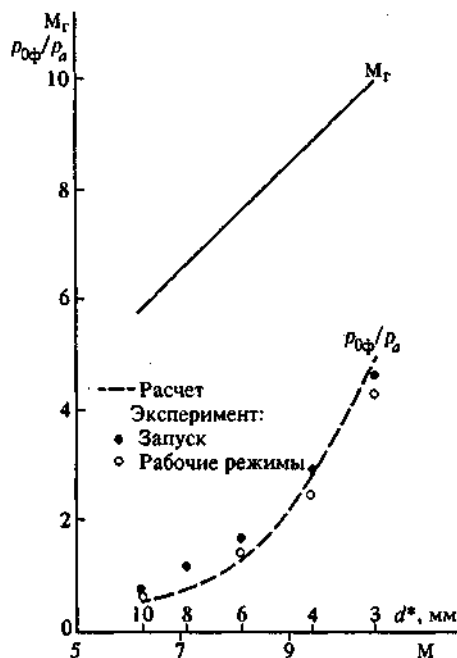


Рис. 3.6.4

Труба с соплом $d^* = 8$ мм запускается при давлении в форкамере 0,85–1,2 бар, разрушение режима происходит в этой же области давлений. Какой-либо существенной разницы в $p_{0ф}/p_a$ не наблюдается. Число Маха, вычисленное по отношению $p_{0н}/p_{0ф} = 0,0145$, составляет 7,1 (при $\kappa = 1,4$).

Устойчивый выход на режим сопла с диаметром критического сечения 6 мм происходит при давлении в форкамере $p_{0ф} = 1,4–1,7$ бар, разрушение режима — при $p_{0ф} = 1,3–1,4$ бар. Число Маха составляет 8,1.

Сопло с $d^* = 4$ мм обеспечивает число $M = 9,4$ и выходит на расчетный режим при $p_{0ф} = 2,5–3$ бар. Труба с соплом, имеющим наименьшее из испытанных критическое сечение 3 мм, запускается при давлении в форкамере 4,7–4,8 бар и имеет отношение $p'_{0н}/p_{0ф}$, равное 0,0023, что соответствует числу $M = 10,6$.

Таким образом, дифференциальный эжектор обеспечил запуск всех сопел пустой трубы при низком давлении газа в газгольдерной (до 10 бар).

Сводная экспериментальная зависимость давлений запуска от M дана на рис. 3.6.4 (точки). Число Маха определено по экспериментально найденному отношению $p'_{0п}/p_{0ф}$. Там же приведены фиктивные значения чисел Маха M_r , вычисленные по соотношению критического сечения сопла и входа в эжектор $q(M_r) = (d^*/70)^2$. Последние данные были использованы для вычисления коэффициентов восстановления давлений этой трубы с помощью работы И. И. Межирова по формуле $\nu = 0,8\mu(M_r)$, где μ — коэффициент восстановления полного давления в прямом скачке уплотнения.

Далее с помощью экспериментальной характеристики ϵ (рис. 3.6.2) были найдены расчетные давления в форкамере трубы

$$\frac{p_{0ф}}{p_a} = \frac{1}{0,8\mu\epsilon}.$$

Результаты этих расчетов даны на рис. 3.6.4. Видно, что между расчетными и экспериментальными характеристиками имеется удовлетворительное качественное и количественное совпадение.

Испытания с моделью № 1 (диаметром 20,2 мм). Эта модель дает собственное затенение рабочей части 4%, а державка и насадок полного напора — примерно 2% и 0,8%. Таким образом,

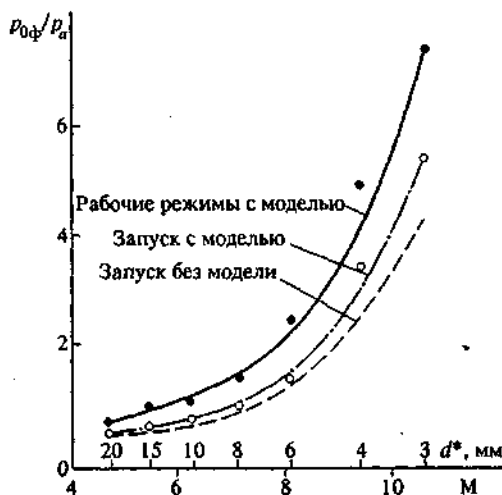


Рис. 3.6.5

полное затенение в этом случае составляет примерно 7%, что может считаться достаточно большой величиной даже с учетом хорошей обтекаемости тел типа «конус-цилиндр».

Во всех исследованных вариантах гиперзвуковой аэродинамической трубы с дифференциальным эжектором реализован ее запуск с моделью № 1.

На рис. 3.6.5 приведены сводные данные по давлениям запуска и рабочим режимам трубы с этой моделью. Там же указаны результаты запуска пустой трубы. Видно, что установка модели примерно на 30–50% увеличила давления запуска, которые тем не менее остались достаточно низкими (не более 7 бар). Следовательно, при этом дифференциальном эжекторе гиперзвуковая труба ($M = 10$) с моделями $f = 7\%$ может успешно работать от газгольдерной низкого давления (меньше 10 бар).

Испытания с моделью № 2 (диаметром 28,6 мм). Собственная загрузка у этой модели составляла примерно 8%, а полная — 11% от площади сопла. Сводка по запуску трубы дана на рис. 3.6.6.

Запуск имел место почти во всем требуемом диапазоне M , за исключением сопла $d^* = 3$ мм ($M = 10,6$). В тех случаях, когда труба запустилась при обеих моделях, разница в давлениях оказалась незначительной — не более 10–20%.

Таким образом, эксперименты полностью подтвердили работоспособность данной схемы эжекторной гиперзвуковой аэродинамической трубы. Оказалось, что и двукратное поджатие потока не мешает запуску, и разработанный дифференциальный эжектор успешно справляется с проблемой отсоса незаторможенного гиперзвукового газа.

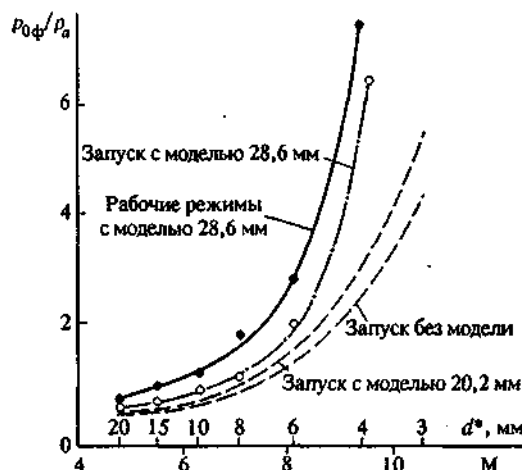


Рис. 3.6.6

Более того, такая труба запускается при давлениях в форкамере, почти на порядок более низких, чем в Т-116 ЦАГИ с трехступенчатым эжектором; в то же время относительный расход сжатого газа из газгольдерной стал в два с половиной раза меньше.

**§ 3.7. Исследование турбулентности и шума
в компактном многосопловом газовом эжекторе.
Их сравнение с аналогичными параметрами
классического эжектора**

Прочность и долговечность (ресурс) аэродинамических труб и стендов определяется не только и, возможно, не столько статическими нагрузками на составляющие конструкции, сколько динамическими. Последние связаны в основном с нестационарным характером явлений в аэродинамических трубах, в частности, с турбулентными течениями в некоторых элементах.

Одним из таких элементов является диффузор аэродинамической трубы, где турбулентный характер течений определяется самой спецификой работы — положительным градиентом давления в нем.

Другим элементом с заведомо турбулентным течением является газовый эжектор, рабочий процесс в котором построен на смешении струй. Пульсации потока в диффузоре и эжекторе создают значительные нагрузки на стенки, что может привести к разрушению последних, как это неоднократно имело место. Эти пульсации также влияют на течение газа в других элементах трубы, особенно в АДТ с замкнутым контуром.

Исследования газовых эжекторов до последнего времени посвящались в основном улучшению осредненных его параметров, таких, как степень сжатия и коэффициент эжекции, и практически не касались пульсационных. Однако описываемые здесь многосопловые схемы являются перспективными, по-видимому, не только по суммарным характеристикам, но и по пульсациям.

Объекты и методика испытаний. Объектами исследований были многосопловый эжектор большой степени сжатия с распределенным (дифференциальным) подводом высоконапорного газа и равный ему по всем площадям и расходам эжектор классической схемы с кольцевым высоконапорным соплом.

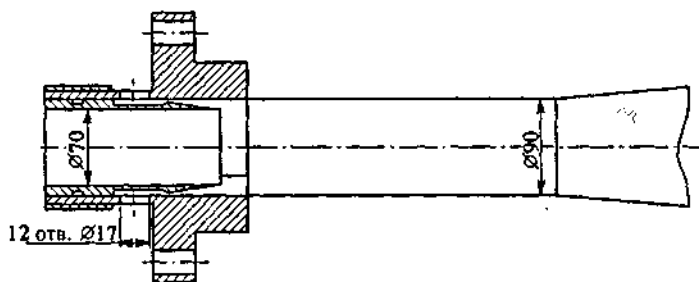


Рис. 3.7.1

Схема многосоплового эжектора дана на рис. 3.1.2. В опытах использовалась камера смешения с синусоидальным профилем. Уста-

навливался вариант набора высоконапорных сопел № 60, обеспечивающий удовлетворительные характеристики эжектора при давлениях высоконапорного газа около 6 бар.

Эжектор классической схемы, эквивалентный многосопловому, был построен на базе последнего с изготовлением двух новых деталей: коллектора для подачи высоконапорного газа и кольцевого высоконапорного сопла (рис. 3.7.1). Высоконапорные сопла многосопловой конструкции при этом были заглушены, а ее камера смешения выполняла роль удлиненного низконапорного сопла. Площадь критического сечения высоконапорного сопла кольцевого эжектора равнялась суммарной площади всех 45 сопел дифференциального, а диаметры низконапорного сопла совпадали ($d_1 = 70$ мм). Также совпадали диаметры выходных сечений камеры смешения и, соответственно, начальные диаметры диффузора ($d_3 = 90$ мм).

Режим работы эжектора. В работе газовых эжекторов больших перепадов давления различают два основных режима: докритический и закритический, граница между которыми называется критическим режимом. Качественно эти режимы изображены на рис. 3.5.7.

Критические режимы при больших перепадах давления были обнаружены М. Д. Миллионщиковым и Г. М. Рябиновым [27]; им посвящены очень многие дальнейшие исследования. Дело в том, что между этими режимами имеется глубокое физическое различие, которое требует и другого математического описания: если на докритических режимах для описания характеристик эжектора достаточно основных уравнений сохранения, то для закритических требуется включить в систему уравнений также условия совместимости высоко- и низконапорной струй в камере смешения. Закритические режимы характеризуются независимостью коэффициента эжекции от степени сжатия, что становится возможным из-за существования в камере смешения зон со сверхзвуковым течением в смешиваемых струях. Существование таких зон косвенно подтверждается многочисленными измерениями распределений статического давления вдоль камер смешения. Безусловно, акустические данные на этот счет представляют немалый интерес.

Для исследованных эжекторов критические режимы имеют место при давлении высоконапорного газа $p'_0/p_a \approx 5,8$, поэтому в качестве докритического режима принималось $p'_0/p_a = 5,3$, закритического — 6–7.

Методика измерений. Исследования возмущений в эжекторах были выполнены В. В. Троицким и В. С. Пономаревой и включали два вида измерений: термоанемометрические (анализ турбулентности потока) и акустические (измерение пульсаций давления).

Использовался один и тот же диффузор, что позволило в чистом виде определить влияние конструктивных параметров сравниваемых эжекторов. Измерительное сечение 1 соответствует началу, 2 — середине, а 3 — концу диффузора с четырехкратным увеличением площади.

Измерения турбулентности проводились электротермоанемометром 55M01 фирмы «Диза Электроник» с проволочными, пленочными клиновидными и фибровыми датчиками.

Пульсации давления определяли с помощью (1/8)-дюймового микрофона типа 4138 фирмы «Брюль и Кьер» (Дания), устанавливаемого с помощью специальной втулки заподлицо с поверхностью диффузора в трех указанных сечениях.

Проведено измерение внешнего шума на расстоянии 0,2 м над первым измерительным сечением; использовался (1/2)-дюймовый микрофон фирмы «PFT» (ГДР).

Измерения сигналов сопровождались записью частотных спектров на двухкоординатном самописце.

Предварительное измерение турбулентности проведено только на оси потока в 3-м, самом широком, сечении диффузора. Была получена зависимость интенсивности продольной

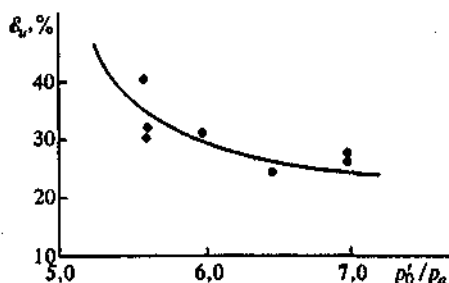


Рис. 3.7.2

составляющей турбулентности ε_u от полного давления p'_0 в высоконапорном тракте многосоплового эжектора (рис. 3.7.2). По сравнению с диффузорами аэродинамических труб турбулентность в диффузоре эжектора оказалась очень высокой ($\varepsilon_u \approx 25-45\%$). Обращает на себя внимание увеличение турбулентности на докритических режимах ($p'_0 < 5,8$ бар). Первые измерения показали, что высокие рабочие скорости, а также наличие в потоке загрязняющих твердых частиц вызывают большие статические и динамические нагрузки на чувствительные элементы термоанемометров. Проволочные вольфрамовые и фибровые датчики позволили провести измерения только на оси в последнем, 3-м сечении диффузора, поскольку у стенки даже в 3-м сечении проволочные датчики рвались, а у фибровых датчиков оказалась мала прочность припайки чувствительного элемен-

та к токоподводам. Необходимо было применить датчики усовершенствованной конструкции и обеспечить хорошую очистку промышленного воздуха.

Для очистки воздуха был изготовлен специальный фильтр с номинальной тонкостью фильтрации 16 мкм. После этого удалось

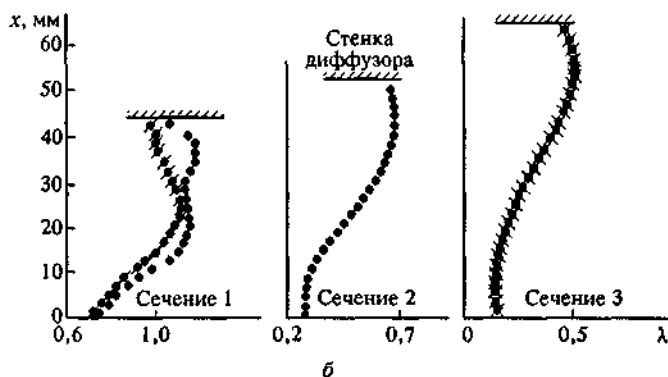
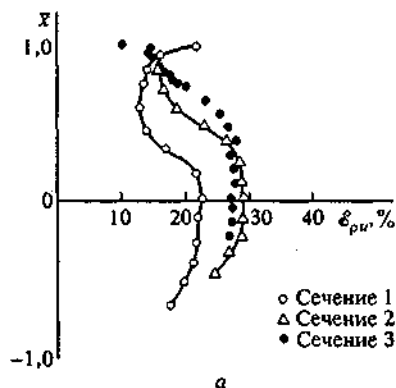


Рис. 3.7.3

провести настоящие измерения с помощью пленочного клиновидного датчика фирмы «Диза Электроник». Перемещение датчиков осуществлялось с помощью одноосевого координатника с дистанционным управлением.

Результаты повторных измерений турбулентности приведены на рис. 3.7.3а. Степень турбулентности ε_{pu} по всей длине диффузора многосоплового эжектора на его оси при $p_0 = 6,3$ бар составляет 25—30%. Она несколько уменьшается к стенкам диффузора, оставаясь больше 10%. Уменьшение относительной пульсационной составляющей

щей скорости связано в основном с увеличением к стенке осредненной скорости в закрученном потоке (рис. 3.7.3б).

Акустические измерения. На рис. 3.7.4 и 3.7.5 приведены результаты измерения пульсаций давления на стенке диффузора в сечениях 1, 2 и 3 при различных режимах работы. Испытания проведены при двух мерных соплах в тракте низконапорного газа — 0 (светлые точки на рис. 3.7.4) и 5 (темные точки на рис. 3.7.4). В первом случае расход низконапорного газа равен нулю, а во втором близок к максимальному ($q(\lambda_1) \approx 0,8$), что соответствует обычному

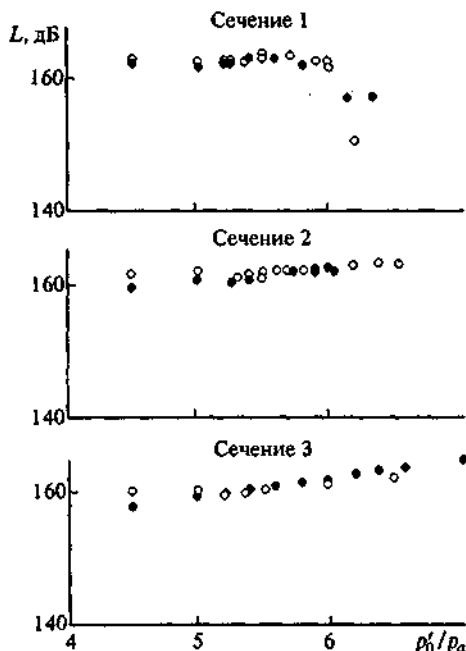


Рис. 3.7.4. Шумовые характеристики многосоплового эжектора с мерными соплами 0 (светлые точки) и 5 (темные точки)

режиму работы аэродинамической трубы. Видно, что акустические характеристики эжектора очень мало зависят от расхода низконапорного газа, и в дальнейших опытах этот параметр можно было исключить из рассмотрения.

Измерения показали, что уровень пульсаций давления на стенке диффузора высок: для многосоплового эжектора он лежит в диапазоне $L = 158-165$ дБ, для кольцевого — $L = 162-172$ дБ.

Шум в сечениях 2 и 3 монотонно увеличивается с ростом давления (и соответственно расхода высоконапорного газа), а в сечении 1 резко уменьшается при закритическом режиме (при $p_0'/p_a = 6$).

Последний эффект, по-видимому, связан с тем, что сечение 1 находится в зоне со сверхзвуковыми скоростями и собственный шум от скачков уплотнения в диффузоре уже не проникает выше по потоку. Интенсивность пульсаций вдоль диффузора меняется мало, чуть

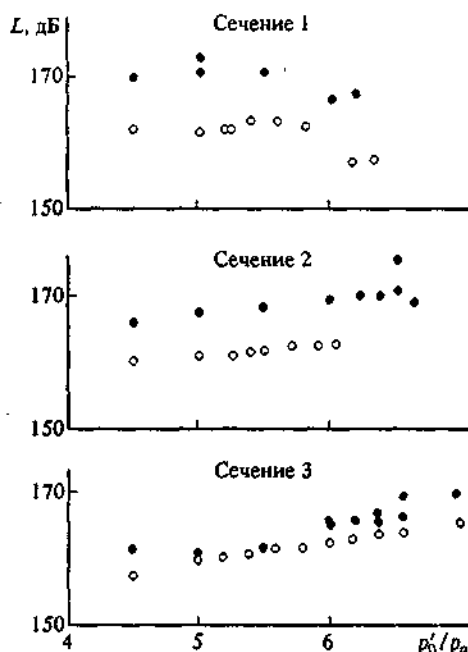


Рис. 3.7.5. Шумовые характеристики многосоплового (светлые точки) и кольцевого (темные точки) эжекторов с мерным соплом 5

уменьшаясь вниз по потоку. Сравнение интенсивности шума многосоплового и кольцевого эжекторов (рис. 3.7.5) показывает, что в первом случае он существенно ниже на всех режимах работы. Раз-

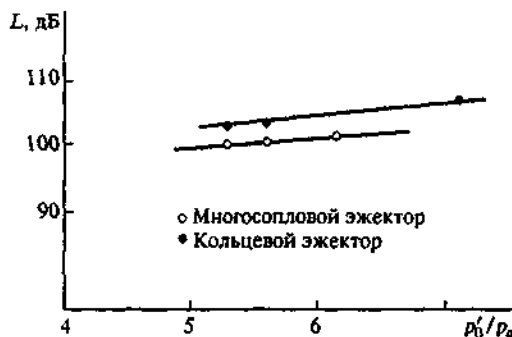


Рис. 3.7.6

нида достигает 5–10 дБ, что соответствует уменьшению энергии акустических волн в 2–3 раза. Такое снижение шума в многосопловом эжекторе подтверждается также измерениями микрофоном, установленным над сечением 1 диффузора на расстоянии 200 мм от стенки (рис. 3.7.6). На всех режимах работы интенсивность шума от многосоплового эжектора на 3–4 дБ ниже, что делает такую схему предпочтительной и в экологическом плане.

Анализ частотных спектров возмущений. Частотные спектры термоанемометрических и акустических сигналов,

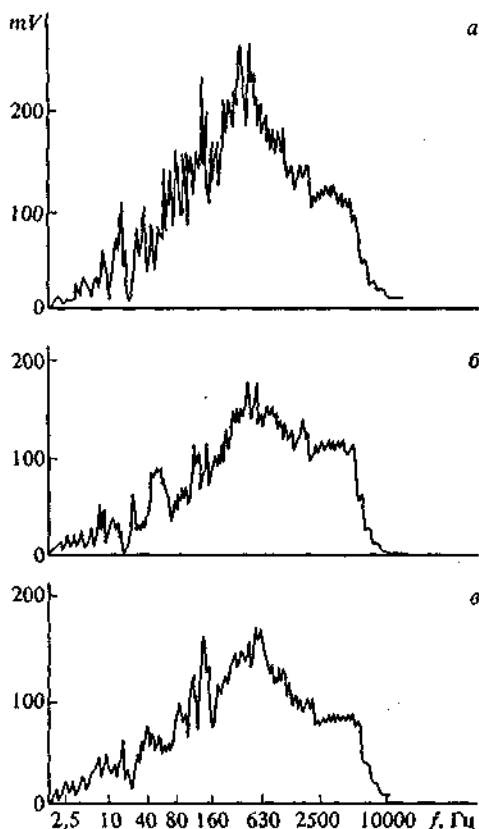


Рис. 3.7.7. Частотный спектр термоанемометрических сигналов на оси спирального эжектора в сечении 3 диффузора при различных значениях рабочего давления p_0 : а) 5,3 бар (меньше оптимального); б) 7 бар (давление в газгольдерной); в) 5,6 бар (оптимальное давление)

представленные на рис. 3.7.7 и 3.7.8, дают дополнительную информацию о характере возмущений. Первый является низкочастотным (максимум энергии в полосе частот 0,1–1,5 кГц), тогда как вто-

рой — высокочастотным (максимум энергии в полосе частот 10–30 кГц). Это свидетельствует о том, что турбулентность в диффузоре эжектора в основном вихревого происхождения, и акустическая составляющая турбулентности, по сравнению с высоким уровнем

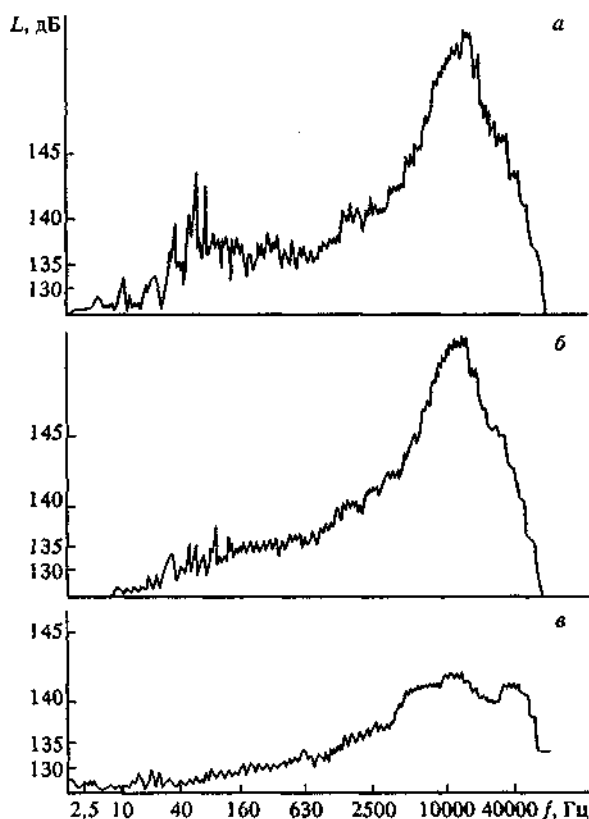


Рис. 3.7.8. Частотный спектр пульсаций давления в многосопловом эжекторе (мерное сопло 5) в сечении 1 при различных значениях рабочего давления p_0 : а) 5,26 бар; б) 5,0 бар; в) 6,05 бар

вихревых возмущений ($\mathcal{E}_u \approx 25-40\%$), мала. Действительно, пересчет пульсаций давления p' в пульсации скорости u' в предположении плоской волны ($p' = \rho a_s u'$, где ρ — плотность газа, a_s — скорость звука) показывает, что при интенсивности пульсаций давления $L \approx 160$ дБ, давлении в диффузоре 1,1 бар и скорости в сечении 3 диффузора $W \approx 100$ м/с акустическая составляющая турбулентности $\mathcal{E}_{ak} = W'(p')/W$ равна 4% и не меняет общего уровня турбулентности вихревого происхождения, обусловленной самим принципом работы эжектора.

Спектры акустического сигнала многосоплового эжектора, приведенные на рис. 3.7.8, показывают, что:

1) расход низконапорного газа на докритических режимах практически не изменяет интенсивности и частного состава акустического сигнала;

2) вниз по потоку в диффузоре интенсивность акустического сигнала несколько уменьшается, а частотные спектры становятся более равномерными.

Особенность составляют режимы при больших закритических давлениях, когда в сечении 1 канала диффузора возникает сверхзвуковая зона, препятствующая распространению возмущений вверх по потоку. Это приводит к значительному снижению уровня шума на всех частотах.

Сравнение спектров акустических сигналов показывает, что возмущения в диффузоре кольцевого эжекторов более интенсивны и низкочастотны, чем в многосопловом, где кольцевая струя разделена на ряд струй меньшего диаметра. То же самое подтверждают спектры внешнего шума для этих эжекторов.

ЧАСТЬ II

ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ МАЛОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ И БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭЖЕКЦИИ

ГЛАВА 4

ТЕОРИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ЭЖЕКТОРОВ МАЛОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ

§ 4.1. Оптимальный газовый эжектор с диффузором

Исследования оптимальных режимов работы изолированного газового эжектора в самом общем виде сводятся к анализу трех уравнений С. А. Христиановича [25], являющихся записью законов сохранения

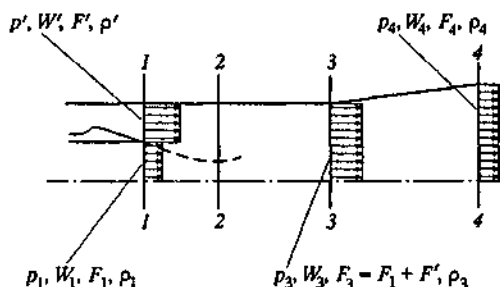


Рис. 4.1.1

массы, энергии и импульса для входного и выходного сечений камеры смешения. Однако в связи с тем, что полученные условия оптимальности [38, 39] противоречивы и соответствуют физически невозможным режимам, для практических целей приходится исследовать менее общие, но физически реализуемые случаи — например, оптимальный критический эжектор [32], оптимальный эжектор с заданной скоростью низконапорного газа [111] и т. д.

Во всех указанных работах эжектор рассматривается независимо от системы, в которой он работает. Этот подход является, по-видимому, в большинстве случаев оправданным и дает верные результаты. Но при малой степени сжатия, когда диффузор является неотъемлемым элементом эжектора, а изменения полного давления в них одного и того же порядка, целесообразно рассмотреть их ра-

боту совместно и попытаться найти оптимальное сочетание этих составляющих.

Исходные уравнения. Процесс в эжекторе (рис. 4.1.1) удовлетворительно описывается тремя уравнениями С. А. Христиановича, которые при одинаковых температурах и составах смешиваемых газов имеют вид

$$k = \frac{aq(\lambda_1)}{\sigma q(\lambda')}, \quad (4.1)$$

$$z(\lambda_3) = \frac{kz(\lambda_1) + z(\lambda')}{1+k}, \quad (4.2)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)}. \quad (4.3)$$

Если за эжектором установлен диффузор, то полное давление смеси на выходе диффузора уменьшается, и в уравнении (4.3), определяющем действительную степень сжатия системы «эжектор-диффузор», появляется коэффициент ν , характеризующий восстановление полного давления в диффузоре:

$$\varepsilon = \frac{p_{04}}{p_{01}} = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)} \nu. \quad (4.3a)$$

Коэффициент ν зависит от целого ряда геометрических и газодинамических параметров диффузора, в частности, от степени расширения $F = F_4/F_3$, угла раскрытия α , начального поля скоростей $W = W(y)$, чисел Re и M на входе.

Функция $\nu = \nu(\bar{F}, \alpha, W, Re, M)$ имеет очень сложный вид и может быть надежно определена лишь экспериментально. Однако вид главной зависимости коэффициента восстановления давления ν от M на входе известен. В настоящее время существует несколько формул, связывающих параметры ν , M и коэффициент сопротивления диффузора ξ . В данном параграфе принята зависимость, полученная С. А. Христиановичем и имеющая вид

$$\xi = \frac{2}{\kappa M^2} \left(\delta - \frac{1}{2} \delta^2 \right),$$

где $\delta = 1 - \nu$.

Пренебрегая членом $\delta^2/2$ (малым при $\delta \leq 0,1$), получим для степени сжатия следующее уравнение:

$$\varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)} \left(1 - \xi \frac{\kappa}{2} M_3^2 \right), \quad (4.36)$$

Коэффициент сопротивления диффузора ξ является функцией Re и не зависит от M на входе, а при больших Re коэффициент ξ является практически постоянной величиной.

Рассматриваемая система уравнений формально не учитывает трения газа о стенки камеры смешения, однако его влияние легко может быть учтено соответствующим увеличением коэффициента сопротивления ζ , поскольку и в этом случае $\delta \sim M_3^2$.

Условия оптимальности системы «эжектор-диффузор». Будем искать методом множителей Лагранжа [101] максимум степени сжатия системы при заданных отношениях полных давлений σ , коэффициенты эжекции k , коэффициенты сопротивления диффузора ζ и уравнениях связи (4.1) и (4.2). Стационарные точки функции (4.36) находятся там, где обращаются в нуль все частные производные функции

$$F = \frac{\sigma q(\lambda') (1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)} \left(1 - \zeta \frac{x}{2} M_3^2\right) + x_1 [\sigma k q(\lambda') - a q(\lambda_1)] + \\ + x_2 [z(\lambda_3) (1+k) - k z(\lambda_1) - z(\lambda')],$$

где x_1 и x_2 — неизвестные множители.

Дифференцируя, получим

$$\frac{\partial F}{\partial a} = - \frac{\sigma q(\lambda') (1+k)}{(1+a)^2 q(\lambda_3)} \left(1 - \zeta \frac{x}{2} M_3^2\right) - x_1 q(\lambda_1) = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_3} = - \frac{\sigma q(\lambda') (1+k)}{(1+a)q^2(\lambda_3)} \left(1 - \zeta \frac{x}{2} M_3^2\right) \frac{dq(\lambda_3)}{d\lambda_3} - \\ - \frac{\sigma q(\lambda') (1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)} \zeta x M_3 \frac{dM_3}{d\lambda_3} + x_2 (1+k) \frac{dz(\lambda_3)}{d\lambda_3} = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_1} = -x_1 a \frac{dq(\lambda_1)}{d\lambda_1} - x_2 k \frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda'} = \frac{\sigma (1+k)}{(1+a)q(\lambda_3)} \left(1 - \zeta \frac{x}{2} M_3^2\right) \frac{dq(\lambda')}{d\lambda'} + x_1 k \sigma \frac{dq(\lambda')}{d\lambda'} - x_2 \frac{dz(\lambda')}{d\lambda'} = 0.$$

Находя из первых двух уравнений неизвестные множители x_1 и x_2 и подставляя их значения в оставшиеся два уравнения, получим следующие стационарные точки:

$$\lambda' = 1, \quad (4.4)$$

$$\lambda_1 = 1, \quad (4.5)$$

$$p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda') = 0, \quad (4.6)$$

$$\frac{\varepsilon p(\lambda_3)}{\sigma p(\lambda')} - 1 + \zeta \frac{x}{2} M_3^2 \left(1 - \frac{2}{1-\lambda_3^2}\right) = 0. \quad (4.7)$$

Условие (4.6) может быть переписано в виде $p_1 = p'$, означающем равенство статических давлений смешиваемых газов на входе в эжектор. Условие (4.7) при $\zeta = 0$ также имеет простую физическую интер-

претацию — равенство статических давлений высоконапорного газа и смеси, полученное Б. А. Урюковым в [39] при анализе характеристик эжектора без диффузора.

Рассмотрим более подробно, какие из полученных стационарных точек являются условиями оптимальности газового эжектора и при каких начальных данных. Для этого на рис. 4.1.2 в координатах $\{\lambda_1, \lambda'\}$ построены линии, соответствующие постоянным коэффициентам эжекции $k = \text{const}$ при заданных значениях $\epsilon, \sigma = 5$ и $\zeta = 0,2$. Все кривые $k = \text{const}$ являются замкнутыми и окружают области максимальной эффективности системы «эжектор-диффузор», наглядно демонстрируя их расположение.

На рис. 4.1.2 нанесены также линии, определяемые полученными уравнениями стационарных точек. Одна из этих линий, обозначенная цифрой 1, является прямой $\lambda_1 = 1$, а две другие — кривыми: линии определяемые уравнениями (4.6) и (4.7), обозначены цифрами 2 и 3 соответственно.

Вид условий, при которых достигается максимальная эффективность системы, сильно зависит от величины степени сжатия. При больших значениях, например, $\epsilon = 1,16$ (см. рис. 4.1.2а), имеет место один максимум, располагающийся на пересечении линий 1 и 3, определяемых условиями (4.5) и (4.7). Интересно, что кривые 2 и 3 при этих начальных данных не пересекаются.

При меньших степенях сжатия, например, при $\epsilon = 1,15$ (см. рис. 4.1.2б), имеют место уже два максимума коэффициента эжекции, причем один из них по-прежнему располагается на пересе-

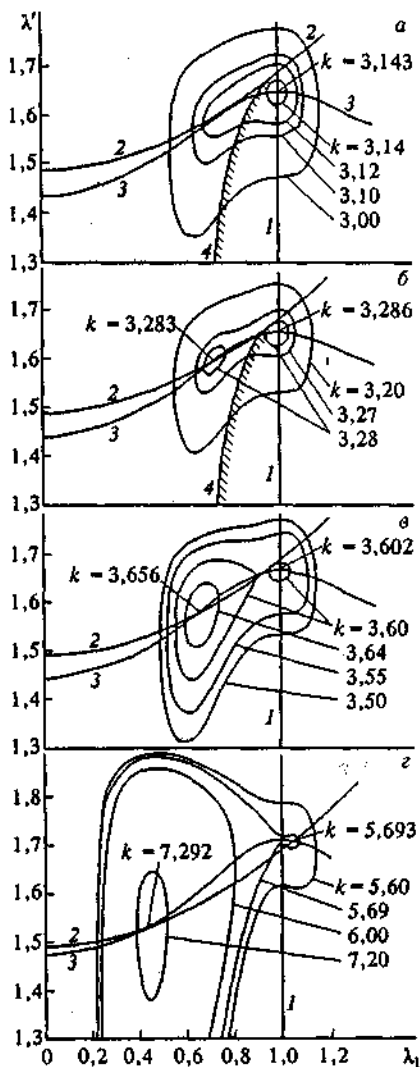


Рис. 4.1.2

чении линий 1 и 3. Однако теперь рядом с ним (при меньших значениях λ_1 и λ') появляется еще один максимум, лежащий на пересечении 2 и 3. При $\epsilon \leq 1,15$ линии 2 и 3 всегда пересекаются, причем точек пересечения две. В одной из них располагается максимум коэффициента эжекции при заданной степени сжатия (либо максимум степени сжатия при заданном коэффициенте эжекции, так как оптимальный эжектор один и тот же). Вторая точка пересечения линий 2 и 3 также является особой точкой уравнения (4.36). При $\epsilon = 1,15$ она является «седлом», расположенным между двумя максимумами. Отметим, что при данной степени сжатия первый максимум (при меньшем значении λ_1) по абсолютной величине ниже второго.

При несколько меньших степенях сжатия ($\epsilon = 1,13$, рис. 4.1.2в) картина качественно не меняется, однако первый максимум (на пересечении линий 2 и 3) становится выше второго (на пересечении 1 и 3). Следует сказать, что разница, достигаемая в обоих максимумах коэффициентов эжекции, невелика при начальных данных, принятых на рис. 4.1.2б и в. Однако эти рисунки иллюстрируют лишь качественную картину поведения этих максимумов в интересующей нас области, и величины степени сжатия на них специально выбраны близкими. При других начальных данных различие между значениями коэффициента эжекции может быть очень большим.

При дальнейшем уменьшении степени сжатия первый максимум сдвигается влево (в сторону меньших приведенных скоростей низконапорного газа), а вторая точка пересечения линий 2 и 3 движется вправо. При некоторой степени сжатия она достигает линии $\lambda_1 = 1$ (см. рис. 4.1.2г). В этот момент меняется характер поведения исследуемой функции в указанных стационарных точках. Точка пересечения линий 2 и 3 становится теперь вторым максимумом, а общая точка 1 и 3 — «седлом». Следует сказать, что величина коэффициента эжекции при $\epsilon = 1,05$ во втором максимуме значительно (на 22%) ниже, чем в первом: $k_1 = 7,292$ и $k_2 = 5,693$.

Таким образом, условиями абсолютного максимума степени сжатия или коэффициента эжекции системы «эжектор—диффузор» при больших степенях сжатия являются уравнения

$$\lambda_1 = 1 \text{ и } \frac{\epsilon p(\lambda_2)}{\sigma p(\lambda')} - 1 + \xi \frac{x}{2} M_3^2 \left(1 - \frac{2}{1 - \lambda_3^2} \right) = 0,$$

а при малых степенях сжатия —

$$p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda') = 0 \text{ и } \frac{\epsilon p(\lambda_2)}{\sigma p(\lambda')} - 1 + \xi \frac{x}{2} M_3^2 \left(1 - \frac{2}{1 - \lambda_3^2} \right) = 0.$$

Возможность реализации полученных условий оптимальности. Рассмотрим теперь вопрос о том, реальны ли, т. е. осуществимы ли физически, полученные условия оптимальности. На рис. 4.1.2а и б линией 4 нанесены расчетные (по уравнениям Ю. Н. Васильева [32]) критические режимы газовых эжекторов при

тех же начальных данных. Видно, что линии 4 делят плоскость (λ_1, λ') на две части: левая верхняя является областью физически возможных, а правая нижняя — физически невозможных режимов. Левый оптимум — $k_1 = 3,283$ на рис. 4.1.2б — всегда может быть практически реализован. Второй, лежащий на пересечении линий 1 и 3 (см. рис. 4.1.2а и б), не может быть практически реализован. В этих условиях реальный оптимальный эжектор при больших степенях

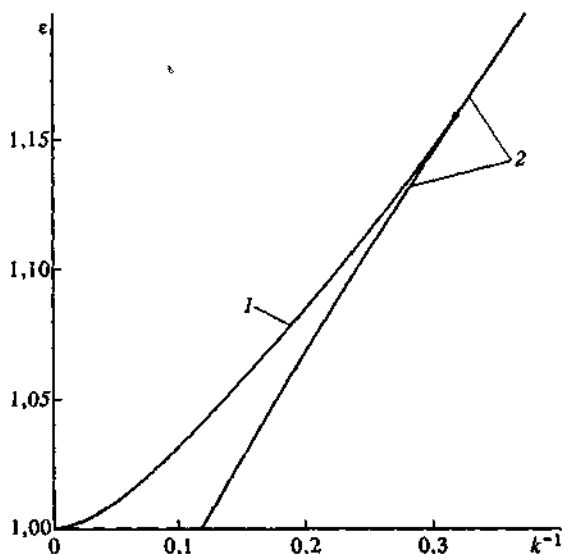


Рис. 4.1.3

сжатия должен работать на границе возможных режимов (в критическом режиме), причем в точке, наиболее близко расположенной к абсолютному максимуму — 3,286. Из рис. 4.1.2а и б также видно, что кривая 2, соответствующая равенству статических давлений смешиваемых газов, проходит достаточно близко к точке k_2 и даже несколько ближе, чем линия 4, рассчитанная по приближенным уравнениям критического режима Ю. Н. Васильева [32].

Оптимальная система «эжектор-диффузор» при равенстве статических давлений смешиваемых газов и большой степени сжатия удовлетворяет условию

$$1 + \sigma k \frac{\psi(\lambda)}{\psi(\lambda_1)} = 0, \quad (4.8)$$

где

$$\psi(\lambda) = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \frac{\lambda^3 \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{1/(\kappa-1)}}{1 - \lambda^2}.$$

Оно совпадает с полученным автором в [110] условием оптимальности изолированного эжектора без диффузора.

Таким образом, реальная оптимальная система «эжектор-диффузор» во всех случаях должна соответствовать условию (4.6) (иметь равные статические давления смешиваемых газов на входе в

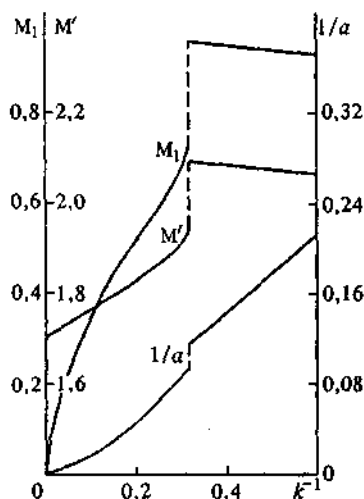


Рис. 4.1.4

эжектор) и в зависимости от степени сжатия ϵ , отношения полных давлений σ и коэффициента сопротивления диффузора ξ удовлетворять одному из двух условий: (4.7) или (4.8). На рис. 4.1.3 даны зависимости степени сжатия от коэффициента эжекции при $p_1 = p'$ и обоих условиях оптимальности (4.7) и (4.8); линии соответственно обозначены 1 и 2. Видно, что при $k^{-1} \approx 0,3$ ($k \approx 3,3$) кривые пересекаются, причем при малых коэффициентах эжекции лучше работает оптимальный эжектор, описываемый уравнениями (4.6) и (4.8), а при больших оптимальна система, отвечающая условиям (4.6) и (4.7).

В точке пересечения линий 1 и 2 на рис. 4.1.3 график зависимости степени сжатия оптимального эжектора от коэффициента эжекции претерпевает излом. Все остальные газодинамические и геометрические характеристики при этом имеют разрыв (рис. 4.1.4), поскольку в этой точке имеет место скачкообразный переход от одного оптимума к другому. В точке разрыва приведенные скорости и числа M низконапорного и высоконапорного газов достигают максимального значения. При удалении от нее оптимальная скорость низконапорного газа все время убывает, стремясь в пределе к нулю.

Об эффективности оптимальной системы «эжектор-диффузор». Оптимальный газовый эжектор при средних коэффициентах эжекции имеет, как видно из рис. 4.1.2а и б, околосвуковую скорость низконапорного газа на входе. В этой области параметров главные потери полного давления смеси (по сравнению с изэнтропическим смешением) связаны с неупругим соударением смешиваемых струй, имеющих различные скорости, и с прохождением смеси через скачок уплотнения в конце камеры смешения. Последняя при околосвуковой скорости низконапорного газа имеет минимальную площадь, и эти потери минимальны. Наличие дозвукового диффузора за камерой смешения картины не меняет, так как повышение статического давления в нем относительно камеры мало. Поэтому поправка в степени сжатия из-за потерь в диффузоре невелика.

В области малых ϵ картина меняется. Повышения статического и полного давлений в камере смешения и диффузоре имеют один порядок. В этих условиях то, что благоприятно для работы собственно эжектора, может оказаться неблагоприятным для системы в целом. Так, околозвуковая скорость низконапорного газа оптимальна для эжектора, но для диффузора этот режим является неблагоприятным: на его входе достигается наибольшая скорость смеси, и при заданном коэффициенте сопротивления диффузор имеет низкий коэффициент восстановления полного давления. Все это приводит к тому, что в оптимальной системе с уменьшением степени сжатия ($\epsilon \rightarrow 1$) приведенная скорость низконапорного газа неограниченно убывает, а относительная площадь камеры смешения увеличивается.

Указанная оптимизация существенно изменяет не только геометрию эжектора с малой степенью сжатия, но и, что самое главное, значительно увеличивает его эффективность. Из рис. 4.1.3 видно, что при принятых значениях $\sigma = 5$ и $\xi = 0,2$

система «эжектор-диффузор» с эжектором, не оптимизированным на совместную работу (линия 2), имеет степень сжатия 1 при $k^{-1} = 0,12$ ($k = 8,5$), т. е. даже при работе без противодавления коэффициент эжекции не может быть очень большим. В оптимальной же системе «эжектор-диффузор» при $\epsilon \rightarrow 1$ коэффициент эжекции неограниченно увеличивается ($k \rightarrow \infty$, $k^{-1} \rightarrow 0$).

Оптимальная система имеет целую область больших коэффициентов эжекции $k > 8,5-10$, где она может работать при противодавлении, в то время как в обычном оптимальном эжекторе степень сжатия в этой области меньше единицы.

На рис. 4.1.5 приведены отношения коэффициентов эжекции при одинаковой степени сжатия ($\epsilon = \text{const}$) в оптимальной системе «эжектор-диффузор» (k_1) и изолированном оптимальном эжекторе (k_2). Значения k_1/k_2 даны в зависимости от коэффициента эжекции оптимальной системы k_1 .

Видно, что при больших коэффициентах эжекции ($k_1 > 3$) и соответствующих им малых степенях сжатия оптимальная система «эжектор-диффузор» в несколько раз экономичнее обычного оптимального эжектора с таким же диффузором.

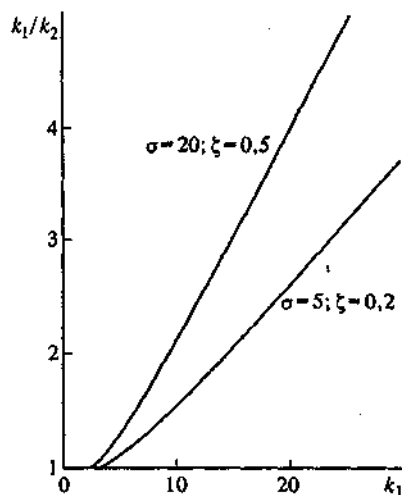


Рис. 4.1.5

§ 4.2. Условия оптимальности и характеристики эжектора без диффузора при выхлопе смеси в затопленное пространство

В промышленности к газовым эжекторам предъявляются самые разнообразные требования, которые порой существенно влияют на облик и рабочий процесс этих устройств. Так, в системах газонаполнения аварийных самолетных плотов и трапов часто применяются многосопловые эжекторы с очень короткой камерой смешения и без какого-либо диффузора. Требование компактности является в аварийной спасательной системе одним из основных, а иногда и главным. Длина камеры смешения может быть существенно уменьшена без снижения эффективности путем увеличения числа высоконапорных сопел и правильного их расположения. Что же касается диффузора, то рабочий процесс в нем во многом определяется его длиной, которая не может быть существенно уменьшена без снижения характеристик диффузора и, соответственно, эжектора. Тем не менее во многих практических случаях это обстоятельство не является препятствием для применения бездиффузорных эжекторов в силу жестких конструктивных ограничений на длину устройства.

Настоящий параграф посвящен исследованию условий оптимальности газового эжектора без диффузора и определению оптимальных характеристик и геометрии.

Условия оптимальности. Процесс в газовом эжекторе (рис. 4.2.1) в случае полного смешения без трения и теплообмена на стенках цилиндрической камеры смешения описывается тремя основными уравнениями эжекции, полученными С. А. Христиановичем (см. (4.1)–(4.3)).

В случае выхлопа смеси газов в затопленное пространство прямо из камеры смешения без диффузора скоростной напор смеси будет полностью потерян и степень сжатия эжектора уменьшится в отношении

$$\frac{p_{04}}{p_{03}} = v = p(\lambda_3) = \left(1 - \frac{x-1}{x+1} \lambda_3^2\right)^{x/(x-1)}. \quad (4.9)$$

Формула (4.9) лучше учитывает потери на выхлоп в случае отсутствия диффузора, чем применявшиеся в работе [101] приближенное соотношение

$$v = 1 - \xi \frac{x}{2} M_3^2,$$

удовлетворительно описывающее характеристики диффузора лишь при малых коэффициентах сопротивления ξ . Разница в значениях коэффициента восстановления давления v , определенных по этим двум выражениям, достигает 20% при больших скоростях смеси.

Будем искать методом множителей Лагранжа максимум степени сжатия эжектора, определяемой соотношением

$$\varepsilon = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)y(\lambda_3)}, \quad (4.3в)$$

при уравнениях связи (4.1) и (4.2) и заданных значениях отношения полных давлений смешиваемых газов σ и коэффициента

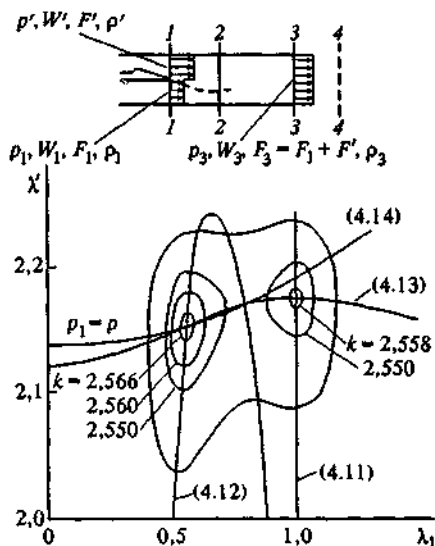


Рис. 4.2.1

эжекции k . Стационарные точки уравнения (4.3в) находятся там, где обращаются в нуль все частные производные функции

$$F = \frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)y(\lambda_3)} + x_1 [\sigma k q(\lambda') - a q(\lambda_1)] + x_2 [z(\lambda_3)(1+k) - k z(\lambda_1) - z(\lambda')],$$

где x_1 и x_2 — неизвестные множители, $y(\lambda_3) = q(\lambda_3)/p(\lambda_3)$.

Дифференцируя, получим

$$\frac{\partial F}{\partial a} = -\frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)^2 y(\lambda_3)} - x_1 q(\lambda_1) = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_3} = -\frac{\sigma q(\lambda')(1+k)}{(1+a)y^2(\lambda_3)} \frac{dy(\lambda_3)}{d\lambda_3} + x_2 (1+k) \frac{dz(\lambda_3)}{d\lambda_3} = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_1} = -x_1 a \frac{dq(\lambda_1)}{d\lambda_1} - x_2 k \frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} = 0,$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda'} = \frac{\sigma(1+k)}{(1+a)y(\lambda_3)} \frac{dq(\lambda')}{d\lambda'} + x_1 \sigma k \frac{dq(\lambda')}{d\lambda'} - x_2 \frac{dz(\lambda')}{d\lambda'} = 0.$$

Находя из первых двух уравнений неизвестные множители x_1 и x_2 и подставляя их значения в оставшиеся два уравнения, получим следующие стационарные точки:

$$\lambda' = 1, \quad (4.10)$$

$$\lambda_1 = 1, \quad (4.11)$$

$$\frac{\varepsilon}{p(\lambda_1)} - \frac{1 + \frac{x-1}{x+1} \lambda_3^2}{1 - \lambda_3^2} = 0, \quad (4.12)$$

$$\frac{\varepsilon}{\sigma p(\lambda')} - \frac{1 + \frac{x-1}{x+2} \lambda_3^2}{1 - \lambda_3^2} = 0. \quad (4.13)$$

Проведем анализ характера найденных стационарных точек. На рис. 4.2.1 приведены линии уровня $k = \text{const}$ для эжектора без диффузора с параметрами, характерными для системы газонаполнения самолетного аварийного трапа: $\sigma = 150$ и $\varepsilon = 1,2$. Они представляют собой замкнутые кривые $\lambda'(\lambda_1)$, внутри которых лежат области с большими коэффициентами эжекции, а снаружи — с меньшими. Как видно из рис. 4.2.1, в рассматриваемой области параметров λ_1 и λ' имеются два максимума коэффициента эжекции, расположенные в точках с координатами $\{\lambda_1 = 0,56; \lambda' = 2,154\}$ и $\{\lambda_1 = 1; \lambda' = 2,177\}$. На этом же рисунке нанесены линии, соответствующие найденным уравнениям стационарных точек (4.11), (4.12) и (4.13). Кривые (4.11) и (4.12) пересекают замкнутые линии $k = \text{const}$ при нулевых производных λ' по λ_1 , а (4.13) — при нулевых производных λ_1 по λ' .

Первый (левый) максимум расположен на пересечении кривых (4.12) и (4.13), а второй (правый) — кривых (4.11) и (4.13). Между ними находится стационарная точка типа «седло», расположенная на пересечении линии (4.13) и второй ветви (4.12). Пересечение (4.12) и (4.13) имеет место на линии $\sigma p(\lambda') - p(\lambda_1) = 0$, соответствующей равенству статических давлений смешиваемых газов на входе в эжектор

$$p_1 = p'. \quad (4.14)$$

Условие оптимальности эжектора (4.14) впервые сформулировано в [39]. Кривая (4.14) делит плоскость (λ_1, λ') на две области. Выше лежит область, где начальное статическое давление высоконапорного газа меньше начального статического давления низконапорного газа, а ниже — больше. Второй максимум (при $\lambda_1 = 1$) расположен в области, где статическое давление высоконапорного газа больше низконапорного, и поэтому не может быть

физически реализован из-за наступления критического режима («запирания» эжектора). В целом характер полученных стационарных точек совпадает с данными работы [101], что подтверждает его независимость от приближенного характера учета потерь в диффузоре.

На рис. 4.2.2 для случая $\sigma = 150$ рассчитаны зависимости коэффициента эжекции k от приведенной скорости низконапорного газа λ_1 , соответствующие условию оптимальности (4.13) и различным степеням сжатия. Видно, что с изменением последних характер стационарных точек меняется. При $\epsilon > 1,22$ кривые (4.12) и (4.13) не пересекаются, левый максимум отсутствует и имеется лишь один физически недостижимый оптимум при $\lambda_1 = 1$. При $\epsilon \leq 1,22$ всегда наблюдаются два максимума, причем в диапазоне $1,21 < \epsilon < 1,22$ выше правый ($\lambda_1 = 1$), а при $\epsilon < 1,21$ более высоким является левый ($\lambda_1 < 1$).

При малых степенях сжатия $\epsilon < 1,07$ правый низкий максимум смещается в область сверхзвуковых скоростей низконапорного газа; на линии $\lambda_1 = 1$ располагается стационарная точка типа «седло» (кривая $\epsilon = 1,03$ на рис. 4.2.2).

Разница в эффективности газового эжектора, работающего в области одного или другого максимума, с уменьшением требуемой степени сжатия увеличивается. Так, при $\epsilon = 1,03$ на правом максимуме при околосвуковой скорости низконапорного газа коэффициент эжекции составляет 3,8, а при скорости, соответствующей левому максимуму ($\lambda_1 = 0,2$), он увеличивается до 7,8, т. е. более чем в два раза.

Условия оптимальности (4.11)–(4.14) вместе с основными уравнениями эжекции позволяют проектировать газовый эжектор без диффузора при малых ϵ , когда левый достижимый максимум ($p_1 = p'$, $\lambda_1 < 1$) является более высоким. Сложнее дело обстоит при больших степенях сжатия $\epsilon > 1,2$ –1,3. В связи с тем, что при этих условиях правый, более высокий, максимум расположен в области $p' > p_1$ (см. рис. 4.2.1), оптимальным будет эжектор, работающий на границе возможных режимов, т. е. критический или близкий к не-

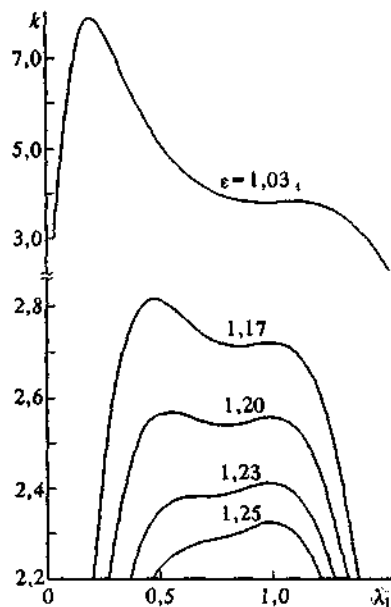


Рис. 4.2.2

му, например, с равными статическими давлениями смешиваемых газов на входе.

На рис. 4.2.3 дана зависимость коэффициента эжекции k от приведенной скорости низконапорного газа λ_1 при равных статических давлениях смешиваемых газов для случая $\sigma = 150$ и $\epsilon = 1,2$. Видно, что имеются два максимума коэффициента эжекции, причем один из них соответствует условию (4.13), полученному в настоящем параграфе:

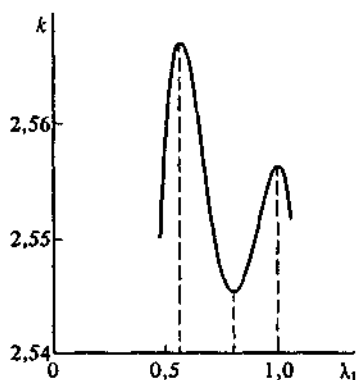


Рис. 4.2.3

$$\frac{\epsilon}{\sigma p(\lambda_1')} - \frac{1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_2^2}{1 - \lambda_2^2} = 0,$$

а второй — приведенному в § 4.1:

$$1 + \sigma k \frac{\psi(\lambda_1')}{\psi(\lambda_1)} = 0. \quad (4.15)$$

Удовлетворяющий условиям (4.14) и (4.15) газовый эжектор, хотя и не является критическим и в этом смысле самым близким к точке оптимума на линии $\lambda_1 = 1$ (см. рис. 4.2.1), но практически не отличается от нее по степени сжатия и коэффициенту эжекции из-за плавного изменения основных показателей эффективности вблизи оптимума.

Характеристики, рассчитанные по основным уравнениям эжекции (4.1), (4.2), (4.3в) и условиям (4.12)–(4.15) для оптимального газового эжектора без диффузора, даны на рис. 4.2.4. Все кривые ϵ от k^{-1} при $\sigma = \text{const}$ начинаются в точке с координатами $(1, 0)$, т. е. требуемой степени сжатия $\epsilon = 1$ соответствует бесконечно большой коэффициент эжекции. С увеличением отношения давлений смешиваемых газов σ степень сжатия и коэффициент эжекции непрерывно возрастают. Зависимость степени сжатия ϵ от k^{-1} в широкой области параметров близка к линейной. Вблизи линии перехода с одного максимума на другой (штриховая линия на рис. 4.2.4) кривые имеют точку перегиба.

Отсутствие диффузора существенно сказывается на эффективности и экономичности эжектора. При $\sigma = 5$ и $\epsilon = 1,05$ в эжекторе без диффузора коэффициент эжекции составляет 3,45, в то время как с диффузором, имеющим коэффициент сопротивления $\xi = 0,2$, — около 7 [101].

Относительные геометрические параметры оптимального газового эжектора без диффузора даны на рис. 4.2.5. Параметр α , равный отношению площадей выходных сечений высоконапорного и низконапорного сопел F'/F_1 , с увеличением степени сжатия ϵ и уменьшением коэффициента эжекции k монотонно растет. Для случая

$\sigma = 200$, даны значения α , соответствующие обоим максимумам, переход между которыми происходит при $k^{-1} = 0,385$. В этом месте кривая $\alpha(k^{-1})$ претерпевает разрыв.

На рис. 4.2.5 приведены числа Маха высоконапорных сопл оптимального эжектора без диффузора. Они мало зависят от коэффициента эжекции и определяются в основном перепадом давлений смешиваемых газов. При $\sigma = 2$ практически оптимальным является звуковой эжектор, при увеличении σ до 200 оптимальное число M' достигает 4,5. Как и остальные геометрические и газодинамические параметры, расчетные числа Маха высоконапорных сопл при переходе с одного максимума на другой претерпевают разрыв. Отношения выходного и критического сечений высоконапорных сопл также даны на рис. 4.2.5.

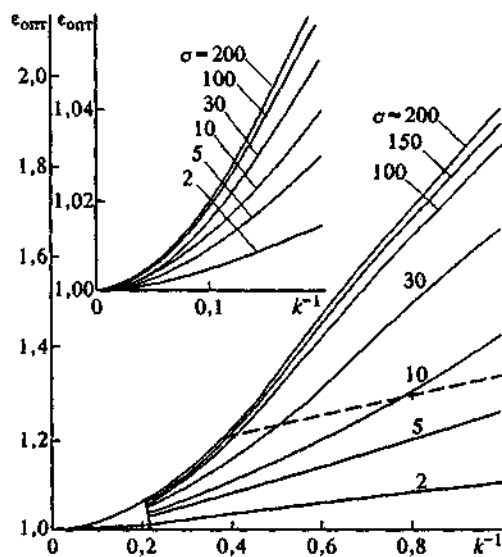


Рис. 4.2.4

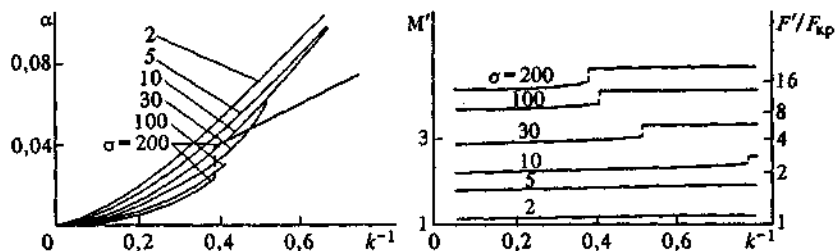


Рис. 4.2.5

В целом настоящие материалы позволяют достаточно надежно рассчитать наиболее компактный газовый эжектор без диффузора и оценить те потери эффективности, к которым приводит требование наибольшей компактности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЭЖЕКТОРАМ МАЛОЙ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЮ В ТРАНСЗВУКОВЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ

§ 5.1. Экспериментальное исследование газового эжектора с малой степенью сжатия и дискретными высоконапорными соплами

Для трансзвуковой аэродинамической трубы с эжекторным приводом и расходным диффузором требуемая степень сжатия составляет 1,05—1,10, причем большее из этих значений относится к сверхзвуковой скорости рабочего потока и большой испытываемой модели. В случае малой модели и большого коэффициента отсоса газа в расходном диффузоре (около 20 %) требуемая степень сжатия при числе $M \approx 1$, по-видимому, близка к 1,05. Что касается отношения давлений смешиваемых газов, то в зависимости от конкретных условий эта величина может сильно меняться. Например, в американской модели трансзвуковой эжекторной трубы перепад давлений смешиваемых газов составляет 6—10 бар, во французской модели — около 4,5 бар (см. [105, 109]). Аналогичные перепады были приняты ранее и у нас при испытаниях отдельных газовых эжекторов для трансзвуковых аэродинамических труб.

Однако для условий ЦАГИ в АДТ с большими числами Рейнольдса и давлением в форкамере 4—5 бар располагаемое отношение давлений в эжекторном приводе составляло бы величину порядка 2. В имеющейся литературе данные по газовым эжекторам со степенями сжатия порядка 1,05 и таким отношением давлений отсутствуют.

Настоящий параграф посвящен экспериментальному исследованию газового эжектора с этими параметрами, а также дальнейшей отработке схемы эжектора малой степени сжатия с наклонными соплами.

Экспериментальная установка, объекты и методика испытаний. На рис. 5.1.1 приведена схема экспериментальной установки, состоящей из низконапорного тракта 1, высоконапорного тракта 2, форкамеры 3, камеры смешения 4 и диффузора 5. На входе низконапорного тракта устанавливались дросселирующие сопла 6, с помощью которых можно было менять расход низконапорного газа и степень сжатия эжектора.

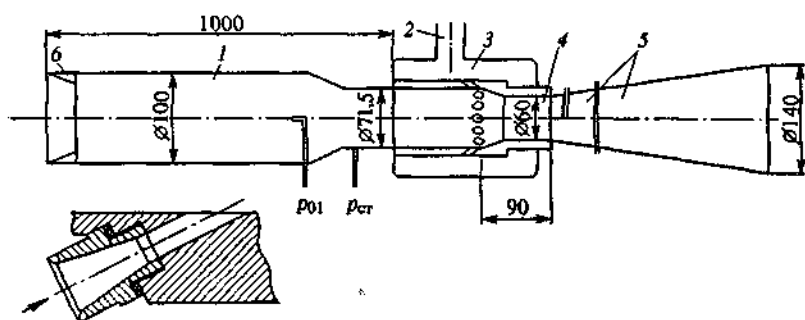


Рис. 5.1.1

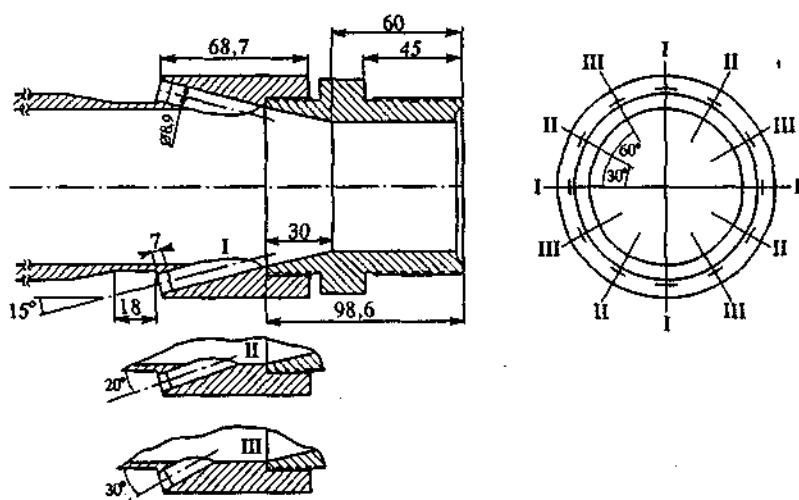


Рис. 5.1.2

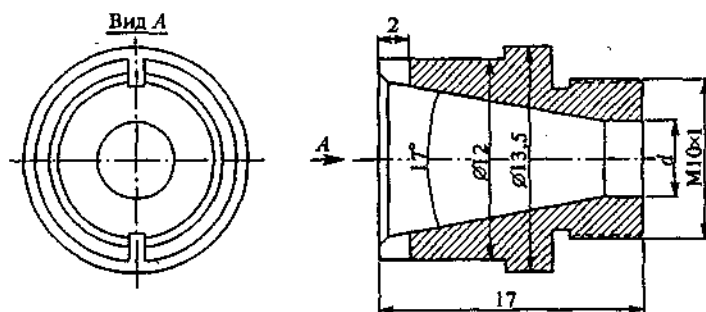


Рис. 5.1.3

Камера смешения (рис. 5.1.2) состояла из конической и цилиндрической частей (длина 30 и 60 мм соответственно). Длину второй составляющей можно было увеличивать за счет установки дополнительных цилиндрических отсеков длиной 30 и 60 мм. Перед камерой смешения располагался набор сопл (коллектор) для подачи высоконапорного газа.

Коллектор состоял из разделяющей форкамеры и камеры смешения цилиндрической стенки, в которой были сделаны 12 наклонных резьбовых отверстий, и набора сопл. Четыре отверстия имели угол наклона к оси 15° , четыре — 20° и еще четыре — 30° .

Сопла (рис. 5.1.3) были выполнены звуковыми и имели два выходных размера — 5 и 7 мм, для каждого из которых имелся полный набор — по 12 штук. Кроме того, испытания проводились с неполным набором — в некоторые отверстия устанавливались заглушки.

Результаты испытаний. Ниже представлены характеристики исследованных эжекторов с различными наборами сопл в высоконапорном коллекторе. Каждый набор обозначался своим кодом, например, 7(4)-7(4)-7(4). Цифры означают, что в коллекторе было установлено четыре сопла с выходным диаметром $d = 7$ мм под углом 15° к оси эжектора, четыре сопла с выходным диаметром 7 мм под углом 20° к оси и четыре сопла с диаметром 7 мм под углом 30° к оси эжектора. Всего было испытано девять вариантов набора сопл, включающих как установку сопл с выходным диаметром $d = 5$ мм, так и установку заглушек.

Особенности характеристик исследованных эжекторов. Экспериментальные данные были получены в виде зависимостей коэффициента эжекции k , степени сжатия ϵ и приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ от отношения давлений смешиваемых газов σ . Значения $q(\lambda_1)$ вычислялись для диаметра низконапорного сопла 60 мм. На рис. 5.1.4 даны некоторые из указанных характеристик для варианта эжектора 7(4)-7(4)-7(4) при длине камеры смешения 120 мм (2 калибра камеры смешения). Видно, что при постоянном мерном сопле в низконапорном тракте зависимости $q(\lambda_1)$ от σ носят довольно сложный характер и в большинстве случаев имеют максимумы, которым соответствуют также максимум степени сжатия и выход эжектора на критический режим работы. При уменьшении диаметра проходного сечения мерного сопла (уменьшении его номера) критический перепад давления увеличивается, а критическое значение приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ соответственно уменьшается. При $\sigma > \sigma_{кр}$ лежат закритические ветви характеристик, которые укладываются на одну кривую. При $\sigma < \sigma_{кр}$ характеристики распадаются на отдельные докритические ветви, и с уменьшением перепада давлений расход низконапорного газа убывает.

Зависимости k от σ при $\sigma > \sigma_{кр}$ также укладываются на одну кривую, а с уменьшением σ распадаются на отдельные докритиче-

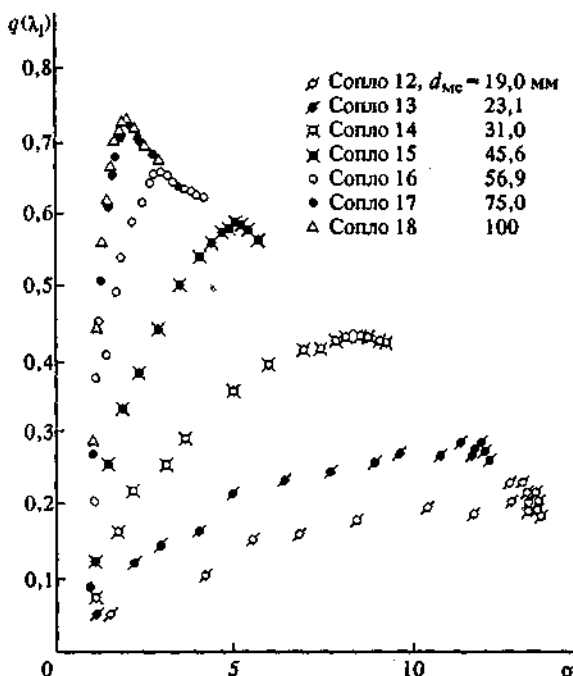


Рис. 5.1.4

ские ветви, на которых наблюдаются максимумы коэффициента эжекции.

Влияние основного геометрического параметра на характеристики эжектора. Основной геометрический параметр эжектора — отношение площади высоконапорных сопел к площади поперечного сечения камеры смешения — менялся от 0,163 до 0,054. При сопле № 16 в низконапорном тракте требуемая степень сжатия $\varepsilon = 1,05$ достигается при максимальном для данного эжектора коэффициенте эжекции. Следует сказать, что заданная степень сжатия достигается не только при разных k , но и при разных перепадах давления, в том числе при расчетном $\sigma \approx 2$. Для выяснения влияния последних на коэффициент эжекции данные обобщены линией 1 на рис. 5.1.5. Здесь же представлены результаты предварительных испыта-

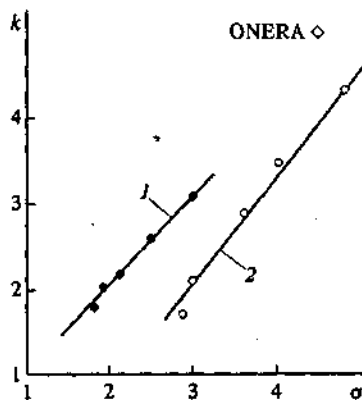


Рис. 5.1.5

ний (линия 2), а также данные других источников. Видно, что полученные в настоящих опытах коэффициенты действительно характеризуют область малых перепадов давления $\sigma \approx 2$. Кроме того, рис. 5.1.5 показывает, что достигнутые в этих экспериментах коэффициенты эжекции примерно на 50% превышают данные предварительных испытаний эжектора (с двумя рядами высоконапорных сопел). Полученные значения k прямо пропорциональны отношению полных давлений σ . При степени сжатия 1,05 располагаемый перепад давления и коэффициент эжекции почти совпадают.

Об оптимальной длине камеры смешения. Конструкция испытанного эжектора позволяла увеличивать камеру смешения свыше 90 мм. В минимальную длину 90 мм входят изготовленные вместе начальный сужающийся конический участок в 30 мм и цилиндрический в 60 мм (1 калибр камеры смешения). Один вариант эжектора 7(4)-7(4)-7(4) был полностью испытан с тремя длинами камеры смешения (90, 120 и 180 мм).

Изменение длины камеры мало сказалось на работе эжектора. При 120 и 180 мм характеристики практически не изменялись, а при минимальной длине 90 мм стали несколько лучше. Так, при дросселирующем сопле 16 максимальный коэффициент эжекции увеличился с 1,8 до 1,84, а при сопле 18 — с 2,7 до 3,1.

Таким образом, исследования показали, что выбранная длина в 1,5 калибра камеры смешения вполне достаточна для успешной работы многосоплового эжектора данной схемы.

Поля приведенной скорости и полного давления смеси. Результаты измерения полей полного давления с пе-

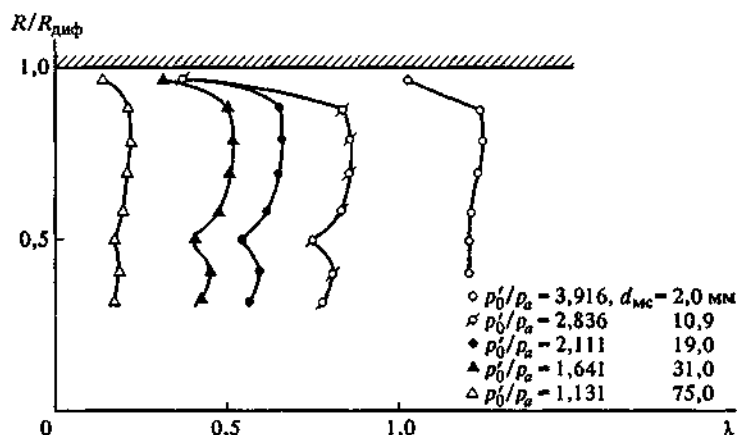


Рис. 5.1.6

решением в поле скорости смеси на входе в диффузор представлены на рис. 5.1.6. На входе в диффузор имеет место близкое к равно-

мерному полю скоростей. Вблизи стенки камеры смешения имеется пограничный слой, не превышающий по толщине 3 мм.

Причиной столь высокой равномерности распределения скорости является, по-видимому, значительное перемешивание струй при правильном распределении расхода высоконапорного газа по сечению камеры смешения. В целом это привело к заметному повышению характеристик эжектора малой степени сжатия по сравнению с предварительными испытаниями.

§ 5.2. Исследование модели трансзвуковой аэродинамической трубы с эжекторным приводом и расходным диффузором

Описываемый ниже исследовательский стенд являлся моделью эжекторной аэродинамической трубы, рассчитанной на натурные числа Рейнольдса порядка 100 миллионов.

Первые модели трансзвуковых эжекторных труб были построены в США и Франции. Их исследования в основном завершены, результаты изложены в ряде работ и их можно сравнить с настоящими данными по нашей трубе, имеющей ряд отличий.

Описание стенда. Схема исследовательского стенда (Т-02) дана на рис. 5.2.1. Он состоит из:

А — подводящего трубопровода воздуха высокого давления (11 бар) с дросселем диаметром 250 мм;

Б — замкнутой трансзвуковой аэродинамической трубы с рабочей частью 120×180 мм и числами Маха 0,1–1,3;

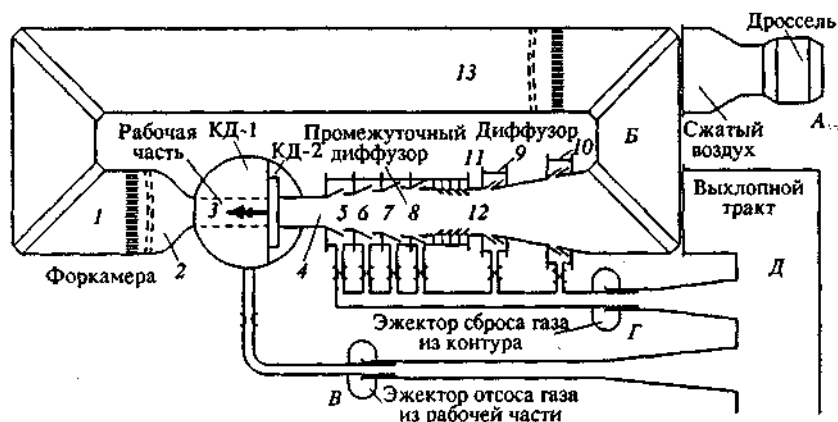


Рис. 5.2.1

В — эжектора отсоса газа из перфорированной рабочей части;
Г — эжектора сброса газа из контура трубы;

Д — выхлопного тракта, через который отработанный воздух сбрасывается в камеру шумоглушения.

Для упрощения схемы рис. 5.2.1 на ней не нанесены трубопроводы, через которые сжатый воздух из подводящего тракта подается к трем эжекторам.

Стенд может работать в двух вариантах. Первый из них — замкнутый, основной — изображен на рис. 5.2.1. Дроссель диаметром 250 мм закрыт и сжатый воздух подается только к трем эжекторам.

Второй вариант (разомкнутый) используется при отработке элементов контура в режиме прямооточной аэродинамической трубы. Для перехода от первой конструкции ко второй снимается отсек трубы, состоящий из первого и второго поворотных колен, подводящий трубопровод с дросселем соединяется с обратным каналом трубы, а выхлопной тракт — с выходным сечением диффузора трубы.

Назначение стенда и основные решаемые с его помощью задачи

1. Отработка в целом схемы трансзвуковой аэродинамической трубы с эжекторным приводом и расходным диффузором.

2. Разработка и исследование оптимального газового эжектора при малых потребных степенях сжатия и больших коэффициентах эжекции.

3. Исследование условий оптимальной работы расходного диффузора и диффузоров со сбросом пограничного слоя по контуру.

4. Исследование того, как параметры трубного эжектора влияют через прямой и обратный каналы на турбулентность потока в рабочей части.

5. Исследование переходных режимов в эжекторных аэродинамических трубах и выбор оптимальных способов их запуска.

Аэродинамический контур трубы и вспомогательных трактов дан на рис. 5.2.1 и 5.2.2. Он состоит из форкамеры 1, коллектора (звукового сопла) 2, перфорированной рабочей части 3, переходника с прямоугольника на круг 4, диффузорных отсеков 5, 6, 7, 8, 9 и 10, соплового аппарата 11 трубного эжектора, камеры смешения 12 эжектора и обратного канала 13 с поворотными лопатками в коленях.

Форкамера имеет диаметр 470 мм и площадь поперечного сечения в 8 раз больше площади рабочей части. Здесь установлены хонейкомб и две детурбулизирующие сетки.

Далее идет звуковое сопло, являющееся одновременно переходником с круга диаметром 470 мм на прямоугольник 120 × 180 мм. Координаты коллектора вычислялись по следующей эмпирической формуле:

$$R = y + (235 - y) \cos^3 \left(\frac{\pi}{2} x^{0,75} \right),$$

где y — значение координаты в критическом сечении.

Рабочая часть имеет длину три калибра, четырехстороннюю регулируемую перфорацию и наклоненные верхнюю и нижнюю панели. В результате этого поперечный размер рабочей части к ее концу увеличивается до 129×180 мм.

Она окружена камерой давления, разделенной вертикальной перегородкой (рис. 5.2.1) на переднюю и заднюю части, причем из них может производиться раздельный отсос газа. Задняя часть камеры давления окружает место расположения модельной державки. Эта область перфорирована и используется как расходный диффузор.

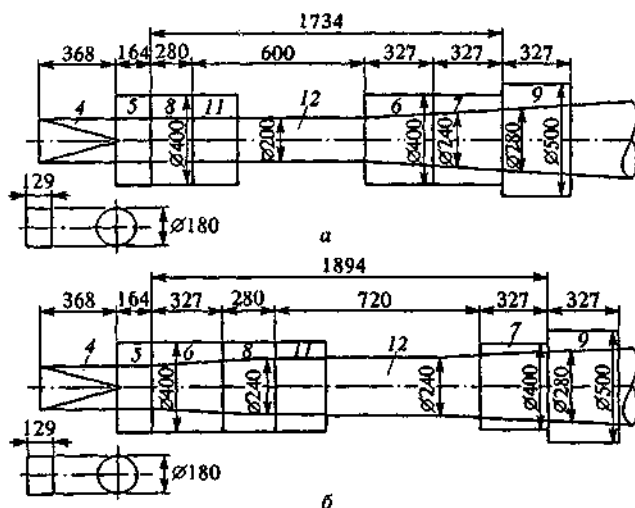


Рис. 5.2.2

За рабочей частью располагаются переходник с прямоугольника на круг диаметром 180 мм и диффузор, между отсеками которого расположен трубный эжектор. В каждом отсеке имеется кольцевая поперечная щель, через которую воздух отбирается и далее через мерное сопло поступает в тракт сброса.

Испытания трансзвуковой эжекторной трубы могут проводиться при трех положениях и соответственно трех диаметрах камеры смешения трубного эжектора. На схеме рис. 5.2.1 он расположен в крайнем нижнем (по потоку) положении. Два других даны на рис. 5.2.2. Сопловые аппараты (коллекторы) и камеры смешения трубного эжектора выполнены в 3-х вариантах ($d_3 = 200, 240$ и 280 мм).

Схема расположения сопел на коллекторе трубного эжектора дана на рис. 5.2.3. В ней имеется 4 ряда сопел по 12 штук в каждом. В соседних рядах они сдвинуты друг относительно друга для того, чтобы предотвратить столкновение струй с расположенным ниже соплом ($h \approx \pi d_3/12$).

Геометрические характеристики сопел приведены в табл. 5.1. Они рассчитаны на $M = 1,94$ и оптимальны при давлении высоконапорного газа 5 бар. В первом ряду размещаются более крупные сопла

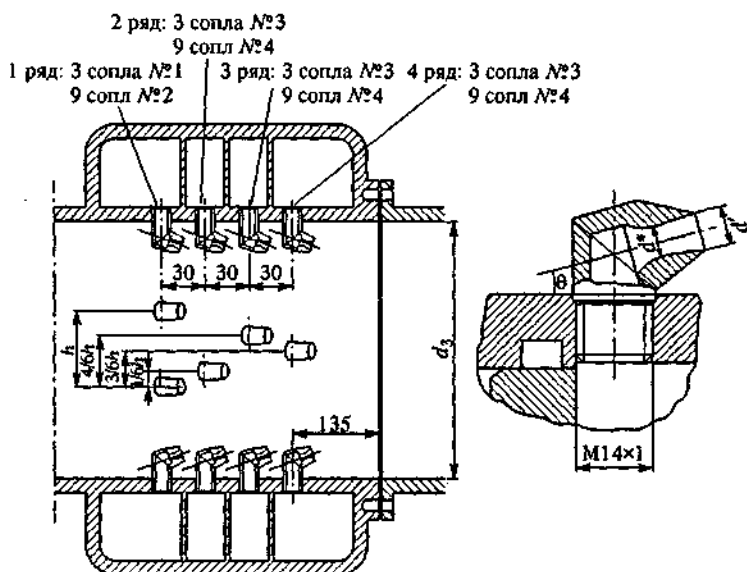


Рис. 5.2.3

типов 1 и 2 с тем, чтобы расход воздуха через 1-й ряд был на 40% выше, чем через остальные. Они отличаются также углами наклона оси струи к оси эжектора ($4,5^\circ$ и 12°).

Таблица 5.1

Тип сопла	d^* , мм	d' , мм	θ
1	6,2	7,90	12°
2	6,2	7,90	$4,5^\circ$
3	5,3	6,75	12°
4	5,3	6,75	$4,5^\circ$

Труба снабжена двумя вспомогательными эжекторами — в трактах отсоса газа из рабочей части и сброса газа из контура трубы через отсеки диффузора. Эжектор тракта отсоса имеет камеру смешения диаметром 196 мм, низконапорное сопло диаметром 162 мм и сверхзвуковое высоконапорное сопло с критической щелью 7,2 мм. Эжектор отсоса оборудован перфорированным соплом (§ 2.1). Он рассчитан на отсос из рабочей части до 15% расхода газа через нее.

Расходы воздуха через элементы стенда имеют следующие значения.

Максимальный расход воздуха через подводящий и отводящий тракты — 20 кг/с.

Расход воздуха через контур трубы на трансзвуке при давлении в форкамере 1 бар — 5 кг/с.

Расход сжатого воздуха через трубный эжектор на основном режиме — 1 кг/с.

На режиме расход сжатого воздуха через эжектор отсоса составляет 5 кг/с, через эжектор сброса — 1,5 кг/с.

Первые исследования режимов работы стенда. Изучение основных режимов и экспериментальных возможностей стенда проводились при работе его в замкнутом варианте с эжектором $d_{к.с} = 200$ мм.

Основными характеристиками данной аэродинамической трубы являются зависимости числа Маха в рабочей части $M_{р.ч}$, давления в форкамере $p_{0ф}/p_a$ и отношения K расхода газа через рабочую часть к расходу через трубный эжектор (аналог коэффициента эжекции) от давления высоконапорного газа в трубном эжекторе ($K = 1 + k$). Эти зависимости (при отсосе только из рабочей части) распадаются на две ветви. Если $p_{0'} < 3$ бар и $M_{р.ч} < 1$, то при увеличении давления в трубном эжекторе давление в контуре не меняется ($p_{0ф} \approx p_a$), а происходит увеличение скорости потока в рабочей части от малой до звуковой. При $p_{0'} > 3$ бар увеличение давления и расхода высоконапорного газа увеличивает давление в форкамере трубы, а число Маха при этом увеличивается с 1 до 1,31 (при $p_{0'} = 7,5$ бар). В сверхзвуковой области отношение расходов эжектируемого и эжектирующего газов равно 4, а трубный коэффициент эжекции K равен 5. Он несколько увеличивается при уменьшении давления эжектирующего газа и числа M в рабочей части.

Похожими оказались характеристики трубы (рис. 5.2.4) при открытии в дополнение к тракту отсоса еще двух отсеков сброса (№ 5 и № 10). Максимальное число M достигается при $p_{0'} = 7$ бар и составляет 1,31. Параметр K равен при этом 3,8. Переход через скорость

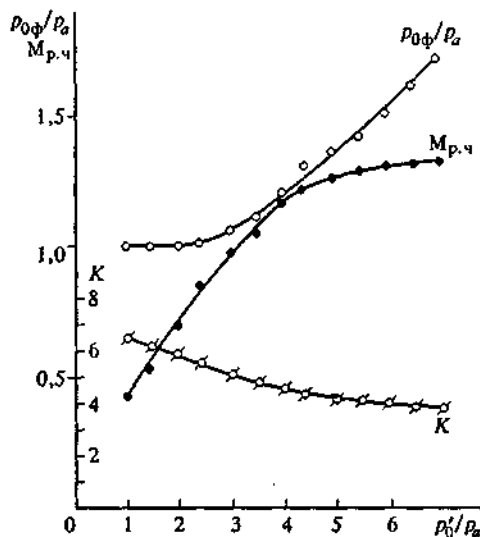


Рис. 5.2.4

звука ($M = 1$) имеет место при $p_0' = 3,2$ бар и коэффициенте эжекции около 5. Отношение полного давления активного газа трубного эжектора к давлению в форкамере составляет около 4.

Близкие к описанным параметры эжектора и трубы получались также при одновременном изменении давления в трубном эжекторе и эжекторе отсоса.

Исследования основных режимов работы стенда проводились также при постоянном давлении эжектирующего газа в трубном эжекторе и различных положениях регулирующих клапанов во всех трактах отсоса и сброса газа.

Испытания показали, что режимы работы трубы изменяются в широком диапазоне: давление в форкамере — от 1,3 бар до 3 бар, число Маха — от дозвукового до 1,4, коэффициент эжекции — от 3 до 6. Первые эксперименты ставили с целью изучения не всех возможных режимов трубы, а лишь основных. Кроме того, исследовались

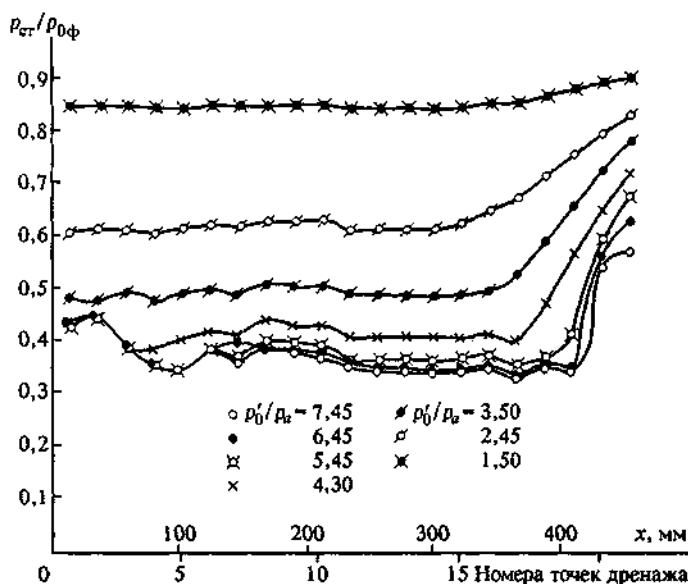


Рис. 5.2.5

некоторые особые случаи. Например, в одном из пусков были закрыты все тракты сброса и отсоса, и труба наддувалась трубным эжектором до максимального давления. Самое большое давление в контуре оказалось примерно на одну атмосферу меньше, чем в форкамере трубного эжектора, и составило примерно 6 бар.

На рис. 5.2.5 и 5.2.6 приведены распределения статических давлений и чисел Маха по стенке перфорированной рабочей части на режимах со сбросом газа через перфорацию (тракт отсоса) и отсе-

ки № 5 и № 10 (тракт сброса). Эти данные соответствуют рис. 5.2.4 по коэффициентам эжекции и другим параметрам. Видно, что на режимах $p_0' \geq 4$ бар труба выходит на расчетные сверхзвуковые числа Маха $M \approx 1,3$.

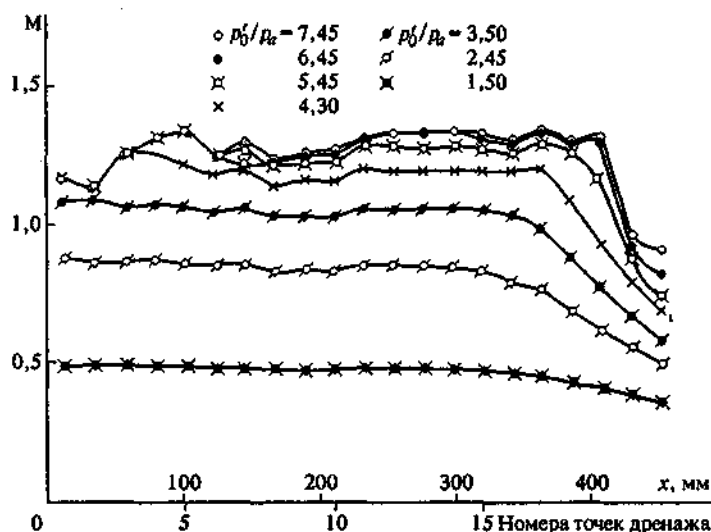


Рис. 5.2.6

На начальном участке перфорации наблюдается разгон потока до $M = 1,3$ (расходное сопло). В ее средней части имеет место сверхзвуковое течение значительной протяженности с заметной неравномерностью.

На конечном участке перфорированной рабочей части расположена область снижения M и повышения давления — зона расходного диффузора.

Работа стенда с удлиненной камерой смешения ($L/D = 2,7$). В предыдущих опытах на стенде Т-02 была установлена камера смешения длиной 335 мм, что примерно равно 1,7 калибра. Для данного многосоплового эжектора ($N_c = 48$) это достаточно большая величина. Если считать, что требуемая длина пропорциональна $\sqrt{N_c}$, то у нашего эжектора она соответствует двенадцати калибрам в пересчете на односопловой вариант. Кроме того, действительная длина смешения в Т-02 еще больше, так как высоконапорные сопла расположены в четырех рядах и расстояние между первым и последним составляет 90 мм (рис. 5.2.3).

Для исследования влияния длины камеры смешения трубного эжектора на суммарные энергетические характеристики трубы были поставлены эксперименты с новой камерой, удлиненной на 200 мм — до полной длины 2,7 калибра.

На рис. 5.2.7 и 5.2.8 приведены зависимости числа Маха в рабочей части и трубного коэффициента эжекции $K = G_{p.ч.}/G'_{тр.}$ от отношения полных давлений в эжекторе и форкамере трубы σ . При увеличении σ от 2,5 до 4,6 число Маха увеличивается от 0,5 до 1,35, коэффициент эжекции уменьшается от 5,6 до 4,2. На

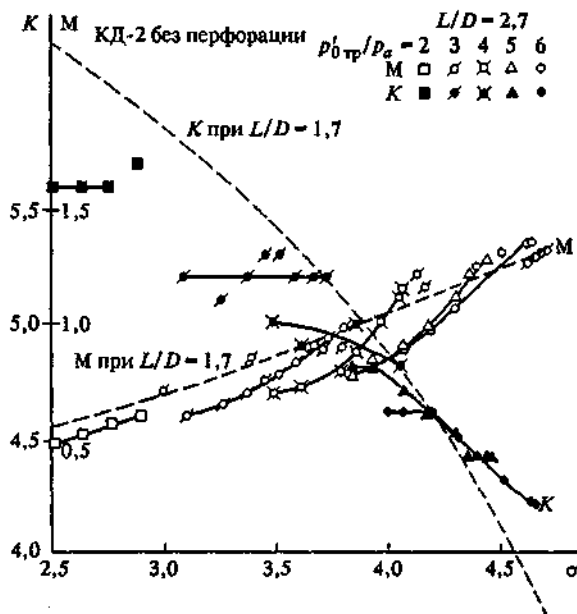


Рис. 5.2.7

этих же рисунках штрихом представлены предыдущие данные при меньшей длине камеры смещения $L/D = 1,7$. Видно, что результаты отличаются незначительно и неоднозначным образом. При малых перепадах давления ($\sigma < 4$) энергетические характеристики трубы несколько ухудшились. Однако в области максимальных M потока характеристики трубы стали выше. Увеличилось максимальное число Маха с 1,31 до 1,35. Улучшилась и экономичность трубы: коэффициент эжекции при максимальном числе Маха вырос с 3,8 до 4,2.

Данные рис. 5.2.7 получены при установке в камере давления № 2 (КД-2) неперфорированной вставки только с четырьмя продольными щелями для прохода модельной державки. После монтажа в КД-2 новой перфорации с наклонными отверстиями эти опыты были повторены. Они показывают (рис. 5.2.8), что оптимальная длина камеры смещения трубного эжектора, по-видимому, близка к принятым значениям $L/D = 1,7$ и $2,7$ и в этом случае. Она зависит от режима работы трубы, причем при малых M лучшим яв-

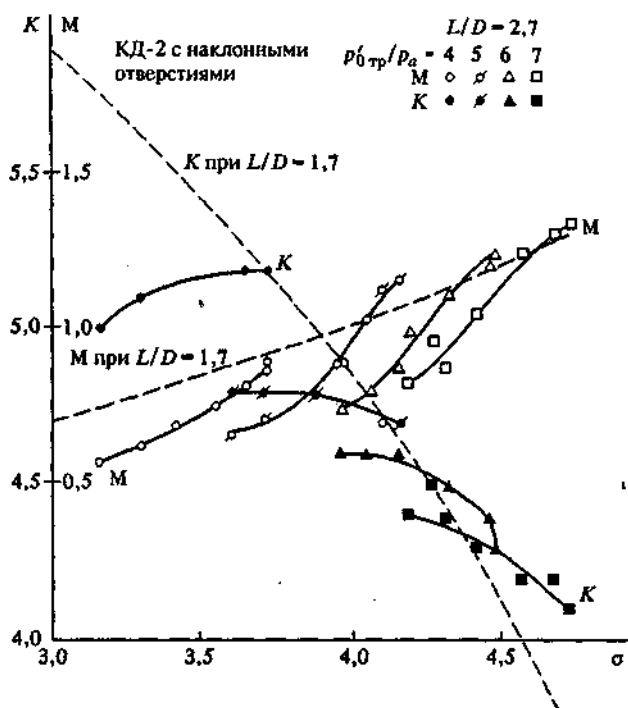


Рис. 5.2.8

ляется более короткий вариант ($L/D = 1,7$), а при максимальных — более длинный.

Исследование полей полного и статического давления в камере смешения трубного эжектора. Поля полного и статического давления измерялись двумя гребенками, расположенными в одной диаметральной плоскости. Чертеж гребенки и схема расположения даны на рис. 5.2.9. Каждая гребенка состояла из десяти приемников полного давления и трех — статического. Полная длина двух гребенок составляла 200 мм и равнялась диаметру исследуемой камеры смешения.

Срезы приемников полного давления и рабочие отверстия приемников статического давления располагались в одной плоскости поперечного сечения трубы на расстоянии 360 мм от последнего ряда сопел (1,8 калибра камеры смешения).

Эксперименты были проведены при постоянном давлении высоконапорного газа в трубном эжекторе $p_{0'} \approx 6$ бар и различных настройках эжектора отсоса $p_{\text{отс}}/p_a$. Данные по характеристикам трубы на режимах измерения полей $p_{\text{тр}}$ в камере смешения даны на рис. 5.2.10. В КД-2 была установлена перфорированная наклонными

отверстиями вставка, а отсеки КД-1 и КД-2 были соединены между собой и с эжектором отсоса.

На рис. 5.2.11 приведены сами распределения полного и статического давлений (p_0 и $p_{ст}$) в конечной части камеры смешения трубного эжектора. Видно, что поля полного давления не являются равномерными и вблизи стенок камеры смешения и имеют характерные

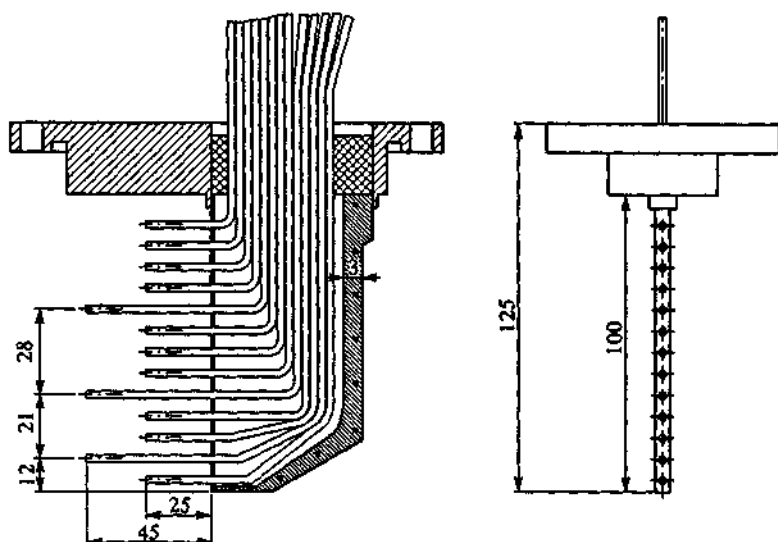


Схема установки гребенки в камере смешения трубного эжектора

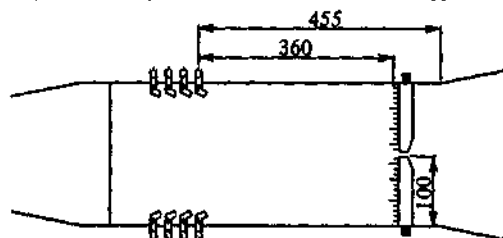


Рис. 5.2.9

всплески — зоны повышенного давления. Распределения статического давления практически равномерны. Разница между полными и статическими давлениями (скоростной напор) в этих зонах и в равномерном ядре потока отличается вдвое.

Указанная неравномерность поля скоростей в конце камеры смешения является следствием выбранного способа подвода высоконапорного газа (в трубном эжекторе) — он поступает через 48 сверхзвуковых сопл, имеющих малый ($4,5^\circ$ и 12°) наклон к оси трубы.

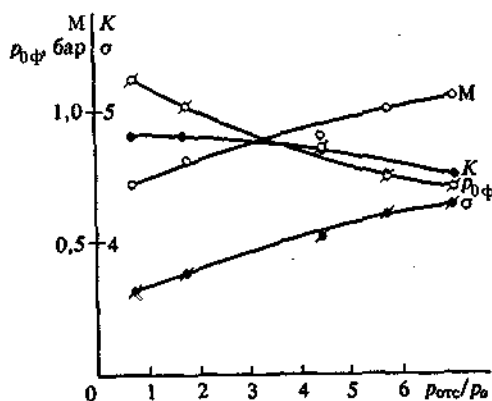


Рис. 5.2.10

Это приводит к обогащению высоконапорным газом пристеночной области и появлению указанной неравномерности течения.

Ответ на вопрос о том, является имеющаяся неравномерность достоинством или недостатком данной аэродинамической трубы, не очевиден, однако в ряде работ (например, в [120]) утверждается,

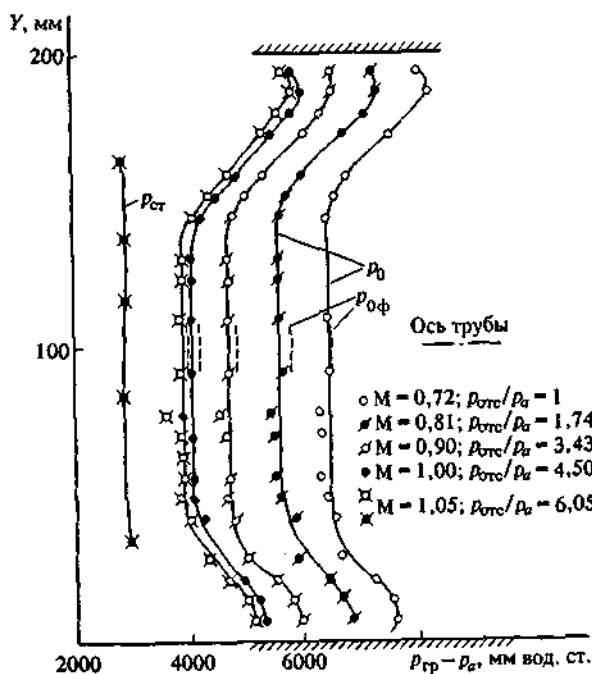


Рис. 5.2.11

что равномерное поле скоростей на входе в диффузор не является оптимальным. С точки зрения минимизации потерь полного давления в диффузоре оптимальным считается распределение с увеличенной вблизи стенки скоростью, качественно похожее на полученное в настоящих экспериментах.

При изменении числа Маха характер полей полного давления в камере смешения не меняется. Статическое давление уменьшается, что связано с изменением целого ряда параметров, в том числе с понижением полного давления в форкамере трубы. Несколько уменьшается скоростной напор в ядре камеры смешения при малом изменении скоростного напора в пристеночной зоне ($p_0' = \text{const}$), что увеличивает суммарную неравномерность потока.

Следует отметить, что все измерения полей в камере смешения проведены при $M \leq 1,05$, т. е. в области, где труба Т-02 с более короткой камерой смешения (и, соответственно, менее равномерным полем скоростей) работает лучше, чем при $L/D = 2,7$.

Измерения полей полного и статического давления за основным диффузором (перед первым поворотным коленом) проводились при постоянном давлении в трубном эжекторе $p_0' = 3$ бар, неперфорированной вставке в КД-2, разделенных отсеках КД-1 и КД-2 и различных режимах

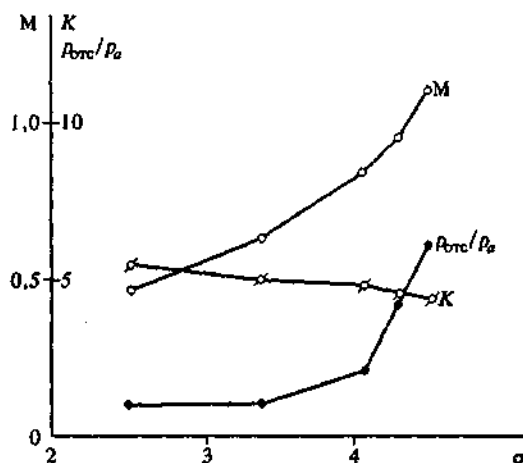


Рис. 5.2.12

работы эжектора отсоса, изменяющих число Маха в рабочей части от 0,46 до 1,1. Данные по режимам работы трубы приведены на рис. 5.2.12. Распределения полного и статического давления за диффузором практически равномерны (рис. 5.2.13). Обращает на себя внимание отсутствие характерных для диффузоров провалов скоростного напора вблизи стенок. Особенно равномерными явля-

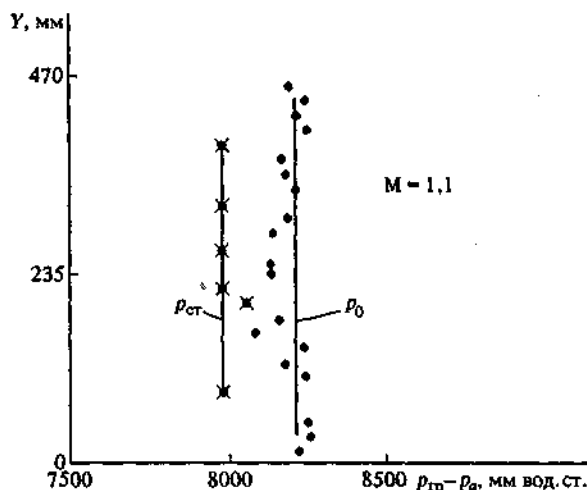


Рис. 5.2.13

ются поля полного давления при больших M . При меньших 0,8 числа Маха имеется некоторый провал полного давления на оси диффузора. Наконец, при малых M ($M = 0,47$) есть некоторая несимметрия поля скоростей.

Исследование режимов с моделью самолета в рабочей части. В предыдущих испытаниях (без модели) на стенде Т-02 был осуществлен выход трубы на расчетные режимы: число Маха потока в рабочей части доходило до 1,35, при этом от-

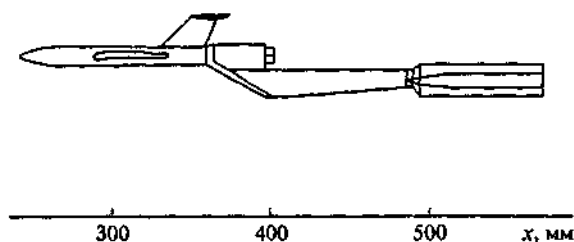


Рис. 5.2.14

ношение K расхода газа через рабочую часть к расходу газа в трубном эжекторе равнялось 3,8. Переход через скорость звука ($M = 1$) происходил при $K = 5$. Затем в рабочую часть была помещена модель самолета (рис. 5.2.14) под нулевым углом атаки. Затенение рабочей части моделью и державкой составило 3%.

На рис. 5.2.15 приводятся результаты испытания трубы, когда воздух принудительно отсасывался с помощью эжектора отсоса из камеры давления КД-1. Кроме того, был открыт отсек сброса № 5. Давление в трубном эжекторе и эжекторе отсоса увеличивалось одновременно так, что $p_{0ф}$ в форкамере примерно равнялось атмосферному.

Максимальное достигнутое число Маха потока составило 1,13 и имело место при коэффициенте эжекции $K = 2,8$. Труба выходила

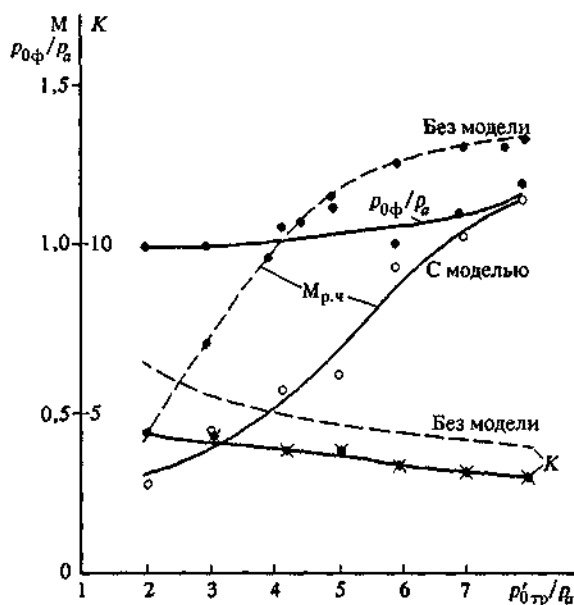


Рис. 5.2.15

на звуковой режим при $K = 3,0$. Таким образом, коэффициент K снизился больше чем на 25% при заметном уменьшении максимального числа M потока. Все это является результатом большой загрузки рабочей части моделью.

В другом пуске при постоянном давлении в трубном эжекторе $p'_0 = 6$ бар увеличивалось $p_{0отс}$ в эжекторе отсоса от 1 до 7 бар. Газ отсасывался из КД-1. Все остальные отсеки сброса были закрыты. Скорость потока не превысила $M = 1,09$ при отношении расходов $K = 2,9$. Уменьшение максимального числа Маха обусловлено возросшим давлением в форкамере.

В целом приведенные в настоящем параграфе данные подтверждают, что многосопловой эжектор позволяет реализовать требуемые характеристики трубы при высокой экономичности — $K \approx 5$ без загрузки и $K = 3$ при установке большой модели.

ЭЖЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ ГАЗОНАПОЛНЕНИЯ САМОЛЕТНЫХ СПАСАТЕЛЬНЫХ ТРАПОВ И ПЛОТОВ

В этой главе описывается первый и единственный в стране опыт создания эжекторных систем газонаполнения мягких оболочек спасательных плотов и трапов гражданских самолетов. Эти системы, разработанные в КБ «Звезда» и ЦАГИ (под общим руководством академика Г. И. Северина), прошли государственные испытания и их модификациями в настоящее время оборудованы все большие самолеты России. Рассмотрены проблемы повышения экономичности таких систем, предложены методы расчета.

§ 6.1. Оптимизация эжекторных систем газонаполнения

Аварийные плоты и трапы [103] предназначены для спасения пассажиров и членов экипажа при вынужденной посадке самолета на необорудованный аэродром, естественную площадку или на во-

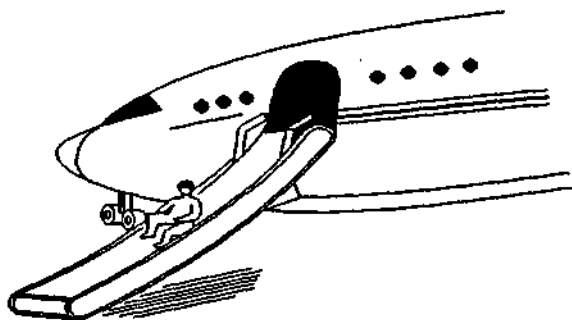


Рис. 6.1.1

ду (рис. 6.1.1). Во всех этих случаях может иметь место значительная угроза жизни и здоровью людей, поэтому должны быть приняты меры для немедленной эвакуации. В настоящее время аварийными плотами и трапами в обязательном порядке оборудуются все большие гражданские самолеты. Основными требованиями к этим спасательным средствам являются надежность, минимальные объем и масса, минимальное время приведения в рабочее положение.

Первым двум требованиям лучше всего удовлетворяют системы с надуваемой газом мягкой оболочкой. В сложенном состоянии они

занимают мало места, а в наполненном могут принимать любую заданную форму. Что касается газонаполнения, то в настоящее время наблюдается большое разнообразие способов получения необходимого количества газа с давлением, несколько превышающим атмосферное (примерно на 20 кПа).

В ряде случаев весь запас газа размещают на борту самолета в баллоне в сильно сжатом или сжиженном состоянии. Иногда газ получают в специальном расположенном на борту газогенераторе за

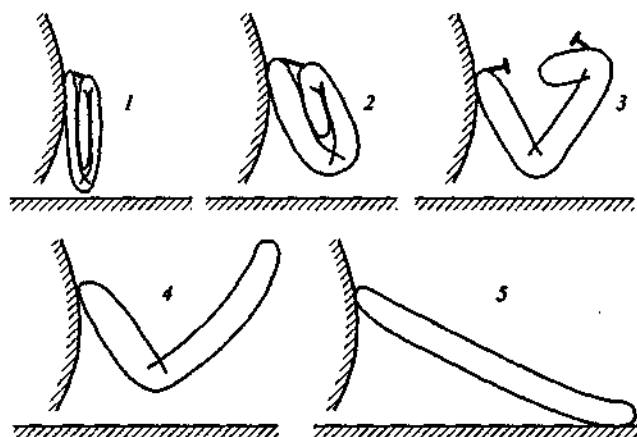


Рис. 6.1.2

счет каких-либо химической реакции. Однако наиболее перспективными являются системы с наполнением оболочки при помощи эжектора. Они позволяют хранить или получать на борту лишь незначительную часть необходимого количества газа, а большую засасывать в оболочку из атмосферы.

Основные этапы приведения в рабочее состояние аварийного надувного трапа самолета Ил-86 изображены на рис. 6.1.2. Из контейнера оболочка выбрасывается за борт и частично разворачивается, оставаясь сложенной втрое и связанной специальной стяжкой (положение 1).

В этом состоянии она наполняется до полуупругого состояния (положение 2) во избежание забрасывания ее ветром под самолет. Далее стяжка рвется, оболочка полностью расправляется (положения 3 и 4), окончательно наполняется и надувается до требуемого давления и жесткости конструкции, необходимой для приема эвакуируемых пассажиров (положение 5).

Масса и габариты эжекторной системы газонаполнения (СГН) существенно зависят от противодействия, создаваемого разворачивающейся оболочкой, и конечного давления в ней, которые должны быть по возможности минимальными. На рис. 6.1.3 приведена зависимость

избыточного давления в оболочке (линия 1) от времени наполнения, снятая при испытаниях аварийного трапа самолета Ил-86. Видно, что в первоначальный момент наполнения противодействие практически отсутствует, далее (в положении 2, см. рис. 6.1.2) оно увеличивается

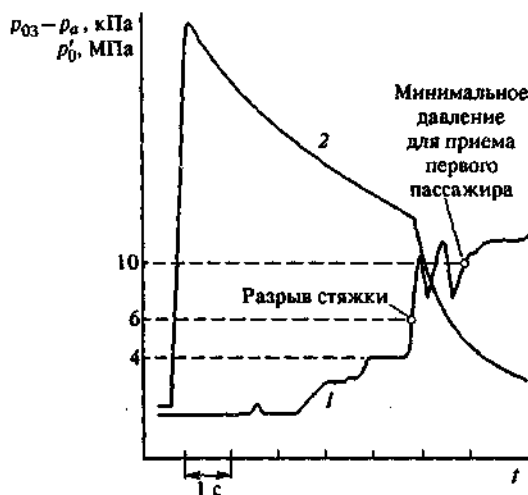


Рис. 6.1.3

до 2—4 кПа. В полностью наполненном состоянии оно может составлять 13—15 кПа. На этом же рисунке дана зависимость давления в магистрали сжатого воздуха от времени (линия 2). Видно, что давление убывает со временем от начального $200 \cdot 10^5$ Па до атмосферного со скоростью, зависящей от объема баллона и размера отверстия, через которое происходит истечение газа.

Теория оптимального газового эжектора при заданных относительных параметрах (степени сжатия ϵ и отношении полных давлений смешиваемых газов σ) в настоящее время достаточно развита. В частности, в области малых степеней сжатия ($\epsilon = 1,01-1,2$), характерных для систем газонаполнения аварийных спасательных средств, найдены оптимумы [101], не связанные каким-либо образом с предельными (критическими) режимами и позволяющие получать большие коэффициенты эжекции. Оказалось, что одним из условий оптимальности эжектора с малым ϵ является равенство статических давлений смешиваемых газов на входе в эжектор $p_1 = p'$, исключающее «запирание» последнего. Другим необходимым условием оптимальности является (см. § 4.1 и 4.2)

$$\frac{\epsilon p(\lambda_3)}{\sigma p(\lambda')} - 1 + \xi \frac{\kappa}{2} M_3^2 \left(1 - \frac{2}{1 - \lambda_3^2} \right) = 0,$$

где λ_3 — приведенная скорость смеси.

При отсутствии диффузора это уравнение имеет вид

$$\frac{\varepsilon}{\sigma p(\lambda')} - \frac{1 + \frac{\kappa+1}{\kappa-1} \lambda_3^2}{1 - \lambda_3^2} = 0.$$

Оба эти уравнения требуют, чтобы с приближением расчетной степени сжатия ε к единице скорость низконапорного газа и скорость смеси стремились к нулю. Физически это означает необходимость уменьшения потерь на выхлоп в случае уменьшения суммарной степени сжатия.

Сложность выбора оптимальной геометрии эжектора системы газонаполнения связана не столько с трудностью ее определения на заданные параметры высоконапорного газа, сколько с их нестационарностью в процессе приведения трапа в рабочее состояние.

На рис. 6.1.4 даны расчетные зависимости коэффициента эжекции — отношения расходов низконапорного и высоконапорного газов k — от отношения полных давлений смешиваемых газов σ при избыточном противодавлении 1 кПа ($\varepsilon = 1,01$) и разных значениях

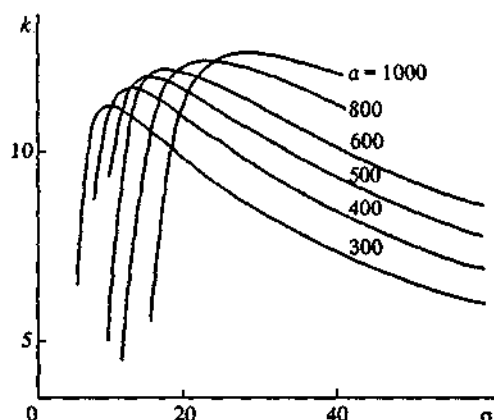


Рис. 6.1.4

геометрического параметра эжектора a . Видно, что все кривые имеют максимумы, смещающиеся влево и вниз при уменьшении параметра a .

При разработке СГН для Ил-86 и Як-42 были проведены систематические экспериментальные исследования газовых эжекторов, показавшие (рис. 6.1.5 и 6.1.6; $F_{к.}/F'_k = 2720$; $M' = 3$), что расчетные коэффициенты эжекции $k = 10-20$ реально достижимы, но экономические характеристики сильно зависят от габаритных размеров, в частности, от длин камеры смешения и диффузора. На рис. 6.1.6 представлены результаты экспериментов с газовыми эжекторами с различными геометрическими параметрами: 1 — двойная

камера с длинным диффузором ($6D$), $\bar{F} = 3$; 2 — короткая камера с коротким диффузором ($3D$), $\bar{F} = 2,2$; 3 — двойная камера без

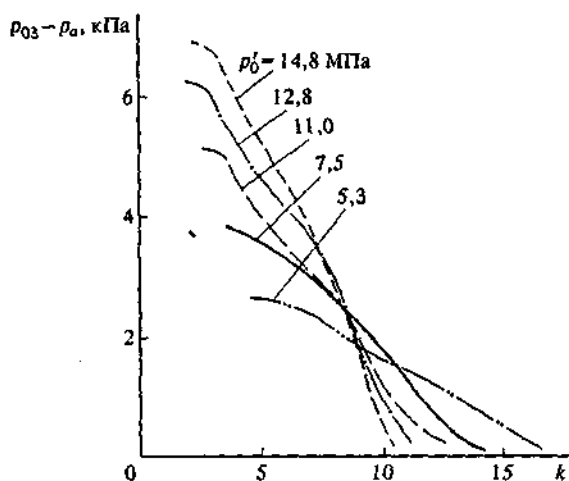


Рис. 6.1.5

диффузора; 4 — короткая камера без диффузора; D — диаметр камеры смешения; $\bar{F} = F_2/F_1$ — отношение выходной и входной площадей диффузора; $p_0' = 53$ бар.

Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований позволил сделать следующие выводы относительно принципиальной схемы эжектора и систем газонаполнения трапов для Ил-86 и Як-42.

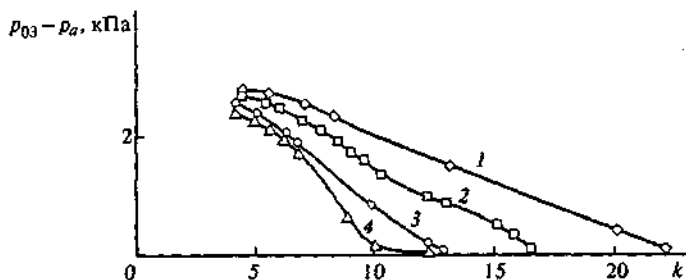


Рис. 6.1.6

1. Полностью нерегулируемый эжектор не сможет обеспечить оптимальную работу системы на начальном и конечном этапах разворачивания и наддува оболочки.

2. Дросселирование газа на участке от баллона до эжектора является нецелесообразным как с конструктивной (надежность системы), так и с газодинамической точки зрения.

С учетом этих соображений в [104—107] была предложена система газонаполнения (рис. 6.1.7) с нерегулируемым эжектором, имеющим две группы сопл (порядка 10 в каждой) и переключатель

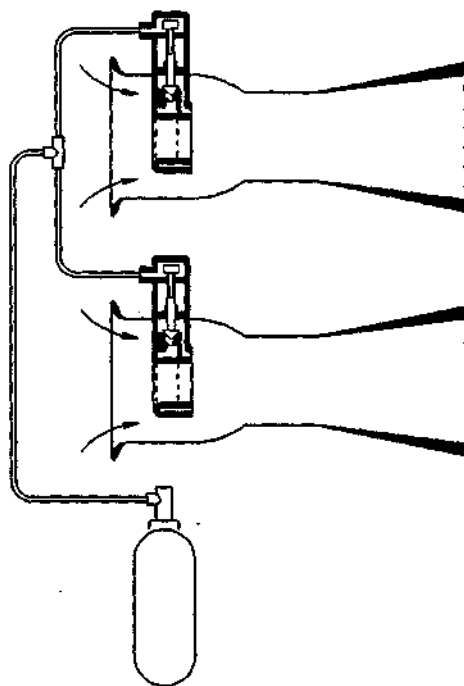


Рис. 6.1.7

групп сопл (ПГС). Она работает на режиме разворачивания аварийного трапа с одной группой сопл, а на режиме наддува последнего до требуемой жесткости — с двумя группами. Подключение к баллону второй группы сопл, имеющей значительно большие проходные сечения, производится автоматически при падении давления в баллоне до заданной величины порядка $60 \cdot 10^5$ Па (60 бар).

Разработанная система газонаполнения прошла все заводские и государственные испытания и применяется в серийных аварийных трапах ТНД и ТНО самолетов Ил-86 и Як-42 соответственно (см. также табл. 6.1).

Достигнутый уровень понимания физики процессов газонаполнения и возможности их математического описания иллюстрируются разработанной в [103] универсальной математической моделью для расчетов на ЭВМ различных вариантов СГН разворачиваемых оболочек с переменным объемом. На рис. 6.1.8 приведен пример такого расчета для эжекторных систем газонаполнения с одной, двумя и тремя группами сопл. Разрывы в функции $k(t)$ объясняются тем,

что в процессе наполнения оболочки между этапами разворачивания и наддува иногда наступают моменты, когда первая группа сопел уже не может эжектировать воздух из-за большого противодавления, а вторая группа еще не включилась, поскольку давление в баллоне не упало до расчетного значения (~ 60 бар). Сравнение с

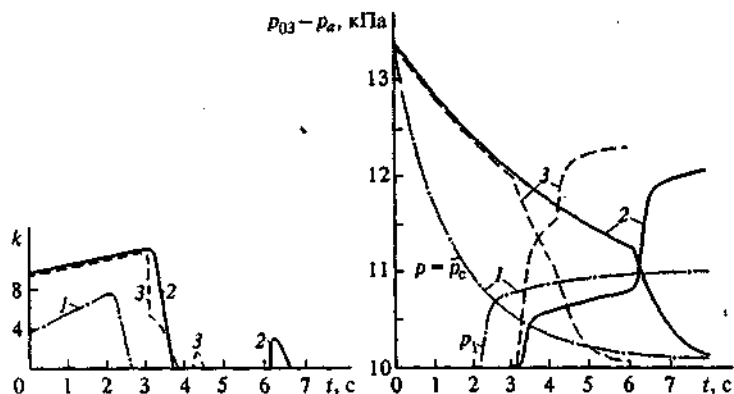


Рис. 6.1.8

рис. 6.1.3 показывает, что математическая модель качественно верно описывает реальный процесс наполнения оболочки и дает близкие результаты. Расчеты также показали, что переход от нерегулируемого эжектора (1) к конструкции с двумя группами сопел (2) дает заметный эффект, а увеличение числа групп сопел до трех (3) уже нецелесообразно. В целом создание такой математической модели оказалось полезно для разработки систем газонаполнения новых аварийных плотов и трапов.

В заключение отметим, что быстронаполняемые мягкие оболочки могут найти применение не только в гражданской авиации, но и в других областях техники — например, в судостроении, горнодобывающей промышленности.

§ 6.2. Опыты по отработке систем газонаполнения в различных климатических условиях и их применение в отечественной авиации

Одной из основных проблем при разработке баллонно-эжекторных систем газонаполнения спасательных средств является обеспечение их работоспособности при разных температурах — как на различных участках земной поверхности в разное время года, так и при существенных различиях в температурах на борту самолета во время полета и при его посадке на земле. Газодинамических особенно-

стей здесь две. При разных начальных температурах газа в баллоне T_6 его давление p_6 изменяется очень существенно (рис. 6.2.1). Изменяется и энергия газа, запасенного в баллоне.

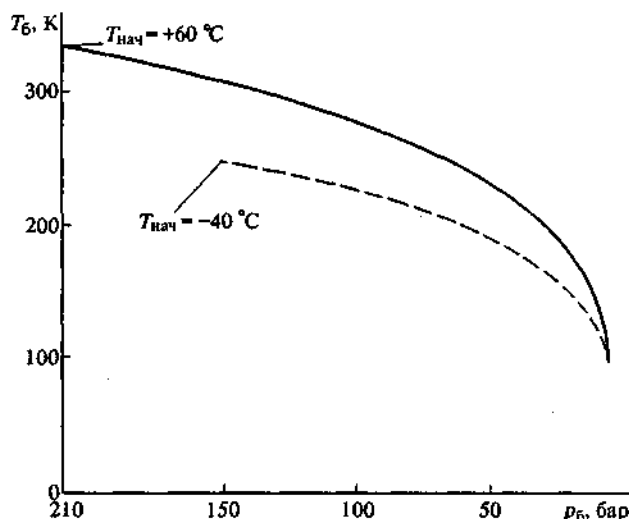


Рис. 6.2.1

Другой особенностью является возможное различие в температурах смешиваемых газов, усложняющее работу эжектора. Так, самолет при долгом полете на высоте имеет на борту баллон с холодным

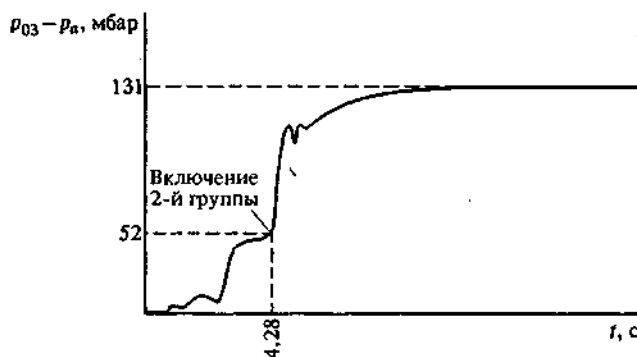


Рис. 6.2.2

газом и при экстренной посадке на землю эжектор будет смешивать холодный и теплый воздух. Существует и негазодинамическая особенность, состоящая в том, что замороженная оболочка трапа оказывает при разворачивании большее сопротивление наполнению, чем теплая.

Все эти особенности учитываются при разработке эжектора системы газонаполнения, и затем его работа проверяется при лабораторных и государственных испытаниях трапов и плотов в условиях, близких к натурным и даже в более суровых.

На рис. 6.2.2 и 6.2.3 приведены результаты проверки фирмой «Аэрозюр» (Франция) этой системы газонаполнения в различных климатических условиях. Зависимости давления в оболочке от вре-

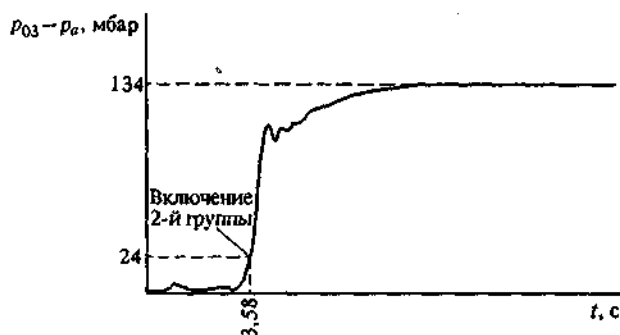


Рис. 6.2.3

мени получены соответственно при нормальных условиях ($T = 20^\circ\text{C}$) и в захлажденном состоянии ($T = -40^\circ\text{C}$). Как видим, эта система газонаполнения успешно справляется с задачей при разных условиях — в том числе в наиболее напряженном случае замороженного состояния.

Основные серийные самолетные спасательные средства, в которых применяются системы газонаполнения, разработанные российской фирмой «Звезда» совместно с автором, приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1. Отечественные системы газонаполнения

Изделие	Система СГН	$V, \text{м}^3$	$t, \text{с}$	$\Delta p, \text{кПа}$	Самолет
ТНД	1-1А	$7 \pm 0,2$	8	16,67	Ил-86
ТНО-2	1-2А	$1,3 \pm 0,05$	8	20,6	Як-40, 42
ПТЛ-400	1-3А	$7 \pm 0,01$	8	16,67	Ан-124
ТНО-3 ТНО-3Л	1-6А	$2,35 \pm 0,1$	5	11,8—15,6	Ту-204
ТНО-4	1-7А	$2,85 \pm 0,1$	8	23,5—27,4	Ту-204
ТНД-А	1-8А	$5,1 \pm 0,15$	8	11,8—15,7	Ил-96
ТНО-1	1-9А	$0,83 \pm 0,05$	3	12,7—16,7	Ил-114

Система ТНД газонаполнения аварийного трапа для Ил-86 включает баллон объемом 10 л и имеет массу 17 кг. Аналогичная СГН самолета DC-10 требует баллона объемом 16 л и имеет массу 24 кг. Примерно такие же результаты получаются при сравнении с

Таблица 6.2. Характеристики трапов и трапов-плотов зарубежных фирм

Характеристики	Изделия фирмы «Эйр Крузфе» для самолета А-300 (1989 г.)						«Эйр Крузфе» для Ил-86
	Трап- плот	Трап с 2 дорожками	Трап с 1 дорожкой	Трап с 1 дорожкой	Трап-плот с 2 дорожками	Трап-плот с 2 дорожками	Трап-плот с 2 дорожками
Длина, м	8,840	7,315	7,315	7,823	9,07	7,67	6,9
Вместимость, чел.					67	52,	
Перегрузочный вариант, чел.					83	65	
Объем оболочки, дм ³	7924	5000	3500	3622	8065	6500	5600
Давление в оболочке, кПа	0,105 ÷ 0,245	0,105 ÷ 0,245	0,105 ÷ 0,175	0,189 ÷ 0,2275	0,175 ÷ 0,2275	0,175 ÷ 0,2275	0,18 ÷ 0,24
Объем баллона, дм ³	16,39	10,65	6,965		13,11	9,92	10,6
Масса газа, кг	5,0	3,3	2,17	2,5	4,95	3,63	3,85
Время наполнения	10	10	10	10	3	3	
Вес всей системы, кг	69,0	55,4	37,2	40,9	70,4	63,2	
Вес СГН (баллон, газ, шланги)							18 (11,1 + 3,85 + 3,0)
Количество эжекторов	2	2	1	1	2	2	2

Примечание. Во всех изделиях используется смесь CO₂ и N₂ с давлением 21 МПа

системами газонаполнения других трапов. Достигнутый уровень эффективности СГН (отношение массы баллона с газом к объему наполняемой оболочки) у трапа ТНД является одним из лучших в мировой практике.

В табл. 6.2 приведены характеристики спасательных средств фирмы «Эйр Крузфе», рекомендованные для самолетов А-300 и Ил-86. Видно, что все они уступают по весовой отдаче и эффективности работы нашей системе газонаполнения 1-1А самолета Ил-86 и, конечно, более поздним разработкам типа 1-8А.

На совместные разработки фирмой «Звезда» и ЦАГИ были получены патенты на изобретения, закрепляющие приоритет авторов в этой области. Фирмы «RFD» (Англия), «Аэрозюр» (Франция), «Гудрич» (США) проявили к этим изобретениям большой интерес.

ЧАСТЬ III

ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ

ГЛАВА 7

УЛУЧШЕНИЕ ЗАПУСКА АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ И УВЕЛИЧЕНИЕ ЕЕ ПОЛЕЗНОЙ ЗАГРУЗКИ ПУТЕМ ОПТИМИЗАЦИИ ПРОЦЕССА ВВОДА МОДЕЛИ В РАБОЧИЙ ПОТОК

Проблема запуска сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических труб с камерой Эйфеля в значительной мере является задачей эжектирования рабочим потоком газа из окружающего его объема и одной из сложнейших в экспериментальной аэродинамике. Именно запуск трубы определяет в основном ее экспериментальные возможности — диапазоны чисел M и Re . Возможность запуска гиперзвуковой трубы определяет, как правило, максимальный размер испытываемых моделей, от которого сильно зависит информативность проводимых испытаний.

Исследованию запуска аэродинамических труб посвящено огромное количество работ — как теоретических, так и экспериментальных. Известно также множество технических решений, помогающих как-то разрешить эту проблему. Одним из них является способ, заключающийся в запуске пустой трубы (без модели в рабочем потоке) и последующем вводе модели в поток. При этом возможные диапазоны чисел M , Re и загрузок рабочей части значительно увеличатся по сравнению со случаем, когда модель неподвижно установлена в своем основном положении.

Однако и такой способ вывода сверх- и гиперзвуковых труб на рабочий режим не решает всех проблем. При вводе модели в поток расчетное течение часто разрушается.

Большая часть настоящей главы посвящена проблеме ввода модели в поток без разрушения основного течения [108]. Сначала изучаются причины разрушения, которые оказались во многом связаны со спецификой и параметрами рассматриваемого процесса ввода. На основании этих исследований предлагаются, экспериментально подтверждаются и отрабатываются способы оптимизации ввода. В ряде случаев эту проблему удалось решить практически

до конца, т. е. добиться того, что запуск трубы и процесс ввода модели перестают ограничивать экспериментальные возможности трубы. Все исследования этой главы выполнены автором совместно с Г. М. Линчиком.

Работа диффузора гиперзвуковой аэродинамической трубы с камерой Эйфеля очень похожа на процесс в обычном газовом эжекторе на режиме, когда $k = 0$. Длина диффузора близка к длине камеры смещения эжектора. На нестационарных режимах, когда давление и количество газа в камере Эйфеля меняется, коэффициент эжекции отличается от нуля. В экспериментальной аэродинамике при испытании реактивных двигателей применяется специальный термин «кормовой диффузор» — основная струя используется для эжектирования газа из испытательной камеры и создания в ней высотных условий.

§ 7.1. Причина разрушения течения в аэродинамической трубе с камерой Эйфеля при вводе модели — в ухудшении процесса эжектирования

Ввод модели в поток является в настоящее время наиболее распространенным способом проведения испытаний в аэродинамических трубах с камерой Эйфеля. Благодаря ему удается значительно расширить экспериментальные возможности АДТ как по размерам исследуемых моделей, так и по числам Маха реализуемых течений. При этом значительно снижаются давления запуска трубы. Под ними в данном случае понимаются минимальные давления в форкамере аэродинамической трубы, при которых еще возможен ввод модели в гиперзвуковой рабочий поток без разрушения последнего.

Как показывают эксперименты, минимальные давления в форкамере, при которых возможен ввод модели без разрушения гиперзвукового течения, существенно (в 2–3 раза) выше тех, при которых еще возможно такое течение с установленной на оси трубы моделью. Объяснения этому явлению долго не было. Предположения о том, что подвижная модель вносит большие возмущения, чем неподвижная, по-видимому, не имеют под собой физических оснований, поскольку скорость ввода на два порядка меньше скоростей потока и звука в камере Эйфеля.

При постановке данных исследований предполагалось, что в процессе ввода конфигурация рабочего потока изменяется в связи с изменением положения модели в нем.

Измерения статического давления в камере Эйфеля в процессе ввода модели. Первый этап работы заключался в экспериментальном определении сопротивления всей аэродинамической трубы и ее элементов при медленном вводе и

выводе модели, а также при различных фиксированных положениях последней. Испытания проводились на гиперзвуковой установке

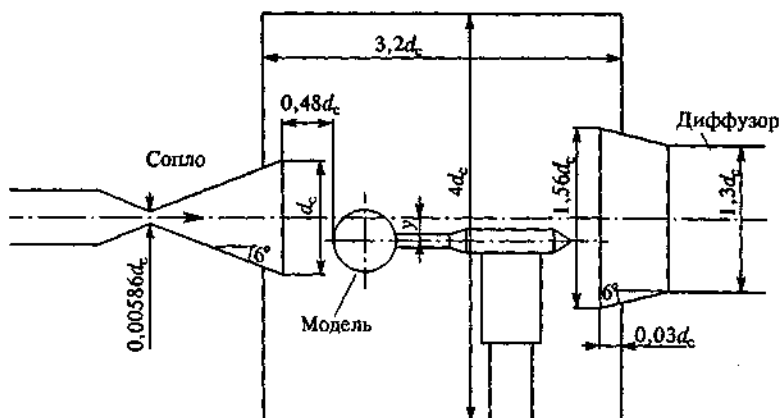


Рис. 7.1.1

с дуговым подогревателем газа, коническим соплом, рабочей частью в виде камеры Эйфеля, сверхзвуковым диффузором и четырехступенчатой системой эжекторов. Схема рабочей части с разме-

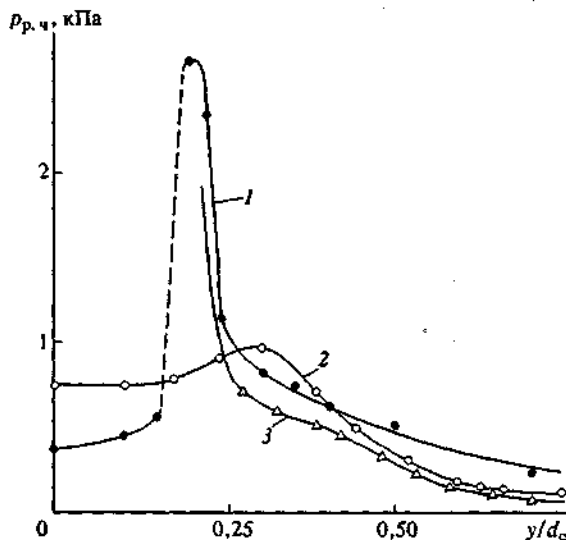


Рис. 7.1.2

рами $3,2d_c \times 4d_c \times 3,4d_c$ дана на рис. 7.1.1. Число Маха сопла составляло примерно 8 и в процессе испытаний не изменялось. Диффузор имел горло, равное 1,3 диаметра рабочего сопла d_c . В каче-

стве моделей использовались шары с диаметрами, близкими к максимально возможному для данной геометрии аэродинамической трубы ($d_{\max} = 0,474d_c$ при холодных испытаниях и $d_{\max} = 0,424d_c$ при испытаниях с подогревом газа до 3500 К).

На рис. 7.1.2 приведены типичные зависимости статического давления в рабочей части $p_{p.ч.}$ от положения модели в потоке при фиксированных остальных параметрах без подогрева газа (кривая 1) и с подогревом (кривые 2 и 3). Когда модель выведена за поток

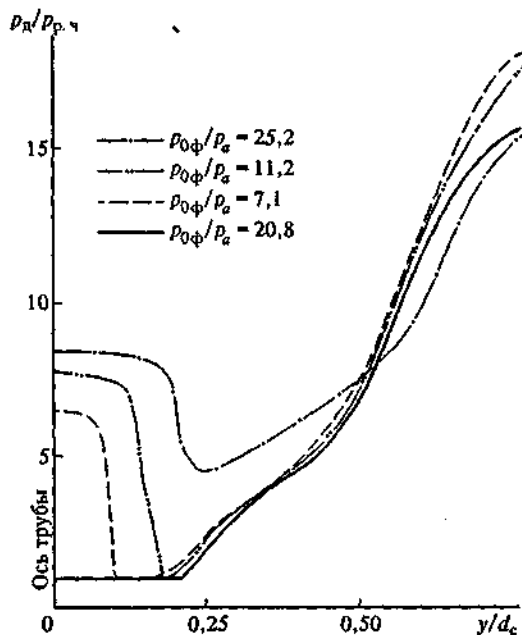


Рис. 7.1.3

($\bar{y} = y/d_c > 1$), статическое давление в рабочей части составляет 100–200 Па. При установке модели на оси оно увеличивается до 400–900 Па. Однако между этими крайними положениями имеется промежуточная область — 0,15–0,4 диаметра сопла, — где статическое давление в рабочей части оказывается заметно выше.

Данные опыты были проведены при постоянных давлении в форкамере и степени сжатия трубного эжектора, поэтому указанное повышение статического давления в камере Эйфеля возможно только из-за ухудшения восстановления давления в диффузоре. Прямые измерения подтверждают это. На рис. 7.1.3 приведены отношения статического давления за диффузором (перед трубным эжектором) p_d к статическому давлению перед диффузором (в камере Эйфеля) $p_{p.ч.}$ в зависимости от положения модели.

При удалении модели от оси трубы на расстояние $y/d_c > 0,7$ статическое давление по длине диффузора возрастает на рабочем режиме в 16–18 раз. Ввод модели на ось рабочего потока ухудшает условия работы диффузора, в результате чего статическое давление увеличивается всего в 7–8 раз. В промежуточных положениях, при $y/d_c = 0,15 - 0,4$, степень повышения давления в диффузоре становится еще меньше при всех давлениях в форкамере.

Особенно значительное снижение эффективности сверхзвукового диффузора имеет место при малых давлениях в форкамере. Так, при $p_{0\phi}/p_a = 25,2$ минимальное отношение давлений в диффузоре снижается до 3. При $p_{0\phi}/p_a = 20,8; 11,2$ и $7,1$ диффузор при промежуточных положениях модели совсем перестает восстанавливать давление ($p_d/p_{p.ч.} \approx 1$).

Зависимость на рис. 7.1.3 при $p_{0\phi}/p_a = 20,8$ получена во время ввода модели. После того как диффузор перестал работать при $y/d_c = 0,22$, дальнейшее перемещение модели к центру рабочей части ($y \rightarrow 0$) не восстанавливает его работу.

Зависимости при $p_{0\phi}/p_a = 11,2$ и $7,1$ получены путем вывода модели из потока после ввода при большом давлении в форкамере, так как ввод модели при этих давлениях всегда разрушает режим в рабочей части.

В целом данные на рис. 7.1.3 убедительно доказывают, что именно ухудшение работы диффузора приводит к повышению $p_{p.ч.}$, а разрушение гиперзвукового течения связано с полным прекращением восстановления давления в диффузоре.

Исследования полей полного давления на входе в диффузор для выяснения причин и механизма ухудшения его работы при вводе модели были проведены при различных положениях последней. Измерения проводились специальной гребенкой полных напоров на режимах без подогрева газа. Приемники давления располагались на двух жестко соединенных горизонтальных полках, смещенных одна относительно другой на $\Delta y = 1,1d_c$; на верхней было 7 приемников давления, на нижней — 4. Три центральных приемника на нижней полке не были установлены для обеспечения прохода модельной державки при вертикальных перемещениях гребенки (модель вводилась в поток снизу, гребенка — сверху).

При испытаниях в форкамере устанавливалось заданное давление и производился запуск трубы. В поток вводилась модель на заданное расстояние от оси трубы и начинались измерения поля скоростных напоров на входе в диффузор при постоянном давлении в форкамере. Сначала гребенка была в крайнем верхнем положении, затем она постепенно опускалась с шагом 5 мм.

На рис. 7.1.4 для $p_{0\phi}/p_a = 59,6$ даны результаты этих измерений в виде изобар (линий постоянного давления), наглядно демонстри-

рующих топографию потока на входе в диффузор ($a: \bar{y}=0$; $b: \bar{y}=0,2$; $c: \bar{y}=0,25$; $d: \bar{y}=0,5$; $e: \bar{y}>1,0$). В случае расположения

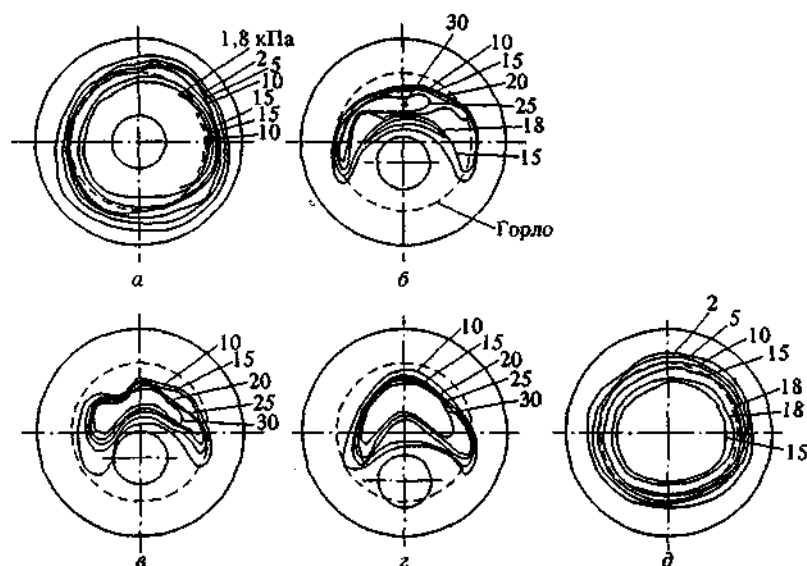


Рис. 7.1.4

модели на оси потока (рис. 7.1.4а) изобары имеют вид концентрических окружностей, причем максимальные давления располагаются на окружности, близкой по диаметру к горлу диффузора, отмеченному пунктиром. При отсутствии тела в потоке (рис. 7.1.4б) линии постоянного давления также имеют вид концентрических окружностей, однако соответствующие им значения почти всюду увеличиваются от периферии к центру.

Совершенно другой характер имеют изобары при смещении модели от центра струи (рис. 7.1.4б, в, г). Последняя в этом случае имеет серповидную форму на входе в диффузор и располагается в противоположной от тела половине круга. Струя отбрасывается моделью к противоположной стенке диффузора, в результате чего значительная часть проходного сечения горла остается незаполненной. Испытания показали, что моменты наибольшей деформации потока на входе в диффузор и наибольшего статического давления в камере Эйфеля совпадают.

В целом измерения показывают, что наиболее сложным в работе диффузора оказывается случай, когда только-только размыкается кольцевое течение за моделью, поток сильно отбрасывается ею к одной стороне диффузора, а след от нее смыкается с пограничным слоем на другой. На ряде режимов это приводит к прямому соединению

камеры Эйфеля через след с выходным сечением диффузора, и он совсем не восстанавливает давления.

Теоретический анализ процессов наполнения и опорожнения камеры Эйфеля в процессе ввода модели. Исследование физической картины течения в камере Эйфеля при вводе модели позволяет предложить несколько направлений рациональной организации этого процесса.

Первое связано с оптимизацией движения (кинематики и динамики) модели в камере Эйфеля. Параметром, подлежащим оптимизации, является скорость ввода модели, причем не только ее максимальная величина, но и изменение по ходу. Вторым направлением может быть комплекс мер по восстановлению работоспособности сверхзвукового диффузора во время прохождения моделью наиболее опасного участка рабочего потока $(0,15-0,4) d_c$.

Остановимся сначала более подробно на влиянии скорости движения модели на процесс и результативность ввода. Как показало настоящее исследование, ввод модели сопровождается сначала повышением статического давления в рабочей части, а затем понижением, но не до первоначального значения, а до более высокого. При очень медленном вводе статическое давление в камере Эйфеля является функцией только координаты y модели относительно оси трубы (рис. 7.1.2). При отличной от нуля скорости ввода оно уже будет отличаться от стационарной зависимости, так как изменение давления в камере связано либо с наполнением, либо с опорожнением некоторого конечного объема. При неизменной в процессе ввода температуре газа в камере Эйфеля T_0 это изменение давления равно

$$dp = RT_0 \frac{G_x}{V_x} dt,$$

где G_x — расход газа в камеру либо из камеры, V_x — объем камеры, t — время, R — универсальная газовая постоянная.

Для упрощения оценок будем считать, что

$$G_x = k G_\phi = \bar{K} \frac{p - p_{\text{стац}}}{p_{\text{стац}}} G_\phi,$$

где k — коэффициент эжекции, G_ϕ — расход газа через форкамеру и рабочее сопло трубы, $p_{\text{стац}}$ — статическое давление в камере Эйфеля при данном положении модели на стационарном режиме, $\bar{K}$ — экспериментальный коэффициент.

Тогда, с учетом $dt = dy_b / W(y_b)$, где $W(y_b)$ — скорость ввода модели, $y_b = d_c - y$, получим

$$dp = \frac{\bar{K} G_\phi RT_0}{W V_x} \left[\frac{p}{p_{\text{стац}}(y_b)} - 1 \right] dy_b,$$

или в относительных величинах

$$d\bar{p} = \frac{\bar{K} G_{\phi} R T_{0y_{в\max}}}{W V_{\kappa} \rho_{нач}} \left[\frac{\bar{p}}{\bar{p}(y_{в})} - 1 \right] d\bar{y}_{в} = N \left[\frac{\bar{p}}{\bar{p}(y_{в})} - 1 \right] d\bar{y}_{в},$$

где $\bar{p} = p_{p.ч}/p_{нач}$ — давление в камере Эйфеля, отнесенное к его значению в начале ввода, $\bar{y}_{в} = 1 - \bar{y}$, $\bar{y} = y/d_c$,

$$N = \frac{\bar{K} G_{\phi} R T_{0y_{в\max}}}{W V_{\kappa} \rho_{нач}} \text{ — безразмерная величина.}$$

Параметр N известен, и если теперь каким-либо способом (например, экспериментально) получить зависимость статического дав-

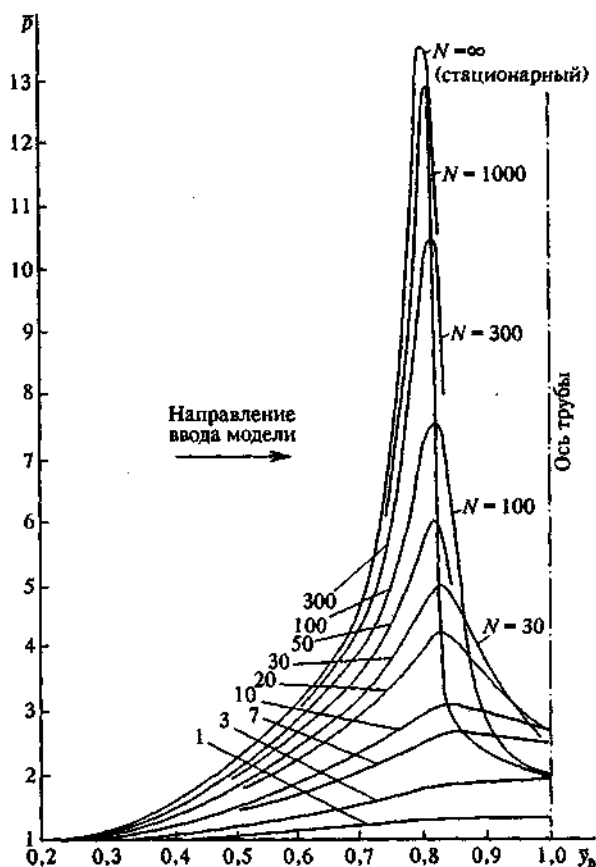


Рис. 7.1.5

ления в камере Эйфеля от положения модели $\bar{p}(y_{в})$, то последнее уравнение может быть проинтегрировано численно. Пример такого

расчета при $N = \text{const}$ дан на рис. 7.1.5. В качестве функции $\bar{p}(y_v)$ здесь использована зависимость, близкая к экспериментальной кривой 1, данной на рис. 7.1.2. Вычисления показывают, что при больших значениях параметра N статические давления близки к стационарным, а с его уменьшением (например, с увеличением скорости ввода) максимумы в распределении $\bar{p}(y_v)$ уменьшаются и сдвигаются ближе к оси трубы.

При малых значениях N (около 3) максимумы совсем исчезают, и на протяжении всего процесса ввода статическое давление не успевает подняться даже до стационарного значения, соответствующего расположению модели на оси трубы.

Таким образом, данные на рис. 7.1.5 показывают, что надлежащим выбором параметра N можно не только снизить уровень статического давления, но и добиться такого положения, когда процесс ввода модели перестанет быть определяющим во время запуска. При этом будут значительно снижены давления запуска при заданных размерах исследуемых моделей и существенно увеличены допустимые размеры последних.

Безразмерный параметр N зависит от целого ряда величин, в частности, скорости ввода модели, объема камеры Эйфеля, температуры торможения и числа Маха рабочего потока. Его можно представить либо в виде отношения двух времен

$$N = \frac{\tau_b}{\tau_0}, \quad (7.1)$$

где $\tau_b = y_{\text{вmax}}/W$ — полное время ввода модели, $\tau_0 = \frac{V_k \rho_k}{KG_\Phi}$ — время полного опорожнения камеры Эйфеля при коэффициенте эжекции $k = K$, ρ_k — плотность газа в камере, либо в виде комбинации безразмерных параметров

$$N = \frac{\bar{p}\bar{K}}{\bar{W}\bar{V}}, \quad (7.2)$$

где $\bar{p}$ — отношение плотностей газа в потоке и в камере, $\bar{W}$ — отношение скорости ввода модели к скорости потока, $\bar{V}$ — отношение объема камеры Эйфеля к объему одного калибра рабочего потока, $\bar{K}$ — введенный выше экспериментальный коэффициент, характеризующий «открытость» камеры Эйфеля и численно равный отношению расхода из камеры Эйфеля и рабочего расхода при удвоении статического давления в камере Эйфеля.

Из формул (7.1) и (7.2) следует, что для достижения малых значений N , наилучших с точки зрения организации процесса ввода, следует увеличивать относительную скорость ввода и относительный объем камеры Эйфеля. Однако скорость ввода модели не может быть очень высокой — возникнут большие ускорения при разгоне и торможении модели.

§ 7.2. Экспериментальное исследование увеличения полезной загрузки аэродинамических труб путем подсоединения к камере Эйфеля дополнительной емкости

Рассмотрим еще один способ улучшения запуска аэродинамической трубы — присоединение к камере Эйфеля дополнительной емкости. Сущность воздействия последней заключается в следующем. Перед вводом модели в камере Эйфеля и дополнительной емкости устанавливается соответствующее пониженное давление. После ввода оно возрастает. В момент прохождения моделью промежуточного положения газ будет перетекать в дополнительную емкость, и избыточного (по сравнению с конечным) повышения давления в камере Эйфеля не произойдет.

Между дополнительной емкостью и камерой Эйфеля нет запорного органа, поэтому эффект увеличения давления проявляется только во время нестационарных процессов, в частности, при наполнении газом дополнительной емкости от величины давления, соответствующей пустой трубе, до соответствующей расположению модели на оси. Эффективность воздействия зависит от комбинации значений скорости ввода модели и объема дополнительной емкости.

Описание модернизируемых аэродинамических труб и методика эксперимента. Схема первой модернизируемой аэродинамической трубы (Т-120) приведена на рис. 7.2.1.

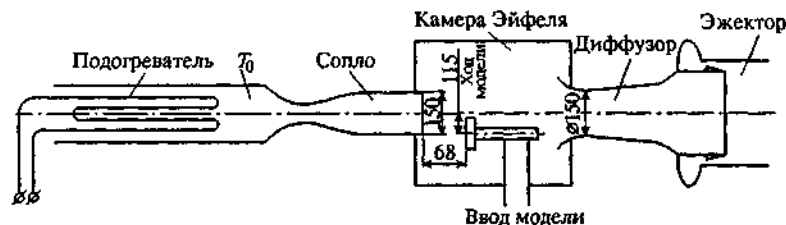


Рис. 7.2.1

Она содержит омический проволоочный подогреватель, обеспечивающий максимальную температуру газа порядка 1000 К, набор профилированных сопел с диапазоном чисел $M = 6-10$ (все сопла имеют выходной диаметр $d_c = 150$ мм), камеру Эйфеля с размерами $400 \times 340 \times 320$ мм, диффузор с $D_{вх} = 150$ мм и трехступенчатую эжекторную систему.

В данной серии испытаний использованы 3 сопла с подогревом газа для каждого до температуры 500 К, 750 К и 1000 К соответственно, в которых измеренные на оси потока числа $M = 6; 8; 9,7$. Максимальное давление в форкамере $p_{0\max}$ для сопел $M = 8$ и $9,7$ составляло 10 МПа и определялось прочностью силового корпуса, для сопла $M = 6$ — 5 МПа из-за ограничения расхода газа через подо-

греватель, который, в свою очередь, определяется допустимым перепадом давления на нагревательных элементах. Минимальное давление определяется условиями обеспечения необходимого теплообмена в подогревателе и составляет $p_{0\min} = 1,0$ МПа для $M = 6$, $p_{0\min} = 1,5$ МПа для $M = 8$ и $p_{0\min} = 2,0$ МПа для $M = 10$.

Вторая модернизируемая аэродинамическая труба (Т-122) содержит электродуговой подогреватель газа с коаксиальными электродами, охваченными электромагнитной катушкой; набор конических сопел с выходным диаметром $d_c = 100$ мм и $d^* = 2,59$ мм; 4 мм; 5,86 мм (измеренное на оси потока число M составляет 10,3; 8,9; 7,7 соответственно при температуре газа около 3000 К); камеру Эйфеля с размерами $400 \times 340 \times 320$ мм; охлаждаемый сверхзвуковой диффузор с диаметром горловины 130 мм; четырехступенчатую систему эжекторов. Максимальное давление, определяемое прочностью корпуса подогревателя, составляет 7,0 МПа, минимальное — не ограничено.

В обеих трубах в качестве моделей использовались «торцы» диаметром от 14 до 41 мм. Механизм ввода имел привод от пневмоцилиндра с управлением из кабины управления. В Т-120 ввод осуществлялся снизу и средняя скорость ввода на участке 75 мм от границы сопла до оси трубы составляла 0,5 м/с. В Т-122 ввод осуществлялся сверху и средняя скорость ввода на участке 50 мм от границы сопла до оси трубы составляла 0,7 м/с.

Дополнительная емкость представляла собой вертикальный цилиндрический отсек, который устанавливался сбоку от камеры

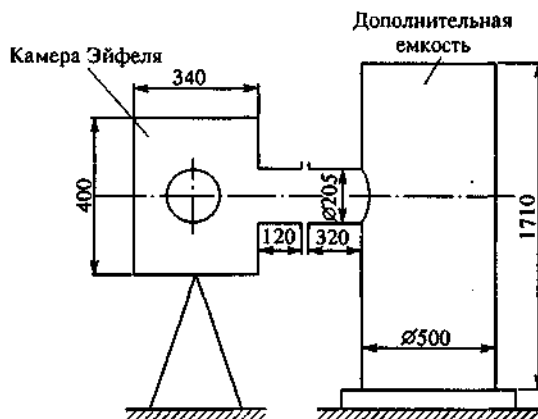


Рис. 7.2.2

Эйфеля и коротким патрубком через окно соединялся с последней. Основные размеры даны на рис. 7.2.2. Диаметр соединительного патрубка составлял 205 мм и был больше диаметра горловины диффузоров обеих аэродинамических труб.

Измерение давления в форкамере на обеих установках проводилось образцовыми манометрами с классом точности 0,4. Определение температуры газа в Т-120 производилось термопарами, расположенными на выходе из форкамеры, с выводом сигнала на щитовые пирометрические милливольтметры типа МПЩПл. Измерение температуры газа в Т-122 производилось расходным методом.

Для определения числа M набегающего потока производили отбор давления из центра модели, которое измеряли датчиком «Сапфир-22» с верхним пределом измерения 0,1 МПа. В качестве опорного давления использовали вакуум. Вычисление M производили по таблицам $\kappa = 1,4$ для Т-120 и по таблицам реальных свойств воздуха при $T_0 = 3000$ К для Т-122.

При испытаниях использовали следующую методику. Запускали трубу без модели и устанавливали в форкамере требуемые давления и температуру. Вводили модель в поток и по показаниям датчика $p_{0п}$ определяли сохранение или разрушение расчетного течения в трубе. В случае сохранения режима выводили тело из потока, давление в форкамере снижали и опять осуществляли ввод. Такие операции повторяли либо до разрушения течения на очередном этапе, либо до достижения минимального разрешенного давления в Т-120. Если же при первом вводе модели течение разрушалось, то ее выводили, повышали давление в форкамере и опять вводили. Такое повышение давления продолжали либо до момента, когда при вводе тела течение сохранялось, либо до достижения максимального для данной трубы давления.

Определение необходимого объема камеры Эйфеля. Как было указано выше, эффективность воздействия дополнительной емкости на запуск трубы зависит от комбинации величины скорости ввода модели и объема емкости.

Выше был проведен теоретический анализ системы уравнений, описывающей процесс ввода модели в поток, и получен безразмерный критерий подобия N , позволяющий оценить величину объема дополнительной емкости по известной скорости ввода модели.

Выражение для этого параметра N можно записать следующим образом:

$$N = \frac{\bar{K} G_{\Phi} R T_0 d_c}{W V_{\kappa} p_{нач}}, \quad (7.3)$$

где $\bar{K}$ — экспериментальный коэффициент, равный $(4-12) \cdot 10^{-2}$, V_{κ} — суммарный объем камеры Эйфеля и дополнительной емкости.

Проведенные на ЭВМ расчеты процесса ввода при различных параметрах N (рис. 7.1.5) показали, что при $N \leq 10$ кривая изменения давления в камере Эйфеля при вводе модели практически не имеет избыточного повышения в промежуточном положении модели, по-

этому определение объема дополнительной емкости проведем здесь при $N = 10$.

После преобразования выражения (7.3) и подстановки значения $N = 10$ получим необходимый объем

$$\bar{V}_k = \frac{V_k}{F_{\text{струи}} \cdot d_c} = \frac{\bar{K}}{10} \frac{\omega}{W} \frac{T_0}{T}, \quad (7.4)$$

где $F_{\text{струи}} \cdot d_c$ — объем одного калибра рабочего потока в трубе, или объем части камеры, ограниченной поверхностью цилиндра с выходным диаметром сопла и длиной в один калибр; ω — скорость газа в рабочем потоке, T — статическая температура газа в потоке.

Приняв $\bar{K} = 4 \cdot 10^{-2}$, $W = 0,5$ м/с (для Т-120) и $W = 0,7$ м/с (для Т-122), проведем ориентировочные расчеты. Результаты представлены в табл. 7.1, 7.2.

Таблица 7.1. Т-120

М	T_0	$a_* = 18,3\sqrt{T_0}$	$\omega = \lambda a_*$	T_0/T	$\bar{V}_k$
6	500	409	937	8,2	62
10	1000	579	1380	21,0	230

Таблица 7.2. Т-122

М	T_0	$a_* = 18,3\sqrt{T_0}$	$\omega = \lambda a_*$	T_0/T	$\bar{V}_k$
8	3000	1002	2365	13,8	186
10	3000	1002	2394	21	287

Для изготовления емкости использовали готовый цилиндр, имевший диаметр 500 мм и длину 1710 мм, $V = 0,3358$ м³.

Таким образом, относительный объем дополнительной емкости с прибавлением объема камеры Эйфеля составил $\bar{V}_k = 143$ для Т-120, $\bar{V}_k = 433$ для Т-122.

Результаты эксперимента. Основной целью настоящих исследований было подтверждение эффективности подсоединения дополнительной емкости к существующим камерам Эйфеля работающих труб. Это позволяет или увеличить размер вводимой в поток для испытаний модели, или уменьшить давление в форкамере, потребное для запуска при фиксированном размере модели, близком к предельному для данной трубы без дополнительной емкости.

Попутно был проведен ряд методических исследований для определения зависимости переходного процесса давления в камере Эйфеля при вводе модели от различных факторов: давления в форкамере, наличия или отсутствия дополнительной емкости, скорости ввода модели.

Максимальный размер модели, вводимой в поток без разрушения расчетного течения, был определен для 3 указанных выше сопел в Т-122 и 3 сопел в Т-120.

Опишем подробно две из полученных экспериментальных кривых, а именно приведенные на рис. 7.2.3. Здесь на оси абсцисс отложен квадрат размера модели, на второй шкале указан диаметр

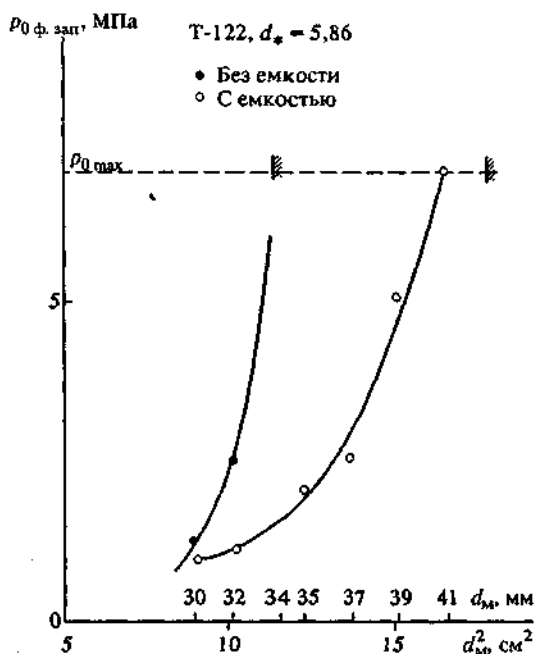


Рис. 7.2.3

модели d_m . По оси ординат отложено минимальное давление в форкамере $p_{0 \text{ ф. зап.}}$, при котором ввод модели в поток не разрушает расчетное течение в рабочей части.

Видно, что в трубе без дополнительной емкости торец диаметром 30 мм вводится при $p_{0 \text{ ф. зап.}} = 1,2$ МПа, диаметром 32 мм — при $p_{0 \text{ ф. зап.}} = 2,5$ МПа, а модель с $d_m = 34$ мм разрушает поток даже при $p_{0 \text{ ф. зап.}} = 7$ МПа, которое является предельным для Т-122. При использовании дополнительной емкости удастся существенно увеличить размер вводимого тела. Так, при $p_{0 \text{ ф. зап.}} = 7$ МПа труба работает и с моделью диаметром 39 мм.

Если сравнить $p_{0 \text{ ф. зап.}}$ для $d_m = 32$ мм, то с емкостью оно уменьшилось до 1,1 МПа — по сравнению с 2,5 МПа без нее. На верхней границе давления заштрихованные отметки обозначают, что данная модель разрушала поток даже при $p_{0 \text{ max}}$ для данной трубы.

Приведенные на рис. 7.2.4 данные аналогичны описанным. На нем также указана нижняя граница давления в форкамере, определяемая работоспособностью подогревателя трубы Т-120.

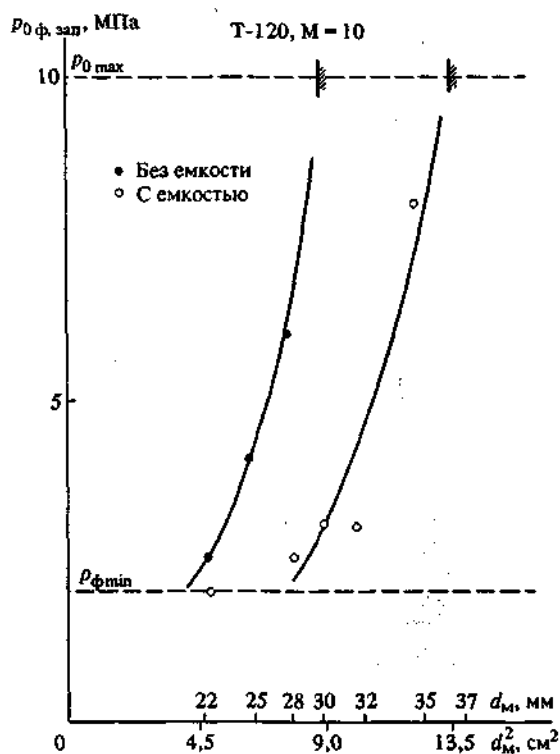


Рис. 7.2.4

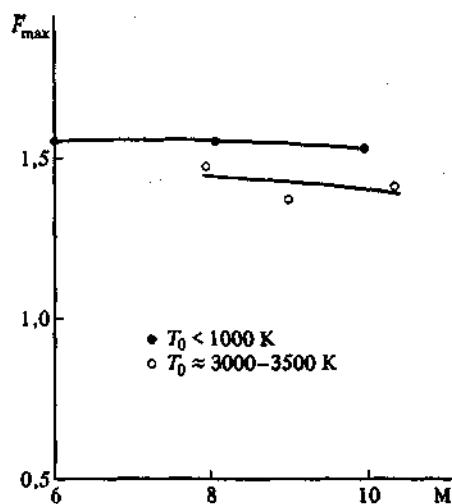


Рис. 7.2.5

На рис. 7.2.5 приведен обобщающий график, показывающий эффективность применения дополнительной емкости в указанных трубах. По оси абсцисс отложено число M , а по оси ординат — отношение $F_{\max}$ площадей максимальных моделей, вводимых в поток без разрушения расчетного течения в трубе с дополнительной емкостью и без нее.

Видно, что применение емкости позволяет увеличить площадь модели испытываемой модели в 1,4–1,5 раза. Кроме того, если сравнивать $P_{0 \text{ ф. зап}}$ для фиксированного размера модели, равного предельному в трубе без емкости, то получим, что подсоединение дополнительной емкости позволяет снизить давление в 1,5–2,5 раза.

§ 7.3. Исследование запуска гиперзвуковой аэродинамической трубы с впрыском газа в аэродинамический след модели

Работу диффузора аэродинамической трубы, нарушенную из-за наличия на его входе большого несимметрично расположенного следа от модели, можно восстановить различными способами, в частности, впрыскивая газ в этот след. Такой впрыск может быть очень кратковременным и практически не влиять на энергетические затраты эксперимента, но заметно расширять экспериментальные возможности аэродинамической трубы.

Испытания проводились на той же установке Т-122. Труба состояла из форкамеры с дуговым подогревателем, гиперзвукового сопла, рабочей части в виде камеры Эйфеля, устройства для ввода и вывода модели, сверхзвукового диффузора и четырехступенчатой системы эжекторов. При испытаниях использовалось рабочее сопло с выходным диаметром 100 мм и диаметром критического сечения около 6 мм, что соответствует числу $M \approx 8$. Диффузор имел диаметр горла 130 мм и в процессе эксперимента не менялся. Основные испытания проводились без подогрева рабочего потока и впрыскиваемого газа, т. е. практически при их одинаковых скоростях. Кроме того, было предпринято несколько достаточно успешных попыток улучшить запуск трубы Т-122 путем впрыска холодного газа при работающем дуговом подогревателе ($T_0 \sim 3000 \text{ K}$). Эффект наблюдался и в этом случае, но снижение давления запуска составляло всего 25% (вместо 2–5 раз при одинаковых температурах). Поэтому количественные результаты настоящих опытов могут несколько меняться в зависимости от соотношения температур основного и впрыскиваемого газов. Тем не менее впрыск даже холодного газа в основной поток, подогретый до границы конденсации, по-видимому, будет всегда полезным.

Впрыск газа в аэродинамический след модели из сопла, установленного в модельной державке. Аэродинамический след от модели в процессе ввода ее на ось трубы

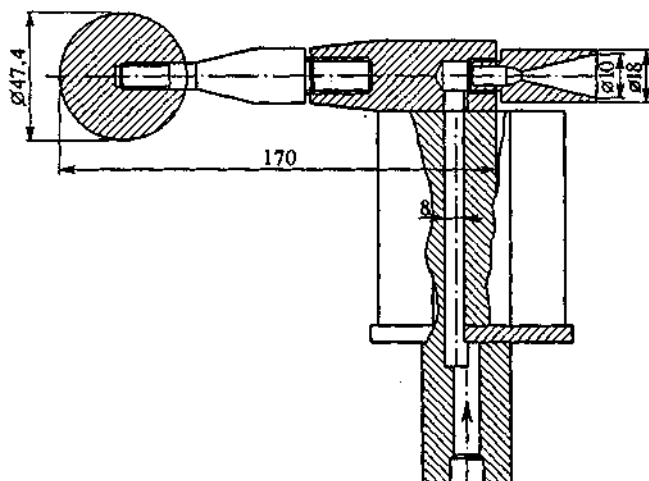


Рис. 7.3.1

перемещается синхронно с моделью. Поэтому представлялось наиболее рациональным сопло для впрыска сжатого газа разместить непосредственно на державке и вводить в поток одновременно с моделью (рис. 7.3.1).

Дополнительное сопло было рассчитано на $M \approx 5$ ($d_c = 3$ мм) и имело упрощенную форму: коническая дозвуковая часть, цилиндрический критический участок и коническая ($\alpha = 17^\circ$) сверхзвуковая часть.

Сжатый воздух с давлением до 100 бар подводился с помощью шланга к каналу державки. В системе питания был установлен регулятор давления газа перед соплом от нуля до максимально возможного.

Исследование влияния такой «следовой» струи на запуск проводилось следующим образом. Устанавливались заданное давление в форкамере трубы $p_{0ф}$ и некоторое $p_{впр}$ в системе впрыска и делалась попытка ввести модель на ось трубы. Пока модель была за границами струи, статическое давление в камере Эйфеля было низким (0,0001 бар), что соответствовало течению с числом $M \approx 8$. Ввод тела на ось трубы приводит к тому, что статическое давление в камере Эйфеля возрастает либо вдвое, либо в 20 раз. Увеличение вдвое соответствует обтеканию модели расчетным гиперзвуковым потоком, а в 20 раз — разрушению режима в рабочей части трубы.

Основные опыты были направлены на определение давлений запуска. На рис. 7.3.2 приведены давления запуска и значения, при

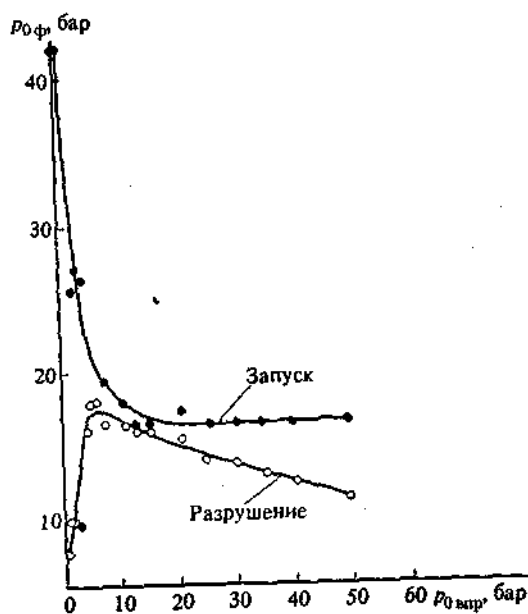


Рис. 7.3.2

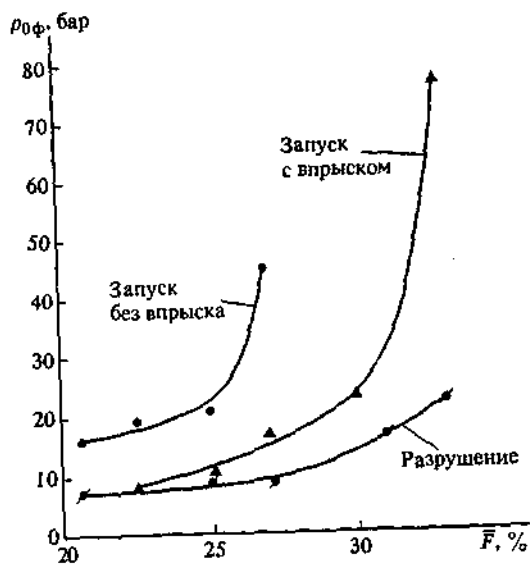


Рис. 7.3.3

которых разрушается режим в трубе с установленной на оси моделью, в зависимости от давления впрыскиваемого воздуха. Видно, что давление запуска быстро убывает с увеличением давления впрыска: для модели $d_m = 52$ мм оно равно 42 бар без впрыска, а при впрыске оно уменьшается до 16 бар, т. е. в 2,5 раза.

Давление разрушения режима при этом слабо зависит от давления впрыска и лежит на уровне примерно 14 бар. Как видим, разница между давлениями запуска и разрушения становится совсем малой.

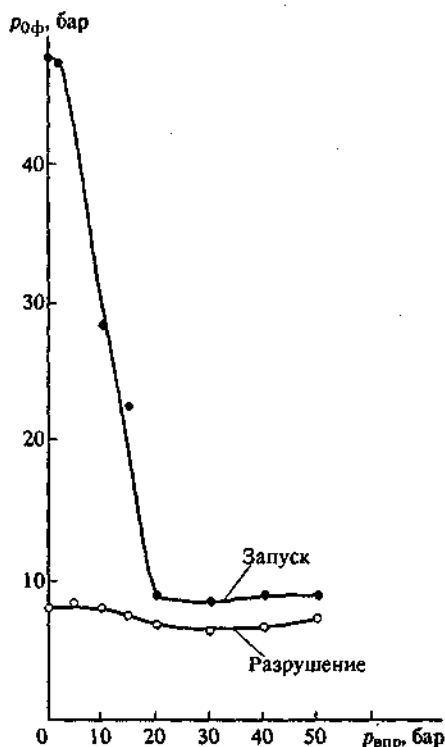


Рис. 7.3.4

Зависимости, аналогичные рис. 7.3.2, были получены и для других моделей. Сводный график давлений запуска и разрушения режима в аэродинамической трубе Т-122 в зависимости от загрузки рабочей части $\bar{F} = F_{\text{модели}}/F_{\text{сопла}}$ дан на рис. 7.3.3. Видно, что впрыск сжатого воздуха в аэродинамический след модели в 2–3 раза снижает их и одновременно позволяет увеличить максимальную загрузку рабочей части с 27 % до 33 %.

Испытания, результаты которых приведены на рис. 7.3.2 и 7.3.3, проводились при диаметре входного участка диффузора 156 мм. В

связи с тем, что в области $\bar{F} \approx 33\%$ кривая запуска очень круто идет вверх, было высказано предположение, что этот эффект вызван не увеличением сопротивления модели, а тем, что часть струи не попадает в коллектор диффузора и отщепляется в камеру Эйфеля. Поэтому было решено повторить опыт с наибольшими шарами при увеличенном входном диаметре диффузора (с 156 мм до 180 мм). Результаты этих испытаний даны на рис. 7.3.4 и 7.3.5. Оказалось, что с расширенным входом впрыск еще сильнее влияет

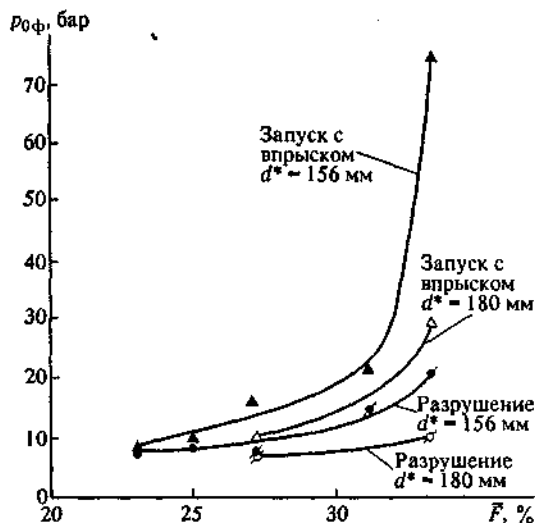


Рис. 7.3.5

на характеристики запуска аэродинамической трубы. При вводе шара $d_m = 52 \text{ мм}$ давление запуска без впрыска стало несколько большим (47 бар вместо 44 бар), а с впрыском уменьшилось до 9 бар, в результате чего суммарный выигрыш стал пятикратным. Значительным является темп снижения давления запуска и при вводе шара $d_m = 57,7 \text{ мм}$ (30 бар вместо 76), однако при $d_m = 60 \text{ мм}$ труба не запустилась. Следует также отметить, что при изменении диаметра входа от 156 мм до 180 мм заметно снизились давления не только запуска, но и разрушения режима (см. рис. 7.3.5).

Причиной снижения давления запуска аэродинамической трубы при впрыске сжатого воздуха в след является повышение эффективности сверхзвукового диффузора за счет выравнивания поля скоростей на входе. На рис. 7.3.6 даны степени сжатия диффузора p_d/p_p (отношение статических давлений на выходе и входе) в зависимости от положения модели в рабочей части. При расположении модели вне струи ($y = 70 \text{ мм}$) диффузор дает степень сжатия 15–17 как при наличии, так и без впрыска. Однако в наиболее

опасной зоне $y = 20-25$ мм эта характеристика сильно зависит от того, впрыскивается сжатый воздух в аэродинамический след модели или нет. В последнем случае при $y = 20$ мм диффузор практически не работает ($\epsilon_{\text{диф}} = 1$), а в первом степень сжатия даже при та-

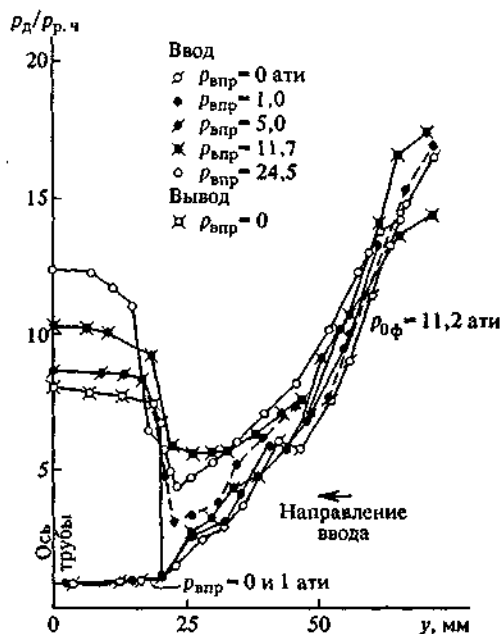


Рис. 7.3.6

ком положении модели составляет 4–6. Применение впрыска позволяет миновать наиболее опасную зону $y = 20-30$ мм без разрушения режима, в результате чего модель попадает на ось трубы при расчетном гиперзвуковом течении в камере Эйфеля.

Впрыск газа по стенке диффузора. Другим вариантом данного способа улучшения характеристик запуска гиперзвуковой аэродинамической трубы является впрыск в процессе ввода модели сжатого воздуха в диффузор через дополнительные сопла, расположенные на стенке его входной части. При этом сопла располагаются на той же стороне камеры Эйфеля, что и модель (см. рис. 7.3.7). Поскольку входная часть диффузора устанавливается всегда как можно ближе к модели, то впрыск удобнее проводить через два сопла, симметрично расположенные справа и слева от державки.

Дополнительные сопла использовались те же, что и при вдуве из державки.

При вводе шара диаметром 54 мм применение впрыска понизило давление запуска с 52 бар до 28 бар, т. е. примерно в 2 раза. Полутора-двукратное снижение давления запуска было получено при испы-

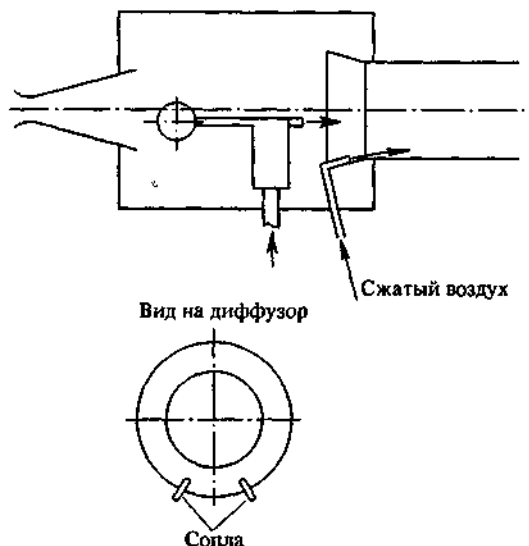


Рис. 7.3.7

тании других шаров. Применение комбинированного впрыска (на стенке диффузора и из модельной державки) практически не изменило результата (давление запуска снизилось вдвое).

В целом сопла на стенке диффузора дают заметный эффект, но несколько меньший, чем сопла на модельной державке.

Впрыск газа в след неподвижной модели. В аэродинамических трубах модель вводится в рабочий поток, как правило, на гиперзвуковых скоростях. При умеренных сверхзвуковых скоростях запуск производится обычно с моделью на оси рабочей части и также представляет определенные трудности. Были проведены опыты по запуску аэродинамической трубы с установленной на оси камеры Эйфеля моделью и использованием рассмотренной выше системы впрыска газа в след.

На оси камеры Эйфеля были неподвижно установлены конусы с углом при вершине 60° и диаметрами оснований 25 мм и 30 мм. Это соответствует загрузке 6,25% и 9% от площади сопла. Геометрия трубы была той же, что и в предыдущих опытах: диаметры рабочего сопла d^* и d_c — 6 мм и 100 мм; диаметр горла и входной диаметр диффузора — 130 и 156 мм.

При использовании конуса $d = 25$ мм без впрыска давление запуска $p_{0\phi}$ равно 9 бар. С увеличением давления впрыска $p_{0\phi}$ прак-

тически линейно убывает до 3,2 бар, т. е. снижается почти в три раза. Результаты испытания с моделью диаметром 30 мм даны на рис. 7.3.8. При наличии впрыска труба запускается при $p_{0ф} = 5,5-6$ бар, т. е. давление запуска снижается более чем в 5 раз. Давление разрушения почти не зависит от впрыска и составляет 3 атм.

Таким образом, впрыск газа в аэродинамический след является достаточно мощным средством снижения давления запуска как при

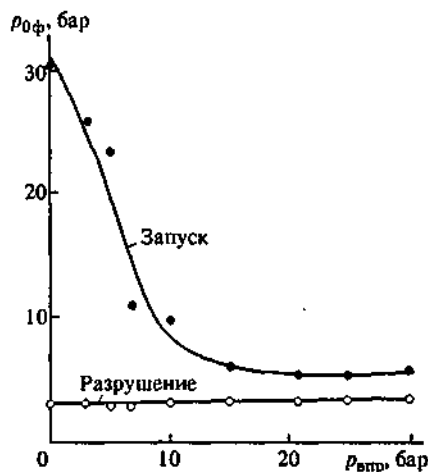


Рис. 7.3.8

вводе моделей в поток, так и в случае установленных неподвижно моделей. Этот способ может успешно применяться практически во всех промышленных аэродинамических трубах со сверх- и гиперзвуковым потоком.

УЛУЧШЕНИЕ ЭЖЕКТИРОВАНИЯ ГАЗА ИЗ КАМЕР ДАВЛЕНИЯ В ТРАНСЗВУКОВЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ С ПЕРФОРАЦИЕЙ

§ 8.1. Исследование течения в модели профильной рабочей части трансзвуковой аэродинамической трубы без принудительного отсоса газа и автоотсоса и предложения по расширению диапазона чисел Маха в ней

Рабочая часть № 3 аэродинамической трубы Т-128 ЦАГИ предназначена в основном для испытания профилей крыльев, имеет перфорированные стенки и помещена в камеру давления, из которой предполагалось вести принудительный отсос газа специальными компрессами. Однако оказалось, что имеющиеся возможности по отсосу воздуха из камеры давления в испытаниях профилей необходимо использовать для уменьшения пограничного слоя на стенках рабочей части перед исследуемым объектом.

Таким образом, для реализации больших дозвуковых чисел Маха в рабочей части и уменьшения взаимовлияния модели и стенок имеющаяся система отсоса использоваться практически не может. В то же время за рабочей частью № 3 не предусмотрено и уступа, который мог бы обеспечить автоотсос газа, прошедшего через перфорацию в камеру давления, благодаря эжектированию основным потоком.

Настоящий параграф посвящен исследованиям (выполненным совместно с В. П. Верховским) течения газа в рабочей части № 3 в этих стесненных условиях. Рассмотрены возможности приближения к отсосу и автоотсосу.

Испытания модели существующей рабочей части. Схема рабочей части № 3 с основными размерами ее модели дана на рис. 8.1.1. Она оборудована двумя механизмами для установки испытываемых моделей, первый из которых (выше по потоку) предназначен для размещения и кругового поворота профилей, а второй — для установки моделей летательных аппаратов на жесткой стойке или ленточной подвеске, расположенных на поворотном круге.

Рабочая часть № 3 имеет параллельные между собой верхнюю и нижнюю стенки и расходящиеся боковые. На модельном стенде УВС, где проводились исследования (рис. 8.1.2), параллельны боковые стенки, т. е. труба как бы лежит на боку, поэтому профиль крыла должен устанавливаться вертикально.

Перфорированные панели и расширяющийся участок за рабочей частью № 3 Т-128 имеют жесткую конструкцию, в то время как на

модельном стенде имеются подвижные створки, и панели могут устанавливаться под разными углами.

В начале испытаний перфорированные панели верхней и нижней стенок были установлены под углом 1° к оси, что обеспечивало расширение рабочей части от 180 мм до 182,5 мм. Затем этот размер

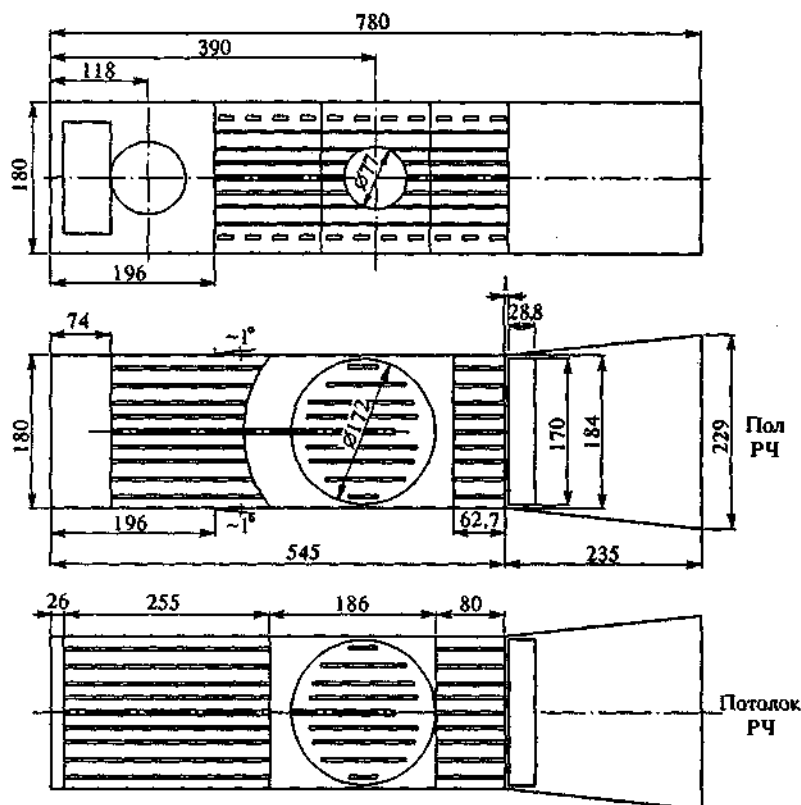


Рис. 8.1.1

был увеличен до 184 мм, как это должно быть при пропорциональном уменьшении всех размеров в 15,3 раза. В этом и других случаях геометрическое моделирование было не совсем полным, так как рабочая часть № 3 имеет излом (рис. 8.1.1) примерно на $1/3$ длины, а на стенде панели прямолинейные.

При моделировании рабочей части № 3 были сделаны некоторые отступления и при установке проницаемости границ. За основу были выбраны готовые перфорированные панели с проницаемостью примерно 10% (рис. 8.1.3), имеющие сверху и внизу по 8 продольных щелей, а по бокам — 10. Эти отверстия были постоянными на всю свою длину, в то время как в Т-128 они регули-

руются и имеют сложную форму. Участки со сплошными стенками были организованы в районе крепления профиля (с его торцов) и около поворотных кругов, где перфорация была заглушена с помощью закладных деталей.

Испытания на УВС проводились с пустой рабочей частью и с моделью под двумя углами атаки ($\alpha = 5^\circ$ и 10°). В качестве модели использовалось крыло с суперкритическим десятипроцентным профилем длиной 150 мм и хордой 60 мм (см. рис. 8.1.3).

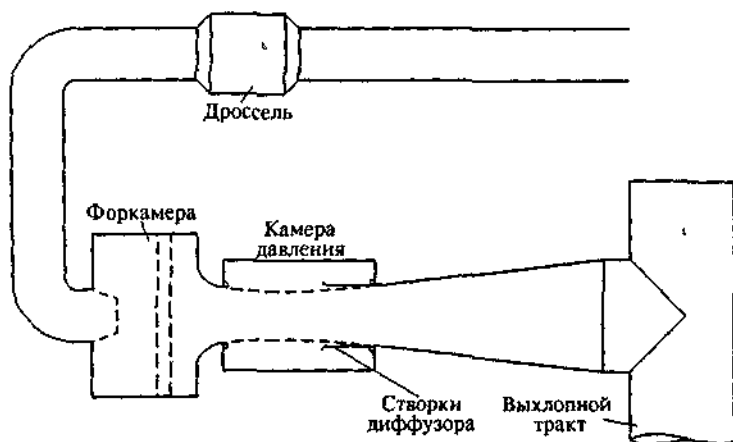


Рис. 8.1.2

Профиль был смещен от дренажа на 8 мм так, чтобы можно было фиксировать распределение давления вблизи верхней поверхности крыла.

Эксперименты проходили следующим образом. На большинстве режимов с помощью дросселя устанавливалось давление в форкамере трубы, соответствующее заданному числу Маха в рабочей части. На этом режиме снималось несколько отсчетов, затем устанавливалось следующее M и т. д. до запириания либо предельного значения ($M_{\max} = 0,9$). При работе с отсосом исследования проводились при различных числах Маха в рабочей части либо различных коэффициентах отсоса $K_{\text{отс}}$. При вариации коэффициента отсоса устанавливалось расчетное $M = 0,84$, и $K_{\text{отс}}$ менялось от 0 до 0,3. В испытаниях с изменяющимся M сначала устанавливался максимальный отсос ($K_{\text{отс}} \approx 0,25$), а затем — обычные для Т-128 значения 0,03—0,05.

В экспериментах измерялись полное давление в форкамере $p_{0\text{ф}}$, статическое давление в камере давления $p_{\text{к.д}}$, распределения статического давления по верхней и боковой стенкам перфорированной рабочей части и расход отсасываемого газа (при работе с отсосом).

а) Зависимости $p_{0\phi}$ и $p_{к.д}$ от M . На рис. 8.1.4 и 8.1.5 даны основные газодинамические (энергетические) характеристики модели трубы Т-128 с рабочей частью № 3, загруженной профилем крыла. На рис. 8.1.4 даны перепады $\Delta p_{0\phi} = p_{0\phi} - p_a$ и $\Delta p_{к.д} = p_a - p_{к.д}$ для основного случая, когда отсос и автоотсос газа отсутствуют.

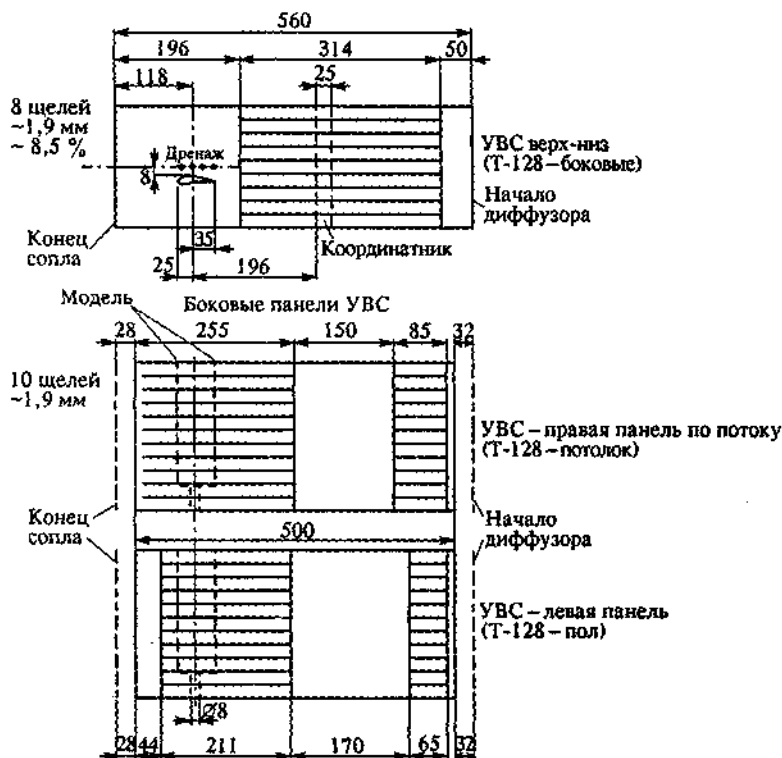


Рис. 8.1.3

Видно, что при $M = 0,4-0,8$ обе зависимости ведут себя обычным образом, т. е. с увеличением числа Маха $p_{0\phi}$ линейно возрастает, а $p_{к.д}$ линейно уменьшается. При $M > 0,8$ характер кривых резко изменяется, особенно зависимость $p_{к.д}$: оно начинает расти, поскольку изменение M невелико при большом увеличении давления в форкамере трубы. Все полученные кривые имеют вертикальную асимптоту при некотором числе Маха, что говорит о «запирании» трубы. Предельное число Маха зависит от загрузки рабочей части моделью и составляет для трубы без модели 0,93, при $\alpha = 0^\circ$ — 0,92; $\alpha = 5^\circ$ — 0,87 и $\alpha = 10^\circ$ — 0,86. Вертикальные ветви всех кривых (кроме $\alpha = 0^\circ$) получены в области $p_{0\phi} \leq 1,5$ бар.

На рис. 8.1.5 даны аналогичные зависимости для максимальной загрузки трубы ($\alpha = 10^\circ$) для различных случаев организации течения в рабочей части № 3: без отсоса и автоотсоса (предыдущий режим), с автоотсосом (уступом за рабочей частью) и двумя вариантами принудительного отсоса (максимальным и обычным для этой трубы). Видно, что при авто- и большом принудительном отсосе все

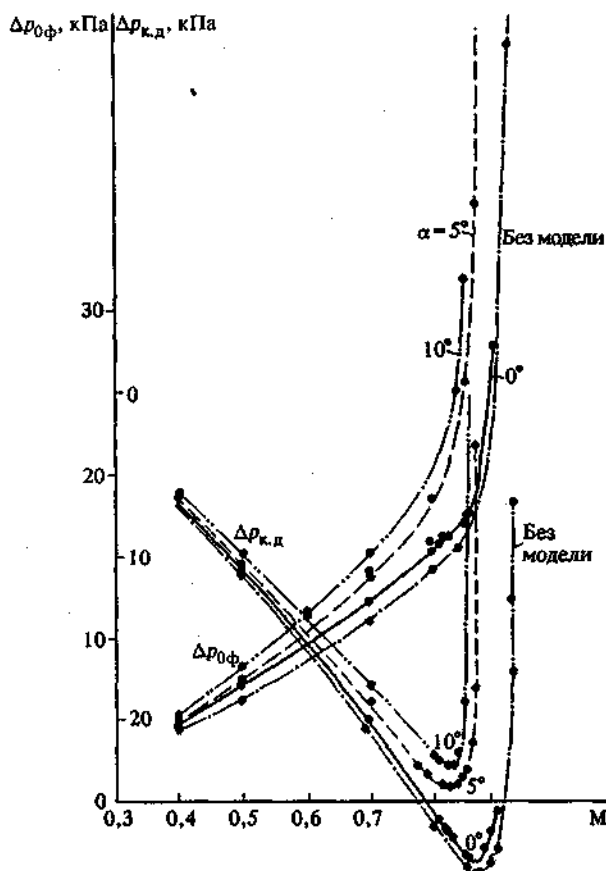


Рис. 8.1.4

запланированные $M = 0,4-0,9$ получаются без проблем. При малом принудительном отсосе $K_{отс} = 0,03-0,05$ максимальное число Маха в рабочей части составляет более 0,90, а без отсоса (как уже отмечалось выше) — 0,86. Таким образом, работа без отсоса и с большой загрузкой рабочей части моделью возможна только до $M \approx 0,85$.

б) Распределения давлений и чисел M . Измерения статических давлений по верхней и боковой стенкам модели рабочей части

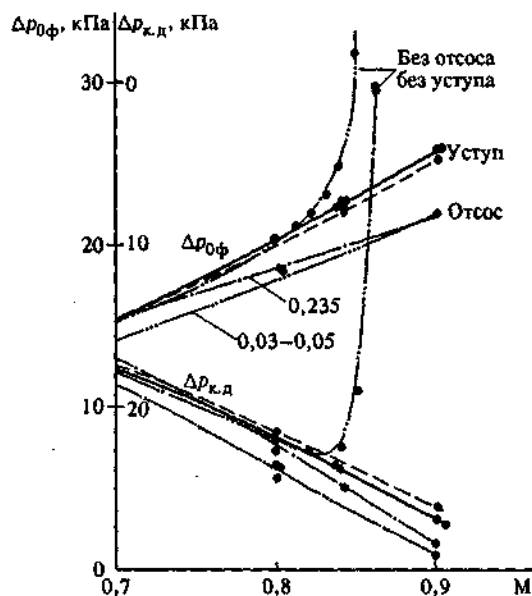


Рис. 8.1.5

№ 3 позволяют оценить качество потока в ней и понять происхождение «запирания» и других особенностей течения.

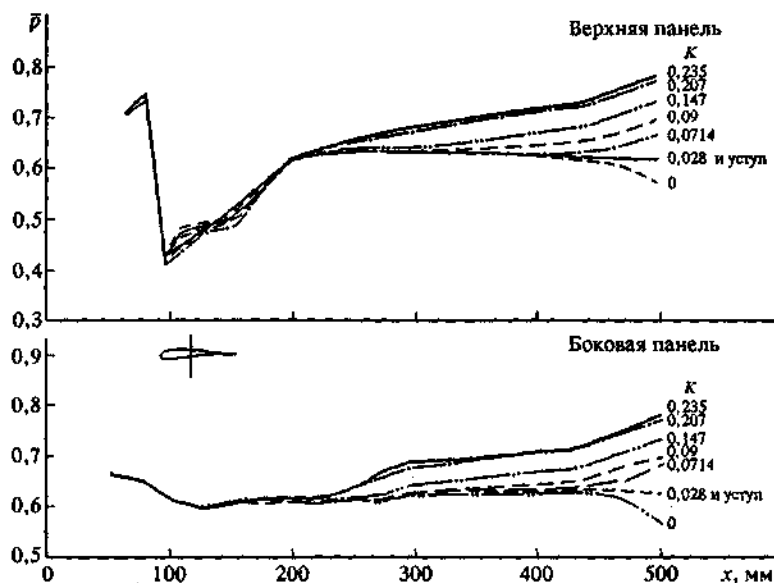


Рис. 8.1.6

Поля в пустой рабочей части равномерны практически по всей длине. Некоторое увеличение числа Маха наблюдается в самом конце перфорации и, по-видимому, обусловлено обратным втеканием в поток некоторого расхода газа, вытекавшего через нее на начальных участках рабочей части. По верхней стенке неравномерность потока

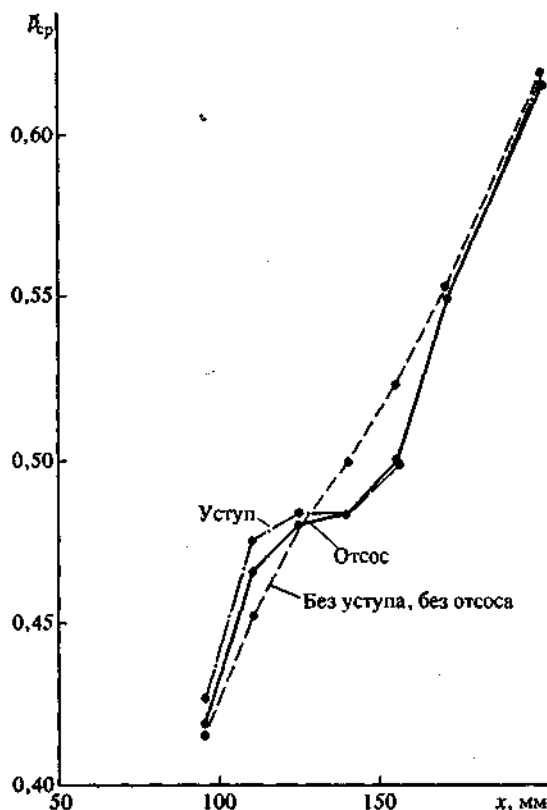


Рис. 8.1.7

чуть больше, чем по боковой, что связано, вероятно, с тем, что боковые стенки на стенде параллельны как в зоне сопла, так и в самой рабочей части.

При установке модели (профиля крыла) поля, естественно, перестают быть равномерными. На рис. 8.1.6 для примера приведены распределения статического давления $\bar{p} = p_{ст}/p_{0ф}$ по верхней и боковой стенкам для режима $M = 0,84$ и $\alpha = 10^\circ$ при различных коэффициентах отсоса газа из рабочей части. Видно, что без отсоса ($K = 0$) за зонной модели ($x > 200$ мм) поле практически равномерно, кроме концевой участка, где статическое давление понижается из-за втекания

газа из КД обратно в поток. При малом отсосе ($K \approx 0,03$) эта область исчезает. При больших коэффициентах отсоса ($K > 0,05$) в конце рабочей части наблюдается участок повышения статического давления

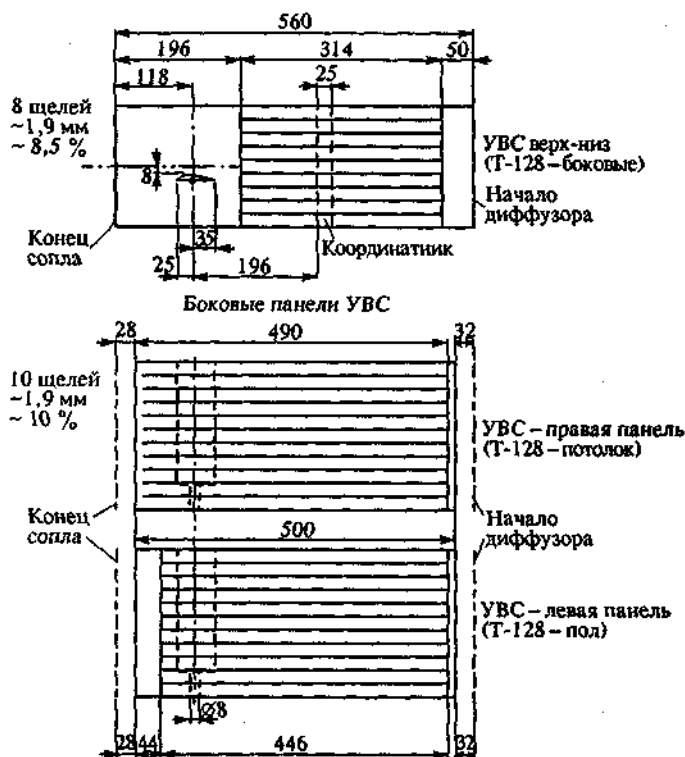


Рис. 8.1.8

(т. е. появляется расходный диффузор), который при $K \approx 0,25$ занимает две трети длины.

На рис. 8.1.6 нанесено и распределение статического давления при работе с уступом за рабочей частью, когда створки диффузора были установлены в горизонтальное положение. Такая перфорированная РЧ с уступом часто называется эжекторной, так как в ее конце основной поток эжектирует массу воздуха, прошедшего в КД через перфорацию (и возникает автоотсос). Оказалось, что эти данные полностью ложатся на кривую, соответствующую малому коэффициенту отсоса $K = 0,028$, а поля во второй половине рассматриваемого пространства полностью равномерны.

Статические давления на верхней панели стенда равномерны только при $200 \text{ мм} < x < 400 \text{ мм}$, причем числа Маха на стенке в этой области близки к M , определенному по статическому давлению в КД. В зоне расходного сопла числа Маха основного потока увеличиваются.

В зоне расположения профиля крыла статическое давление по верхней стенке рабочей части близко к распределению $p_{ст}$ на верхней поверхности профиля, т. е. поля здесь существенно неравномер-

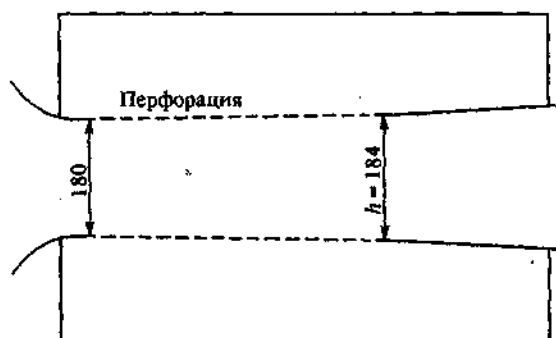


Рис. 8.1.9

ны. При $M \geq 0,8$ над крылом наблюдается сверхзвуковая зона и, видимо, скачок уплотнения. Из рис. 8.1.6 следует, что эта область повышения давления над профилем как-то зависит от режима работы трубы, поэтому была предпринята попытка проанализировать это влияние.

Были исследованы зоны повышения давления над профилем в конструкции без отсоса газа, с отсосом и автоотсосом (т. е. с эжектированием за счет уступа). Во всех трех случаях эти зоны не-

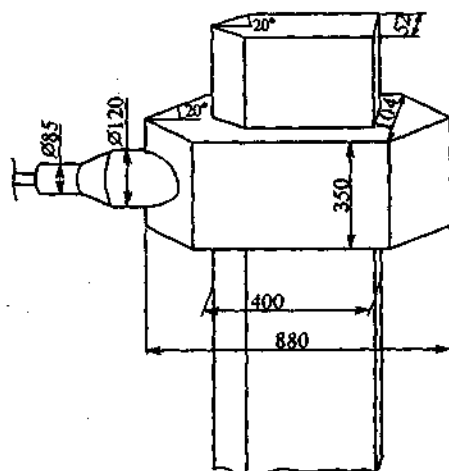


Рис. 8.1.10

устойчивы. Особенно это заметно там, где измерения проводились на одном и том же режиме с интервалом в несколько секунд. Для

того чтобы как-то сравнить полученные результаты, были вычислены средние по времени давления $p_{ср}$ в каждой точке по x . Оказалось, что распределения (рис. 8.1.7) при работе с отсосом и автоотсосом близки между собой и несколько отличаются от случая, когда труба работает без того и другого, как это планируется в рабочей части № 3.

Далее было проведено исследование профиля под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ в модели рабочей части № 3 при последовательных видоизменениях геометрии (по сравнению с описанной ранее).

1. Увеличена проницаемость стенок во второй половине рабочей части (в районе поворотных кругов) до 10% (рис. 8.1.8).

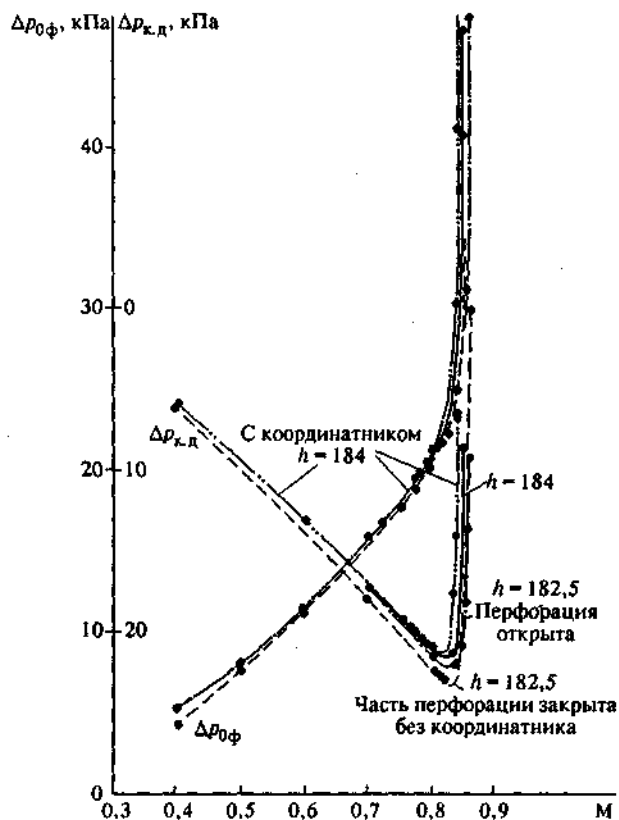


Рис. 8.1.11

2. Увеличено раскрытие перфорированных панелей верхней и нижней стенок с 182,5 мм до 184 мм, как это требуется при пропорциональном уменьшении всех размеров (рис. 8.1.9).

3. Установлена модель координатника для сканирования аэродинамического следа за профилем — пластина толщиной 4 мм с половинным углом передней кромки 20° (эскиз натурального координатника дан на рис. 8.1.10).

Основные характеристики приведены на рис. 8.1.11. Видно, что увеличение проникаемости в районе поворотных кругов снизило максимальное M с 0,86 до 0,85, а раскрытие панелей до 184 мм вернуло прежнее значение 0,86. Установка модели координатника снизила максимальное число Маха до 0,84, а изменение характера кривых $p_{к.д}(M)$ начинается теперь уже при $M = 0,81$.

Исследования по увеличению максимального числа Маха в рабочей части № 3 трубы Т-128 с большой загрузкой. Настоящие испытания проводились только при максимальной загрузке рабочей части профилем ($\alpha = 10^\circ$) и моделью координатника (рис. 8.1.10) и без отсоса газа

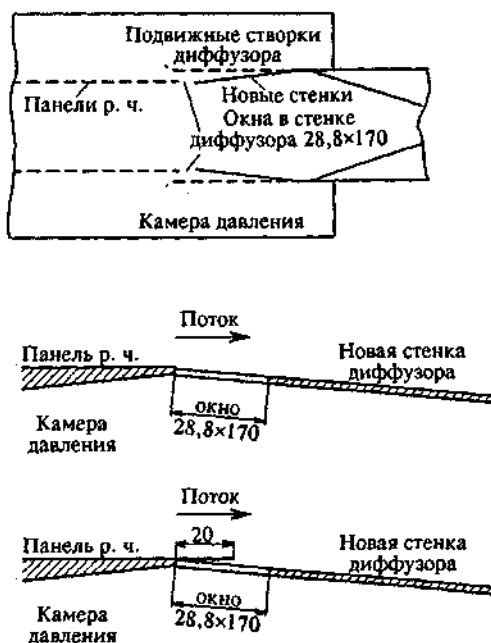


Рис. 8.1.12

из рабочей части. Давление в форкамере медленно, но непрерывно поднималось до максимального $p_{0ф} \approx 1,5$ бар и затем медленно сбрасывалось. Во время пуска производились частые (~ 10 Гц) измерения полного давления в форкамере и статического давления в камере давления, по которым затем вычислялось значение числа Маха в рабочей части.

В экспериментах также измерялось распределение статического давления по всей рабочей части и началу диффузора, а затем вычислялось M в этих областях. При измерении $p_{ст}$ изменение $p_{0ф}$ в форкамере трубы приостанавливалось для получения более точных значений.

Все испытания проводились по одной методике. Новой в каждом пуске была доработка (модернизация) начала диффузора, поскольку именно она влияла на предельное число Маха. В целом работа

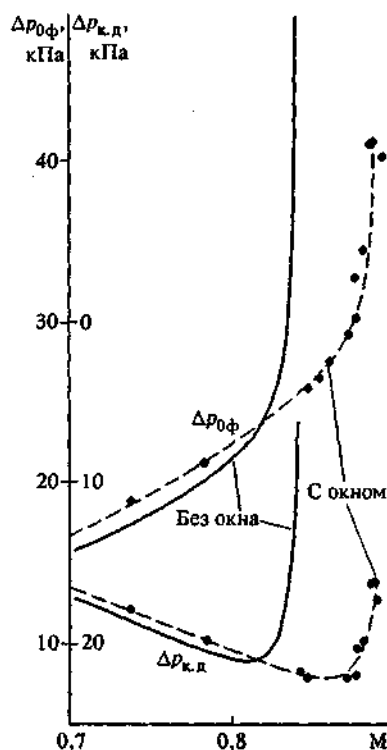


Рис. 8.1.13

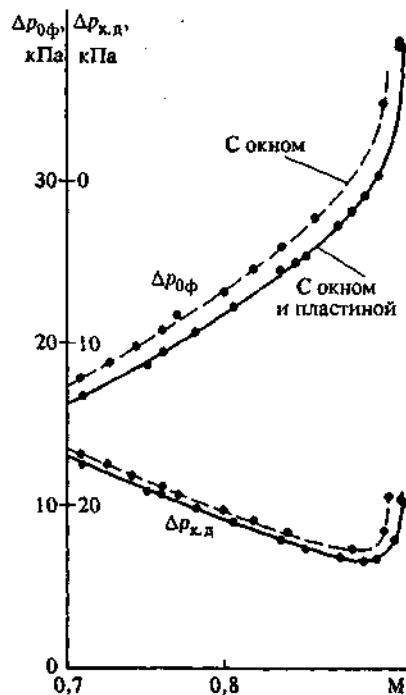


Рис. 8.1.14

заклучалась в установке в зоне диффузора новых стенок (верхней и нижней) на месте створок диффузора. Из-за конструктивных отличий в настоящих испытаниях окно оказалось смоделированным в другой плоскости, но в данных условиях, по-видимому, важно само наличие или отсутствие его.

Описываемые ниже системы отверстий в диффузоре выполнялись только на этих новых стенках. Шаг между рядами отверстий был выбран таким, чтобы они не попадали на шпангоуты диффузора натурной трубы.

а) Испытания с прямоугольным окном в начальной части диффузора. В рабочей части № 3 трубы Т-128 в начале расширяющегося диффузора имеются люки в полу и потолке для обслуживания расположенных в камере давления механизмов. Эти люки изображены на рис. 8.1.11 и 8.1.12. В пересчете на размеры стенда они имеют форму прямоугольника $170 \times 28,8$ мм. На верхней и нижней

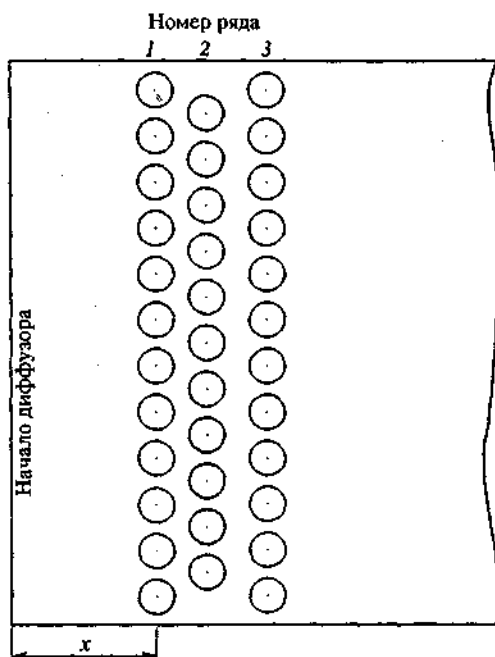


Рис. 8.1.15

стенках диффузора стенда под углом примерно 5° были установлены пластины с окнами указанного размера (рис. 8.1.12). Результаты испытаний этой конфигурации трансзвуковой рабочей части с моделью профиля под углом атаки 10° даны на рис. 8.1.13. Видно, что максимальное число Маха увеличилось с 0,84 до 0,89. При $M < 0,84$, где можно сравнить характеристики трубы с открытым окном и закрытым, требуемое давление в форкамере в первом случае несколько увеличивается.

Кроме того, были проведены пуски стенда с открытым окном, над которым на всю его ширину со стороны потока была установлена тонкая (толщиной около 1 мм) пластина; между ней и стенкой диффузора имелся зазор 2 мм (рис. 8.1.12). Характеристика трубы с открытым окном и дополнительной стенкой дана на рис. 8.1.14. Здесь же штрихом нанесены данные конструкции без этой дополнительной пластины.

Видно, что установка дополнительной стенки, прикрывающей окно и создающей уступ на входе в диффузор, несколько улучшает работу трубы как по предельному числу Маха ($\Delta M \approx 0,01$), так и по требуемому давлению в форкамере.

б) Испытания с системами отверстий в диффузоре. Отверстия для отсоса вытесненного профилем воздуха выполнялись на другой

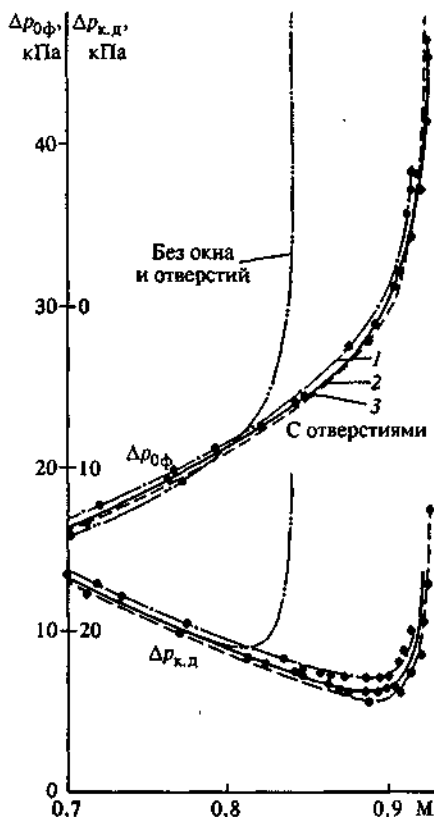


Рис. 8.1.16

паре пластин, установленных под углом 5° в верхней и нижней части диффузора. Пластины имели ширину также 235 мм и примыкали вплотную к верхней и нижней панелям рабочей части. Расположение отверстий (для первых трех вариантов) дано на рис. 8.1.15, а координаты и параметры для всех вариантов — в табл. 8.1.

На рис. 8.1.16 приведены характеристики трубы (давления в форкамере и КД) в зависимости от числа Маха для первых трех вариантов системы отверстий. Наличие последних в диффузоре суще-

ственно расширяет диапазон M — с 0,84 до 0,91–0,925, т. е. больше, чем в случае открытия прямоугольного окна.

Таблица 8.1

Вариант	Число рядов отверстий	Количество отверстий	Диаметр отверстий, мм	Суммарная площадь отверстий, мм ²	Расстояние x рядов от начала диффузора, мм
1	2	23	10	1810	45, 60
2	3	35	10	2750	45, 60, 80
3	3	35	12	3950	45, 60, 80
4	6	70	12	7900	45, 60, 80, 100, 120, 140
5	8	93	12	10500	10, 25, 45, 60, 80, 100, 120, 140

Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что увеличение числа рядов отверстий (рис. 8.1.16) дает больший эффект, чем

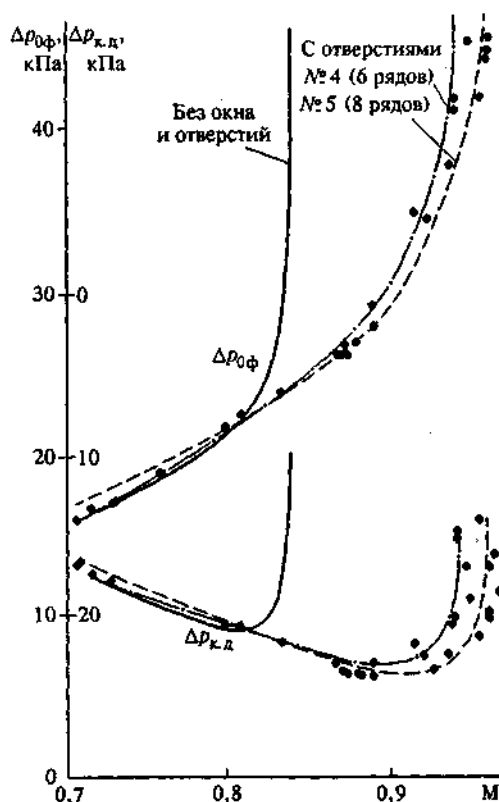


Рис. 8.1.17

простое увеличение диаметров последних и, соответственно, проходных сечений.

После испытаний вариантов № 1–3 модификации диффузора были проведены пуски с тонкими дополнительными пластинами длиной 75 мм, прикрывающими все отверстия и создающими в

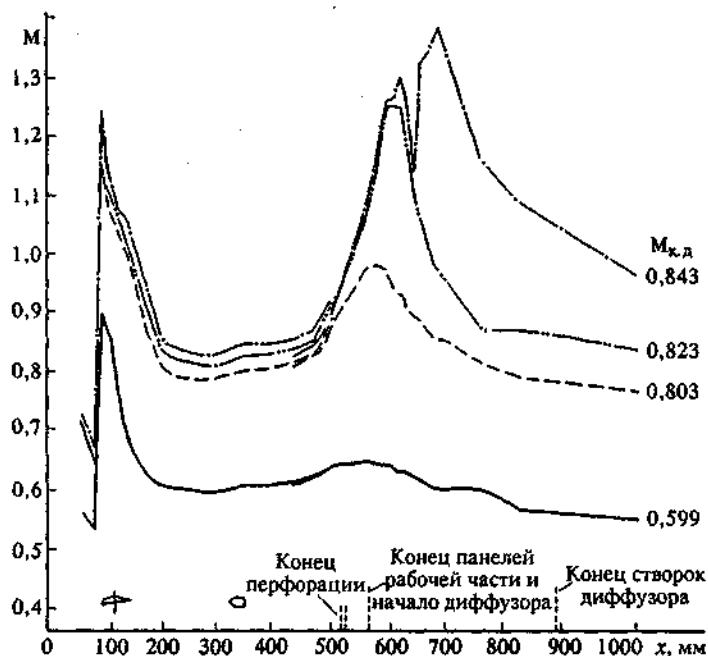


Рис. 8.1.18

конце последнего ряда уступ. Зазор между стенкой диффузора и пластинами в их конце составлял 5; 7 и 10 мм. Характеристики при всех трех вариантах зазора не стали лучше, а даже несколько ухудшились.

По окончании этих пусков прикрывающие пластины были сняты, и расширение диапазона чисел Маха было продолжено путем увеличения количества отверстий. В варианте № 4 (см. табл. 8.1) количество отверстий диаметром 12 мм было удвоено, причем дополнительные ряды были выполнены ниже по потоку.

В варианте № 5 дополнительные (к № 4) ряды были сделаны выше по потоку от существующих, а именно в районе прямоугольного окна рабочей части. Суммарная площадь отверстий в этом случае составляет около трети площади поперечного сечения рабочей части. Характеристики УВС с вариантами № 4 и 5 отверстий в диффузоре даны на рис. 8.1.17.

Видно, что обе модификации еще больше расширяют диапазон M : с вариантом № 4 максимальное число Маха составляет 0,94, а с № 5 — 0,96. Испытания также показывают, что дальнейшее увеличение проницаемости диффузора путем перфорации позволяет продвинуться по M и выше 0,96.

Для сравнения и контроля были также проведены исследования данной модели трансзвуковой рабочей части с большим уступом ($\bar{F} = F_{\text{диф}}/F_{p,ч} \approx 1,25$). В этом случае установка крылового профиля и координатника не создает проблем с «запиранием» трубы и до $M = 1$.

в) Распределения давлений и чисел M по рабочей части и диффузору вычислялись по значениям статического давления в предположении постоянства полного давления. В экспериментах, показанных на рис. 8.1.6, проводились измерения полей только в рабочей части, но на двух ее стенках — верхней и боковой.

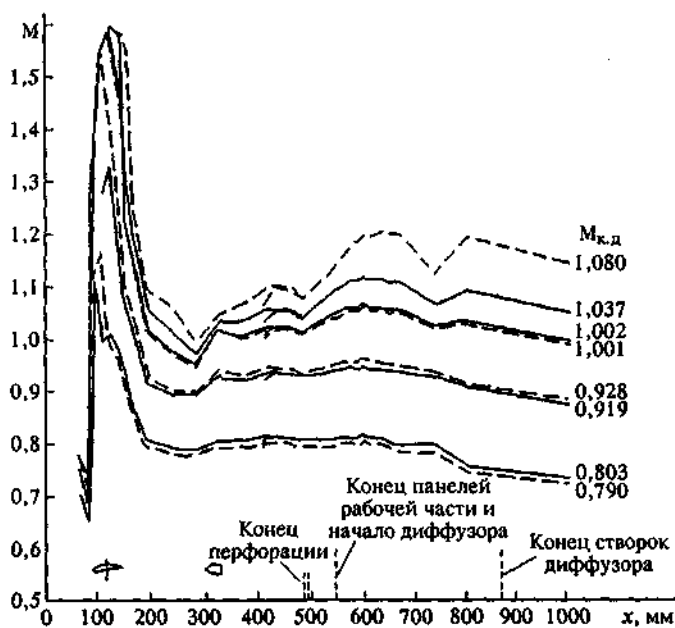


Рис. 8.1.19

В новых испытаниях измерения давлений по верхней стенке рабочей части были сохранены, а на боковой стенке производились в диффузоре, где, собственно говоря, и происходит «запирание» трубы. Распределения в двух плоскостях наносились на один график и, как видно на рис. 8.1.18, хорошо стыкуются между собой. Здесь приведены распределения чисел Маха по рабочей части и

диффузору в модели рабочей части № 3 без отверстий и окон. Режимы работы трубы ($M_{p.ч} = M_{к.д}$) указаны рядом с кривыми. Видно, что большие возмущения потока имеют место вблизи верхней поверхности исследуемого профиля ($x \approx 100$ мм) на всех режимах. При приближении числа Маха к предельному в начальной части диффузора также образуется сверхзвуковая зона, что и приводит к «запираанию» трубы.

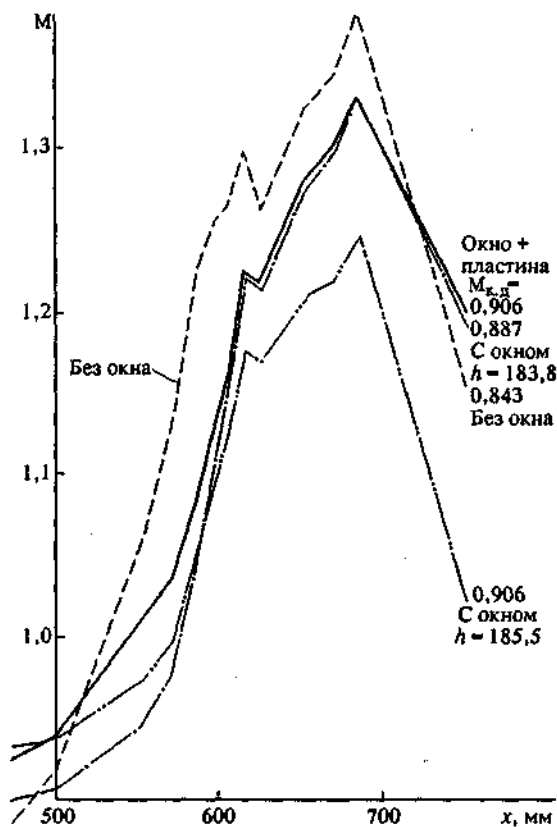


Рис. 8.1.20

На рис. 8.1.19 приведены распределения чисел Маха при работе трубы с уступом. Сверхзвуковые зоны в месте установки профиля $x \approx 100$ мм остались, но в начальной части диффузора пики давления и скорости уже не наблюдаются. Скорости потока в диффузоре и в рабочей части отличаются мало.

На рис. 8.1.20 и 8.1.21 приведены части кривых распределения чисел Маха в области $500 \text{ мм} < x < 800 \text{ мм}$ для предельных $M_{p.ч}$ ря-

да новых вариантов диффузора. Видно, что открытие окна (рис. 8.1.20) вместе с увеличением $M_{p.ч}$ уменьшает также заброс чисел Маха в начальной части диффузора.

Увеличение предельных M за счет увеличения количества рядов отверстий (рис. 8.1.15 и 8.1.21) достигается именно путем полной

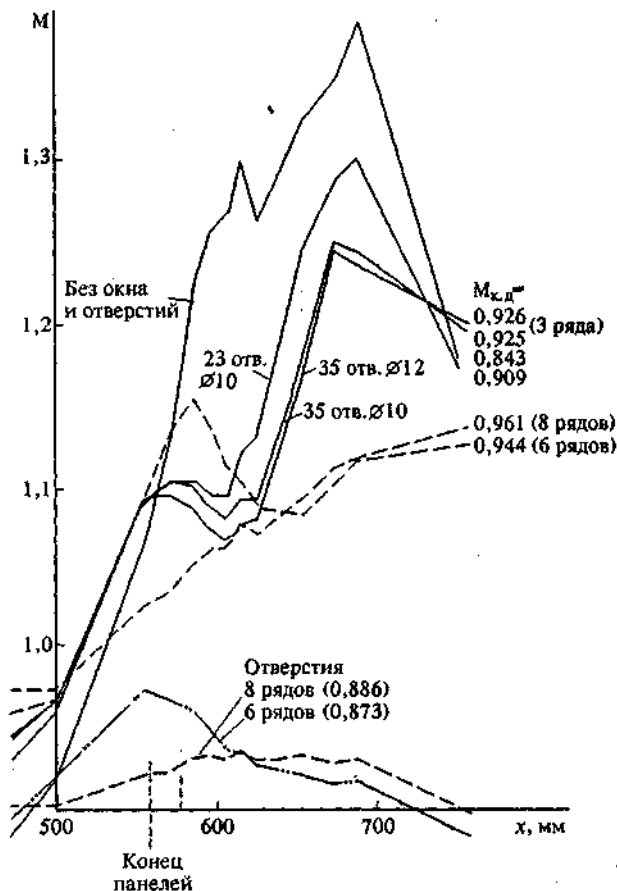


Рис. 8.1.21

перестройки течения в начальной части диффузора, в связи с чем в ней максимальные числа Маха уменьшаются с 1,4 до 1,1. При $M_{p.ч}$ меньше числа Маха записания (6 и 8 рядов) сверхзвуковой заброс по M в диффузоре вообще не возникает.

§ 8.2. Исследование трансзвуковой рабочей части аэродинамической трубы со вдувом воздуха в аэродинамический след за моделью державкой

Предварительные исследования модели рабочей части аэродинамической трубы показали, что потери полного давления в рабочем тракте при числах Маха около 1,2 и коэффициенте загрузки рабочей части 0,045 очень велики и требуемая степень сжатия достигает предельных величин, которые может обеспечить одноступенчатый компрессор. В трубе большую часть этих потерь дает

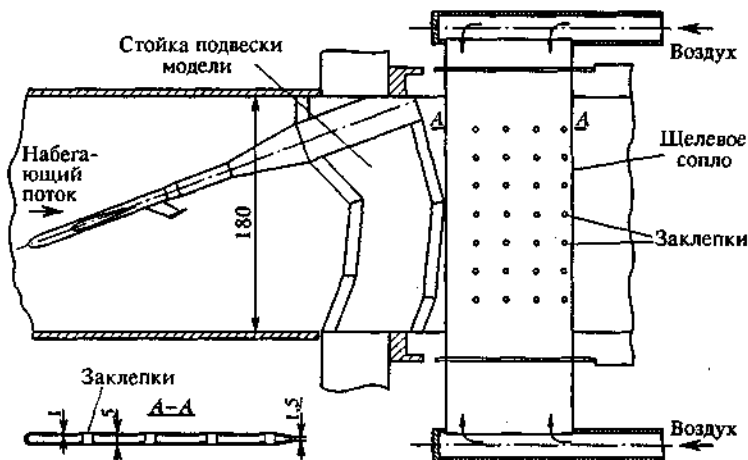


Рис. 8.2.1

толстая стойка подвески модели, рассчитанная на нагрузку при скоростном напоре 0,18 МПа и при затенении канала стойкой примерно 4,2%.

В гл. 7 рассматривается способ уменьшения потерь давления путем вдува воздуха в след за моделью в гиперзвуковой трубе, а в данном параграфе исследован (совместно с А. П. Филатовым) вдув воздуха в след за стойкой подвески на трансзвуковых скоростях.

Схема модели рабочей части с моделями самолета и подвесного устройства дана на рис. 8.2.1. Толщина стойки подвески — 7,3 мм, затенение рабочей части — 4,2%. Модель самолета устанавливалась под углами атаки $\alpha = 0^\circ$ и 20° . Верхняя и нижняя панели рабочей части отклонялись на угол $\varphi = 1^\circ$ и $0,5^\circ$: в первом случае $\bar{F}_y = 1,0$, а во втором — $\bar{F}_y = 1,058$.

За стойкой было установлено щелевое сопло, как показано на рис. 8.2.1. Оно представляет собой полую пластину толщиной 5 мм с внутренним каналом шириной 3 мм. Ширина сужающейся по по-

току щели сопла на срезе $S_{щ.с} = 1,5$ мм. Сжатый воздух подводится к соплу по торцам щелевого канала симметрично по двум трубкам с регулированием расхода одним дросселем до разветвления трубопровода на два рукава.

Давление в форкамере $p_{0ф}$, в камере давления $p_{к.д}$, на выходе из рабочего тракта (в конце диффузора) $p_{0в}$, перед мерным соплом в трубопроводе отсоса воздуха из камеры давления — $p_{м1}$,

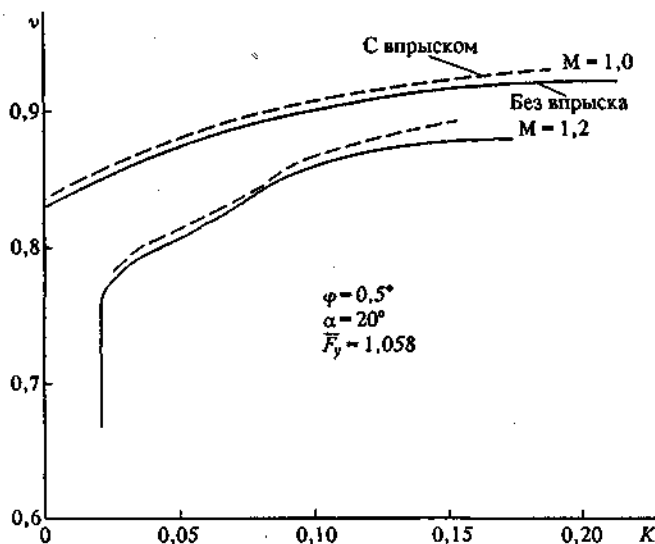


Рис. 8.2.2

перепад давления на мерном сопле Δp_m и распределение давления на стенках рабочей части и в зоне щелевого сопла p_c измерялось датчиками ИКД.

Выходными данными эксперимента были: числа Маха в рабочей части M ; коэффициент восстановления давления в рабочем тракте $\nu = p_{0в}/p_{0ф}$; коэффициент отсоса воздуха из рабочей части $K = G_{отс}/G_c$. Здесь $G_{отс}$ и G_c — расход воздуха, отсасываемого из рабочей части, и расход воздуха через трубное сопло.

По отношению статического и полного давлений $p_c/p_{0ф}$ определялось число Маха M на стенках рабочей части и следующего за ней отсека.

Полученные при эксперименте характеристики рабочей части с дополнительным щелевым соплом даны на рис. 8.2.2, 8.2.3 в виде графиков зависимости ν от K при $M = \text{const}$.

Также исследовано распределение M вдоль боковой и нижней стенок рабочей части и следующего за ней отсека со щелевым соплом.

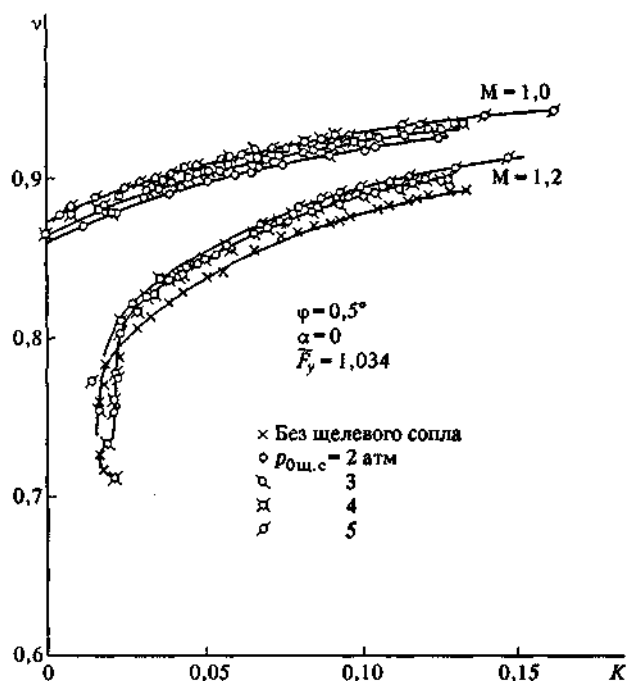


Рис. 8.2.3

Был проведен анализ зависимостей ν от K при $M = 0,3-1,3$, $\alpha = 0^\circ$ и 20° , $\varphi = 0,5^\circ$ и 1° , показавший, что установка щелевого сопла предложенной геометрии без расхода сжатого воздуха не приво-

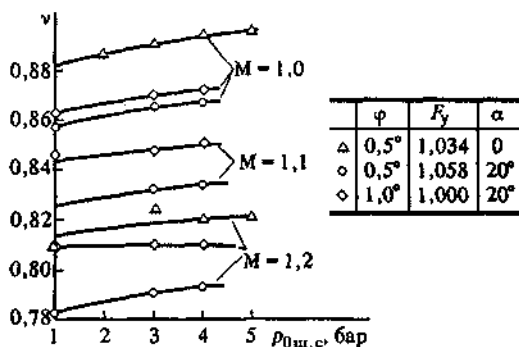


Рис. 8.2.4

дит к возрастанию потерь давления. Вдув газа через это приспособление дает небольшое увеличение коэффициента восстановления полного давления в рабочем тракте при $M = 1-1,2$ во всем диапа-

зоне изменения коэффициента отсоса воздуха из рабочей части ($K \approx 0-0,2$). Выигрыш в величине ν приблизительно постоянный, не зависит от K , поэтому можно проанализировать влияние давления в щелевом сопле $p_{0\text{щ.с}}$ и его расхода воздуха $G_{\text{вд}}$ при любом отсосе, например, при $K = 0,03$.

Для исследованных режимов работы рабочей части со вдувом при $M = 1; 1,1; 1,2$ графики зависимости ν от $p_{0\text{щ.с}}$ при $K = 0,03$ приведены на рис. 8.2.4. Видно, что увеличение давления (и, следовательно, расхода вдуваемого воздуха) приводит к небольшому росту коэффициента восстановления полного давления в рабочем тракте.

Эти результаты можно представить в виде зависимости безразмерных величин $\bar{\nu} - 1 = \nu/\nu_0 - 1$ и $\bar{p} = p_{0\text{щ.с}}/p_{0\text{ф}}$, где ν_0 — коэффициент восстановления давления при $G_{\text{вд}} = 0$ (см. рис. 8.2.5).

Эти же данные приведены на рис. 8.2.6 в виде зависимости $\bar{\nu} - 1$ от коэффициента вдува воздуха через щелевое сопло $K_{\text{вд}} = G_{\text{вд}}/G_c$.

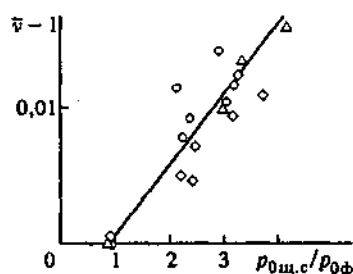


Рис. 8.2.5

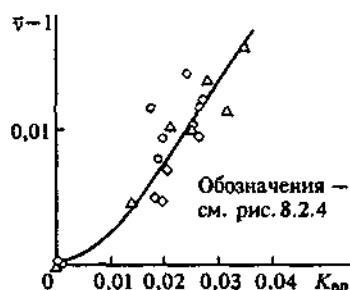


Рис. 8.2.6

При равенстве температур торможения газа, подводимого через щелевое сопло, и рабочего потока и при звуковой скорости истечения из щелевого сопла коэффициент $K_{\text{вд}}$ находится по формуле

$$K_{\text{вд}} = \frac{G_{\text{вд}}}{G_c} = \frac{F_{\text{щ.с}}}{F_c} \frac{p_{0\text{щ.с}}}{p_{0\text{ф}}} = \frac{l_c S_{\text{щ.с}}}{l_c^2} \frac{p_{0\text{щ.с}}}{p_{0\text{ф}}},$$

где $l_c = 180$ мм — ширина и высота выходного сечения сопла трубы и одновременно длина щели щелевого сопла. В данном эксперименте $F_{\text{щ.с}}/F_c = 0,0083$.

На том участке рис. 8.2.6, где $K_{\text{вд}} \geq 0,015$ ($p_{0\text{вд}}/p_{0\text{ф}} \geq 1,75$), истечение воздуха из щелевого сопла звуковое, и связь между $\bar{\nu}$ и $K_{\text{вд}}$ линейна. При $K_{\text{вд}} \leq 0,015$ скорость воздуха, вдуваемого из щелевого сопла, дозвуковая, и соответствующая зависимость нелинейна. Разброс точек находится в пределах точности эксперимента. Изменение параметров рабочей части и угла атаки модели самолета не влияет на зависимость $\bar{\nu}$ от $K_{\text{вд}}$. При относительно малых значениях

коэффициента вдува воздуха, например, $K_{вд} \approx 0,02-0,03$, коэффициент восстановления полного давления в рабочем тракте трубы увеличивается на $0,01-0,015$, что на $5-6\%$ уменьшает требуемый перепад давлений на основном компрессоре трубы ($0,015/0,25$).

На рис. 8.2.7 приведено распределение числа M на стенках рабочей части и следующего за ней отсека со щелевым соплом при $\alpha = 20^\circ$; $\varphi = 0,5^\circ$; $F_y = 1,058$; $M = 1,0$ и $p_{0\text{ш.с}} = 1$ атм. Координата

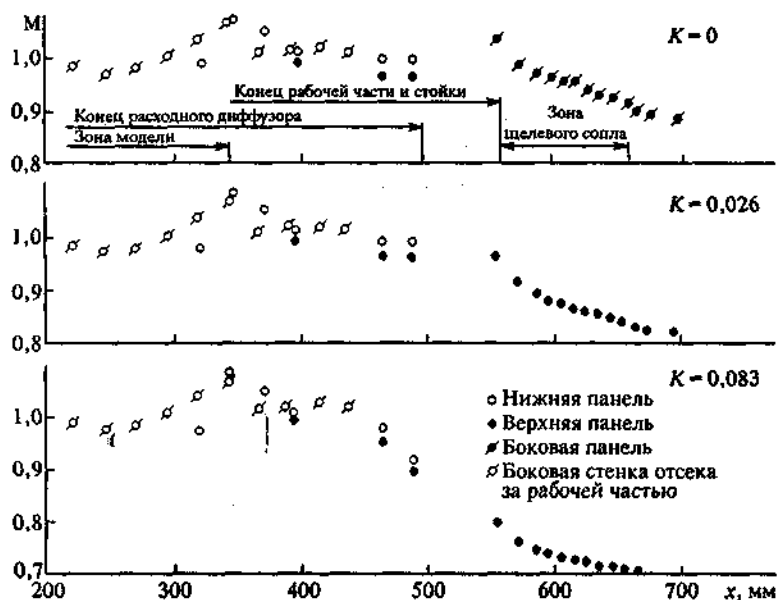


Рис. 8.2.7

x отсчитывается от входного сечения рабочей части. Сравнение этих кривых с аналогичными без щелевого сопла показывает их совпадение и независимость от расхода и давления вдуваемого газа, т. е. вдув не портит картины обтекания моделей в трансзвуковой рабочей части.

ЭЖЕКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДИФфуЗОРА КАК ЭЛЕМЕНТА ГАЗОВОЙ ИЛИ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ МАШИНЫ

Для компенсации потерь полного давления, возникающих в диффузорах аэродинамических труб и других машин, тратятся тысячи и миллионы кВт электроэнергии, поэтому понимание механизма этих потерь исключительно важно. Течение газа в расширяющемся диффузоре является существенно неоднородным, вязким и зачастую нестационарным. Оно носит сложный характер (см., например, [116—118]) и определяется целым рядом геометрических и газодинамических параметров, таких, как степень расширения, угол раскрытия, начальное поле скоростей, числа Маха и Рейнольдса, начальная турбулентность потока и т. д. Эта сложность не позволяет четко выделить главные процессы в диффузоре с близким к оптимальному углом раскрытия и создать для него наглядную одномерную теорию сопротивления. Создание последней необходимо как для лучшего понимания особенностей работы, так и для качественного описания зависимости сопротивления диффузора от основных параметров. Такая теория нужна и для правильной обработки богатого экспериментального материала по сопротивлению диффузоров.

Ниже предложена и проанализирована простая математическая модель работы расширяющегося диффузора, похожая на модель течения в эжекторе. Течение предполагалось состоящим из ядра с равномерным полем скоростей в каждом сечении и заторможенного слоя с нулевым средним расходом. Толщина этого слоя для упрощения качественного рассмотрения считалась известной как в начальном сечении (из предистории потока), так и по всей длине диффузора.

Для принятой модели течения получено уравнение движения и найдены его частные решения для ряда наиболее интересных случаев. Определены основные интегральные характеристики диффузора: коэффициент сопротивления, коэффициент восстановления полного давления, диссипация энергии и другие. Характеристики имеют вид алгебраических зависимостей от числа Маха, степени расширения диффузора и толщины заторможенного слоя. Они могут быть полезными как для представления (обобщения) экспериментальных данных, так и для создания инженерных методов расчета.

Для несжимаемой жидкости предложенная модель позволила получить очень простой и важный для осознанного проектирования диффузора и всей газовой или гидравлической машины качественный результат — коэффициент сопротивления диффузора численно равен средней (по его длине) относительной толщине заторможенного слоя (пограничного слоя или аэродинамического следа).

§ 9.1. Принятые допущения, схема течения и исходные уравнения

Будем считать, что течение в диффузоре состоит из двух областей: ядра и заторможенного слоя. В качестве последнего можно принять как пограничный слой на стенках диффузора, так и любые заторможенные зоны внутри потока, например, следы за моделями в диффузоре аэродинамической трубы (см. гл. 7 и 8). Распределение параметров газа в любом поперечном сечении диффузора по каждой области будем считать для простоты равномерным. Примем, что статическое давление в заторможенном слое равно статическому

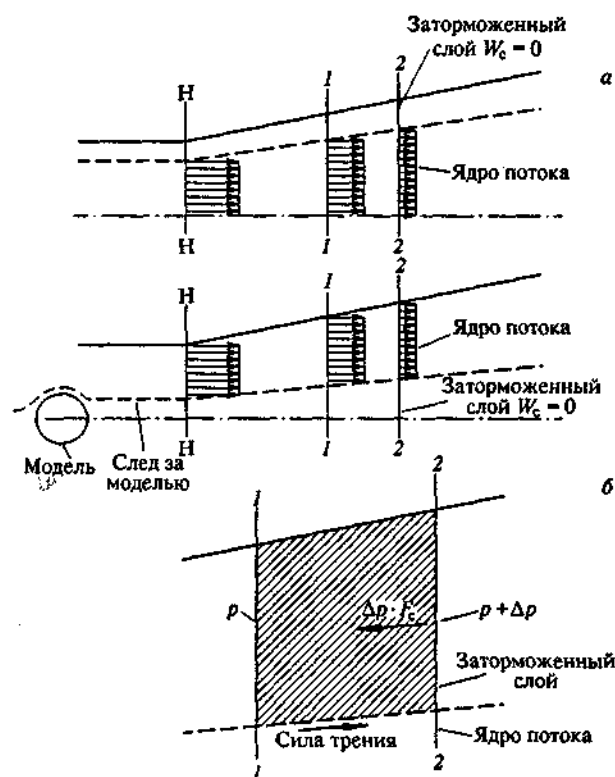


Рис. 9.1.1

давлению в ядре и увеличивается вниз по потоку. Будем также считать, что расход газа через заторможенную область мал по сравнению с расходом газа через ядро, средняя скорость газа в заторможенном слое равна нулю, а трение и теплообмен газа со стенками диффузора отсутствуют. Принятая схема течения в диффузоре изображена на рис. 9.1.1.

Для массы газа, заключенной между любыми двумя поперечными сечениями 1 и 2, можно составить уравнения сохранения массы

$$m_1^a = m_2^a, \quad (9.1)$$

сохранения энергии

$$a_{*1} = a_{*2}, \quad (9.2)$$

и изменения количества движения

$$m_1^a W_1^a + p_1 F_1 + \int_{F_1}^{F_2} p \, dF = m_2^a W_2^a + p_2 F_2, \quad (9.3)$$

где индексом «я» обозначены параметры тазы в ядре потока, a_* — критическая скорость звука, p — давление, W — скорость, F — площадь поперечного сечения диффузора.

Уравнение (9.3) с учетом сделанных предположений и уравнений (9.1) и (9.2) можно привести к виду

$$F_{я1} p_1 \tilde{y}(\lambda_1) z(\lambda_1) + p_1 F_{c1} + \int_{F_1}^{F_2} p \, dF = F_{я2} p_2 \tilde{y}(\lambda_2) z(\lambda_2) + p_2 F_{c2},$$

где λ — приведенная скорость в ядре потока, $\tilde{y}(\lambda) = \lambda/[1 - (\kappa - 1)\lambda^2/(\kappa + 1)]$, и далее к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{d}{dF} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} + \frac{F_c}{F_\kappa} \frac{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2}{\lambda} \right) = - \frac{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2}{F_\kappa \lambda}, \quad (9.4)$$

где F_c и F_κ — площади поперечного сечения диффузора, занятые заторможенным слоем и ядром; κ — показатель адиабаты.

Соотношение (9.4) связывает приведенную скорость в ядре потока с площадью диффузора и параметрами заторможенного слоя. Оно может быть проинтегрировано, например, численно, если известна зависимость толщины области с замедленным течением от площади диффузора или приведенной скорости газа в нем. В случае, когда относительная площадь заторможенного слоя F_c/F является функцией только приведенной скорости в ядре потока:

$$\frac{F_c}{F} = \bar{F}_c(\lambda),$$

переменные в уравнении (9.4) разделяются, и оно приводится к следующему виду:

$$\frac{dF_\kappa}{F_\kappa} = \left(\lambda^2 - 1 - \bar{F}_c(\lambda) \frac{2\kappa}{\kappa+1} \lambda^2 \right) \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2 \right)^{-1} \frac{d\lambda}{\lambda}. \quad (9.5)$$

§ 9.2. Некоторые решения уравнения движения

Диффузоры устанавливаются, как правило, на выходе из газовой машины и ее элементов, поэтому поле скоростей на входе в диффузор чаще всего является неравномерным. В простейшем случае и степень неравномерности, и толщина пограничного слоя увеличиваются вниз по потоку [119–124]. Однако в настоящее время известен и применяется целый ряд способов воздействия на заторможенный слой (отсос, сдув и т. д.), поэтому его толщина по длине диффузора может изменяться в принципе по любому закону. Будем считать, что в начальном сечении (индекс «н») относительная площадь заторможенного слоя известна и равна $F_c^n/F^n = H$, а далее вниз по потоку она увеличивается, стремясь в пределе (при $F \rightarrow \infty$) к конечной величине $F_c/F = H + \Delta H$. Для простоты также примем, что относительная площадь заторможенного слоя является линейной функцией приведенной скорости потока в диффузоре

$$\bar{F}_c(\lambda) = H + \Delta H \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_n}\right), \quad (9.6)$$

или

$$\bar{F}_c(\lambda) = A - B\lambda, \quad (9.7)$$

где $A = H + \Delta H$ и $B = \Delta H/\lambda_n$. Тогда уравнение (9.5) принимает вид

$$\frac{dF_n}{F_n} = \left(\lambda^2 - 1 - (A - B\lambda) \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \lambda^2 \right) \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{-1} \frac{d\lambda}{\lambda} \quad (9.8)$$

и легко может быть проинтегрировано. Его решением является выражение

$$\ln F_n + \ln C = \ln \left\{ \frac{p^*(\lambda)}{\bar{q}(\lambda)} \left(\frac{1 + r\lambda}{1 - r\lambda} \right)^{0.5(1+r^2)B/r^3} e^{-(1+r^2)B\lambda/r^2} \right\},$$

где $p(\lambda)$ и $\bar{q}(\lambda)$ — газодинамические функции, определенные в разделе «Принятые обозначения», C — константа интегрирования,

$$r = \frac{\sqrt{\kappa - 1}}{\sqrt{\kappa + 1}}.$$

Если теперь ввести новую газодинамическую функцию

$$\varphi(\lambda) = \left(\frac{1 + r\lambda}{1 - r\lambda} \right)^{0.5(1+r^2)/r^3} e^{-(1+r^2)\lambda/r^2} \quad (9.9)$$

и с помощью начальных данных вычислить постоянную C , то получим следующие соотношения между геометрическими и газодина-

мическими параметрами диффузора:

$$\bar{F}_я = \frac{F_я^2}{F_я^n} = \frac{q(\lambda_n)}{q(\lambda)} \left[\frac{p(\lambda)}{p(\lambda_n)} \right]^A \left[\frac{\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda_n)} \right]^B = \frac{q(\lambda_n)}{q(\lambda)} \cdot \frac{1}{\nu}, \quad (9.10)$$

$$\bar{F} = \frac{F}{F_n} = \frac{F_я}{F_я^n} \frac{1 - (A - B\lambda_n)}{1 - (A - B\lambda)}, \quad (9.11)$$

$$\nu = \frac{p_0}{p_{0n}} = \left[\frac{p(\lambda_n)}{p(\lambda)} \right]^A \left[\frac{\varphi(\lambda_n)}{\varphi(\lambda)} \right]^B, \quad (9.12)$$

$$\bar{p} = \frac{p}{p_n} = \nu \frac{p(\lambda)}{p(\lambda_n)}, \quad (9.13)$$

где ν — коэффициент восстановления полного давления диффузора, $q(\lambda)$ — известная газодинамическая функция

$$q(\lambda) = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{1/(\kappa - 1)} \tilde{q}(\lambda).$$

На рис. 9.2.1 приведены рассчитанные по формулам (9.10)–(9.13) зависимости основных параметров потока в диффузоре от безразмерной площади $\bar{F}$. В качестве начальных данных для приме-

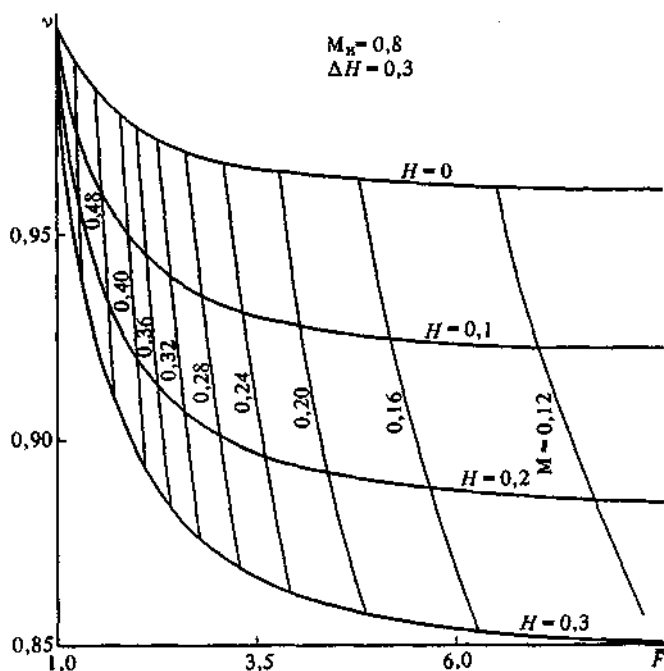


Рис. 9.2.1

ра взяты число Маха $M_n = 0,8$ и предельный прирост толщины заторможенного слоя $\Delta H = 0,3$. Видно, что с увеличением степени расширения $\bar{F}$ и уменьшением вниз по потоку скорости газа потери полного давления увеличиваются, а коэффициент $\nu = p_0/p_{0n}$ уменьшается. Последний в пределе стремится к некоторой конечной величине, которая сильно зависит от начальной площади заторможенного слоя H . При $\bar{F} = 8$ и $H = 0$ коэффициент восстановления полного давления составляет 0,96, а при $H = 0,3$ — уже 0,85. Из формулы (9.12) также видно, что при отсутствии в диффузоре заторможенных зон ($A \equiv B \equiv 0$) коэффициент ν тождественно равен единице, и течение является изэнтропическим.

Таким образом, снижение полного давления в расширяющемся диффузоре имеет место даже при отсутствии трения о стенки и отрыва потока. Потери возникают всегда, когда в диффузоре появляются области с низкими скоростями, и его сопротивление прямо зависит от размеров этих зон. Поэтому все меры, приводящие к сокращению заторможенных слоев, например, отсос или сдув пограничного слоя (см. гл. 7 и 8), всегда улучшают диффузор.

§ 9.3. Диссипация энергии

Уменьшение полного давления газа и рост его энтропии связаны с преобразованием энергии упорядоченного движения в энергию хаотического (теплого). Поскольку в диффузоре почти всегда имеет место увеличение энтропии, то должен быть и механизм, обеспечивающий преобразование энергии. Для выяснения особенностей этого процесса рассмотрим более подробно схему течения газа. На область заторможенного газа (рис. 9.1.1) за счет разницы статических давлений в начале и конце диффузора действует сила, направленная против потока. Для того чтобы последняя была уравновешена и газ не втекал внутрь диффузора, к зоне замедленного течения со стороны ядра должна быть приложена определенная сила, направленная по потоку. Роль такого противодействия играет сила трения между ядром и заторможенным слоем. На длине диффузора она производит работу, приводящую к диссипации кинетической энергии струи:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{дис}} &= \frac{E_{\text{дис}}}{E_{\text{кин}}} = \frac{2}{m W_n^2} \int_{F_n}^F F_c W dp = \\ &= \left(\frac{x+1}{2} \right)^{-1/(x-1)} \frac{1}{\lambda_n^2 \tilde{y}(\lambda_n)} \frac{2\sqrt{T_0}}{a_* g} \int_{F_n}^F \frac{F_c}{F_n} \lambda d\bar{p}, \quad (9.14) \end{aligned}$$

$$\text{где } g = \sqrt{\frac{x}{R}} (0,5(x+1))^{-0,5(x+1)/(x-1)}.$$

Последний интеграл в формуле (9.14) для наиболее простого случая, когда относительная площадь заторможенного слоя постоянна вдоль диффузора: $F_c/F = H = \text{const}$, — а изменение статического давления вдоль диффузора определяется формулой (9.13) с условием $B = 0$, имеет вид

$$\bar{E}_{\text{дис}} = H \left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_n^2} \right). \quad (9.15)$$

Таким образом, диссипация энергии прямо пропорциональна относительной площади заторможенного слоя и растет с увеличением степени расширения и уменьшением скорости на выходе из диффузора.

Сравним вычисленную диссипацию энергии с энергией, необходимой для изэнтропического восстановления полного давления газа до первоначальной величины:

$$\bar{E}_v = \frac{E_v}{E_{\text{кин}}} = \frac{x+1}{x-1} \frac{1}{\lambda_n^2} \left[\frac{1}{\sqrt{(x-1)/x}} - 1 \right]. \quad (9.16)$$

Для рассмотренного выше случая постоянной толщины заторможенного слоя вдоль диффузора ($B = 0$) формула (9.16) имеет вид

$$\bar{E}_v = \frac{1}{r^2 \lambda_n^2} \left[\left(\frac{1-r\lambda^2}{1-r\lambda_n^2} \right)^H - 1 \right]. \quad (9.17)$$

На рис. 9.3.1 приведены относительные значения энергии диссипации $\bar{E}_{\text{дис}}$ и восстановления давления $\bar{E}_v$ в зависимости от относительной толщины заторможенного слоя H при постоянных значениях $\lambda_n = 0,8$ и $\lambda = 0,2$ (конечная приведенная скорость). Видно, что обе исследуемые характеристики растут с увеличением толщины заторможенного слоя, оставаясь близкими друг к другу. Небольшое расхождение между ними объясняется тем, что

энергия для восстановления полного давления подводится при температуре торможения, а не статической температуре потока. По мере уменьшения числа M в начальном сечении диффузора разница между $\bar{E}_{\text{дис}}$ и $\bar{E}_v$ убывает, и при $M_n = 0$ они становятся равными. Действительно, рассматривая предел, к которому стремится $\bar{E}_v$ при

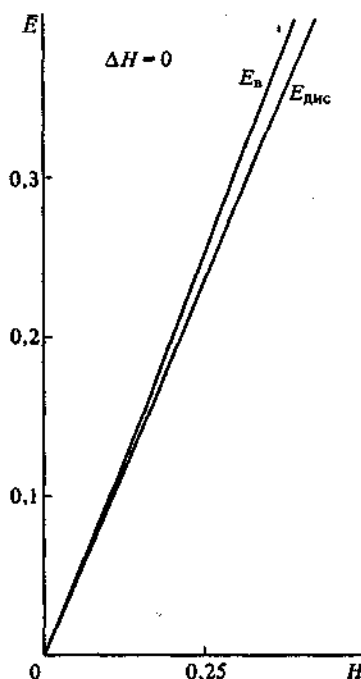


Рис. 9.3.1

$\lambda_n \rightarrow 0$ и при $\lambda/\lambda_n = a = \text{const}$, получим

$$\lim_{\lambda_n \rightarrow 0} \bar{E}_n =$$

$$= \lim_{\lambda_n \rightarrow 0} \frac{H}{2r^2} \cdot \frac{1}{\lambda_n} \left(\frac{1 - r^2 a^2 \lambda_n^2}{1 - r^2 \lambda_n^2} \right)^{H-1} \left(- \frac{2r^2 a^2 \lambda_n^2}{1 - r^2 \lambda_n^2} + \frac{2r^2 \lambda_n^2 (1 - r^2 a^2 \lambda_n^2)}{(1 - r^2 \lambda_n^2)^2} \right) =$$

$$= H \left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_n^2} \right). \quad (9.18)$$

Таким образом, вся диссипация энергии в диффузоре связана именно с трением на границе ядра и заторможенного слоя, и других механизмов, повышающих энтропию потока, нет.

§ 9.4. Турбулизирующий момент

В большинстве исследований течения газа в расширяющемся диффузоре отмечается, что значительная часть последнего занята зоной интенсивного перемешивания потока вихрями, образующимися вдоль жестких стенок. Сильное вихреобразование многие авторы считают даже причиной возникновения потерь полного давления в диффузоре.

Рассматривая рис. 9.1.1б, видим, что перепад статических давлений, действующих на элементарный объем заторможенной зоны, и уравновешивающая его сила трения располагаются не по одной линии, а образуют пару сил с плечом, равным половине толщины рассматриваемого слоя. В результате возникает крутящий момент, который стремится повернуть элементарный объем вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа. Этот момент турбулизирует течение в диффузоре и приводит к диссипации.

Определим для наиболее простого случая плоского диффузора с постоянной относительной толщиной ($\Delta H = 0$) заторможенного слоя суммарный турбулизирующий момент, действующий на весь заторможенный слой диффузора. На элементарный объем (рис. 9.1.1 б) с единичной шириной действует момент

$$dM = dp \cdot F_c \cdot \frac{1}{2} h_c = \frac{1}{2} \bar{F} H F_n h_n \cdot H \bar{F} dp = \frac{1}{2} F_n h_n p_n H^2 \bar{F}^2 d\bar{p},$$

где F_n и h_n — площадь и высота диффузора в начальном сечении, h_c — толщина заторможенного слоя, $\bar{F} = F/F_n$ — степень расширения диффузора, $\bar{p} = p/p_n$ — повышение статического давления по диффузору.

Суммарный турбулизирующий момент равен

$$M_T = \int_{F_n}^F \frac{1}{2} F_n h_n p_n H^2 \bar{F}^2 d\bar{p} = \frac{1}{2} F_n h_n p_n H^2 \int_{F_n}^F \bar{F}^2 d\bar{p}. \quad (9.19)$$

Если положить $M_{\tau 0} = F_n p_n \cdot \frac{1}{2} h_n$, то получим для относительного турбулизирующего момента следующее выражение:

$$\bar{M}_\tau = \frac{M_\tau}{M_{\tau 0}} = H^2 \int_{F_n}^F \bar{F}^2 d\bar{p}. \quad (9.20)$$

Подставляя в подынтегральное выражение соответствующие зависимости $\bar{F}(\lambda)$ и $\bar{p}(\lambda)$ (формулы (9.11) и (9.13) при $B=0$ и $A=H$), получим

$$\bar{M}_\tau = \frac{2\kappa}{\kappa+1} H^2 (1-H) \frac{q^2(\lambda_n)}{p^{1+H}(\lambda_n)} \int_F^{F_n} \frac{d\lambda}{\lambda [1 - (\kappa-1)\lambda^2/(\kappa+1)]^{(1-\kappa H)/(\kappa-1)}}. \quad (9.21)$$

Для частного случая, когда $\kappa=1,4$ и $H=1/7$ (заторможенный слой занимает седьмую часть поперечного сечения диффузора), по-

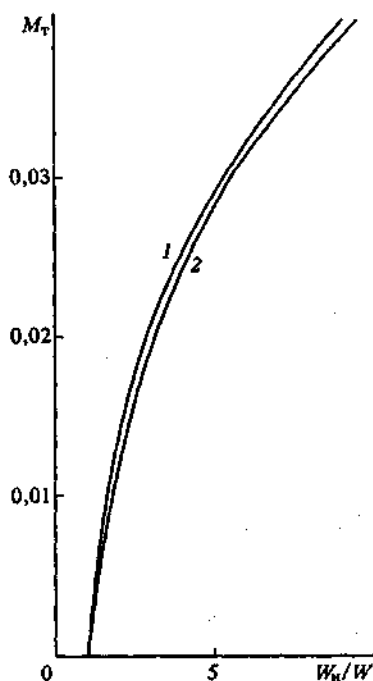


Рис. 9.4.1

казатель степени в знаменателе равен 2 и интеграл может быть вычислен в квадратурах. Выражение для турбулизирующего момента имеет в этом случае вид

$$\bar{M}_\tau = \frac{\kappa}{\kappa+1} \frac{1}{7^2} \left(1 - \frac{1}{7}\right) \frac{q^2(\lambda_n)}{p^{8/7}(\lambda_n)} [\psi(\lambda_n) - \psi(\lambda)], \quad (9.22)$$

где

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{2\left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2\right)} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\lambda^2}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2} \right).$$

На рис. 9.4.1 линией 1 показана зависимость турбулизирующего момента в плоском диффузоре от текущей скорости при $M_n = 1$ и $H = 1/7$. С увеличением степени расширения диффузора суммарный турбулизирующий момент значительно увеличивается, что и приводит к сильному вихреобразованию и турбулизации всего потока к выходному сечению диффузора. Для сравнения на этом же рисунке представлена аналогичная зависимость для несжимаемой жидкости — при $M_n = 0$, $H = 1/7$ (кривая 2).

§ 9.5. Упрощения для случая несжимаемой жидкости

Важные результаты были получены многими авторами при изучении течений в расширяющихся диффузорах жидкостей либо газов с малыми числами Маха. Поэтому представляет интерес рассмотреть, что дает предложенная, по существу эжекционная, теория диффузора в случае несжимаемой жидкости.

Пусть относительная толщина заторможенного слоя изменяется вдоль оси по некоторому закону

$$\bar{F}_c = \frac{F_c}{F} = \bar{F}_c(W).$$

С учетом условия $\rho = \text{const}$ площадь диффузора может быть выражена из уравнения неразрывности следующим образом:

$$F = \frac{F_n^*}{1 - \bar{F}_c} \frac{W_n}{W}. \quad (9.23)$$

Подставляя это выражение в уравнение изменения количества движения несжимаемой жидкости

$$-dp \cdot F = \rho W F_n dW, \quad (9.24)$$

получим следующее дифференциальное уравнение:

$$-dp = \rho W dW - \rho W \bar{F}_c dW. \quad (9.25)$$

С учетом того, что величина $\rho W dW$ есть повышение статического давления при изэнтропическом течении жидкости, а разность $dp_{\text{изэнтр}} - dp$ равна разности полных давлений в начальном и текущем сечении диффузора, получим

$$-d(p_{0n} - p_0) = \rho W \bar{F}_c dW. \quad (9.26)$$

Относя обе части к скоростному напору в начальном сечении, получим дифференциальное уравнение для коэффициента сопро-

тивления диффузора:

$$-d\xi = \frac{2}{W_n^2} W \bar{F}_c dW, \quad (9.27)$$

или

$$-d\xi = 2 \bar{W} \bar{F}_c d\bar{W},$$

где $\bar{W} = \frac{W}{W_n}$ — нормированная скорость. Поскольку скоростной напор $q = \rho W^2/2$ и $dq = \rho W dW$, а нормированный скоростной напор равен $\bar{q} = q/q_n$, то уравнение (9.27) принимает вид

$$d\xi = -\bar{F}_c d\bar{q}, \quad \xi = \int_{\bar{q}_{\max}}^1 \bar{F}_c d\bar{q}. \quad (9.28)$$

Эти соотношения имеют ясный физический смысл: потери полного давления прямо пропорциональны снижению скоростного напора и целиком определяются относительной толщиной заторможенного слоя.

При полном торможении потока ($\bar{q} = 0$) и $\bar{F}_c = \text{const}$ коэффициент сопротивления диффузора численно равен относительной толщине заторможенного слоя $\xi = F_c$. Если последняя не является постоянной, этот коэффициент равен ее среднему значению по длине диффузора.

Если считать, что относительная толщина заторможенного слоя увеличивается по принятому в § 9.2 линейному закону

$$\bar{F}_c = \frac{F_c}{F} = H + \Delta H \left(1 - \frac{W}{W_n}\right),$$

то

$$\xi = H \left(1 - \frac{W^2}{W_n^2}\right) + \Delta H \left(\frac{1}{3} - \frac{W^2}{W_n^2} + \frac{2}{3} \frac{W^3}{W_n^3}\right). \quad (9.29)$$

Как видим, ξ достаточно просто выражается через параметры заторможенного слоя и отношение скоростей во входном и выходном сечениях. При полном торможении потока ($W = 0$) последнее уравнение имеет вид

$$\xi = H + \frac{1}{3} \Delta H. \quad (9.30)$$

Если еще и толщина заторможенного слоя постоянна вдоль диффузора ($\Delta H = 0$), то коэффициент сопротивления, как указывалось несколько выше, численно равен относительной толщине зоны замедленного течения

$$\xi = H = \frac{F_c}{F}. \quad (9.31)$$

При постоянной толщине заторможенного слоя ($\Delta H = 0$) и конечной длине диффузора ($W \neq 0$) выражение для коэффициента сопротивления имеет вид

$$\xi = H \left(1 - \frac{W^2}{W_n^2} \right). \quad (9.32)$$

Оно полностью совпадает с уравнением (9.15) для относительной диссипации энергии в диффузоре.

§ 9.6. Влияние основных геометрических и газодинамических параметров диффузора на его работу

Предложенная эжекционная теория сопротивления расширяющегося диффузора позволяет яснее понять появление в нем потерь полного давления. Вместе с тем она помогает объяснить влияние на работу этого устройства ряда основных геометрических и газодинамических факторов.

Практически всеми авторами, занимавшимися исследованием дозвуковых диффузоров, отмечается сильная зависимость сопротивления от поля скоростей на входе. Обычным объяснением этого фактора является утверждение о более раннем отрыве потока от стенок при толстом начальном пограничном слое (см., например, [118]). В то же время известно, что у многих диффузоров даже при наличии толстого пограничного слоя не наблюдается отрыва потока от стенок по всей их длине. Предложенная эжекционная теория прямо связывает коэффициент сопротивления с толщиной заторможенного слоя. Зависимость следует из связи силы, вталкивающей положительным градиентом давления зону замедленного течения внутрь диффузора, с силой внутреннего трения и вызываемой ею диссипацией кинетической энергии.

Увеличение угла раскрытия диффузора α свыше 4° приводит к непрерывному снижению характеристик этого устройства. В предложенной теории этот факт находит свое объяснение в увеличении неравномерности потока к выходу из диффузора, известном из эксперимента, и соответствующем возрастании параметра ΔH . Увеличение начальной турбулентности течения, наоборот, снижает прирост толщины заторможенного слоя ΔH и тем самым улучшает характеристики.

Число Рейнольдса в области $Re > 2 \cdot 10^5$, по многочисленным данным, слабо влияет на коэффициент сопротивления как при малых, так и при больших углах α . В рамках рассматриваемой эжекционной теории сопротивления диффузора это объясняется противоположным влиянием вязкости на параметры H и ΔH . С ростом Re уменьшается толщина заторможенного слоя, вызванного трением газа о твердую поверхность перед диффузором или в его нача-

ле. Одновременно с Re увеличивается прирост толщины заторможенного слоя ΔH , так как снижение вязкости ведет к уменьшению напряжения трения на границе ядра и заторможенного слоя.

Эжекционная теория сопротивления диффузора позволяет непосредственно вычислить зависимости характеристик от степени расширения $F = F/F_n$. Сравнение их с рекомендуемой в работе [118] эмпирической формулой

$$\xi \sim \left(1 - \frac{1}{F}\right)^2$$

показывает, что последняя достаточно точна при малой толщине заторможенного слоя. При большой зоне замедленного течения эмпирическая формула [118] дает заметные отклонения от результатов данной главы.

Влияние сжимаемости газа на сопротивление диффузора экспериментально исследовано в целом ряде работ (см., например, [123–126]). Однако изменение числа M_n в эксперименте проводится, как правило, одновременно с Re , поэтому из результатов исследований

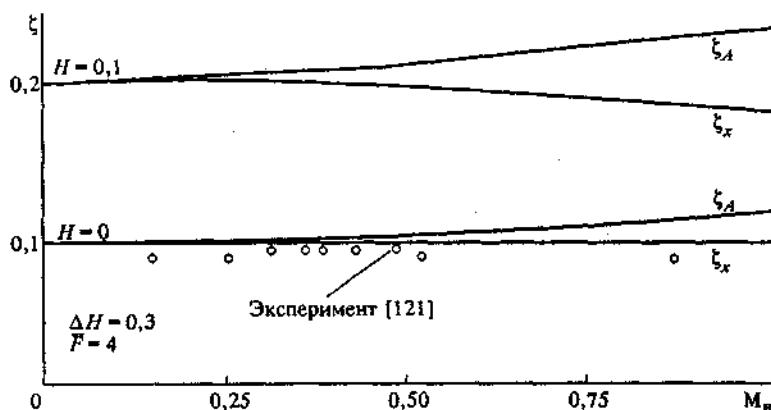


Рис. 9.6.1

трудно выделить влияние каждого параметра. Предлагаемая теория сопротивления диффузора сразу дает указанную зависимость $\xi(M)$. Коэффициенты сопротивления диффузора для сжимаемой жидкости вычислялись (рис. 9.6.1) по формуле Г. Н. Абрамовича [125]

$$\xi_A = \frac{x+1}{x-1} \frac{1}{\lambda_n^2} \left[\frac{x}{v(x-1)} - 1 \right] \quad (9.33)$$

и часто употребляющейся формуле С. А. Христиановича

$$\xi_x = \frac{1-v}{xM_n/2} \quad (9.34)$$

Значения коэффициента ζ , вычисленные по рекомендуемому в [117] соотношению

$$\zeta = \frac{\ln 1/\nu}{x\lambda_H^2/(x+1)}, \quad (9.35)$$

лежат между указанными кривыми и близки к значениям ζ_A .

Из рис. 9.6.1 следует, что сжимаемость мало влияет на коэффициент сопротивления диффузора, причем (9.33) дает медленно возрастающую зависимость, а (9.34) — медленно убывающую. Таким образом, приведенные в работах [125] и [126] возрастающие функции

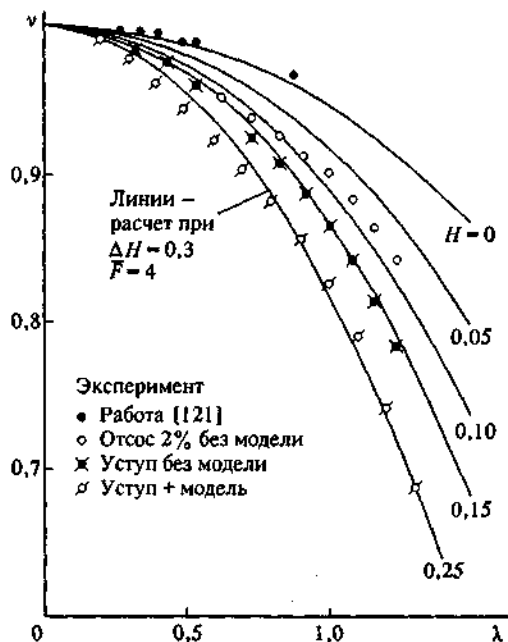


Рис. 9.6.2

$\zeta(M_H)$ являются в значительной мере следствием выбранного способа обработки экспериментальных данных. При малых M , как и следовало ожидать, коэффициент сопротивления диффузора при любых способах его вычисления не зависит от числа Маха на входе.

Представляет интерес сравнение коэффициентов сопротивления ζ и восстановления полного давления ν , вычисленных по формулам данной главы, с результатами испытаний. Из рис. 9.6.1 видно, что экспериментальные данные по ζ хорошо согласуются с расчетами при отсутствии заторможенного слоя в начальном сечении диффузора.

Экспериментальные и расчетные данные по коэффициенту восстановления полного давления ν также хорошо соответствуют друг

другу (рис. 9.6.2). Данные исследований Е. Л. Бедржицкого [121] (темные точки на рис. 9.6.2) хорошо совпадают с расчетами при $H = 0$. Экспериментальные результаты О. В. Лыжина и З. Г. Пасовой по промышленной аэродинамической трубе близки к расчетным при $H = 0,1$ в случае пустой перфорированной рабочей части перед диффузором (светлые точки).

В варианте конструкции с автоотсосом и уступом за перфорацией сопротивление диффузора увеличивается и соответствует расчету при $H = 0,15$ (темные перечеркнутые точки). При установке в этой трубе большой модели самолета с площадью крыла 20% от площади поперечного сечения рабочей части $F_{p.ч}$ и углом атаки 20° сопротивление еще увеличивается и совпадает с расчетным уже при $H = 0,25$ (светлые перечеркнутые точки на рис. 9.6.2). За таким телом в отрывном течении действительно будет след с площадью около $0,1F_{p.ч}$, который прибавляется к пограничному слою и следу за уступом.

Как видим, предложенная теория сопротивления диффузора хорошо описывает экспериментальные данные по течениям с различными степенями неравномерности.

ЧАСТЬ IV

ОПТИМАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ЭЖЕКТОРОВ И ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЖЕКТОРОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

ГЛАВА 10

ОПТИМАЛЬНЫЕ ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ, ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ И МНОГООСТУПЕНЧАТЫЕ ЭЖЕКТОРЫ

§ 10.1. Оптимальный газовый эжектор со скоростью смеси, не превышающей звуковую

Оптимальный газовый эжектор с равными статическими давлениями смешиваемых газов на входе. Оптимальным газовым эжектором, в камере смешения которого расположен прямой скачок уплотнения, является эжектор, работающий на критическом режиме. Однако в настоящее время нет простой теории критических режимов, описывающей заклинивание низконапорной струи на начальном участке камеры смешения и позволяющей достаточно точно рассчитать характеристики оптимального эжектора, не приводя к противоречивым результатам. Метод расчета, примененный в [30], дает надежные результаты, но он разработан лишь для одномерного плоского случая. Однако результаты, полученные в работе, незначительно отличаются от расчетов, проведенных в [32].

Как было показано В. А. Готовым, оптимальный критический эжектор по Ю. Н. Васильеву удовлетворяет условию $p_1 = p'$, т. е. фактически он работает не в критическом режиме. С другой стороны, условие критичности режима газового эжектора по Ю. Н. Васильеву, вообще говоря, не является условием оптимальности. Поэтому оптимальный вариант, найденный среди совокупности удовлетворяющих условию $p_1 = p'$, будет обеспечивать не меньшую степень сжатия, чем оптимальный критический по Ю. Н. Васильеву, а во многих случаях — даже большую. Ниже рассматривается аналитический метод оптимизации газовых эжекторов этого типа.

Напишем уравнения, описывающие процесс для случая смешения газов с разными температурами, полученные И. Е. Межировым

и А. Л. Искрой:

$$\varepsilon = \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1+a) \tilde{q}(\lambda'')}, \quad (10.1)$$

$$z(\lambda'') (1 + k\theta b)f - k\theta b z(\lambda_1) - z(\lambda') = 0, \quad (10.2)$$

$$\sigma k\theta b \tilde{q}(\lambda') - a \tilde{q}(\lambda_1) = 0 \quad (10.3)$$

(в гл. 10 символы f и λ'' понимаются как введенные в «принятых обозначениях» символы f_r и λ_3).

Дополним их условием равенства статических давлений на входе

$$p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda') = 0. \quad (10.4)$$

Будем искать максимум функции (10.1) при постоянных значениях σ , k и физических параметров смешиваемых газов (κ , c_p и T_0) и при уравнениях связи (10.2)–(10.4). Для этого воспользуемся методом неопределенных множителей. Составим функцию

$$F = \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1+a) \tilde{q}(\lambda'')} + x_1 [z(\lambda'') (1 + k\theta b)f - k\theta b z(\lambda_1) - z(\lambda')] + \\ + x_2 [\sigma \tilde{q}(\lambda') k\theta b - a \tilde{q}(\lambda_1)] + x_3 [p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda')], \quad (10.5)$$

где x_1 , x_2 и x_3 — неопределенные множители.

Стационарные точки функции ε находятся там, где частные производные функции F по a , λ_1 , λ' и λ'' обращаются в нуль:

$$\frac{\partial F}{\partial a} = -\frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1+a)^2 \tilde{q}(\lambda'')} - x_2 \tilde{q}(\lambda_1) = 0, \quad (10.6)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda''} = -\frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1+a) \tilde{q}^2(\lambda'')} \frac{d\tilde{q}(\lambda'')}{d\lambda''} + x_1 (1 + k\theta b)f \frac{dz(\lambda'')}{d\lambda''} = 0, \quad (10.7)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_1} = -x_1 k\theta b \frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} - x_2 a \frac{d\tilde{q}(\lambda_1)}{d\lambda_1} + x_3 \frac{dp(\lambda_1)}{d\lambda_1} = 0, \quad (10.8)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda'} = \frac{\sigma (1 + k\theta b)f}{(1+a) \tilde{q}(\lambda'')} \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} - x_1 \frac{dz(\lambda')}{d\lambda'} + x_2 \sigma k\theta b \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} - x_3 \sigma \frac{dp(\lambda')}{d\lambda'} = 0. \quad (10.9)$$

Решая систему уравнений (10.6)–(10.8) относительно x_1 , x_2 и x_3 и подставляя их в выражения в (10.9), получим уравнение стационарных точек, которое после несложных преобразований приводится к виду

$$\left[\frac{\tilde{q}(\lambda')}{p(\lambda') (1+a)} - \frac{\tilde{q}(\lambda'')}{p(\lambda'') (1+k\theta b)f} \right] \left[1 + \sigma k\theta b \frac{\psi(\lambda')}{\psi(\lambda_1)} \right] = 0, \quad (10.10)$$

где $\psi(\lambda)$ — газодинамическая функция:

$$\psi(\lambda) = \frac{dp(\lambda)/d\lambda}{dz(\lambda)/d\lambda} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} \lambda \left(\frac{1}{\lambda^2} - 1 \right)^{-1} \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2 \right)^{1/(\kappa-1)}. \quad (10.11)$$

При преобразованиях использовалось соотношение

$$-p(\lambda) = \tilde{q}^2(\lambda) \frac{dz(\lambda)/d\lambda}{d\tilde{q}(\lambda)/d\lambda}. \quad (10.12)$$

Заметим, что система (10.1)–(10.4) допускает два решения: с прямым скачком уплотнения в камере смещения и без него. Уравнение (10.10) также имеет два корня, которые находятся, если приравнять к нулю каждую скобку.

На рис. 10.1.1 приведена рассчитанная по системе уравнений (10.1)–(10.4) зависимость степени сжатия от приведенной скорости низконапорного газа на входе для $\sigma = 10$; $k = 0,1$; $\theta = 2,95$ и

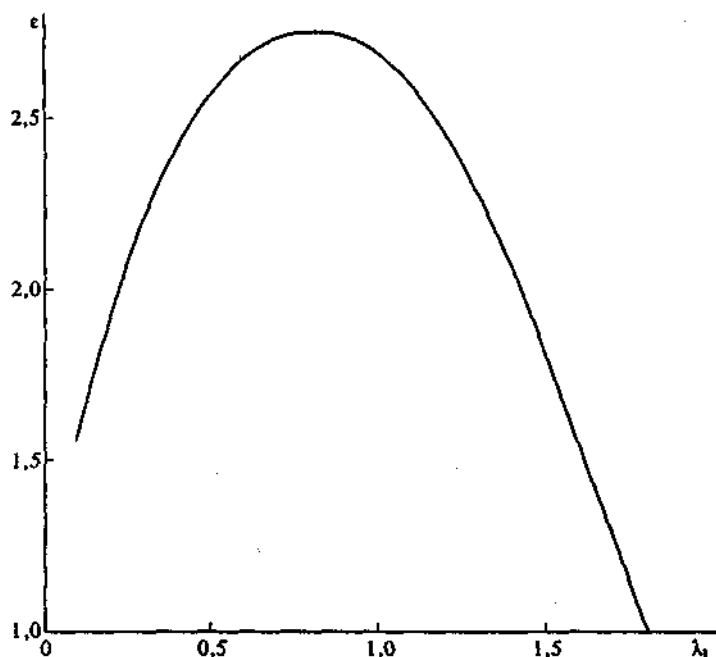


Рис. 10.1.1

$\kappa_1 = \kappa' = 1,4$ с прямым скачком уплотнения в камере смещения. Видно, что имеется оптимум степени сжатия при некотором значении λ_1 . В работе [39] теоретически доказано существование оптимума для эжектора без ограничений на скорость смеси. Следовательно, характер полученных стационарных точек ввиду единственности их для каждого решения очевиден — это условие оптимальности.

Приравнявая нулю первую скобку уравнения (10.10), получим

$$\frac{p(\lambda')}{p(\lambda'')} = \frac{\tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1 + a) \tilde{q}(\lambda'')} = \frac{\varepsilon}{\sigma},$$

откуда

$$p' = p''. \quad (10.13)$$

Полученное условие (10.13) определяет максимум степени сжатия без скачка уплотнения в камере смешения и совпадает с решением Б. А. Урюкова [39] для оптимального дифференциального эжектора без ограничений на скорость смеси.

Приравнявая нулю вторую скобку уравнения (10.10), получим

$$1 + \sigma k \theta b \frac{\psi(\lambda')}{\psi(\lambda_1)} = 0. \quad (10.14)$$

Соотношение (10.14) является условием оптимальности газового эжектора при наличии прямого скачка уплотнения в камере смешения.

Проанализируем систему (10.1)–(10.4), (10.14).

На рис. 10.1.2 приведен вид функции $\psi(\lambda)$. Она имеет положительную дозвуковую ветвь и отрицательную сверхзвуковую. Из (10.14) следует, что при $\sigma b > 0$ функции $\psi(\lambda_1)$ и $\psi(\lambda')$ должны иметь разные знаки, из (10.4) — при $\sigma > 1$ выполняется неравенство $\lambda' > \lambda_1$. Следовательно, в практически важном случае $k > 0$ и

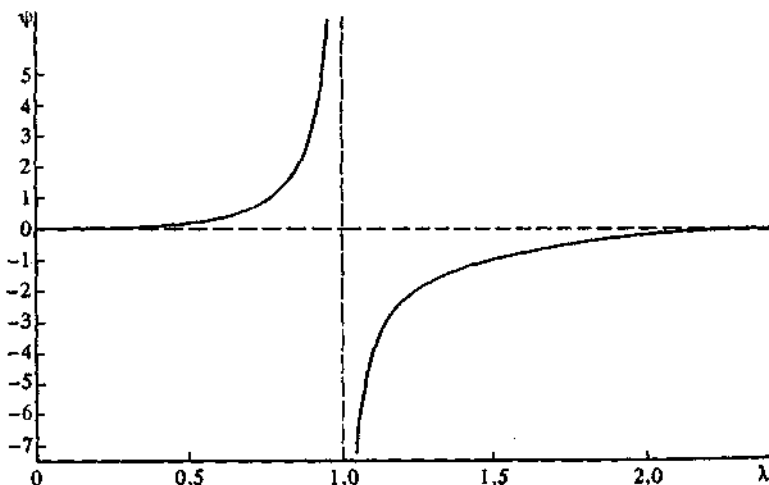


Рис. 10.1.2

$\sigma > 1$ на входе в оптимальный эжектор высоконапорная струя должна быть сверхзвуковой, а низконапорная — дозвуковой. При $\sigma \rightarrow 1$, $\lambda_1 \rightarrow 1$, $\lambda' \rightarrow 1$ линия $k=0$ распадается на две ветви: $\lambda_1 = 0$ и $\lambda' = 1$. Основным геометрическим параметром a в обоих случаях равен нулю. Действительно, из (10.3), (10.11) и (10.14)

получим

$$a = \frac{2\kappa_1}{\kappa_1 + 1} \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 - 1} \frac{\bar{q}(\lambda')}{\psi(\lambda')},$$

$$\psi(\lambda') = -\infty \text{ и } a = 0 \text{ при } \lambda' = 1,$$

$$a = 0 \text{ при } \lambda_1 = 0.$$

При $\sigma < 1/p(1)$ нулевым коэффициентам эжекции соответствует линия $\lambda' = 1$, а при $\sigma > 1/p(1)$ имеем $\lambda_1 = 0$.

Таким образом, оптимальный эжектор при $k = 0$ представляет собой лишь высоконапорное сопло с цилиндрическим участком, где расположен прямой скачок уплотнения. В этом случае отсутствует внезапное расширение сверхзвуковой высоконапорной струи и потери в ней минимальны.

Решение $a = 0$ при $k = 0$ совпадает с решением при $k = 0$ для оптимального критического эжектора Ю. Н. Васильева—В. А. Глотова. Оно остается верным для оптимального эжектора с точным расчетом критического режима, так как в этом случае высоконапорная струя является цилиндрической на всем протяжении камеры смешения.

Система уравнений (10.1)–(10.4) и (10.14), описывающая оптимальный эжектор с равными статическими давлениями смешиваемых газов, проста по своей структуре и решается последовательно при задании σ или k и приведенной скорости одного из смешиваемых газов (λ_1 и λ'). При известных значениях σ и k нужно решать каким-либо из приближенных методов систему лишь двух уравнений: (10.4) и (10.14), что также не представляет трудностей.

На рис. 10.1.3–10.1.5 штрихом приведен пример расчета по уравнениям (10.1)–(10.4) и (10.14) зависимостей ϵ , λ' и λ_1 от k при $\sigma = 50$, $\theta = 1$ и $\kappa_1 = \kappa' = 1,4$. На тех же графиках штрихпунктиром нанесены характеристики оптимального критического эжектора [32]. Видно, что в оптимальной конструкции с равными статическими давлениями смешиваемых газов приведенные скорости на входе при $k > 0$ несколько больше. В точке $k = 0$, как указывалось выше, имеется полное совпадение. Расхождение в λ' при $k = 0$, имеющееся на рис. 10.1.4, объясняется неточностью численного метода расчета Ю. Н. Васильева. Характеристики $\epsilon(k)$ оптимального эжектора с равными статическими давлениями смешиваемых газов на входе располагаются между известными значениями для оптимальных критических схем: максимальные отличия в степени сжатия имеют место при $k = 0,05$ и составляют соответственно 5% и 1% по сравнению с оптимальными критическими эжекторами И. И. Межирова—Л. И. Северинова и Ю. Н. Васильева.

На рис. 10.1.6 приведен вид зависимостей $\lambda_1(k)$ для значений $\sigma < 1/p(1)$ ($\sigma = 1,5$). Точке $k = +0$ соответствуют ненулевые значе-

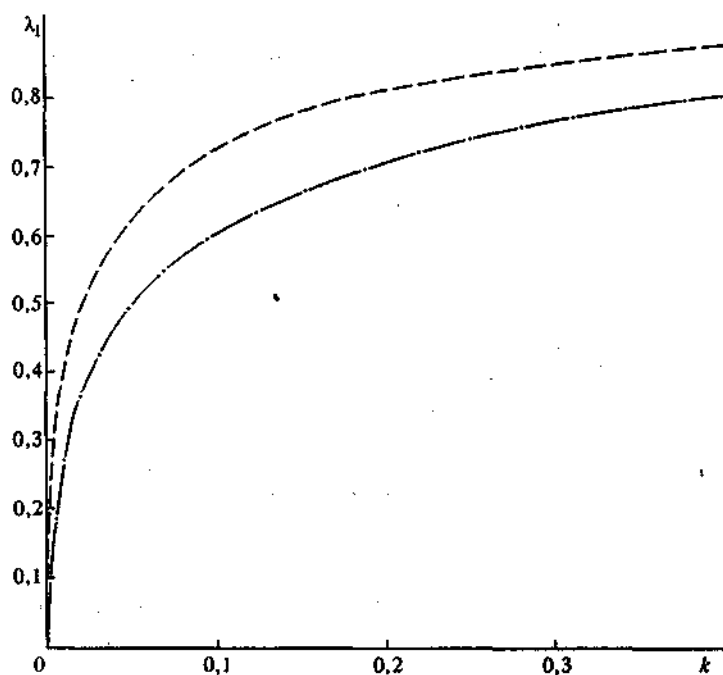


Рис. 10.1.3

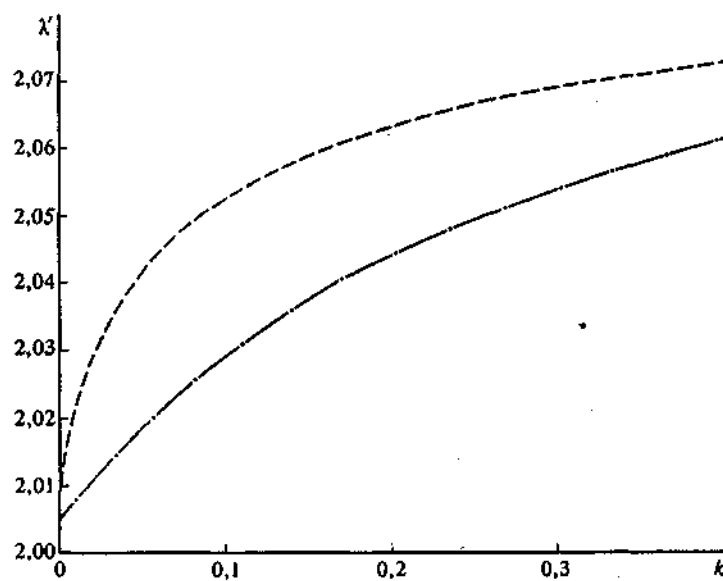


Рис. 10.1.4

ния приведенной скорости низконапорного газа на входе ($\lambda_1 = 0,62$); при этом аналогичный параметр высоконапорного равен единице ($\lambda' = 1$).

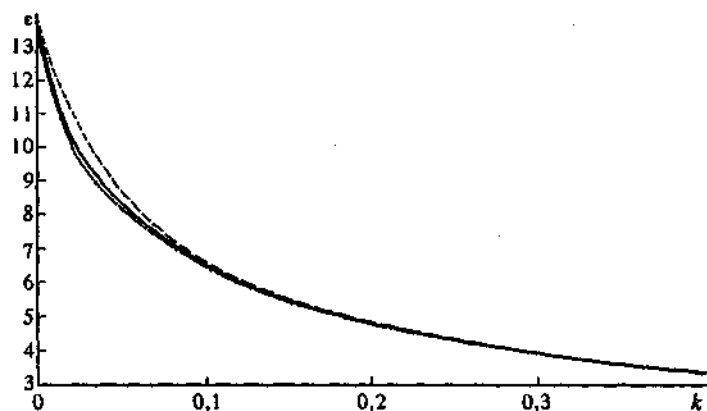


Рис. 10.1.5

Значениям $\lambda_1 < 0,62$ соответствуют отрицательные коэффициенты эжекции, не имеющие физического смысла.

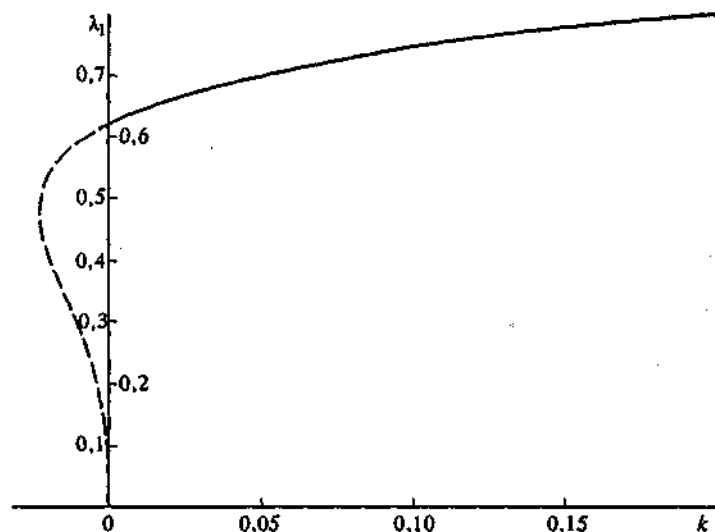


Рис. 10.1.6

На рис. 10.1.7 приведены результаты расчета характеристик оптимального эжектора с равными статическими давлениями смешиваемых газов на входе в диапазоне $\sigma = 1-200$ и $k = 0-1$ для

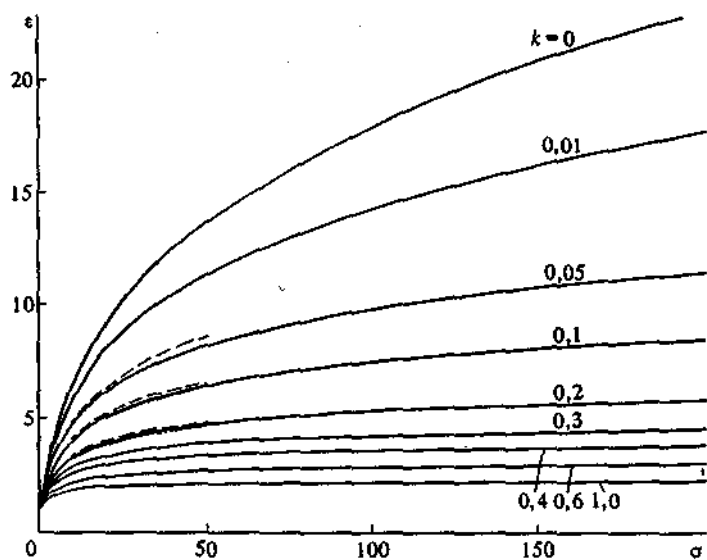


Рис. 10.1.7

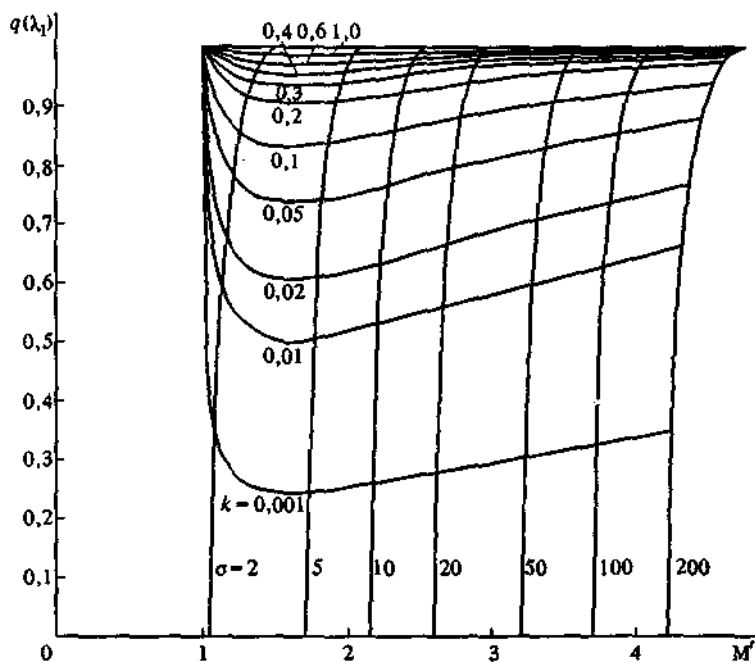


Рис. 10.1.8

$\theta = 1$ и $x_1 = x' = 1,4$. На этом же рисунке пунктиром и штрих-пунктиром нанесены параметры оптимальных критических конструкций, полученные в работах Ю. Н. Васильева и И. И. Межирова—Л. И. Северинова при $\sigma \leq 50$. Отличия в значениях степени сжатия незначительны и достигают максимума при $\sigma = 50$ и $k = 0,05$, о чем уже говорилось выше.

На рис. 10.1.8 приведена сетка зависимостей приведенного расхода низконапорного газа $q(\lambda_1)$ от числа M' для указанных выше значений σ и k . Все кривые $k = \text{const}$ начинаются в точке $q(\lambda_1) = 1$ и $M' = 1$. При больших отношениях полных давлений и больших коэффициентах эжекции значения приведенного расхода низконапорного газа стремятся к единице. Линии $\sigma = \text{const}$ имеют значительный наклон. Это говорит о том, что числа M' высоконапорных сопел оптимального эжектора зависят в основном от отношения полных давлений смешиваемых газов.

Оптимальный эжектор при $\lambda'' = 1$. В эжекторе с разными температурами компонентов и смешении одинаковых газов при определенных условиях возможно наступление второго критического режима $\lambda'' = 1$.

Процесс в эжекторе, работающем на критическом режиме $\lambda'' = 1$, описывается системой уравнений, в которую входят (10.1), (10.3), а также

$$z(\lambda'') (1 + k\theta b)f - k\theta b z(\lambda_1) - z(\lambda') = 0, \quad (10.15)$$

где

$$\lambda'' = 1 = \text{const}. \quad (10.15a)$$

Будем искать условия максимума функции (10.1) при заданных значениях σ , k и физических параметров смешиваемых газов (x , c_p и T_0) и при уравнениях связи (10.15) и (10.3). Для этого воспользуемся применявшимся выше методом неопределенных множителей. Составим функцию

$$\Phi = \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1 + a) \tilde{q}(\lambda'')} + x_1 [z(\lambda'') (1 + k\theta b)f - k\theta b z(\lambda_1) - z(\lambda')] + x_2 [\sigma \tilde{q}(\lambda') k\theta b - a \tilde{q}(\lambda_1)], \quad (10.16)$$

где x_1 и x_2 — неопределенные множители.

Приравняем нулю частные производные по a , λ' , λ_1 :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a} = - \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b)f}{(1 + a)^2 \tilde{q}(\lambda'')} - x_2 \tilde{q}(\lambda_1) = 0, \quad (10.17)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda'} = \frac{\sigma (1 + k\theta b)f}{(1 + a) \tilde{q}(\lambda'')} \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} - x_1 \frac{dz(\lambda')}{d\lambda'} + x_2 \sigma k\theta b \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} = 0, \quad (10.18)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_1} = -x_1 k\theta b \frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} - x_2 a \frac{d\tilde{q}(\lambda_1)}{d\lambda_1} = 0. \quad (10.19)$$

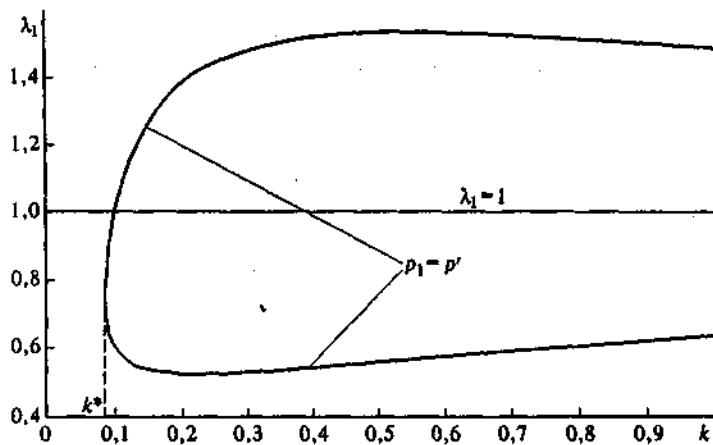


Рис. 10.1.9

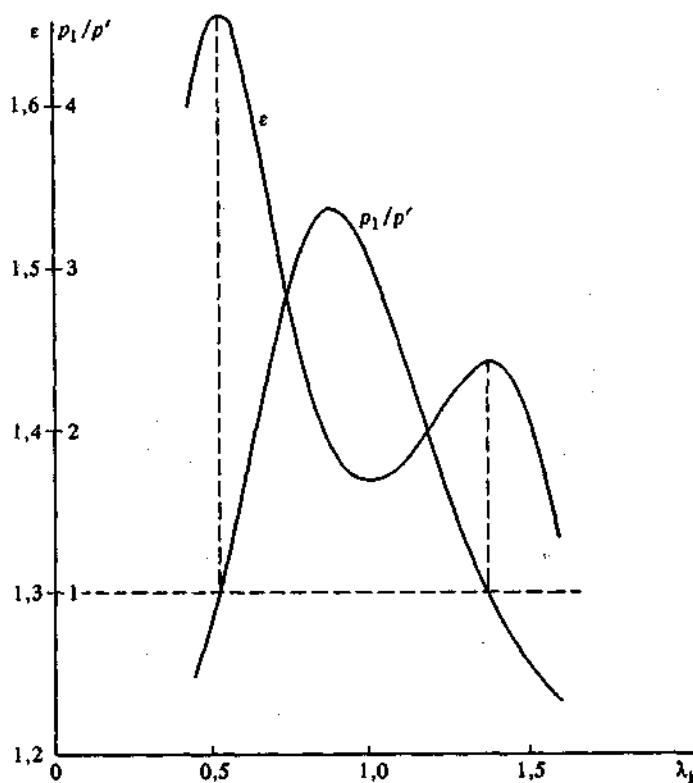


Рис. 10.1.10

Решая систему (10.17)–(10.18) относительно x_1 и x_2 и подставляя их выражения в (10.19), получим уравнение, определяющее стационарные точки функции (10.1). Учитывая (10.12) и проделав необходимые преобразования, его можно привести к виду

$$\frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} [p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda')] = 0. \quad (10.20)$$

Приравнявая нулю каждый сомножитель, получим два уравнения стационарных точек функции (10.1):

$$\frac{dz(\lambda_1)}{d\lambda_1} = 0, \text{ откуда } \lambda_1 = 1, \quad (10.21)$$

$$p(\lambda_1) - \sigma p(\lambda') = 0, \text{ откуда } p_1 = p'. \quad (10.22)$$

Проанализируем систему уравнений (10.1), (10.15) и (10.3) с уравнениями стационарных точек (10.21) и (10.22).

На рис. 10.1.9 приведена характеристика $\lambda_1(k)$ для $\sigma = 5$, $\theta = 2,95$ и $\kappa_1 = \kappa' = 1,4$, рассчитанная по этой системе уравнений. Кривая $p_1 = p'$ определена, начиная с некоторого значения k^* , на всей положительной числовой оси и имеет две ветви, которые при $k \rightarrow \infty$ стремятся к одной асимптоте $\lambda_1 = 1$. При $k > k^*$ функция ϵ имеет три стационарные точки, за исключением пересечения линий $p_1 = p'$ и $\lambda_1 = 1$, где имеются две точки. Для выяснения природы полученных особых точек рассчитаны зависимости степени сжатия от приведенной скорости низконапорного газа для значений коэффициента эжекции, лежащих справа и слева от точки пересечения линий $p_1 = p'$ и $\lambda_1 = 1$. На рис. 10.1.10 приведены зависимости $\epsilon(\lambda_1)$ и p_1/p' от λ_1 для $k = 0,2$, $\sigma = 5$, $\theta = 2,95$ и $\kappa_1 = \kappa' = 1,4$. Функция $\epsilon(\lambda_1)$ имеет два максимума и минимум, причем более высокий максимум соответствует меньшему значению приведенной скорости низконапорного газа. Минимум удовлетворяет условию $\lambda_1 = 1$ (10.21), а максимумы — $p_1 = p'$ (10.22). Оба максимума физически возможны.

На рис. 10.1.11 приведены графики $\epsilon(\lambda_1)$ и p_1/p' от λ_1 для $k = 0,09$, $\sigma = 5$, $\theta = 2,95$ и $\kappa_1 = \kappa' = 1,4$. Функция $\epsilon(\lambda_1)$ также имеет два максимума и минимум. Первый максимум (соответствующий меньшему значению λ_1) и минимум удовлетворяют условию $p_1 = p'$, а второй максимум — $\lambda_1 = 1$. Таким образом, в точке пересечения линий $p_1 = p'$ и $\lambda_1 = 1$ изменяется характер стационарных точек (минимум переходит в максимум и наоборот). Однако экстремум при $\lambda_1 = 1$ физически недостижим, так как в этой точке $p' > p_1$, и первый критический режим (на рис. 10.1.11 он нанесен приблизительно и обозначен штриховой линией) наступает раньше второго максимума.

В крайней левой точке $k = k^* = 0,0858167$ на рис. 10.1.9 обе ветви кривой $p_1 = p'$ совпадают и дают вместо минимума и максимума одну точку перегиба (рис. 10.1.12) с касательной, параллельной оси

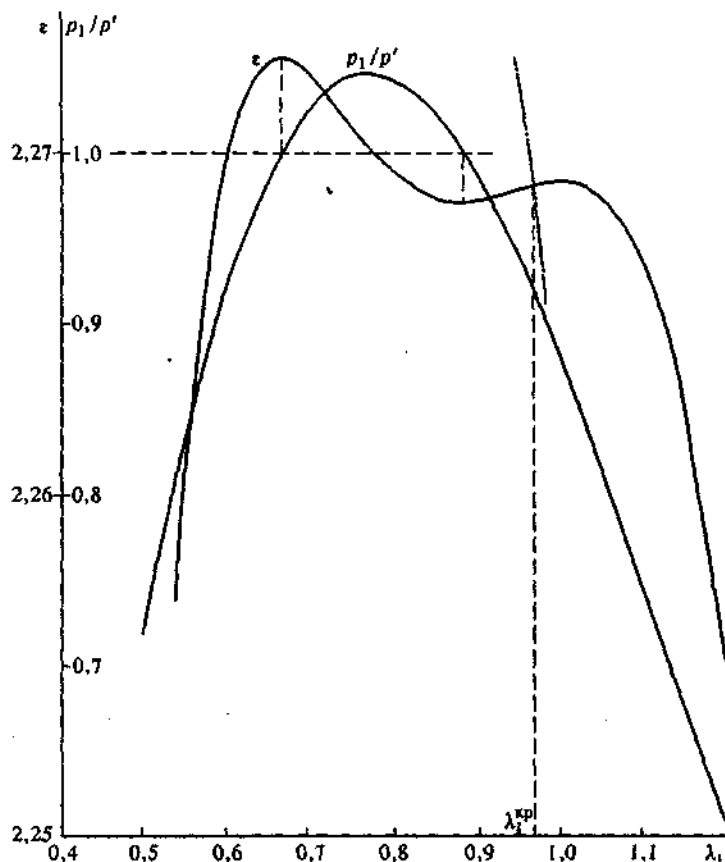


Рис. 10.1.11

абсцисс, а единственный максимум находится в точке $\lambda_1 = 1$. Поскольку последний физически недостижим из-за запираания на начальном участке камеры смещения (штрих на рис. 10.1.11 и 10.1.12), то максимальную степень сжатия имеет эжектор, работающий на обоих критических режимах одновременно (точка $\lambda_1^{кр}$).

Рассмотрим поведение стационарных точек в координатах $\{\epsilon, k\}$ (рис. 10.1.13). Здесь приняты обозначения: 1 и 2 — линии стационарных точек, определяемые (10.22); 3 — стационарные точки, определяемые условием (10.21); 4 — первый и второй критические режимы одновременно; 5 — оптимальный эжектор с равными стати-

ческими давлениями; b — оптимальный критический эжектор с за-
пиранием на начальном участке.

Кривая 1 при $k > k^*$ является линией максимумов; график 2 на
участке $k^* < k < k_b$ — максимумы, однако последние лежат ниже

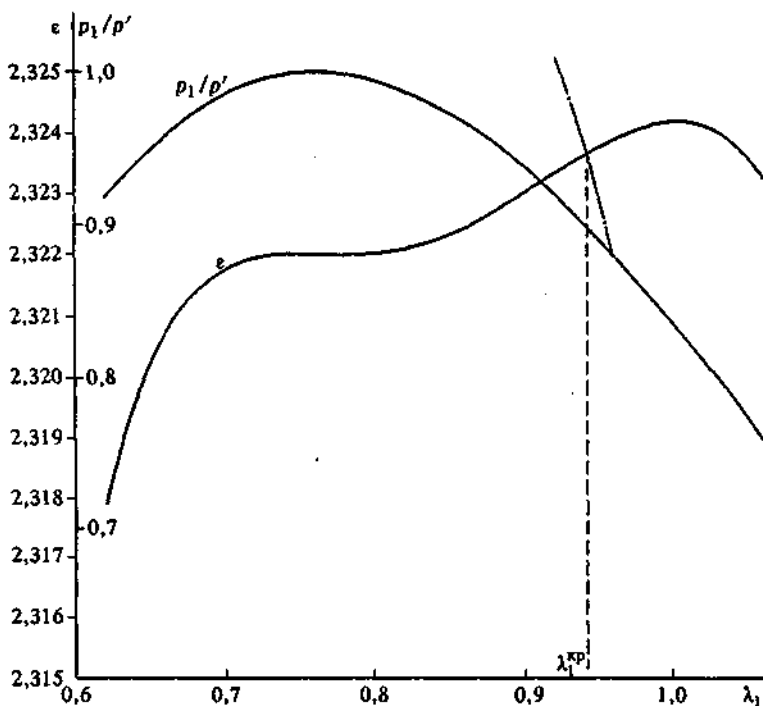


Рис. 10.1.12

максимумов 1 (см. рис. 10.1.10, а также 10.1.14). Кривая 3 ($\lambda_1 = 1$)
при $k > k_b$ является линией минимумов, а при $k < k_b$ — физически
недостижимых максимумов.

Физически возможными и обеспечивающими в некоторой своей
окрестности максимальную степень сжатия будут эжекторы, работа-
ющие на обоих критических режимах (4). В точке b линии 1 и 4
пересекаются, т. е. оба максимума дают одинаковые значения ϵ .
При $k < k_b$ более высокую степень сжатия дает схема, работающая
на обоих критических режимах, а при $k > k_b$ — оптимальная на
втором критическом режиме. В точке a пересекаются кривые 4 и 6.
При $k < k_a$ оптимальным является эжектор, работающий на режиме
запирания лишь на начальном участке камеры смешения.

Таким образом, характеристика оптимального эжектора $\epsilon(k)$ со-
стоит из трех линий: 1, 4 и 6 — и имеет два излома — в точках a и b .

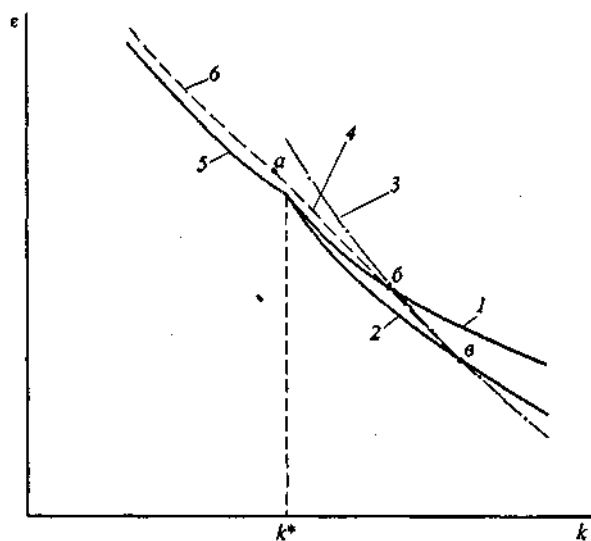


Рис. 10.1.13

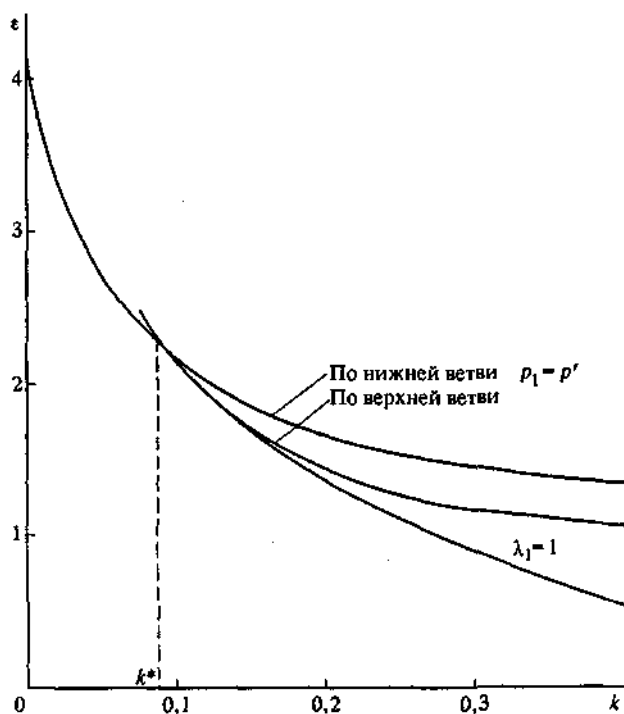


Рис. 10.1.14

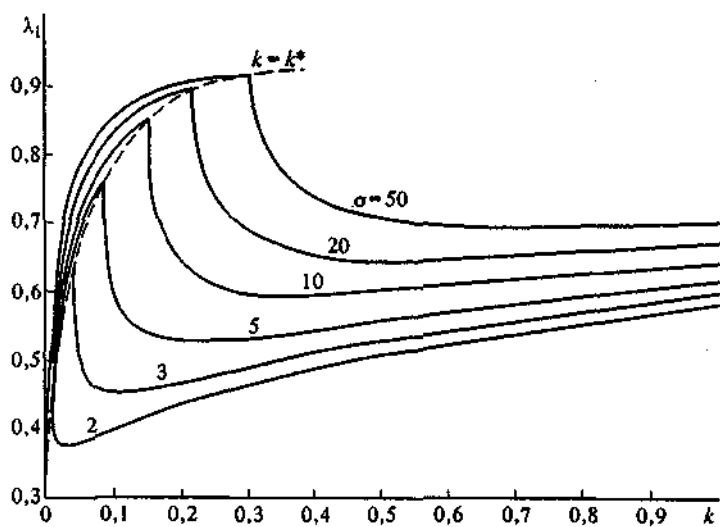


Рис. 10.1.15

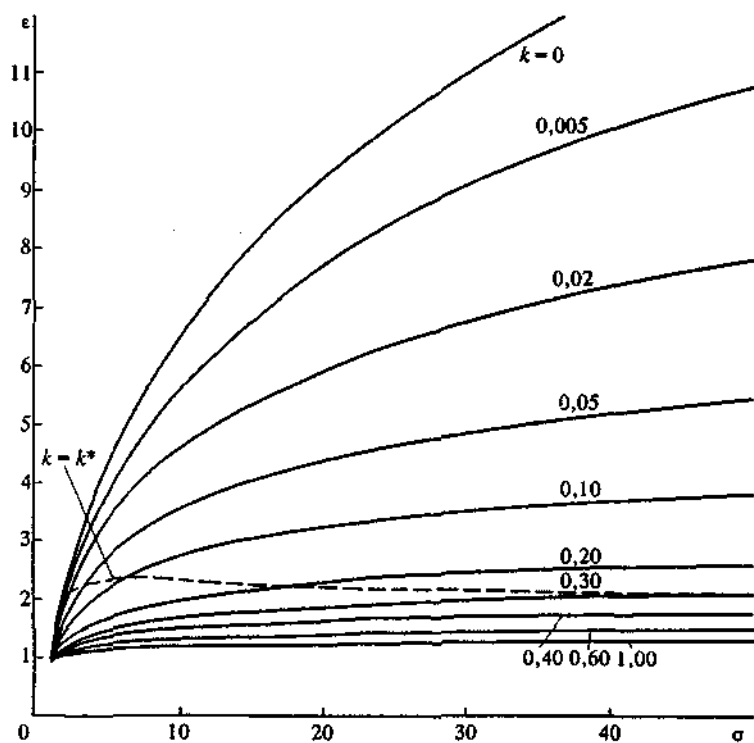


Рис. 10.1.16

Кроме того, в точке 6 имеется разрыв в значениях λ' , λ_1 и a , так как переход с 1 на 4 происходит скачком (с одного максимума на другой, минуя минимум).

Как отмечалось в начале параграфа, различие между характеристиками оптимального критического эжектора (линия 6) и оптимального эжектора с равными статическими давлениями на входе (линия 5) невелико. Также мало расхождение между линиями 1 и 4, и при $k \rightarrow k_6$ оно совсем исчезает. Потому на интервале $(k^*; k_6)$ характеристики оптимальной конструкции можно считать по условиям $\lambda'' = 1$ и $p_1 = p'$. Кстати заметим, что этот участок невелик ($k_6 - k^* = 0,01$ на рис. 10.1.9). При $k > k_6$ выражение (10.22) становится точным условием оптимальности газового эжектора.

Таким образом, оптимизация эжектора с неодинаковыми физическими параметрами смешиваемых газов должна проводиться следующим образом.

При $k < k^*$ с достаточной для практики точностью оптимальный эжектор описывается системой, состоящей из пяти уравнений — (10.1)–(10.4) и (10.14).

При $k > k^*$ расчет должен проводиться по этой же системе, а уравнение (10.14) заменяется условием (10.15а), т. е. $\lambda'' = 1$.

Линия раздела этих областей ($k = k^*$) определяется при решении всех шести уравнений: (10.1)–(10.4), (10.14) и (10.15а).

С помощью этой системы уравнений рассчитаны характеристики оптимального эжектора при $\theta = 2,95$ и $\kappa_1 = \kappa' = 1,4$, что соответствует эжектированию низконапорного воздуха с температурой $T_{01} = 2500$ К высоконапорным при нормальной температуре $T_0 = 288$ К.

На рис. 10.1.15 и 10.1.16 приведены зависимости степени сжатия ϵ и приведенной скорости низконапорного воздуха на входе в эжектор λ_1 от отношения полных давлений σ и коэффициента эжекции k . Там же нанесена штриховая линия $k = k^*$ — для нее в системе (10.1)–(10.4) и (10.14) последнее уравнение заменяется условием (10.15а). На этой кривой все характеристики оптимального эжектора претерпевают излом.

§ 10.2. Оптимальный газовый эжектор с заданной скоростью низконапорного газа

При создании газового эжектора часто приходится выбирать его геометрию по заданным параметрам торможения смешиваемых компонентов и заданной скорости низконапорного газа. В этом случае количество неизвестных в системе уравнений эжекции С. А. Хри-

стиановича [25] на единицу больше числа уравнений. Следовательно, она должна быть дополнена еще одним очевидным уравнением — условием оптимальности эжектора, которым считалась работа этого устройства на предельном (критическом) режиме.

Однако это не всегда так; в частности, прежде не были рассмотрены критерии оптимальности газового эжектора с заданной скоростью низконапорного газа и не выяснена их связь с критическими режимами. В [28] расчетным путем было установлено лишь существование оптимального эжектора при заданных значениях σ , k и λ_1 и отсутствии ограничений по совместимости струй в камере смешения (без учета критических режимов). Но возможность реализации такого эжектора при $\lambda_1 < 1$ не рассматривалась.

Ниже проводится аналитическое исследование характеристик газового эжектора с цилиндрической камерой смешения при заданном значении приведенной скорости низконапорного газа и выясняется связь оптимального эжектора с критическим.

Условия оптимальности. Газовый эжектор с цилиндрической камерой смешения в случае использования неодинаковых газов с разными температурами описывается системой уравнений (10.1)–(10.3), полученной Ф. А. Кукановым, И. И. Межировым и А. Л. Искрой [52, 53].

Будем искать условия максимума степени сжатия при заданных параметрах торможения смешиваемых компонентов и приведенной скорости низконапорного газа на входе (σ , k , θ , b , f , $\lambda_1 = \text{const}$). Для этого воспользуемся методом множителей Лагранжа. Рассмотрим функцию (10.16).

Стационарные точки ε находятся там, где частные производные функции Φ по a , λ' и λ'' обращаются в нуль:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a} = - \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b) f}{(1 + a)^2 \tilde{q}(\lambda'')} - x_2 \tilde{q}(\lambda_1) = 0, \quad (10.23)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda''} = - \frac{\sigma \tilde{q}(\lambda') (1 + k\theta b) f}{(1 + a) \tilde{q}^2(\lambda'')} \frac{d\tilde{q}(\lambda'')}{d\lambda''} + x_1 (1 + k\theta b) f \frac{dz(\lambda'')}{d\lambda''} = 0, \quad (10.24)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda'} = \frac{\sigma (1 + k\theta b) f}{(1 + a) \tilde{q}(\lambda')} \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} - x_1 \frac{dz(\lambda')}{d\lambda'} + x_2 \sigma k \theta b \frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} = 0. \quad (10.25)$$

Решая (10.23) и (10.24) относительно x_1 и x_2 и подставляя их выражения в (10.25), получим

$$\frac{d\tilde{q}(\lambda')}{d\lambda'} [\varepsilon p(\lambda'') - \sigma p(\lambda')] = 0. \quad (10.26)$$

При преобразованиях использовалось следующее соотношение между газодинамическими функциями:

$$-p(\lambda) \frac{d\tilde{q}(\lambda)}{d\lambda} = \tilde{q}^2(\lambda'') \frac{dz(\lambda)}{d\lambda}. \quad (10.27)$$

Уравнение (10.26) дает три стационарные точки:

$$\lambda' = 1; \quad (10.28)$$

$$\lambda' = \sqrt{\frac{\kappa' + 1}{\kappa' - 1}}; \quad (10.29)$$

$$\varepsilon p(\lambda'') - \sigma p(\lambda') = 0. \quad (10.30)$$

Расчеты при $\sigma = 10$, $k = 0,3$ и $\lambda_1 = 1$ показывают (рис. 10.2.1), что условия (10.28) и (10.29) определяют минимумы, а (10.30) — максимумы степени сжатия при дозвуковой и сверхзвуковой скорости смеси.

Уравнение (10.30) совпадает с одним из критериев оптимальности дифференциального эжектора [39] и выражает равенство статических давлений высоконапорного газа на входе в камеру смешения и смеси $p' = p''$. Таким образом, физический смысл условия оптимальности газового эжектора заключается в том, что максимум степени сжатия реализуется при максимальной тяге эжектора без диффузора в пространстве, затопленном средой с давлением смеси. При этом имеет место и максимум силы, приложенной со стороны эжектора к газу.

Связь оптимального эжектора с критическим. Полученное условие оптимальности газового эжектора с цилиндрической камерой смешения (10.30) не совпадает с условием работы на критическом режиме ($\lambda_2 = 1$, см. Введение). Таким образом, критический эжектор, вообще говоря, не является оптимальным. С другой стороны, наступление критического (предельного) режима может мешать реализации оптимальной схемы, и наилучшим в этом случае может оказаться все-таки критический эжектор.

На рис. 10.2.1, где приведены зависимости $\varepsilon(\lambda')$, нанесены точки, соответствующие критическим режимам. Видно, что при сверхзвуковой скорости смеси критический режим не мешает реализации оптимального эжектора. При дозвуковом течении смеси последний имеет место при меньшем значении λ' , чем $\lambda_{кр}$, поэтому при использованных в данном примере параметрах он не может быть осуществлен.

Рассмотрим более подробно наиболее важный для практики случай дозвуковой скорости смеси. Уравнение (10.30) накладывает на параметры смешиваемых компонентов условие: статическое давление высоконапорного газа должно быть больше, чем низконапорного ($p' > p_1$). Это имеет место вследствие того, что статическое давление смеси больше, чем у низконапорного газа:

$$\varepsilon p(\lambda'') > p(\lambda_1). \quad (10.31)$$

Неравенство (10.31) заведомо справедливо при $\lambda_1 > \lambda''$ (например, при звуковой скорости низконапорного газа), а также при $\varepsilon > 1/p(1) = 1,89$ и любом соотношении λ_1 и λ'' . Пример расчета,

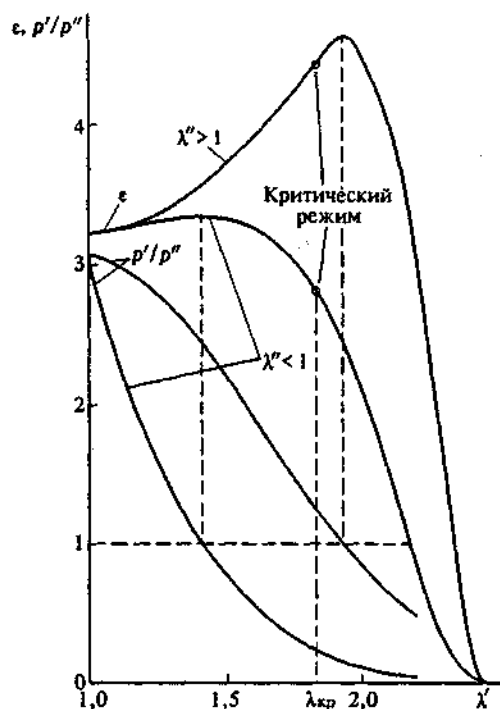


Рис. 10.2.1

представленный на рис. 10.2.2 (при $M' = 2,5$, $q(\lambda_1) = 0,6$), показывает, что в случае $\theta = b = f = 1$ неравенство (10.31) справедливо и при $\epsilon < 1,89$ и $\lambda_1 < \lambda''$.

Условие $p' > p_1$ приводит к тому, что при $\lambda_1 = 1$ оптимальный эжектор не может быть реализован в одноступенчатой конструкции,

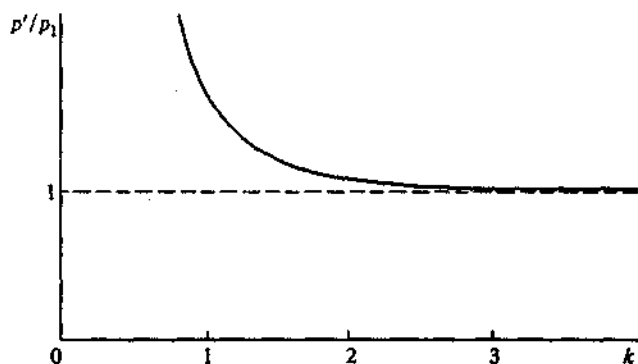


Рис. 10.2.2

а также при любом конечном числе ступеней многоступенчатой. При $\lambda_1 < 1$ уже не очевидно, что $p' > p_1$ является препятствием для реализации оптимальной схемы. Нужно для каждого конкретного

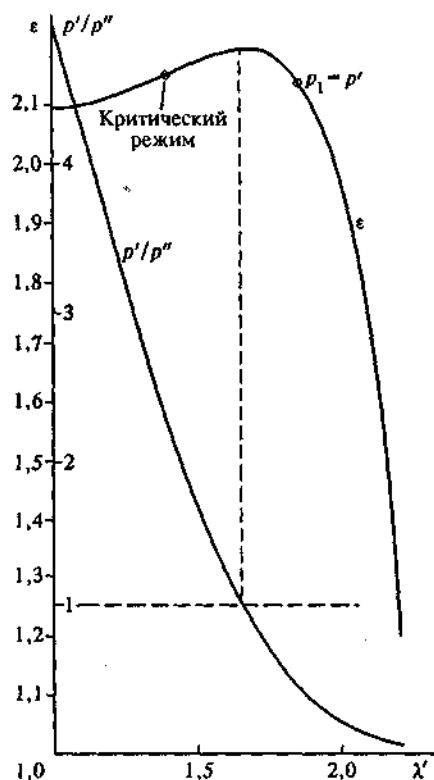


Рис. 10.2.3

случая рассмотреть, что имеет место при меньшем значении λ' : оптимальный или критический эжектор. Расчеты показывают, что в оптимальном эжекторе с $\lambda' < 1$ условие совместности струй в камере смещения может выполняться. Например, критический режим при $\sigma = 16$, $k = 0,5$ и $q(\lambda_1) = 0,6$ наступает при меньшем значении λ' , чем это требуется в оптимальном случае (рис. 10.2.3).

Критические режимы в этом параграфе рассчитаны по уравнениям Ю. Н. Васильева [32]. Более точный расчет может несколько сдвинуть значения точек, но не повлияет на справедливость сказанного выше.

Определим область реализации оптимального эжектора, для чего рассмотрим плоскость $\{\epsilon, \sigma\}$ его характеристик при постоянной скорости низконапорного газа (например, $q(\lambda_1) = 0,3$, рис. 10.2.4).

Представляющие практический интерес характеристики эжектора располагаются между двумя прямыми линиями $\epsilon = \sigma$ ($k=0$) и

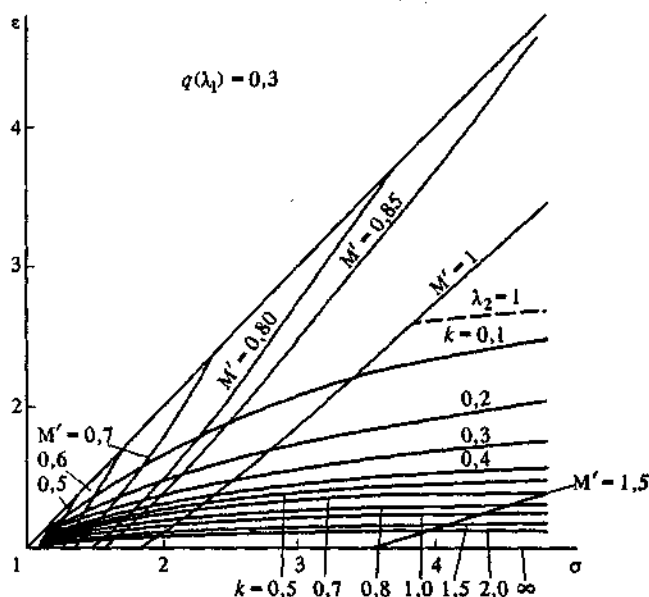


Рис. 10.2.4

$\epsilon = 1$ ($k = \infty$). Все линии $k = \text{const}$ начинаются в точке $\epsilon = \sigma = 1$. Линии $M' = \text{const}$ при $M' < 1$ пересекаются с обеими границами области ($\epsilon = \sigma$ и $\epsilon = 1$), а при $M' \geq 1$ — только с одной ($\epsilon = 1$).

В части плоскости $\{\epsilon, \sigma\}$, заключенной между линиями $\epsilon = \sigma$ ($k=0$) и $M' = 1$, оптимальный эжектор не может быть реализован, так как обе струи (высоконапорная и низконапорная) являются дозвуковыми, а их статические давления не должны быть одинаковы. Эта область невелика, и с увеличением λ_1 она еще уменьшается. При $\lambda_1 = 1$ линии $\epsilon = \sigma$ и $M' = 1$ совпадают.

Область звуковых и сверхзвуковых скоростей ($M' \geq 1$) разделяется линией $\lambda_2 = 1$ (линия совпадения оптимального и критического эжектора) на две части. Ниже этой кривой ограничений по совместимости струй в камере смешения оптимального эжектора нет, и он осуществим. Из рис. 10.2.2 видно, что с увеличением коэффициента эжекции уменьшается оптимальное отношение статических давлений смешиваемых газов на входе. Кроме того, с ростом k уменьшается относительная площадь высоконапорной струи. Влияние этих двух параметров приводит к тому, что, начиная с некоторого значения коэффициента эжекции, высоконапорная струя не может поджать низконапорную до скорости звука. Таким образом, условие ре-

ализации оптимального эжектора в одной ступени — это большие коэффициенты эжекции.

На рис. 10.2.5—10.2.8 представлены рассчитанные по системе уравнений (10.1)—(10.3) и (10.30) характеристики оптимального

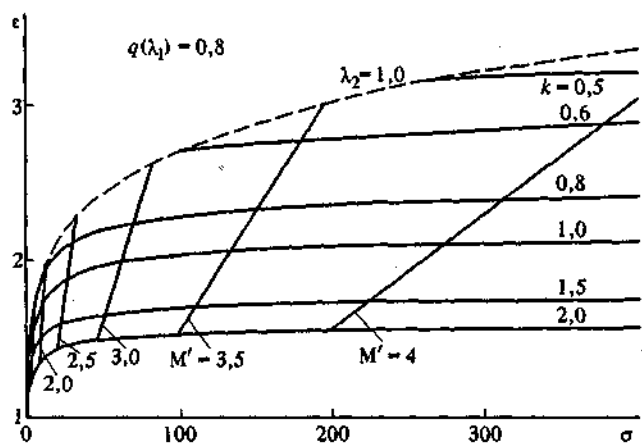


Рис. 10.2.5

эжектора в области его реализации в одной ступени при различных значениях приведенного расхода низконапорного газа. Оптимальная схема в этой области дает большую степень сжатия при заданном

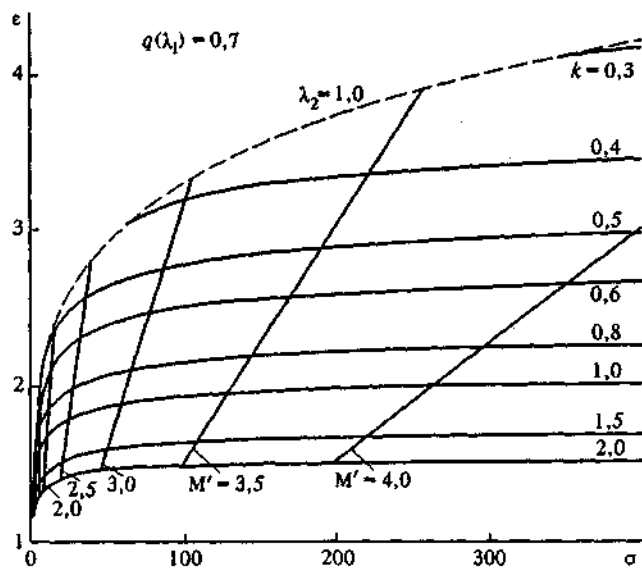


Рис. 10.2.6

коэффициенте эжекции или больший коэффициент эжекции при заданной степени сжатия, чем критическая. Например, критический

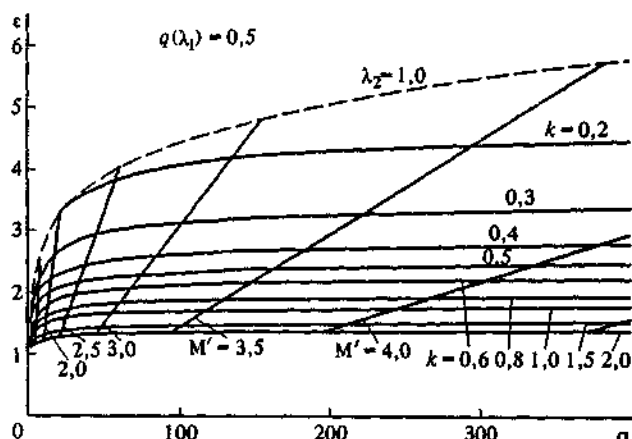


Рис. 10.2.7

эжектор при $q(\lambda_1) = 0.5$, $\sigma = 40$ и $k = 0.5$ дает степень сжатия 2, а оптимальный — 2,18 (на 9% больше). При той же степени сжатия

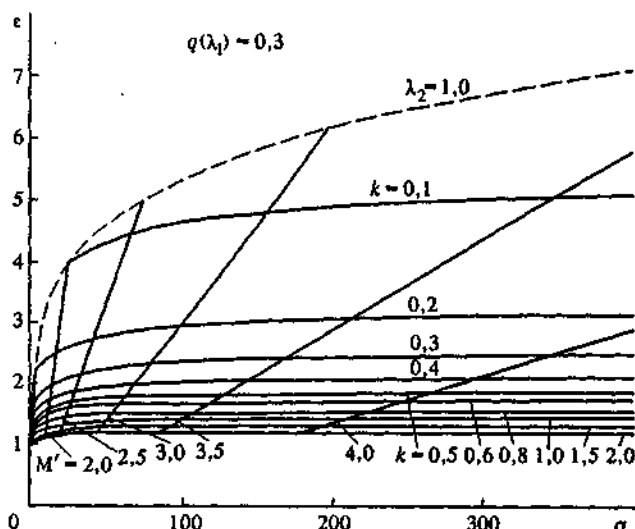


Рис. 10.2.8

($\epsilon = 2$) оптимальная схема имеет коэффициент эжекции 0,6, т. е. на 20% больше.

Область реализации оптимального эжектора в одной ступени существенно зависит от приведенного расхода низконапорного газа. Так,

если при $q(\lambda_1) = 0,8$ максимальная степень сжатия при $\sigma = 100$ равна 2,7, а минимальный коэффициент эжекции — 0,6, то при $q(\lambda_1) = 0,3$ они соответственно составляют: $\varepsilon_{\max} = 5,3$ и $k_{\min} = 0,08$.

Выше линии $\lambda_2 = 1$ (при меньших k) оптимальный эжектор не может быть реализован в одной ступени из-за ограничений по совместимости струй в камере смешения. Его характеристики могут быть получены в двухступенчатой конструкции, трехступенчатой и т. д. При этом числа Маха высоконапорных сопел в ступенях должны

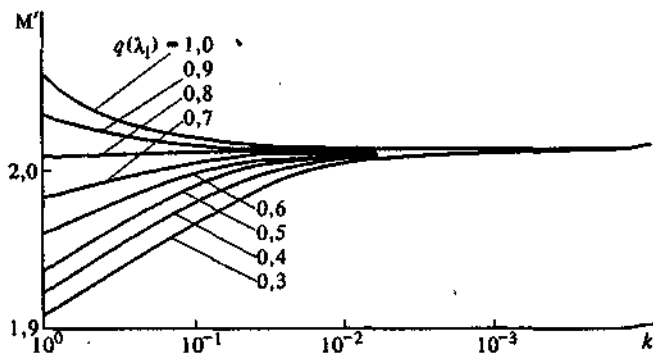


Рис. 10.2.9

быть одинаковы, чтобы не изменились основные уравнения эжекции. Увеличение числа ступеней нужно лишь для выполнения условия совместимости струй в камере смешения каждой из них ($\lambda_2 \leq 1$). Например, оптимальный эжектор с параметрами $\sigma = 70$, $q(\lambda_1) = 0,4$ и $\varepsilon = 7$ не может быть реализован в одной ступени, а в двух ступенях условия совместимости уже выполняются.

Параметры оптимального эжектора при $\lambda_1 < 1$ и любых ε и σ могут быть реализованы в конечном числе ступеней многоступенчатого эжектора, поскольку коэффициент эжекции первой в этом случае остается конечной величиной, а $\lambda'' \rightarrow 1/\lambda'$ при $k \rightarrow 0$. Представляет интерес рассчитать эти характеристики при постоянном отношении полного давления высоконапорного газа к полному давлению смеси

$$\frac{p_0'}{p_0''} = \text{const.} \quad (10.32)$$

Соотношение (10.32) является одним из основных при расчете эжектора, так как определяет уровень располагаемого давления высоконапорного газа. При выхлопе в атмосферу это отношение дает величину давления высоконапорного газа

$$\frac{p_0'}{p_a} = \frac{\sigma}{\varepsilon \nu},$$

где ν — коэффициент восстановления полного давления в диффузоре.

На рис. 10.2.9 и 10.2.10 даны зависимости M' высоконапорного сопла и степени сжатия оптимального эжектора с выхлопом в атмосферу от коэффициента эжекции при $p_0' = 8$ бар и $v = 0,8$. Число Маха высоконапорного сопла при больших коэффициентах эжекции

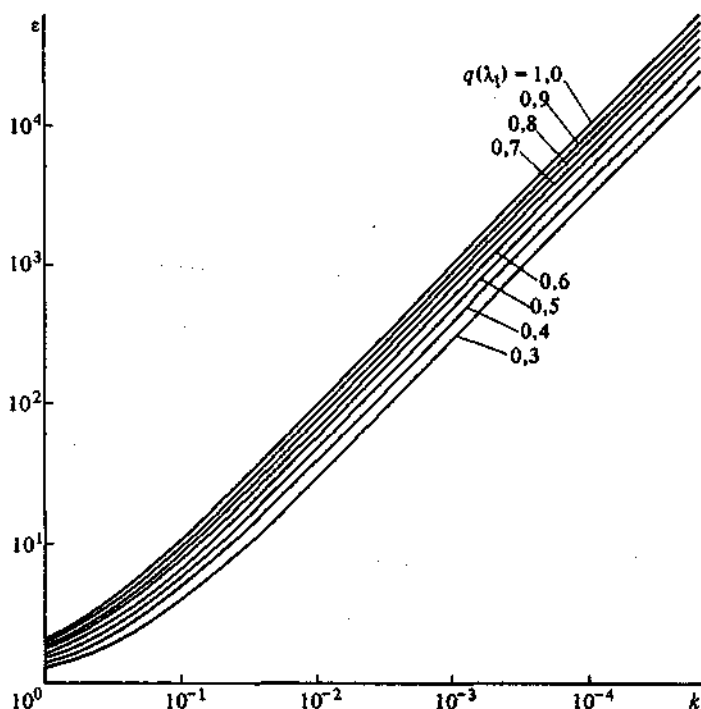


Рис. 10.2.10

мало зависит от приведенного расхода низконапорного газа, а при малых вообще не зависит от него, а также от коэффициента эжекции. Значения предельного M' и связанной с ним скорости смеси определяется следующей системой уравнений, полученной из (10.3) и (10.30) при $k \rightarrow 0$:

$$z(\lambda'') = z(\lambda'), \quad (10.33)$$

$$p(\lambda'') = p(\lambda') p_0' v. \quad (10.34)$$

Основной геометрический параметр эжектора при этом стремится к конечной величине

$$\lim_{k \rightarrow 0} a = \frac{\tilde{q}(\lambda')}{p(\lambda')} \frac{p(\lambda'')}{\tilde{q}(\lambda'')} - 1. \quad (10.35)$$

Таким образом, при $k \rightarrow 0$ относительная геометрия эжектора практически не меняется. Произведение степени сжатия на коэф-

фициент эжекции в этом случае также является конечной величиной

$$\lim_{k \rightarrow 0} \epsilon k = \left[1 - \frac{p(\lambda')}{\tilde{q}(\lambda')} \frac{\tilde{q}(\lambda'')}{p(\lambda'')} \right] \frac{\tilde{q}(\lambda_1)}{\tilde{q}(\lambda'')}, \quad (10.36)$$

поэтому в логарифмических координатах зависимости ϵ от k (см. рис. 10.2.10) имеют асимптоты, составляющие угол 45° с осями.

Из формулы (10.36) следует, что при больших степенях сжатия, если отвлечься от режимов запираания, расход высоконапорного газа через эжектор при заданном $q(\lambda_1)$ зависит только от площади низконапорной струи

$$G' = \frac{G_1}{k} = \frac{F_1 q(\lambda_1) m}{\epsilon \sqrt{T_{01}}} \epsilon \left(1 - \frac{p(\lambda')}{\tilde{q}(\lambda')} \frac{\tilde{q}(\lambda'')}{p(\lambda'')} \right)^{-1} \frac{\tilde{q}(\lambda'')}{\tilde{q}(\lambda_1)} = F_1 \cdot \text{const} \quad (10.37)$$

($m = 0,396$ при $\chi = 1,4$). Физически это означает, что при больших степенях сжатия и малых коэффициентах эжекции расходом и импульсом низконапорной струи можно пренебречь. На возможности выхлопа смеси в атмосферу это не скажется.

При рассмотрении оптимального эжектора $k \approx 0$ мы отвлеклись от режимов запираания, т. е. рассматривали схему с достаточно большим числом ступеней. На практике это количество всегда ограничено, поэтому часто приходится иметь дело все-таки с критическими эжекторами. Тогда большое значение имеет возможность изменения условий запираания, рассмотренная в части I книги, позволяющая отодвинуть момент наступления критического режима и тем самым расширить область реализации оптимального эжектора.

§ 10.3. Оптимальные системы эжекторов

Уравнения многоступенчатого эжектора. Рассмотрим систему последовательно расположенных газовых эжекторов с цилиндрическими камерами смешения, число ступеней которого равно n .

Каждая ступень описывается тремя уравнениями

$$\epsilon = \frac{\sigma q(\lambda') \sqrt{(1+k\theta^2)(1+k)}}{(1+a) q(\lambda'')}, \quad (10.38)$$

$$\sigma = \frac{a q(\lambda_1)}{k\theta q(\lambda')}, \quad (10.39)$$

$$z(\lambda'') = \frac{k\theta z(\lambda_1) + z(\lambda')}{\sqrt{(1+k\theta^2)(1+k)}}. \quad (10.40)$$

В уравнении (10.40), являющемся записью уравнения количества движения, не учтена осевая сила, обусловленная трением газа о стенки камеры смещения. В одноступенчатом эжекторе эта сила невелика, и ее влияние обычно учитывается совместно с потерями в диффузоре введением экспериментального коэффициента восстановления полного давления $\nu = 0,85-0,9$.

При расчете же системы эжекторов эти потери следует учитывать отдельно, так как в этом случае они могут составлять значительную величину и влиять не только на суммарные характеристики, но и на геометрию промежуточных ступеней.

Введем в уравнение (10.40) коэффициент сохранения импульса β , характеризующий отличие действительного значения импульса смеси от идеального,

$$\beta = 1 - \frac{R}{G_1 W_1 + p_1 f_1 + G' W' + p' f'},$$

где R — сила трения, и будем считать этот параметр константой.

В дальнейшем уравнение (10.40) будем записывать в виде

$$z(\lambda'') = \beta \frac{k\theta z(\lambda_1) + z(\lambda')}{\sqrt{(1+k\theta^2)(1+k)}}. \quad (10.40a)$$

Итоговая степень сжатия системы эжекторов выражается следующим образом через показатели ступеней:

$$\varepsilon_\Sigma = \frac{p''_{0n}}{p_{011}} = \frac{p''_{01}}{p_{011}} \frac{p''_{02}}{p_{012}} \dots \frac{p''_{0n}}{p_{01n}} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \dots \varepsilon_n. \quad (10.41)$$

Здесь двумя штрихами обозначены параметры смеси. Итоговый коэффициент эжекции определяется через местные формулой

$$k_\Sigma = \frac{G_{11}}{G'_\Sigma} = \left[\frac{1}{k_1} + \left(1 + \frac{1}{k_1}\right) \frac{1}{k_2} + \dots + \left(1 + \frac{1}{k_1} + \dots + \frac{1}{k_{n-1}}\right) \frac{1}{k_n} \right]^{-1}. \quad (10.42)$$

Для простоты положим, что смесь газов из последней ступени выбрасывается без потерь в диффузоре в атмосферу. Это не повлияет на общность результатов, так как соответствующие поправки на суммарную степень сжатия и давление высоконапорного компонента могут быть внесены заранее.

Система газовых эжекторов считается оптимальной, если при ограниченном сверху давлении высоконапорного газа она обеспечивает заданную степень сжатия ε_Σ при максимальном суммарном коэффициенте эжекции (минимальном расходе высоконапорного газа) или максимальную степень сжатия при заданном коэффициенте эжекции. При этом считается, что температуры смешиваемых газов известны.

Отношения полных давлений смешиваемых газов в ступенях выражаются следующим образом через абсолютные давления высоко-

напорного газа и степени сжатия:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \varepsilon_1 \varepsilon_2 \dots \varepsilon_n \frac{p'_{01}}{p_a}, \\ \sigma_2 &= \varepsilon_2 \varepsilon_3 \dots \varepsilon_n \frac{p'_{02}}{p_a}, \\ \sigma_n &= \varepsilon_n \frac{p'_{0n}}{p_a}.\end{aligned}\quad (10.43)$$

Таким образом, σ_i пропорциональны давлениям высоконапорного газа в своих ступенях, а так как с увеличением σ коэффициент эжекции непрерывно растет при заданной степени сжатия, то значения p'_{0i} в ступенях должны быть максимально возможными, т. е. одинаковыми и равными располагаемому давлению p'_0 . В этом случае отношения полных давлений в соседних ступенях связаны соотношениями

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{\varepsilon_1}, \quad \sigma_3 = \frac{\sigma_2}{\varepsilon_2}, \quad \dots, \quad \sigma_n = \frac{\sigma_{n-1}}{\varepsilon_{n-1}}. \quad (10.44)$$

При заданных значениях ε_Σ и p'_0 будет определено и отношение полных давлений смешиваемых газов в первой ступени, которое непосредственно входит в уравнения системы эжекторов ($\sigma_1 = \varepsilon_\Sigma p'_0 / p_a$). Поэтому в дальнейшем мы будем искать оптимальную систему при заданных значениях σ_1 и ε_Σ , или, что то же самое, σ_1 и k_Σ (оптимальный многоступенчатый эжектор в обоих случаях один и тот же, так как ε_Σ и k_Σ связаны однозначной зависимостью).

Рассмотрим случай, когда температура торможения высоконапорного газа во всех ступенях одинакова (питание от одного баллона). Аналогичный параметр низконапорной струи изменяется вдоль многоступенчатого эжектора за счет подмешивания в каждой ступени высоконапорного газа ($T_{01} \neq T''_0$), поэтому между характеристиками соседних ступеней существует еще $(n-1)$ соотношение

$$\begin{aligned}\theta_2^2 &= \frac{1 + k_1 \theta_1^2}{1 + k_1}, \\ \theta_3^2 &= \frac{1 + k_2 \theta_2^2}{1 + k_2}, \\ &\dots, \\ \theta_n^2 &= \frac{1 + k_{n-1} \theta_{n-1}^2}{1 + k_{n-1}}.\end{aligned}\quad (10.45)$$

Если $\theta_1 = 1$, то $\theta_2 = \theta_3 = \dots = \theta_n = 1$.

Итак, система газовых эжекторов описывается числом уравнений $5n$ ($3n$ уравнений для ступеней, 2 — для ϵ_Σ и k_Σ , $2n - 2$ для σ и θ соседних ступеней). Число неизвестных составляет $8n - 1$. Их можно дополнить условиями оптимальности в количестве $3n - 1$.

Из уравнений системы эжекторов следует два вывода.

1. В оптимальной системе должна быть оптимальной каждая ступень.

Действительно, представим себе, что мы имеем оптимальную систему эжекторов C

$$\sigma_1, \epsilon_1, k_1, \theta_1$$

$$\sigma_2, \epsilon_2, k_2, \theta_2$$

...

$$\sigma_n, \epsilon_n, k_n, \theta_n,$$

в которой одна ступень с номером m не оптимальна. Тогда при неизменных значениях σ_m , k_m и θ_m заменим последнюю оптимальной, в которой $\epsilon_m^{\text{opt}} > \epsilon_m$. При этом суммарная степень сжатия системы увеличивается, несмотря на снижение σ в последующих ступенях, так как во всех газовых эжекторах степень сжатия растет и убывает медленнее отношения полных давлений ($\partial \epsilon / \partial \sigma < 1$). Следовательно, наше предположение об оптимальности C неверно, и все ступени должны быть оптимальными.

При задании трех параметров (например, σ , k и θ) в каждой ступени остается пять неизвестных, число же уравнений три. Последние могут быть дополнены двумя условиями оптимальности, общее число которых составит $2n$.

2. Каждые две соседние степени в оптимальной системе должны представлять собой оптимальный двухступенчатый эжектор.

Действительно, применяя предыдущие рассуждения к системе, состоящей из $n - 2$ ступеней и одного двухступенчатого эжектора, получим, что ее можно улучшить, если хотя бы одна пара ступеней не образует оптимальный двухступенчатый эжектор.

Число условий оптимальности двухступенчатых эжекторов в системе составляет $n - 1$.

Последний результат является особенно важным, так как позволяет значительно упростить отыскание оптимальной системы, сводя этот процесс к удовлетворению (например, методом последовательных приближений) условия оптимальности двухступенчатого эжектора для каждой пары соседних ступеней.

Оптимальный одноступенчатый эжектор. Формальными условиями оптимальности одноступенчатого эжектора, описываемого с помощью (10.38)–(10.40), являются соотношения

$p' = p''$ и $\lambda_1 = 1$ [39]. Они противоречат друг другу, так как при этом $p' > p_1$ и течение низконапорного газа со звуковой скоростью невозможно из-за наступления критического режима. Реализуемой оптимальной будет конструкция из серии предельных (критических) эжекторов.

Для аналитического определения условий оптимальности систем эжекторов на практике желательно ограничиться простой системой уравнений одноступенчатой конструкции. Из приближенных теорий критического режима наиболее простой и распространенной в настоящее время является разработанная Ю. Н. Васильевым [32]. Этим же ученым впервые расчетным путем был найден оптимальный эжектор. Но последний удовлетворяет условию $p_1 = p'$, как было показано В. А. Глотовым, что противоречит исходной схеме течения (это противоречие вызвано приближенным характером уравнений критического режима). Тем не менее эжектор, описанный в [32], близок к действительно оптимальному.

В работах В. А. Глотова и В. Т. Харитоновой показано, что оптимальный эжектор, найденный среди совокупности удовлетворяющих условию $p_1 = p'$, тоже весьма близок к действительно оптимальному (при точном расчете критического режима) и несколько лучше оптимального критического по [32]. Условие оптимальности такой схемы может быть найдено из анализа (10.38), (10.39), (10.40а) и уравнения (10.4), выражающего равенство статических давлений смешиваемых газов.

Это условие получено в § 10.1 и имеет вид (10.14).

Система уравнений (10.38)–(10.40а), (10.4) и (10.14) проста по структуре, не является противоречивой и может использоваться для анализа систем эжекторов.

Оптимальный двухступенчатый эжектор. Будем искать условие оптимальности двухступенчатого эжектора при заданных значениях σ_1 , k_2 и θ_1 . Каждая ступень описывается соотношениями (10.38)–(10.40а), (10.4) и (10.14). К ним мы должны добавить уравнения для ε_2 и k_2 и условия, связывающие σ и θ первой и второй ступеней. Получим 14 уравнений с 15 неизвестными. Их можно дополнить лишь одним условием оптимальности.

Можно поступить иначе. Откажемся от условия оптимальности (10.14) каждой ступени и попробуем получить его при анализе двухступенчатого эжектора. Уравнения, описывающие двухступенчатый эжектор, будут выглядеть следующим образом:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 \varepsilon_2, \quad (10.46)$$

$$\varepsilon_1 (1 + a_1) q(\lambda'')_1 - \sigma_1 q(\lambda')_1 \sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)} = 0, \quad (10.47)$$

$$\frac{1}{\beta_1} z(\lambda'')_1 \sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)} - k_1 \theta_1 z(\lambda_1)_1 - z(\lambda')_1 = 0, \quad (10.48)$$

$$\sigma_1 q(\lambda')_1 k_1 \theta_1 - a_1 q(\lambda_1)_1 = 0, \quad (10.49)$$

$$p(\lambda_1)_1 - \sigma_1 p(\lambda')_1 = 0, \quad (10.50)$$

$$\varepsilon_2 (1 + a_2) q(\lambda'')_2 - \sigma_2 q(\lambda')_2 \sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)} = 0, \quad (10.51)$$

$$\frac{1}{\beta_2} z(\lambda'')_2 \sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)} - k_2 \theta_2 z(\lambda_1)_2 - z(\lambda')_2 = 0, \quad (10.52)$$

$$\sigma_2 q(\lambda')_2 k_2 \theta_2 - a_2 q(\lambda_1)_2 = 0, \quad (10.53)$$

$$p(\lambda_1)_2 - \sigma_2 p(\lambda')_2 = 0, \quad (10.54)$$

$$1 + k_1 \theta_1^2 - \theta_2^2(1 + k_1) = 0, \quad (10.55)$$

$$\sigma_1 - \sigma_2 \varepsilon_1 = 0, \quad (10.56)$$

$$k_\Sigma(1 + k_1 + k_2) - k_1 k_2 = 0. \quad (10.57)$$

Для отыскания максимума ε_Σ воспользуемся методом множителей Лагранжа. Составим функцию

$$F = \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \sum_{i=1}^{11} x_i Y_i,$$

где Y — левые части уравнений (10.47)–(10.57), x — неопределенные множители.

Стационарные точки ε_Σ находятся там, где все частные производные функции F обращаются в нуль:

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon_1} = \varepsilon_2 + x_1(1 + a_1) q(\lambda'')_1 - x_{10} \sigma_2 = 0, \quad (10.58)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_{11}} = x_2 k_1 \theta_1 \frac{dz(\lambda_1)_1}{d\lambda_{11}} - x_3 a_1 \frac{dq(\lambda_1)_1}{d\lambda_{11}} + x_4 \frac{dp(\lambda_1)_1}{d\lambda_{11}} = 0, \quad (10.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \lambda_1'} = & -x_1 \sigma_1 \sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)} \frac{dq(\lambda')_1}{d\lambda_1'} - \\ & - x_2 \frac{dz(\lambda')_1}{d\lambda_1'} + x_3 \sigma_1 k_1 \theta_1 \frac{dq(\lambda')_1}{d\lambda_1'} - x_4 \sigma_1 \frac{dp(\lambda')_1}{d\lambda_1'} = 0, \end{aligned} \quad (10.60)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_1''} = x_1 \varepsilon_1 (1 + a_1) \frac{dq(\lambda'')_1}{d\lambda_1''} + x_2 \frac{\sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)}}{\beta_1} \frac{dz(\lambda'')_1}{d\lambda_1''} = 0, \quad (10.61)$$

$$\frac{\partial F}{\partial a_1} = x_1 \varepsilon_1 q(\lambda'')_1 - x_3 q(\lambda_1)_1 = 0, \quad (10.62)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial k_1} = & -x_1 \sigma_1 q(\lambda')_1 \frac{1 + \theta_1^2 + 2k_1 \theta_1^2}{2\sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)}} + \\ & + x_2 \left[\frac{z(\lambda'')_1}{\beta_1} \frac{1 + \theta_1^2 + 2k_1 \theta_1^2}{2\sqrt{(1 + k_1 \theta_1^2)(1 + k_1)}} - z(\lambda)_1 \theta_1 \right] + \\ & + x_3 \sigma_1 q(\lambda')_1 \theta_1 + x_9 (\theta_1^2 - \theta_2^2) + x_{11} (k_2 - k_1) = 0, \end{aligned} \quad (10.63)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon_2} = \varepsilon_1 + x_5 (1 + a_2) q(\lambda'')_2 = 0, \quad (10.64)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_{12}} = -x_6 k_2 \theta_2 \frac{dz(\lambda_1)_2}{d\lambda_{12}} - x_7 a_2 \frac{dq(\lambda_1)_2}{d\lambda_{12}} + x_8 \frac{dp(\lambda_1)_2}{d\lambda_{12}} = 0, \quad (10.65)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \lambda_2'} = & -x_5 \sigma_2 \sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)} \frac{dq(\lambda')_2}{d\lambda_2'} - \\ & - x_6 \frac{dz(\lambda')_2}{d\lambda_2'} + x_7 \sigma_2 k_2 \theta_2 \frac{dq(\lambda')_2}{d\lambda_2'} - x_8 \sigma_2 \frac{dp(\lambda')_2}{d\lambda_2'} = 0, \end{aligned} \quad (10.66)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda_2''} = x_5 \varepsilon_2 (1 + a_2) \frac{dq(\lambda'')_2}{d\lambda_2''} + x_6 \frac{\sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)}}{\beta_2} \frac{dz(\lambda'')_2}{d\lambda_2''} = 0, \quad (10.67)$$

$$\frac{\partial F}{\partial a_2} = x_5 \varepsilon_2 q(\lambda'')_2 - x_7 q(\lambda_1)_2 = 0, \quad (10.68)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial k_2} = & -x_5 \sigma_2 q(\lambda')_2 \frac{1 + \theta_2^2 + 2k_2 \theta_2^2}{2\sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)}} + \\ & + x_6 \left[\frac{z(\lambda'')_2}{\beta_2} \frac{1 + \theta_2^2 + 2k_2 \theta_2^2}{2\sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)}} - z(\lambda_1)_2 \theta_2 \right] + \\ & + x_7 \sigma_2 q(\lambda')_2 \theta_2 + x_{11} (k_2 - k_1) = 0, \end{aligned} \quad (10.69)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \sigma_2} = & -x_5 q(\lambda')_2 \sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)} + \\ & + x_7 q(\lambda')_2 k_2 \theta_2 - x_8 p(\lambda')_2 - x_{10} \varepsilon_1 = 0, \end{aligned} \quad (10.70)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \theta_2} = & -x_5 \sigma_2 q(\lambda')_2 \frac{k_2 \theta_2 (1 + k_2)}{\sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)}} + \\ & + x_6 \left[\frac{z(\lambda'')_2}{\beta_2} \frac{k_2 \theta_2 (1 + k_2)}{\sqrt{(1 + k_2 \theta_2^2)(1 + k_2)}} - z(\lambda_1)_2 k_2 \right] + \\ & + x_7 \sigma_2 q(\lambda')_2 k_2 - x_9 \cdot 2\theta_2 (1 + k_1) = 0. \end{aligned} \quad (10.71)$$

Имеем систему из 14 уравнений (10.58)–(10.71) с 11 неизвестными x_i . Находя из нее неопределенные множители и подставляя их

в оставшиеся три уравнения, получим условия, определяющие стационарные точки ε_2 :

$$1 + \sigma_1 k_1 \theta_1 \frac{\psi(\lambda')_1}{\psi(\lambda_1)_1} = 0, \quad (10.72)$$

$$1 + \sigma_2 k_2 \sigma_2 \frac{\psi(\lambda')_2}{\psi(\lambda_1)_2} = 0, \quad (10.73)$$

$$N \frac{S_1}{S_2} + \frac{Q}{S_2} \frac{\theta_1^2 - \theta_2^2}{2\theta_2(1+k_1)} - \frac{k_2 - k_\Sigma}{k_1 - k_\Sigma} = 0. \quad (10.74)$$

$$\text{Здесь } \psi(\lambda) = \frac{2x}{x+1} \frac{\lambda^3}{1-\lambda^2} \left(1 - \frac{x-1}{x+1} \lambda^2\right)^{1/(x-1)},$$

$$N = \frac{a_2}{1+a_2} \left[1 - \frac{x_2+1}{2x_2} \left(1 - \frac{1}{\lambda_{12}^2}\right) \left(1 - \frac{p(\lambda_1)_2 \beta_2}{\varepsilon_2 p(\lambda'')_2}\right)\right],$$

$$Q = \frac{k_2 \theta_2}{1+k_2 \theta_2^2} - \frac{a_2}{(1+a_2) \theta_2} - \frac{q(\lambda'')_2}{p(\lambda'')_2} \frac{1}{\sqrt{(1+k_2 \theta_2^2)(1+k_2)}} \times \\ \times \left[z(\lambda'')_2 \frac{k_2 \theta_2 (1+k_2)}{\sqrt{(1+k_2 \theta_2^2)(1+k_2)}} - z(\lambda_1)_2 k_2 \beta_2 \right],$$

$$S_1 = \frac{1 + \theta_1^2 + 2k_1 \theta_1^2}{2(1+k_1 \theta_1^2)(1+k_1)} - \\ - \frac{a_1}{(1+a_1)k_1} - \frac{q(\lambda'')_1}{p(\lambda'')_1} \frac{1}{\sqrt{(1+k_1 \theta_1^2)(1+k_1)}} \times \\ \times \left[z(\lambda'')_1 \frac{1 + \theta_1^2 + 2k_1 \theta_1^2}{2\sqrt{(1+k_1 \theta_1^2)(1+k_1)}} - z(\lambda_1)_1 \theta_1 \beta_1 \right],$$

S_2 — комплекс, аналогичный S_1 , составленный из параметров второй ступени.

При преобразованиях использовалось следующее соотношение между газодинамическими функциями:

$$-p(\lambda) \frac{dq(\lambda)}{d\lambda} = \frac{dz(\lambda)}{d\lambda} q^2(\lambda).$$

Видно, что среди уравнений (10.72)–(10.74) содержатся условия оптимальности обеих ступеней, совпадающие с уравнением (10.14).

На рис. 10.3.1 дана зависимость левой части уравнения (10.74), обозначенной A , от распределения расхода высоконапорного газа по ступеням $k_\Sigma/k_1 = G_1'/G_\Sigma'$ при $\theta_1 = 2$, $\sigma_1 = 100$, $k_\Sigma = 0,1$. Там же даны степени сжатия двухступенчатого эжектора, описываемого уравнениями (10.46)–(10.57), (10.72) и (10.73). Имеется макси-

мум степени ϵ_Σ , соответствующий точке $A=0$. Таким образом, уравнение (10.74) является последним условием оптимальности

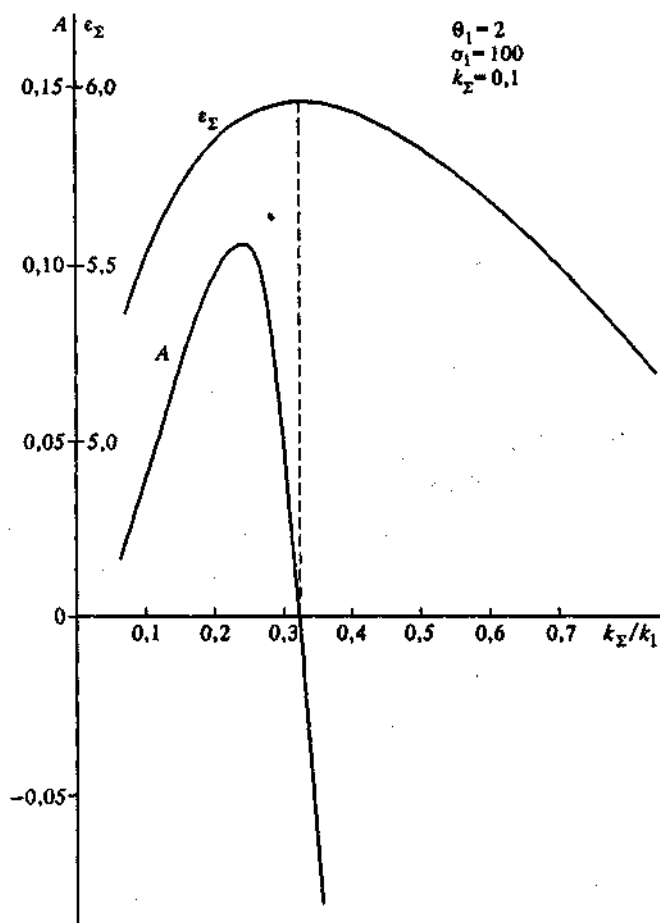


Рис. 10.3.1

двухступенчатой конструкции, определяющим оптимальное распределение расхода высоконапорного газа по ступеням.

Результаты расчета. Система для оптимального двухступенчатого эжектора, состоящая из 15 уравнений (10.46)–(10.57), (10.72)–(10.74), решалась численно на ЭВМ. Расчет проводился для значений $\theta_1 = 1, 2$ и 0.5 в диапазоне значений $\sigma_1 = 10\text{--}200$ и $k_\Sigma = 1\text{--}1 \cdot 10^{-4}$. Коэффициент β , учитывающий влияние трения газа о стенки камеры смешения, принимался одинаковым в обеих ступенях и равным 0.97 . Это соответствует

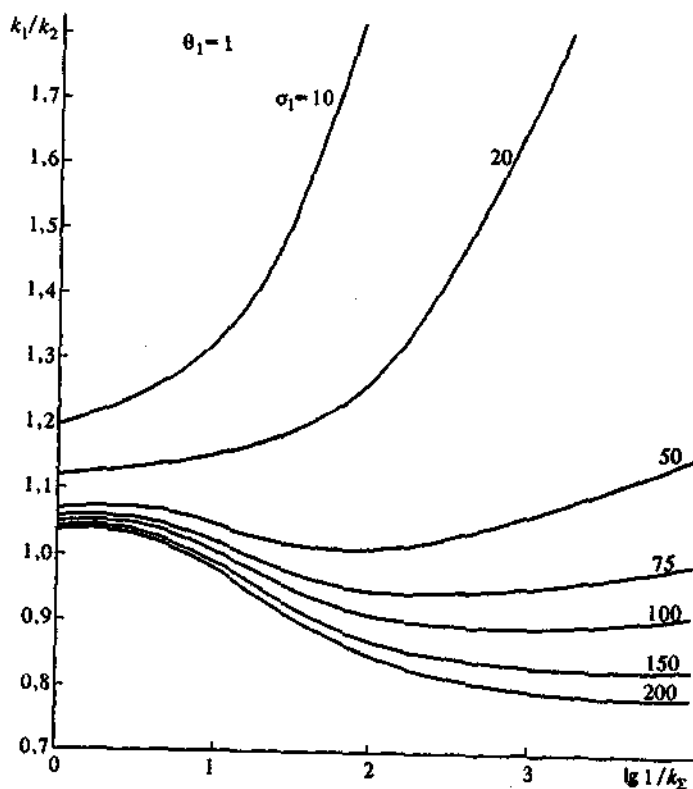


Рис. 10.3.2

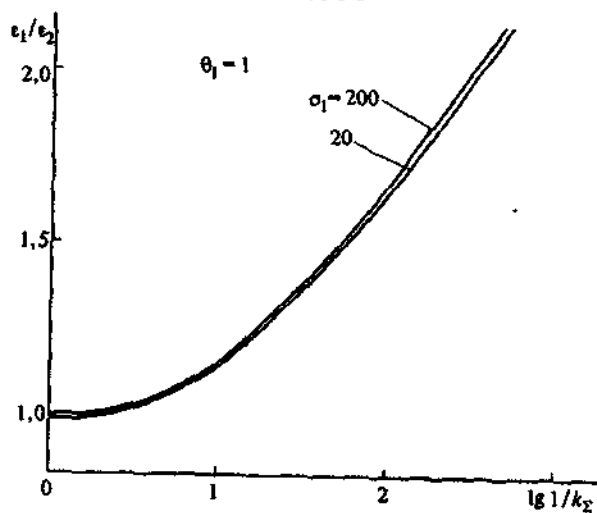


Рис. 10.3.3

коэффициенту восстановления полного давления $\nu = 0,95$, что согласуется с экспериментальными данными о многоступенчатых эжекторах.

В результате вычислений были определены все параметры ступеней и суммарные характеристики двухступенчатого эжектора [112].

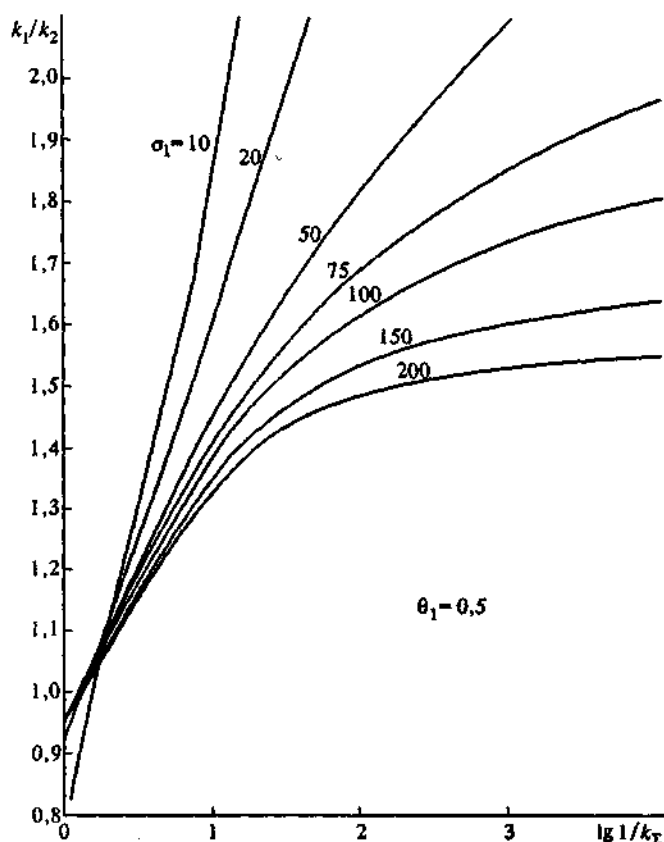


Рис. 10.3.4

В этом параграфе представлены только зависимости, характеризующие оптимальное распределение нагрузки по ступеням (отношение коэффициентов эжекции k_1/k_2 , степеней сжатия ϵ_1/ϵ_2), а также интегральные характеристики оптимального двухступенчатого эжектора (рис. 10.3.2—10.3.9).

Оптимальные значения k_1/k_2 даны на рис. 10.3.2, 10.3.4 и 10.3.6. Большим суммарным коэффициентом эжекции при $\theta_1 = 1$ и 0,5 соответствуют отношения местных k_i , близкие к единице, а при $\theta_1 = 2$ — примерно 0,5. При малых k_2 оптимальные k_1/k_2 сущест-

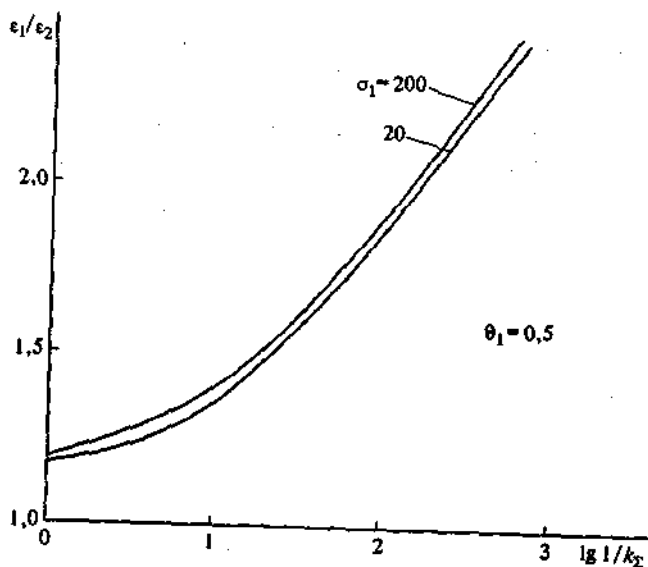


Рис. 10.3.5

венно зависят от отношения полных давлений и самого суммарного коэффициента эжекции, причем с уменьшением σ_1 и k_2 они увеличиваются ($k_1/k_2 = 1,5-2,0$).

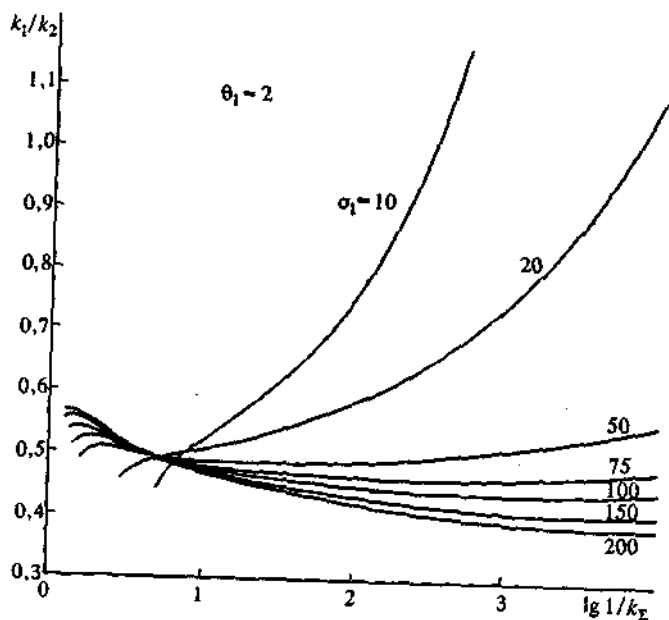


Рис. 10.3.6

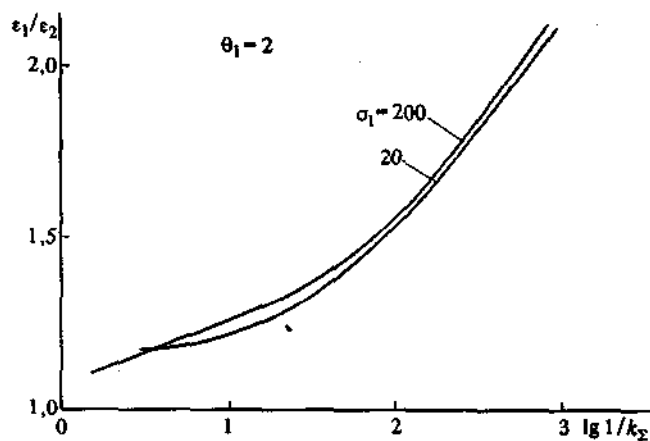


Рис. 10.3.7

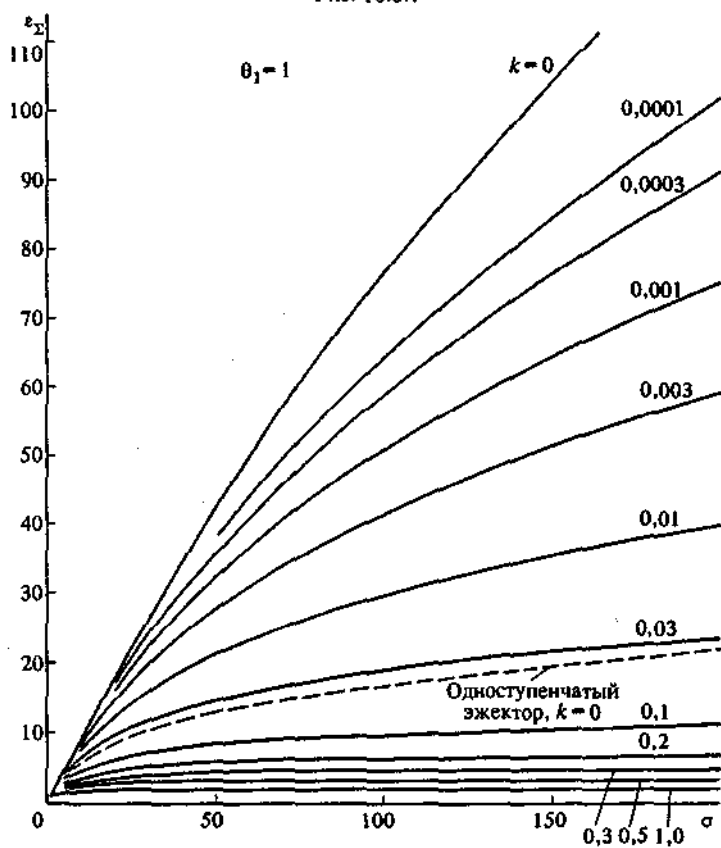


Рис. 10.3.8

Отношение степеней сжатия в оптимальном двухступенчатом эжекторе (рис. 10.3.3, 10.3.5 и 10.3.7) при больших суммарных коэффициентах эжекции также близко к единице. При малых значениях k_Σ оно увеличивается почти линейно с ростом $\lg 1/k_\Sigma$ и при

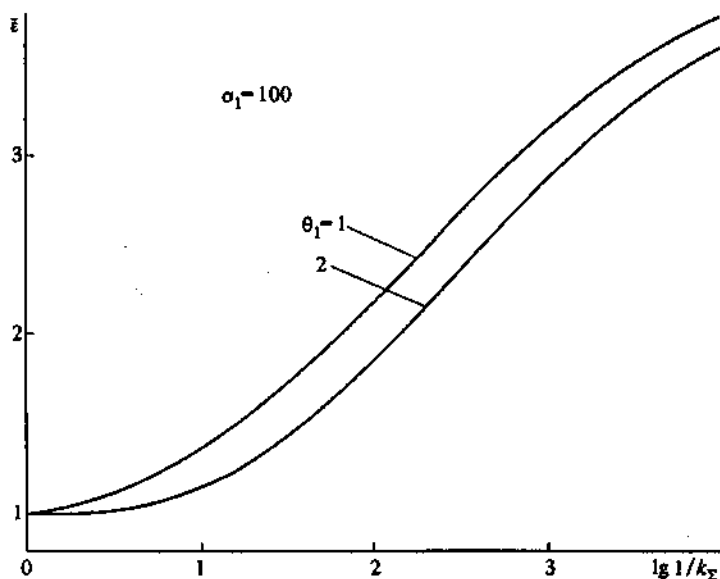


Рис. 10.3.9

$k_\Sigma = 1 \cdot 10^{-4}$ достигает примерно 3,0 при всех значениях θ_1 . Оптимальные значения ϵ_1/ϵ_2 практически не зависят от отношения полных давлений.

Интегральные характеристики оптимального двухступенчатого эжектора — зависимости степени сжатия ϵ_2 от отношения полных давлений в первой ступени и суммарного коэффициента эжекции — даны на рис. 10.3.8. Как и в одноступенчатой схеме, близкие степени сжатия имеют устройства с одинаковым комплексом $k_\Sigma \theta_1$. Так, при $\sigma = 100$ и $k_\Sigma \theta_1 = 0,2$ эжекторы с $\theta_1 = 0,5$ и 2 дают одинаковые степени сжатия и лишь на 5% меньшие, чем в случае $\theta_1 = 1$.

На рис. 10.3.8 штрихом нанесена линия $k = 0$ оптимального одноступенчатого эжектора; видно, что максимальная степень сжатия двухступенчатой конструкции намного превышает аналогичный параметр одноступенчатой. На рис. 10.3.9 приведено отношение $\bar{\epsilon}$ степеней сжатия двухступенчатого и одноступенчатого эжекторов при $\sigma_1 = 100$ и $\theta_1 = 1$ и 2. В области больших коэффициентов эжекции значения этих параметров близки к единице. При $k \approx 0,1$ выигрыш в степени сжатия составляет 15–30%, что уже оправдывает применение многоступенчатых схем.

Оптимальный двухступенчатый эжектор при $\sigma_1 = \sigma_2$. При выборе системы газовых эжекторов иногда оказываются

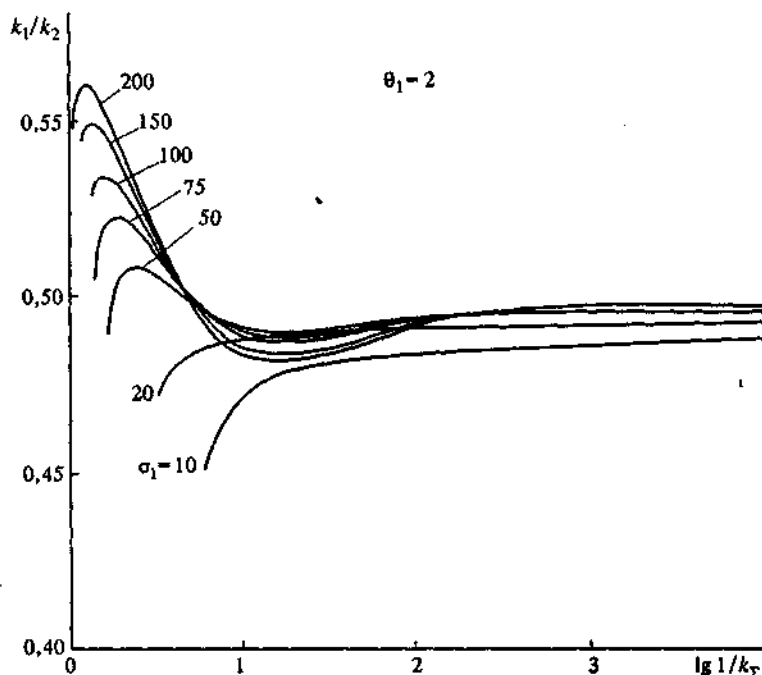


Рис. 10.3.10

заданными отношения σ_1 и σ_2 полных давлений в обеих ступенях. В этом случае уравнение (10.56) не имеет места, и условие оптимальности (10.74) упрощается:

$$\frac{S_1}{S_2} + \frac{Q}{S_2} \frac{\theta_1^2 - \theta_2^2}{2\theta_2(1+k_1)} - \frac{k_2 - k_x}{k_1 - k_x} = 0, \quad (10.76)$$

где S_1 , S_2 и Q — те же функции, что и в (10.74).

Наибольший интерес представляет случай, когда $\sigma_1 = \sigma_2$ (имеется ограничение по отношению давлений в ступенях). При $\theta_1 = 1$ система уравнений (10.46)–(10.57), (10.72), (10.73) и (10.76) имеет решение

$$k_1 = k_2, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2, \quad \lambda_1' = \lambda_2', \quad a_1 = a_2,$$

полученное из несколько других соображений О. В. Лыжиным и В. Г. Книвель. Для случая $\theta_1 \neq 1$ она должна решаться методом последовательных приближений.

Пример расчета оптимального двухступенчатого эжектора при $\sigma_1 = \sigma_2$ и $\theta_1 = 2$ приведен на рис. 10.3.10. Отношения местных ко-

коэффициентов эжекции ступеней лежат в диапазоне 0,45—0,55 при всех значениях σ_1 и k_Σ , причем уже при $k_\Sigma < 0,1$ почти не меняются ($k_1/k_2 \approx 0,49$). Оптимальные отношения степеней сжатия в этом случае мало отличаются от единицы ($\epsilon_1/\epsilon_2 = 1 - 1,16$).

Полученные условия оптимальности одноступенчатой и двухступенчатой схем (10.14) и (10.74) позволяют рассчитать оптимальную систему газовых эжекторов с любым числом ступеней.

Вместо весьма сложного соотношения (10.74) могут быть использованы приведенные здесь и в работе [112] графики, характеризующие оптимальное распределение коэффициентов эжекции и степеней сжатия по ступеням. Результаты вычислений позволяют также по заданным значениям σ_1 , k_Σ или ϵ_Σ найти геометрию всех ступеней.

ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЖЕКТОРОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

§ 11.1. Регулируемый многоступенчатый эжектор

Часто многоступенчатый эжектор работает совместно со многими установками, сильно отличающимися друг от друга как функциями, так и расходами, и давлениями рабочего потока. Это предъявляет к устройству высокие требования и по максимальным параметрам (высотность, расход эжектируемого газа), и по гибкости работы (получение требуемых параметров с минимальным расходом сжатого воздуха). Указанные противоречивые условия для 3-ступенчатого устройства были частично удовлетворены первой модернизацией (см. § 2.9), когда за счет изменения сопел первой и второй ступеней и, в частности, применения в первой ступени перфорированного продольными щелями сопла, удалось получить максимальные параметры трехступенчатого эжектора при работе только двух ступеней. Расход высоконапорного газа в результате этого был снижен с 200 кг/с до 90 кг/с. Однако эта многоступенчатая конструкция часто используется с различными установками таким образом, что требуется не максимальная степень сжатия, а гораздо меньшая. Расход же высоконапорного газа через обычный (нерегулируемый) эжектор уменьшается в таких случаях незначительно и он работает неэкономично.

В [113] была указана возможность простого управления высоконапорными соплами, позволяющая значительно повысить экономичность многоступенчатых эжекторов на нерасчетных режимах. Регулирование позволяет при малых требуемых степенях сжатия использовать не последние, а первые ступени, потребляющие гораздо меньший расход сжатого газа.

В соответствии с работой [113] первая ступень рассматриваемого эжектора выполнена регулируемой, а в данном параграфе описывается его экспериментальное исследование после модернизации на различных режимах и при разных вариантах использования.

Конструктивная схема и возможности регулирования. На рис. 11.1.1 дана схема регулируемой первой ступени многоступенчатого эжектора. Управление осуществляется благодаря продольному перемещению части камеры смешения со скругленным входным участком. При этом изменяется только площадь критического сечения высоконапорного сопла, составленного из неподвижной конической и подвижной цилиндрической поверхностей. Пределы регулирования выбраны таким образом, что площадь критического сечения может изменяться от 16 см² (технологический зазор) до 580 см².

Возможность широкого изменения площади критического сечения высоконапорного сопла позволяет первой ступени эжектора работать

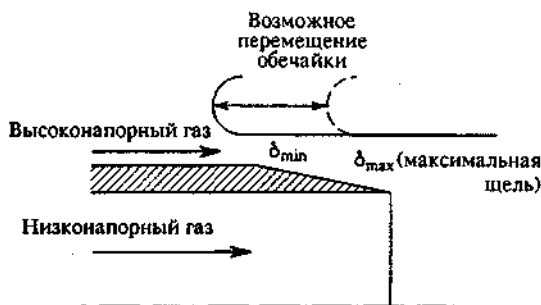


Рис. 11.1.1

как совместно со следующими, так и самостоятельно. Поскольку расход высоконапорного газа через нее значительно меньше, чем через вторую или третью, то использование регулирования может дать заметный экономический эффект.

Основные данные этого трехступенчатого эжектора приведены в § 2.9 и на рис. 2.9.26.

Исследование одноступенчатого варианта эжектора. Испытания одноступенчатого варианта проводились с целью определения характеристик одной первой ступени эжектора, работающей на выхлоп в атмосферу, и сравнения их с аналогичными параметрами второй ступени.

Экономичность конструкции при работе или первой, или второй ступени сравнивалась на двух режимах работы аэродинамической трубы Т-58 — без основного потока и с ним. В трубе Т-58 обычно испытываются сопла различных двигателей установок при заданном перепаде давлений на них. Как показывают измерения (рис. 11.1.2), статические да-

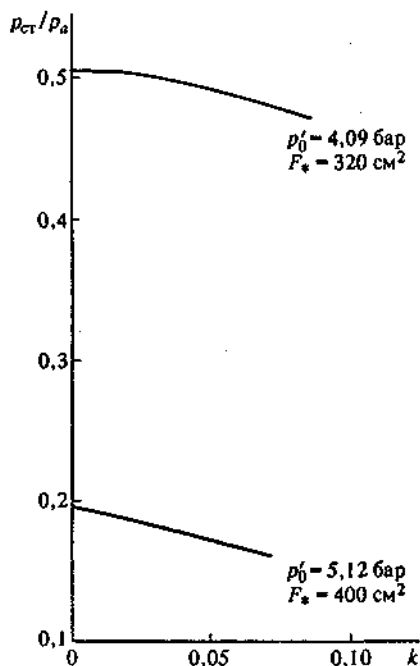


Рис. 11.1.2

вления в рабочей части $p_{ст}$ на докритическом режиме определяются в основном значением F_* и мало зависят от расхода газа через мо-

дельное сопло. Поэтому сравнение работы эжекторов в этом случае может быть проведено на режиме $k = 0$. При работе с основным (внешним) потоком в рабочей части сравнение экономических характеристик вариантов эжектора проводили, запуская Т-58 при заданном числе M и заданном давлении в форкамере трубы с помощью только первой и только второй ступени.

Характеристики первой ступени эжектора на режиме $k = 0$ при различных площадях критического сечения высоконапорного сопла F_* , даны на рис. 11.1.3 и 11.1.4. Зависимости давления низконапорного газа p_1 от полного давления высоконапорного газа p'_0 имеют

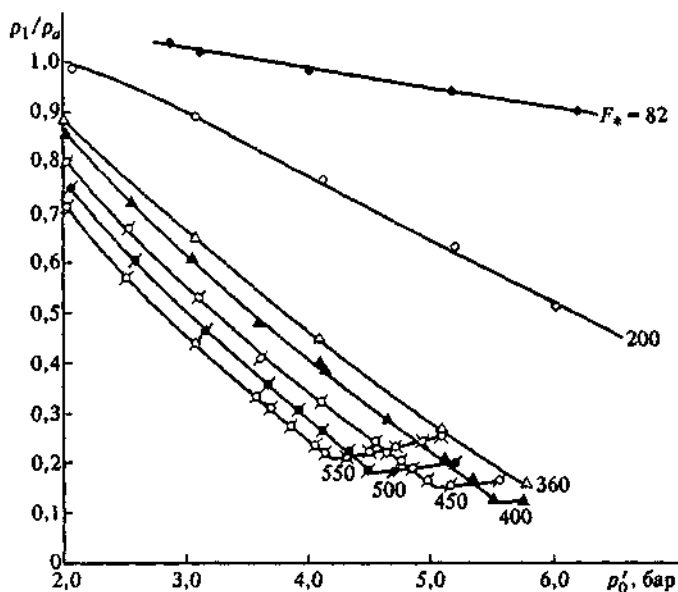


Рис. 11.1.3

четко выраженный минимум, соответствующий критическому режиму работы эжектора. С уменьшением F_* оптимальное давление высоконапорного газа увеличивается, а достижимое минимальное давление низконапорного снижается. При малых критических сечениях ($F_* < 400 \text{ см}^2$) располагаемым давлением 6 бар вывести одну первую ступень на критический режим не удастся. На рис. 11.1.4 обобщена картина для таких малых площадей.

На рис. 11.1.5 приведены расходы высоконапорного воздуха, необходимые для получения заданного разрежения в рабочей части на режиме $k = 0$ для разных давлений и площадей критического сечения. Видно, что минимальные требуемые расходы имеют место при максимальном располагаемом давлении высоконапорного воздуха.

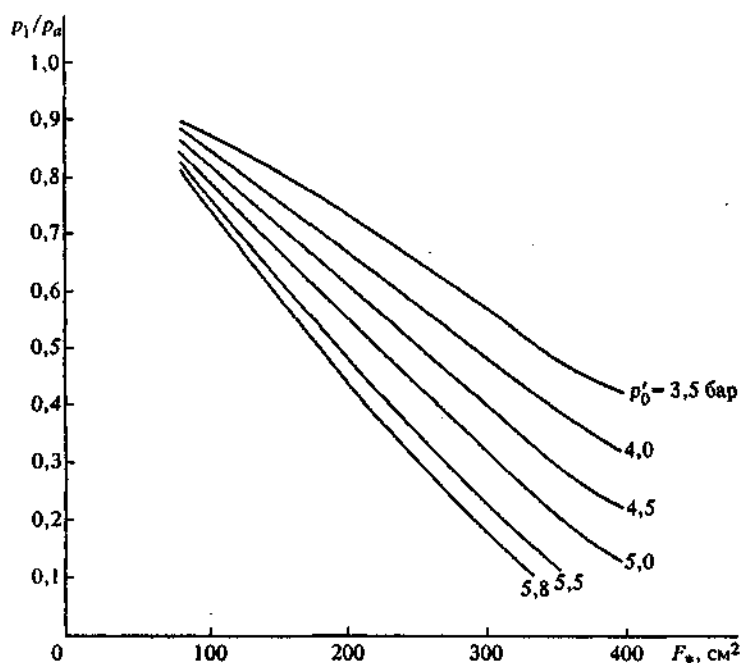


Рис. 11.1.4

Однако кривые $p_1 = \text{const}$ на рис. 11.1.5 являются довольно пологими, и при уменьшении p_0' с 5,8 бар до 3,5 бар расход увеличивается только на 3 кг/с. Это позволяет вести эксперименты с

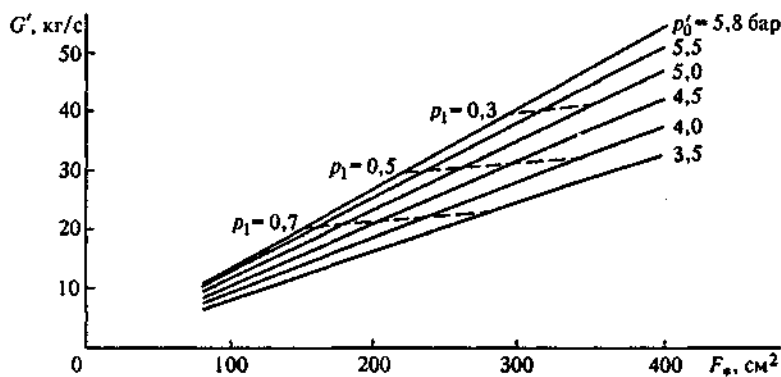


Рис. 11.1.5

эжектором при малых необходимых разрежениях практически при любом давлении в газгольдерах и делает стенд более гибким.

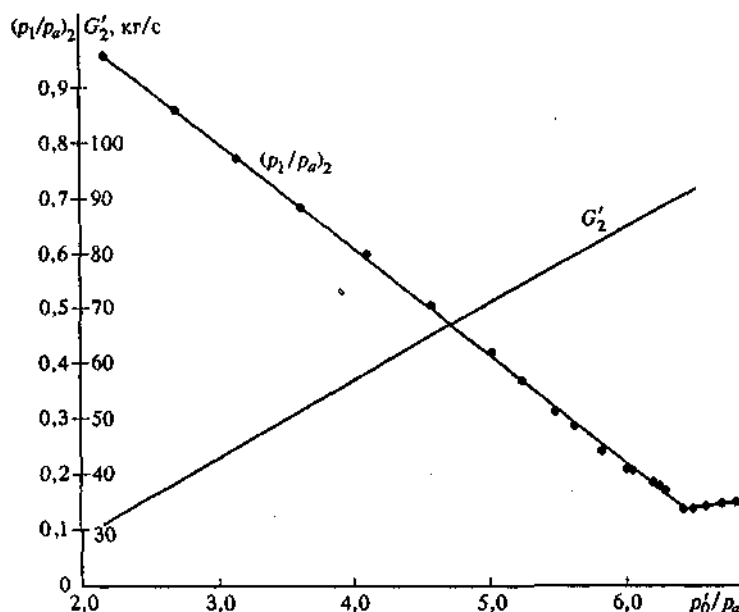


Рис. 11.1.6

На рис. 11.1.6 приведена аналогичная характеристика (зависимость статического давления в рабочей части Т-58 от давления высоконапорного газа) второй ступени эжектора при $k = 0$. Последняя применялась для получения малых разрежений, когда горло первой было нерегулируемым. На этом же рисунке указаны расходы высоконапорного газа через вторую ступень.

Для сравнения на рис. 11.1.7 даны зависимости расходов воздуха через эжектор от величины требуемого статического давления в рабочей части Т-58 при получении этого давления только первой и только второй ступенями. Видно, что G' отличаются при $p_1 = \text{const}$ в два раза (пропорционально отношению площадей камер сме-

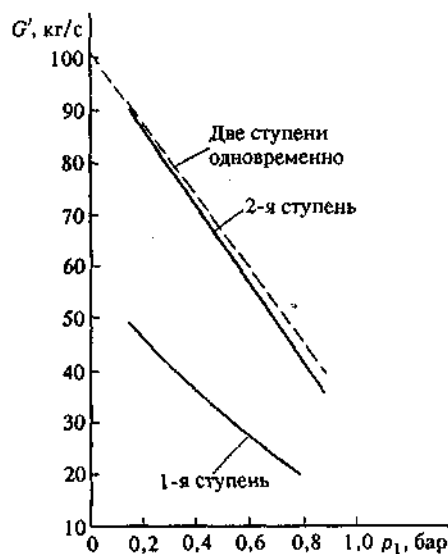


Рис. 11.1.7

шения). По абсолютной величине расход высоконапорного воздуха при работе с первой ступенью эжектора на 20–40 кг/с меньше, чем при работе со второй.

Результаты пробных запусков аэродинамической трубы Т-58 на режиме $M=2$ с одинаковым давлением в форкамере трубы $p_{0ф} = 1,5$ бар при двух вариантах работы эжектора — с первой и со

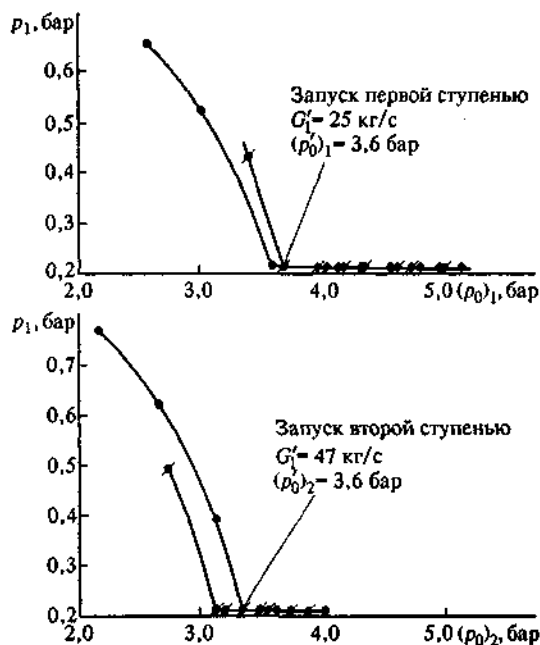


Рис. 11.1.8

второй ступенью — приведены на рис. 11.1.8. В первом случае запуск произошел при давлении в эжекторе 3,6 бар и расходе через эжектор 25 кг/с, а во втором — при 3,2 бар и 47 кг/с.

Таким образом, и при пусках Т-58 с внешним (основным) потоком разница в расходе сжатого воздуха составляет более 20 кг/с.

Исследование двухступенчатого варианта. Целью исследования двухступенчатого варианта было сравнение его новых характеристик с имевшимися ранее. Следует сказать, что после первой модернизации он имел вполне удовлетворительные характеристики (лучше, чем трехступенчатый до внесения изменений). Поэтому при проектировании регулируемой первой ступени значительное внимание уделялось тому, чтобы не ухудшить характеристики двухступенчатого эжектора. В конструкции была предусмотрена специальная герметизация зазоров с помощью податливых надувных шлангов, препятствующая перетеканию газа высо-

кого давления в низконапорный тракт. Характеристики могли также падать из-за уступа подвижного элемента в камере смешения, хотя против этого также были приняты конструктивные меры. При исследовании двухступенчатого эжектора площадь критического сечения высоконапорного сопла первой ступени была уменьшена до прежнего значения 66 см^2 .

Для сравнения характеристик двухступенчатого варианта с прежними был проведен запуск Т-58 при числе $M = 4$ с полностью нагруженными ступенями и определено давление в форкамере трубы, соответствующее разрушению режима в рабочей части. Аналогичная характеристика была измерена до модернизации. Из

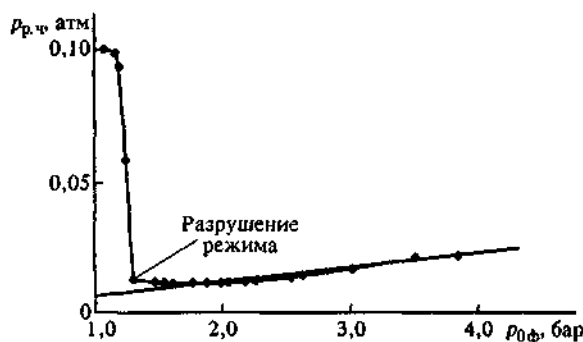


Рис. 11.1.9

рис. 11.1.9 видно, что разрушение режима происходит при $P_{0ф} = 1,3-1,8$ бар, что совпадает с данными предыдущих испытаний. Таким образом, применение регулируемого высоконапорного сопла и некоторое усложнение всей конструкции практически не ухудшило характеристики в основном варианте, значительно повысив экономичность на малых степенях сжатия.

§ 11.2. Эжектор дымовых труб

Одной из развитых областей применения эжекторов является их использование в качестве струйных нагнетателей в установках, где механические (лопаточные) компрессоры и вентиляторы не могут работать из-за высокой агрессивности, запыленности либо высокой температуры сред. Такие условия возникают при добыче нефти, включающей твердые частицы, сушке мелкозернистых сред, отсосе (вытяжке) горячих газов и в других подобных областях. В этом случае энергия подводится к вентиляторам и компрессорам, сжимающим чистую или холодную среду, а затем ее энергия используется в эжекторе для подачи основной рабочей среды [115].

На рис. 11.2.1 приведена схема эжекторной дымовой трубы, в которой большой расход горячего газа отсасывается из печи и выбрасывается в атмосферу. На выходе из печи обеспечивается разрежение в несколько десятков мм воды.

Для повышения экономичности установки вместо односопловой схемы подачи высоконапорного газа была предложена многосопловая

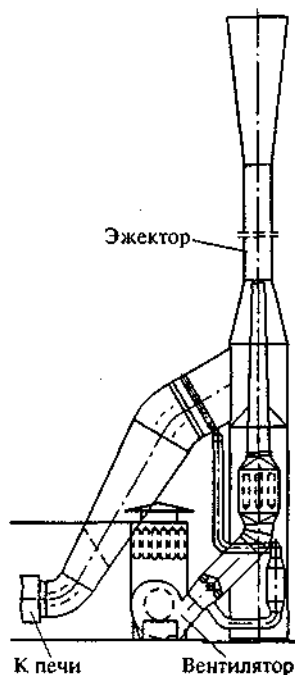


Рис. 11.2.1

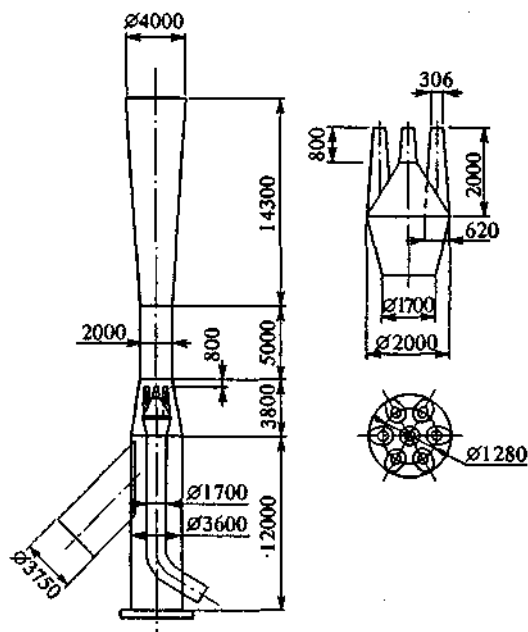


Рис. 11.2.2

конструкция (рис. 11.2.2). В ней тракт активного холодного газа заканчивается семью сужающимися соплами, равномерно расположенными по поперечному сечению камеры смешения и направленными вдоль оси эжектора.

Испытания модели такого эжектора показали, что за счет предложенного подвода воздуха характеристики существенно улучшились. На рис. 11.2.3 приведены зависимости разрежения Δp_1 (разницы между атмосферным давлением и давлением внутри печи) от избыточного давления активного газа Δp_0 , подаваемого вентилятором, при коэффициенте эжекции $k = 1,13$.

Видно, что многосопловой эжектор обеспечивает большее разрежение при всех давлениях и расходах высоконапорного газа. Разница в разрежении достигает 30–50 Па — до 25% от требуемой величины.

При заданном режиме многосопловой эжектор требует для своей работы меньшие давления и меньший расход активного газа, благодаря чему дает экономию электроэнергии, потребляемой вентилято-

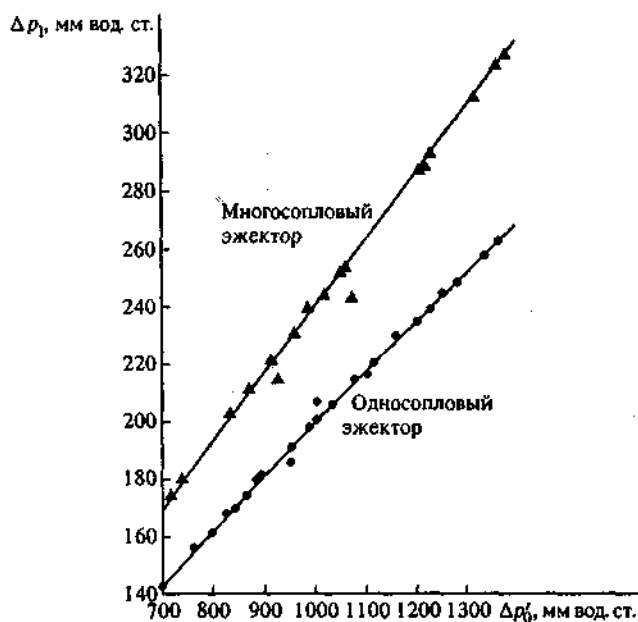


Рис. 11.2.3

ром холодного высоконапорного газа, также достигающую 25% исходной величины. Это происходит из-за совершенствования процесса смешения в эжекторе, который развивается более интенсивно, происходит более полно и обеспечивает на входе в диффузор практически равномерное поле скоростей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше способы улучшения газовых эжекторов и их реализации в конкретных конструкциях уже нашли себе применение в промышленности. Одновременно этот подход изменяет саму идеологию разработки эжекторов. Если раньше основной проблемой при их создании был правдоподобный расчет, то сейчас уже ясно, что основной проблемой является повышение экономичности эжектора путем оптимизации процесса смещения. Это достигается усложнением конструкции и одновременно таким же усложнением расчета, который становится порой почти полностью невозможным. В такой ситуации следует опираться на экспериментальные данные, которые будут все больше накапливаться.

Применение многосопловых эжекторов малой степени сжатия в системах газонаполнения оболочек самолетных спасательных средств подтвердило эффективность эжектора и в данном случае. Представляется целесообразной разработка таких быстродействующих средств для морской спасательной службы, горноспасателей, плавсредств для геологов и т. д.

Газовые эжекторы сейчас распространены достаточно широко, а разнообразие конструкций определяется спецификой технологических ситуаций — порой самых экзотических. Мы надеемся, что данная монография даст толчок как новым применениям эжекторов, так и творческому подходу к их разработке. Те критические режимы, которые были предельными в классическом эжекторе, для новых эжекторов уже не предельны. По-видимому, так и будет дальше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Thomas A.* The Discharge of Air through Small Orifices, and the Entrainment of Air by the Ussuing Jet // *Philosophical Magazine*, 1922, 65, № 263, p. 969—988.
2. *Баулин К. Н.* Эжекторы // *Отопление и вентиляция*, 1931, № 10.
3. *Баулин К. Н.* Исследование работы эжектора // *Отопление и вентиляция*, 1933, № 2.
4. *Баулин К. Н.* О расчете эжекторов // *Отопление и вентиляция*, 1938, № 6.
5. *Ханжонков В. И.* Научное наследие проф. К. Н. Баулина в области теории эжектора // *Сб. Промышленная аэродинамика*, 1953, № 4.
6. *Flugel W.* Berechnung von Strahlapparaten // *VDI-Vorschungsheft*, 1939, № 395.
7. *McClintock C., Hood U.* Aircraft Ejector Performance // *Journ. Aeron. Sci.*, 1946, № 11.
8. *Fournell E.* Calcul Approché sur les Trompes à Gas // *La Recherche Aeronautique*, 1950, № 13.
9. *Plaskowsky Z.* Schubmehrung durch Strahlmischung // *Mitt. Unst. Aerodynamik ETN, Zürich*, 1954, № 21, p. 36—55.
10. *Соколов Е. Я.* Исследование водоструйных насосов (элеваторов) и методика их расчета // *Изв. ВТИ*, 1950, № 3, с. 22.
11. *Goff E., Coogan T.* Some Two-Dimensional Aspects of the Ejector Problem // *Journ. Appl. Mech.*, 1942, № 4.
12. *Ferguson T.* Mixing of Parallel Flowing Streams in a Pressure Gradients // *Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, 1942.
13. *Tollmien W.* Berechnung turbulenter Ausbreitungsforgänge // *ZAAM*, 1926, VI, № 6, p. 468.
14. *Kuethe O.* Investigation of the Turbulent-mixing Region Formed by Jets // *Journ. Appl. Mech.*, 1935, 57, A-81.
15. *Черкез А. Я.* Теория газового эжектора. — В кн.: Г. Н. Абрамовича. *Прикладная газовая динамика*. — М.: Наука, 1969. — С. 485—560.
16. *Соколов Г. Я., Андреева К. С.* Теоретическое и экспериментальное исследование газоструйных эжекторов // *Изв. ВТИ*, 1952, № 4.
17. *Keenan J. H., Neumann E. P.* A Simple Air Ejector // *Journ. Appl. Mech.*, 1942, № 2.
18. *Elrod G.* The Theory of Ejectors // *Journ. Appl. Mech.*, 1945, № 3.
19. *Hastner, Spooner.* An Investigation of the Performance and Design of the Air Ejector Employing Low Pressure Air As the Driving Fluid // *Institution of Mechanical Engineers, Proceedings*, 1950, № 2.

20. *Helmbold H. B.* Comparison of Mixing Processes in Subsonic Jet Pumps // *Journ. Aeron. Sci.*, 1955, 22, № 6, p. 5.
21. *Keenan J. H., Neumann E. P., Lustwerk L.* An Investigation of Ejector Design by Analysis and Experiment // *Journ. Appl. Mech.*, 1950, 17, № 9.
22. *Sanger E.* Luftzumischung zu Abgasstrahlen // *Ingenieur-Archiv*, 1950. XVIII, № 5. Пер. *Вопр. ракетной техники*, 1952, № 3.
23. *Дейч М. Е., Поликовский В. Г.* Ступень эжектора. — В кн.: М. Н. Дейча. Техническая газодинамика. — М.: Госэнергоиздат, 1961. — С. 283.
24. *Григорян С. С.* К теории газового эжектора // *Сб. Теоретическая газодинамика* 1954, 5, № 13.
25. *Христианович С. А.* О расчете эжектора // *Сб. Промышленная аэродинамика*, 1944.
26. *Христианович С. А.* Применение эжекторов в газосборных сетях // *Изв. АН СССР, ОТН*, 1946, № 3.
27. *Миллионщиков М. Д., Рябинков Г. М.* Газовые эжекторы больших скоростей. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 5.
28. *Соколов Е. Я., Зингер Н. М.* Струйные аппараты. — М.: Энергия, 1970.
29. *Таганов Г. И., Межиров И. И.* К теории критического режима газового эжектора. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 33.
30. *Никольский А. А., Шустов В. И.* Критические режимы газовых эжекторов больших перепадов давлений. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 41.
31. *Васильев Ю. Н.* К теории газового эжектора. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 48.
32. *Васильев Ю. Н.* Газовые эжекторы со сверхзвуковыми соплами. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 134.
33. *Fabri J., Le Grives E., Siestrunk R.* Etude Aerodynamique les Trompes Supersoniques // *Jahrbuch WGL*, 1953, 106.
34. *Fabri J., Siestrunk R.* Supersonic Air Ejectors // *Advances in Applied Mechanics*, 1958, V, p. 1—35.
35. *Гродзовский Г. Л., Равдин А. Ф.* Исследование серии осесимметричных звуковых эжекторов при больших перепадах давления. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 108.
36. *Гусев В. Н.* К теории критического режима газового эжектора при больших перепадах давления // *Ученые записки ЦАГИ*, 1970, I, № 3.
37. *Chow W. L., Addy A. L.* Interaction between Primary and Secondary Streams of Supersonic Ejector Systems and Their Performance Characteristics // *AIAA J.*, 1964, 2, № 4.

38. Харитонов В. Т. Исследование эффективности газового эжектора с цилиндрической камерой смешения // Теплоэнергетика, 1958, № 4.
39. Урюков Б. А. Теория дифференциального эжектора // ПМТФ, 1963, № 5, С. 41.
40. Шеварев Н. Е. Волновой инжектор (дифференцированный, инерционный) // Труды Всесоюзного сельскохозяйственного института заочного образования, 1969, № 31.
41. Алексиевич Н. И. К вопросу о расчете пульсирующего газового эжектора // АН Грузинской ССР, Труды института машиноведения, 1963, 1.
42. Джонсон Т., Янг Р. Математическая модель для определения эжектируемого потока в импульсном эжекторе с экспериментальной проверкой // Труды ASME (Paper Amer. Soc. Mech. Eng.), 1968, NWA/Fe-33.
43. Самойлова Н. В., Шумилкина Е. А. Пульсирующий эжектор. — Статья депонирована 20/IX — 1984 (ВИМИ, серия МШ, вып. 10, ДО 6276, 1986).
44. Баланин Б. А. Исследование присоединенной массы сверхзвуковой струи, истекающей из сопла на нерасчетных режимах // ИФЖ, 1970, № 3.
45. Яковлевский О. А. Смещение струй в канале переменного сечения // Изв. АН СССР, ОТН, Механика и Машиностроение, 1961, № 1.
46. Le Grives E. Сверхзвуковые эжекторы / В кн. Скачки и ударные волны (Chocs et ondes choc. Т. 2). — Paris, 1973, 256—294.
47. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // ДАН СССР, 1971, № 1, С. 46—49.
48. Пузырев В. М., Тагиров Р. К. Теоретическое исследование совместного течения двумерного высоконапорного и одномерного низконапорного потоков идеального газа в эжекторных соплах // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа, 1978, № 6, с. 110—116.
49. Исаков А. Л., Степанов А. С. О расчете присоединенной массы сверхзвуковой газовой струи // ИФЖ, 1983, 45, № 3, с. 365—37.
50. Щукин В. К., Калмыков И. И. Газоструйные компрессоры. — М.: Государственное научно-техническое издательство машиностроительной литературы, 1963.
51. Межиров И. И. К расчету паро-газового эжектора // Технические отчеты ЦАГИ, № 179, 1960.
52. Куканов Ф. А., Межиров И. И. Работа газового эжектора при неодинаковых физических параметрах смешиваемых газов // Ученые записки ЦАГИ, 1970, I, № 4.
53. Искра А. Л. Эжектор с разными эжектирующим и эжектируемым газами. — Сборник работ по исследованию сверхзвуковых и газовых эжекторов, БНИ ЦАГИ, 1961. — С. 303.
54. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. — М.: Энергия, 1965.

55. *Плотников А. Е., Тимошин А. Н.* Некоторые вопросы многоступенчатого сжатия в вакуумных эжекторах // Вестник МГУ, сер. Математика и механика, 1969, № 1.
56. *Портнов И. Г.* О стационарных режимах работы сверхзвукового газового эжектора // Изв. АН СССР, ОТН 1957, № 4.
57. *Коженкова Л. П.* Экспериментальное исследование двухступенчатого инжектора для сверхзвуковой аэродинамической трубы на $M = 5$ и 6 // Изв. АН Латв. ССР, сер. Физической и технической наук.
58. *Arrowsmith R. M.* Сочетание водяных эжекторов с механическими вакуумными насосами для достижения оптимальных характеристик. — Jet Pumps and Ejectors. Proc. Symp., London, 1972. — Cranfield, 1972, p. 7—17.
59. *Watanabe Ichiro.* Экспериментальное исследование пневматических эжекторов, в частности, влияния размерных параметров на рабочие характеристики. — Jet Pumps and Ejectors. Proc. Symp., London, 1972. — Cranfield, 1972, p. 97—120.
60. *Филатов А. П.* Исследования сверхзвуковых газовых эжекторов при малых числах Re // Труды ЦАГИ, 1971, № 1365.
61. *Филатов А. П.* Экспериментальное исследование охлаждаемых газовых эжекторов при малых числах Re . Там же.
62. *Тимошин А. Н.* Исследование эжектора с отрицательными коэффициентами эжекции. — В сб.: Лопаточные машины и струйные аппараты. — М.: Машиностроение, 1974.
63. *Байков В. С., Васильев Ю. Н.* Оптимальный газовый эжектор с изобарической камерой смешения // Ученые записки ЦАГИ, 1983, XIV, № 2, с. 77—85.
64. *Байков В. С., Васильев Ю. Н.* Сравнение предельных теоретических характеристик сверхзвуковых газовых эжекторов с изобарической и цилиндрической камерами смешения // Ученые записки ЦАГИ, 1983, XIV, № 5, с. 47—57.
65. *Гаевская В. Н., Лашков Ю. А., Самойлова Н. В., Шумилкина Е. А.* Влияние гидравлических потерь в элементах эжектора на его характеристики // Труды ЦАГИ, 1983, № 2196, с. 3—21.
66. *Шумилкина Е. А.* Экспериментальное исследование влияния негерметичности облоочки эжектора на его характеристики // Труды ЦАГИ, 1982, № 2150, с. 19—25.
67. *Самойлова Н. В.* Расчет дозвукового эжекторного увеличителя тяги // Труды ЦАГИ, 1982, № 2150, с. 3—18.
68. *Соснин Е. И.* Теоретическое исследование характеристик эжекторного увеличителя реактивной силы // Труды ЦАГИ, 1980, № 2082.
69. *Ганич Г. А., Жулев Ю. Г., Неймарк Р. В.* Исследование характеристик модели крыла с эжекторным увеличителем подъемной силы // Там же.
70. *Потапов Ю. Ф.* Экспериментальное исследование эжектора с кольцевым соплом эжектирующего газа // Там же.

71. Жулев Ю. Г., Потапов Ю. Ф. Исследование влияния взаимного расположения сопла высоконапорного газа и камеры смешения на характеристики эжекторного увеличителя тяги // Труды ЦАГИ, 1975, № 1665.
72. Потапов Ю. Ф. Экспериментальное исследование эжекторного увеличителя тяги с многосекционным сопловым насадком эжектирующего газа // Труды ЦАГИ, 1975, № 1665.
73. Маланичев В. А. Исследование оптимальности критического режима работы сверхзвукового газового эжектора // Труды ЦАГИ, 1994, № 2519.
74. Маланичев В. А. Исследование работы газового эжектора при различных параметрах смешиваемых газов // Труды ЦАГИ, 1994, № 2519.
75. Маланичев В. А. Система газовых эжекторов и дифференциальный эжектор. — Прикладная механика и техническая физика. Академия наук СССР, Сибирское отделение (отдельный оттиск). — Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1991.
76. Маланичев В. А. Экспериментальное исследование сверхзвукового газового эжектора // Ученые записки ЦАГИ, 1989, XX, № 4.
77. Зайцев Е. Г. Анализ эффективности сверхзвукового эжектора с перфорированным соплом // Ученые записки ЦАГИ, 1992, XXIII, № 4.
78. Зайцев Е. Г., Рябинков Г. М. Исследование течения газа в камере смешения эжектора // Труды ЦАГИ, 1988, № 2398.
79. Локотко А. В., Харитонов А. М., Чернышев А. В. Исследование процесса смешения в канале прямоугольного сечения со сверхзвуковой скоростью течения // Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск, 1998.
80. Аркадов Ю. К. О возможности улучшения характеристик газового эжектора путем изменения условий запираания // Доклад на III Всесоюзном съезде по теоретической механике. — Аннотации докладов. — М.: Наука, 1968.
81. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор со сдвигом высоконапорных сопел // Ученые записки ЦАГИ, 1999, XXX, № 3—4.
82. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 171497 // Бюлл. изобр. 1965, № 11.
83. Зайцев Е. Г. Влияние смешения вдоль оси сопел высоконапорного газа на изменение условий запираания эжектора // Труды ЦАГИ, 1989, № 2458.
84. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор с винтовым срезом сопел. // Сб. Промышленная аэродинамика, 1973, № 30, Машиностроение.
85. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 171498 // Бюлл. изобр., 1965, № 11.
86. Hale J. W., Gobbet W. C. Determination of Annular Ejector-diffuser Performance Improvement. — AEDC-TR-68-68.
87. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор с соплом, перфорированным продольными щелями // Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.

88. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 233832 // Бюлл. изобр., 1968, № 3.
89. Аркадов Ю. К. Влияние вязкости на предельные характеристики газового эжектора с перфорированным соплом // Ученые записки ЦАГИ, 1974, V, № 2.
90. Аркадов Ю. К. Влияние числа щелей на работу газового эжектора с перфорированным соплом // Труды ЦАГИ, 1969, № 1185.
91. Аркадов Ю. К. Приближенный метод расчета критического режима эжектора с перфорированным соплом // Ученые записки ЦАГИ, 1974, V, № 3.
92. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор с нецилиндрической перфорированной стенкой на границе смешиваемых струй // Ученые записки ЦАГИ, 1976, VII, № 3.
93. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 317825 // Бюлл. изобр., 1971, № 31.
94. Кехвалянц В. Г., Лашков Ю. А., Соловьев В. К., Шумилкина Е. А. Экспериментальные и расчетные исследования эжекторных систем // Труды ЦАГИ, 1980, № 2059.
95. Клеменков Г. П., Омелаев А. И., Банаев Г. И., Григорьев В. Д. Экспериментальное исследование газового эжектора с перфорированным насадком. — Сибирское отделение АН СССР, Институт теоретической и прикладной механики, отчет № 15313/699. — Новосибирск, 1973.
96. Аркадов Ю. К., Линчик Г. М., Потапов К. П. О работе эжектора с перфорированным соплом в схеме гиперзвуковой аэродинамической трубы // Труды ЦАГИ, 1973, № 1032.
97. Аркадов Ю. К. Компактный газовый эжектор большой степени сжатия с расположением сопел по спирали // Ученые записки ЦАГИ, 1984, № 6.
98. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 753208 // Бюлл. изобр., 1980, № 5.
99. Аркадов Ю. К. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 203139 // Бюлл. изобр., 1967, № 20.
100. Аркадов Ю. К. Экспериментальное исследование запуска модели гиперзвуковой эжекторной аэродинамической трубы с дифференциальным эжектором // Анн. докл. Всероссийской научно-технической конференции «Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий». — Жуковский, 20—23 октября 1998.
101. Аркадов Ю. К. Оптимальный газовый эжектор с диффузором // Ученые записки ЦАГИ, 1980, XI, № 2.
102. Аркадов Ю. К. Условия оптимальности и характеристики газового эжектора без диффузора при выхлопе смеси в затопленное пространство // Ученые записки ЦАГИ, 1986, XVII, № 6.
103. Аркадов Ю. К., Зернов В. И., Шмуклер Б. Ю. Эжекторные системы газонаполнения аварийных плотов и трапов гражданских самолетов // Ученые записки ЦАГИ, 1992, XXIII, № 3.

104. Аркадов Ю. К., Емельянов Б. А., Маевский Ю. Е., Шмуклер Б. Ю. Газовый эжектор. Авторское свидетельство № 553365 // Бюлл. изобр., 1977, № 13.
105. Muhlstein L. Jr., Petroff D., Jillic D. Experimental Evaluation of an Injector System for Powering a High Reynolds Wind Tunnel. — AIAA Paper 632—1974.
106. Аркадов Ю. К., Голято В. К., Шмуклер Б. Ю. и др. Эжекторная установка. Авторское свидетельство № 918572 // Бюлл. изобр., 1982, № 13.
107. Аркадов Ю. К., Маевский Ю. Е., Шмуклер Б. Ю. Устройство для наполнения оболочки спасательного плота. Авторское свидетельство № 1081943 // Бюлл. изобр., 1983, № 2.
108. Аркадов Ю. К., Линчик Г. М. О разрушении гиперзвукового течения в аэродинамической трубе с камерой Эйфеля при вводе в поток модели // Труды ЦАГИ, 1990, № 2439.
109. Queemard C., Mignosi A., Seraudie A. Studies Relative to an Induction Pressurized Transonic Wind Tunnel. — Air Pump Performance; Circuit Losses. NASA TT F. 16, 187, 1975, 75—21291.
110. Аркадов Ю. К. Оптимальный газовый эжектор со скоростью смеси, не превышающей звуковую // Труды ЦАГИ, 1966, № 1012.
111. Аркадов Ю. К. Оптимальный газовый эжектор с заданной скоростью низконапорного газа // Труды ЦАГИ, 1969, № 1155.
112. Аркадов Ю. К. Оптимальные системы газовых эжекторов // Труды ЦАГИ, 1969, № 1185.
113. Аркадов Ю. К., Лыжин О. В. и др. Многоступенчатый газовый эжектор. Авторское свидетельство № 217585. // Бюлл. изобр., 1968, № 16.
114. Борисов С. Ю. Исследование работы эжектора и диффузора трансзвуковой аэродинамической трубы // Труды ЦАГИ, 1990, № 2439.
115. Jung R. Die Berechnung und Anwendung der Strahlgebläse. — VDI-Forschungsheft 479, Beilage zu Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, 1960.
116. Крокко Л. Течение в диффузорах. — В кн.: Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эммонса. — М.: ИЛ, 1963.
117. Гиневский А. С. Энергетические характеристики дозвуковых диффузорных каналов // Изв. АН СССР, 1956, № 3.
118. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. — М.: Машиностроение, 1975.
119. Солодкин Е. Е., Гиневский А. С. К вопросу о влиянии начальной неравномерности потока на характеристики диффузорных каналов // Промышленная аэродинамика. — М.: Оборонгиз, 1959.
120. Овчинников О. Н. Влияние входного профиля скорости на работу диффузоров // Труды Ленинградского политехнического института, 1955, № 76.

121. *Бедрицкий Е. Л.* Исследование дозвуковых диффузоров // Серия Промышленная аэродинамика, № 1(33), сб. Аэродинамика лопаточных машин, каналов и струйных течений. — М.: Машиностроение, 1980.
122. *Евдокимов И. Ф.* Опыты по отсасыванию пограничного слоя в аэродинамических трубах больших скоростей // Труды ЦАГИ, 1940, № 506.
123. *Идельчик И. Е., Гинзбург Я. Л.* О механизме влияния условий входа на сопротивление диффузора // ИФЖ, 1969, XVI, № 3.
124. *Гинзбург Я. Л., Идельчик И. Е.* Экспериментальное определение коэффициентов восстановления давления в конических диффузорах при больших дозвуковых скоростях и различных условиях на входе // Ученые записки ЦАГИ, 1973, IV, № 3.
125. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1976.
126. *Сциллард К. С.* Исследование диффузоров аэродинамических труб больших скоростей // Технические заметки ЦАГИ, 1938, № 160.

Научное издание

АРКАДОВ Юрий Константинович

НОВЫЕ ГАЗОВЫЕ ЭЖЕКТОРЫ И ЭЖЕКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Редакторы *Г. П. Грошев, Т. К. Старожилова*

Компьютерная графика *М. В. Ивановский*

Компьютерная верстка *Н. В. Дзюба*

Лицензия ИД № 01389 от 30.03.2000.

Подписано в печать 04.04.2001. Формат 60×90/16.

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 21. Уч.-изд. л. 23,1. Тираж 1000 экз. Зак. 161.

Издательство Физико-математической литературы (Физматлит)

117071 Москва, Ленинский пр., 15

Тел. (095) 952-49-25, 955-03-30

Отпечатано с готового оригинал-макета в типографии

ГУП «Облиздат», 248640, Калуга, пл. Старый торг, 5, тел. 57-40-70

Central Aerohydrodynamic Institute
named after Prof. N. E. Zhukovsky

ARKADOV Yuri K.

New gas ejectors and ejection processes. — Moscow: Fizmatlit, 2001. — 336 p. — ISBN 5-94052-025-1

The monograph describes comprehensive experience of developing gas ejectors and injectors for various industries such as gas extraction, aircraft, experimental and industrial aerodynamics, gas evacuation etc. The book mainly deals with new concepts and gas device improvement and application. Used as the basis are studies carried out at Zhukovsky Central Aerohydrodynamic Institute (TsAGI).

The book is expected to be of interest to scientists and engineers who study, develop and operate ejector-based technologies.

© Yu. K. Arkadov, 2001