

1. ТЕЧЕНИЕ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ В ЭЛЕМЕНТАХ ДВИГАТЕЛЕЙ

УДК 621.45:533.697.4

*И. Н. Денисов, Г. А. Загоруйко, Ю. В. Мосеев,
В. Ф. Сивиркин, Ю. И. Цыбизов*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЭЖЕКТОРНЫХ СОПЛ

Работа эжекторного сопла отличается сложностью протекающих в нем физических процессов. В связи с этим, а также в связи с его широким применением в практике создания выходных устройств, продолжается интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование такого рода сопл. Особый интерес вызывает переход от отрывного режима к автономному, называемый запуском сопла и характеризующийся наибольшими потерями и неустойчивостью течения.

Попытка объяснения физической картины течения потоков в сопле при запуске его в случае нулевого коэффициента эжекции сделана в работах [1], [2], [3]. Детальное исследование параметров запуска и влияние на них геометрических размеров эжекторного сопла и величины расхода через вторичный контур проводилось коллективами под руководством Соколова В. Д., Соркина Л. И. и Нечаева Ю. Н.

Наличие гистерезиса при запуске эжекторного сопла впервые отмечается в упомянутых работах [1], [2]. Подробное экспериментальное исследование явления гистерезиса и влияния на его величину различных геометрических параметров и коэффициента эжекции проведено Лаврухиным Г. Н. и Ягудиным С. В. Многие вопросы, касающиеся физической природы явления запуска и гистерезиса, до настоящего времени не выяснены и остаются объектом изучения.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования теневой структуры потока в сверхзвуковой части плоской модели эжекторного сопла и у среза осесимметричных моделей при работе на отрывных и автомодельных режимах, расположенных вблизи запуска. Исследуется эпюра параметров потока в выходном сечении сопла. Рассматриваются результаты исследований моделей на различных рабочих телах (воздух, аргон, гелий) и выясняется влияние природы рабочего тела на величину относительного давления запуска сопла и на гистерезис.

По результатам испытаний плоской и осесимметричных моделей выясняются различия в процессах и рассматривается вопрос о возможности количественного и качественного переноса явлений, характеризующих запуск эжекторного сопла и гистерезис.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Были исследованы две осесимметричные модели (№ 1 и № 2) с цилиндрической сверхзвуковой обечайкой и профилированным звуковым соплом и их плоский аналог (№ 3) со стеклянными боковыми стенками. Схема проточной части эжекторного сопла представлена на рис. 1, а в таблице приведены геометрические размеры.

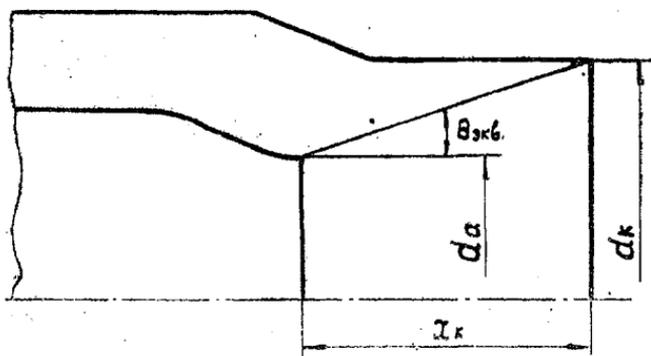


Рис. 1. Схема проточной части моделей эжекторных сопел

Таблица

Номер модели	Геометрические параметры					
	d_a , мм	\bar{d}_k	\bar{x}_k	\bar{b}	$\Theta_{\text{экв.}}$ град.	\bar{F}_k
1	6,0	1,37	0,92	—	11°20'	1,87
2	10,1	1,38	0,90	—	11°56'	1,91
3	16,7	1,40	0,92	0,36	12°22'	1,40

В таблице: d_a — диаметр среза звукового сопла;
 d_k — диаметр среза сверхзвукового сопла;

$\bar{d}_k = \frac{d_k}{d_a}$ — относительный диаметр сверхзвуковой обечайки;

$\Theta_{\text{экв.}}$ — эквивалентный угол раскрытия сверхзвуковой части сопла;

\bar{F}_k — относительная площадь среза сверхзвуковой обечайки;

$\bar{b} = \frac{b}{d_a}$ — относительное расстояние между боковыми стенками плоской модели.

Число Re , подсчитанное по параметрам в выходном сечении звукового сопла, изменялось в пределах $7 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$.

Плоская прозрачная модель № 3 проектировалась из условия геометрического подобия линейных размеров элементов ее проточной части соответствующим размерам элементов меридионального сечения осесимметричных моделей.

Теневые фотографии потока были получены с помощью теплеровской трубы ИАБ-451. В качестве источника света использовалась импульсная лампа ИФК-120, что обеспечивало длительность экспозиции $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ с.

Измерение профилей полного и статического давлений на срезе обечайки осуществлялось с помощью зондов, изготовленных с учетом рекомендаций работы [4]. Пересчет измеренных профилей давлений на профили числа Маха осуществлялся по формуле Рэля [5].

В качестве рабочих тел были использованы воздух, аргон и гелий. Все исследования проведены на холодных рабочих телах. В экспериментах коэффициент эжекции был равен нулю.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Запуск сопла. В процессе исследования фиксировалось изменение давления во вторичном контуре P_{II} при изменении давления торможения в сопле первичного контура P_{I}^* . На рис. 2 приведены зависимости относительного давления во вторичном контуре (P_{II}/P_{II0}) от располагаемого перепада давлений $\pi_c = P_{I}^*/P_{II}$ (P_{II} — атмосферное давление).

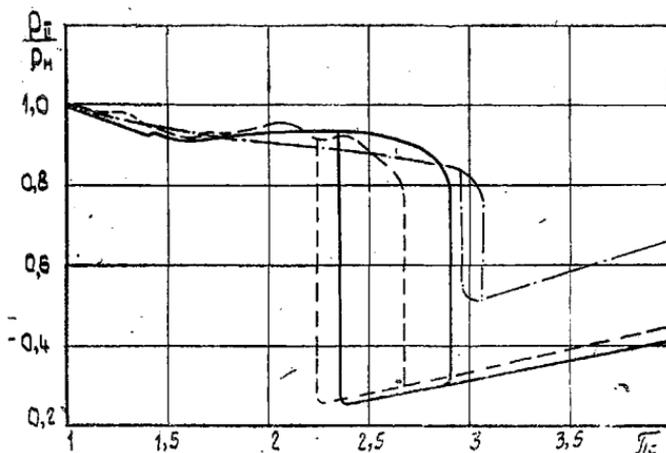


Рис. 2. Зависимость давления во вторичном контуре от располагаемого перепада давлений π_c : — — — модель № 1; ————— модель № 2; — · — · — модель № 3

Из приведенных зависимостей следует, что для моделей № 1—3 запуск наступает при близких значениях π_c . Смещение запуска для сопла № 2 в сторону больших π_c связано с увеличенным значением угла $\Theta_{э\text{кв}}$ (см. таблицу). Поскольку закономерности формирования турбулентного слоя смешения плоских и осесимметричных струй в районе первой «бочки» приблизительно одинаковы [6], то и для плоской модели № 3 нет заметных отличий в величине π_c запуска.

Однако, если глубина и ширина петли гистерезиса у моделей № 1 и № 2 одинаковы, то у модели № 3 гистерезис менее выражен. Этот факт можно объяснить особенностями проникновения атмосферного воздуха во вторичный контур при нулевых или близких к нулю коэффициентах эжекции.

Так как у плоской модели № 3 относительный размер \bar{F}_k меньше, чем у моделей № 1 и № 2, то и относительная роль притока атмосферного воздуха, определяющего размеры гистерезиса кривой $P_{II}/P_H = f(\pi_c)$ [3], в общем балансе расходов газа во вторичном контуре здесь меньше.

Таким образом, если плоская модель достаточно хорошо моделирует условия запуска соответствующих осесимметричных моделей, то по таким характеристикам рабочего процесса как ширина и глубина гистерезиса моделирование носит лишь качественный характер.

Влияние рабочего тела на зависимости $P_{II}/P_H = f(\pi_c)$ для моделей № 1—3 представлено на рис. 3. Видно, что в случае использования аргона, для которого показатель адиабаты $k=1,67$ и критический перепад $\pi_c^* = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 2,06$, запуск происходит при существенно больших значениях π_c , чем в случае использования воздуха ($k=1,4$, $\pi_c^* = 1,89$). Этот факт может быть объяснен, во-первых, меньшими поперечными размерами первой «бочки» аргоновой струи при одинаковых π_c и, во-вторых, меньшей интенсивностью нарастания турбулентного слоя смешения из-за большей плотности аргона.

С данным представлением хорошо согласуются результаты продувок моделей гелием. Для гелия $k=1,67$ и $\pi_c^*=2,06$, но плотность меньшая, чем у аргона. Поэтому интенсивность нарастания пограничного слоя большая, и, следовательно, запуск наступает несколько раньше, чем у аргона, что подтверждается данными рис. 3.

Переход от аргона к гелию эквивалентен подогреву струи (без учета изменения показателя адиабаты k), что делает возможным моделирование температурного фактора использованием соответствующих рабочих тел.

Таким образом, из сравнительного рассмотрения зависимостей рис. 3, следует ожидать, что с подогревом струи запуск смещается в сторону меньших π_c .

Визуализация потока. В эксперименте фиксировались тепловые фотографии рабочего процесса на отрывном режиме, запуске и автотельном режиме. На рис. 4а, б, в показано течение на отрывном режиме, предшествующем запуску. Структура потока здесь напоминает структуру, характерную для недорасширенных струй. Видно, что прилипания струи к стенкам обечайки не происходит.

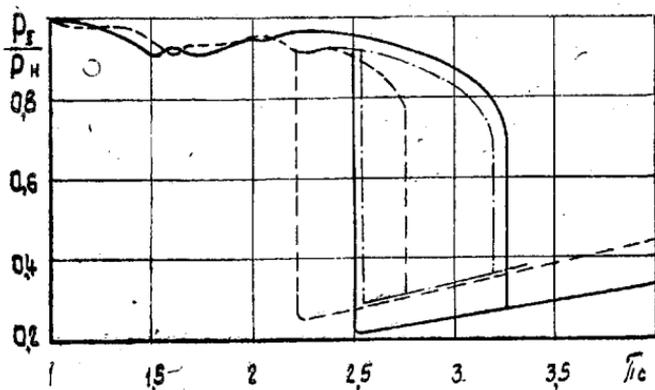


Рис. 3. Влияние рабочего тела на зависимость $P_{11}/P_{21} = 1/\pi_c$: — — — воздух; ————— аргон; — · — гелий

На рис: 5 а, б, в показан автомодельный режим, предшествующий «отлипанию» струи от стенок обечайки. Как видно из рис. 5 а, б, у моделей № 1 и 2 скачковая структура не выходит за срез обечайки. У плоской модели (рис. 5 в) этого не наблюдается, поскольку данный режим здесь соответствует заметно большим значениям π_c .

На рис. 6 а, б, в показан устойчивый автомодельный режим, соответствующий относительно большим значениям π_c . Характерной особенностью течения в этом случае является наличие двух систем скачков. Особенно отчетливо они видны на рис. 6 б и в. На этих фотографиях одна система скачков, вероятно, обусловлена взаимодействием потока с соплом первичного контура, а другая — взаимодействием с обечайкой. По-видимому, для этих систем скачков справедливо простое наложение одной картины течения на другую, т. е. принцип суперпозиции. В случае справедливости такого суждения появляется возможность относительно простого представления сложной скачковой структуры за срезом эжекторных сопел на автомодельных режимах.

Двойная система скачков может оказать влияние и на акустические характеристики струи, в особенности на дискретную составляющую. Так, согласно теории дискретного шума К. Тама [7], усиление получают лишь те возмущения в струе, длина волны которых согласована с длиной «бочек».

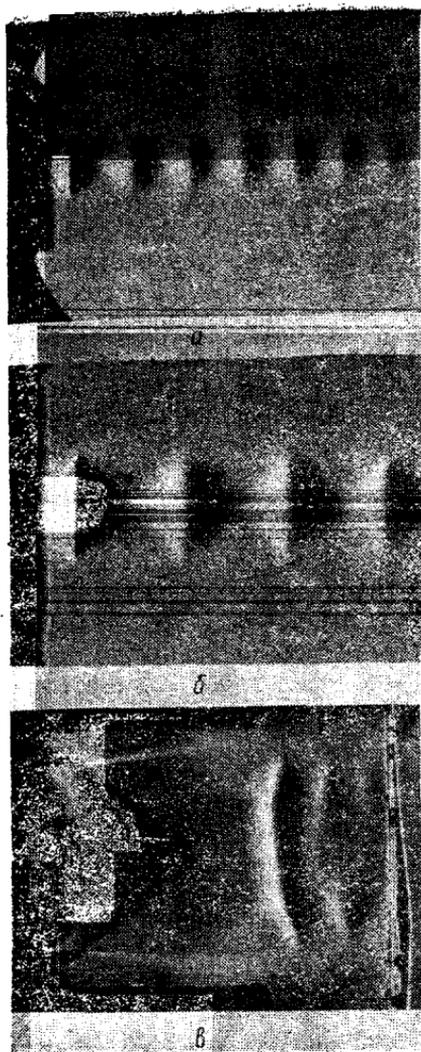


Рис. 4. Теневые фотографии истечения струи на отрывном режиме: а) модель № 1, $\pi_c = 2,24$; б) модель № 2, $\pi_c = 2,19$; в) модель № 3, $\pi_c = 3,14$

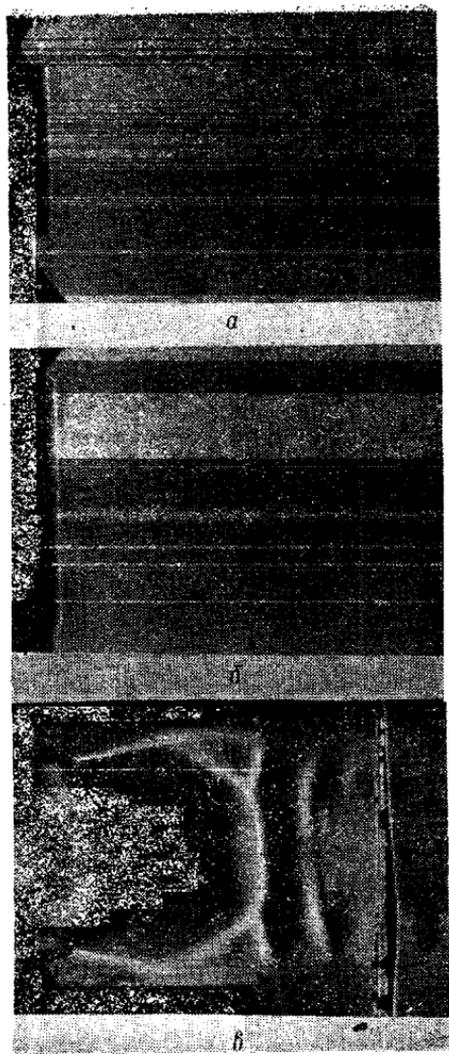


Рис. 5. Теневые фотографии истечения при запуске, вблизи «отлипания» струи от стенок обечайки: а) модель № 1, $\pi_c = 2,76$; б) модель № 2, $\pi_c = 2,34$; в) модель № 3, $\pi_c = 3,06$

При наложении двух систем скачков возможно создание условий, затрудняющих усиление возмущений. Это может приводить к ослаблению дискретной составляющей. По-видимому, следует ожидать влияния двойной системы скачков на частоту дискретной составляющей.

Выше уже отмечалось, что моделирование плоским аналогом осесимметричных эжекторных сопл с сохранением относительных размеров \bar{X}_k , \bar{d}_k и $\bar{\Theta}_{эжкв}$ носит качественный характер. Тем не менее плоские прозрачные модели могут дать достаточно хорошее представление о характере течения внутри эжекторных сопл.

Поле скоростей на срезе. Изменение по радиусу числа Маха на срезе обечайки модели № 2 на автомодельном режиме, предшествующем «отлипанию» струи от стенок обечайки, показано на рис. 7. Распределение скоростей подсчитано по результатам измерения статического и полного давлений. Примечательно, что число M на срезе обечайки лишь немного превышает единицу. Этот результат находится в хорошем согласии с соответствующей теневой картиной, представленной на рис. 5 а, б. Нарушение монотонности в зависимости числа M от радиуса (рис. 7), по-видимому, можно интерпретировать как след за точкой пересечения тройной скачковой конфигурации.

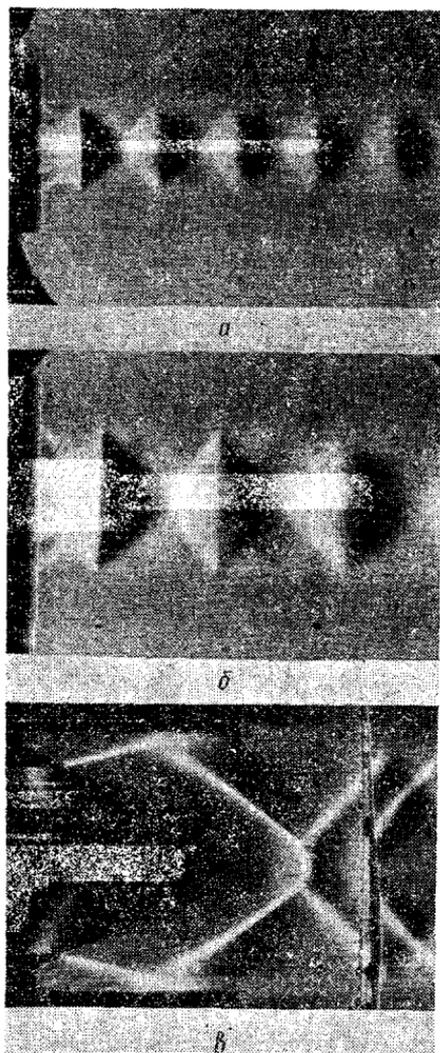


Рис. 6. Автомодельный режим течения: а) модель № 1, $\pi_c = 4,29$; б) модель № 2, $\pi_c = 4,29$; в) модель № 3, $\pi_c = 4,31$

Режим работы с возбуждением струи. Известно, что при определенных условиях в спектре шума струи, истекающей из эжекторного сопла, могут иметь место дискретные составляющие [7]. Это, в частности, может быть связано и с возбуждением струи активного потока. Возбужденная струя более интенсивно смешивается с окружающей средой. Ее эжекти-

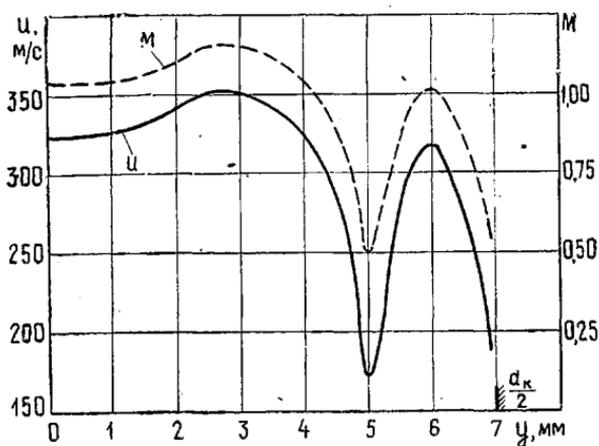


Рис. 7. Радиальная эпюра скорости потока u и числа M в выходном сечении сопла на автомобильном режиме

онная способность возрастает, что должно приводить к смещению баланса расходов газа во вторичном контуре в сторону меньших значений давления P_{11} . При этом в диапазоне значений π_c , отвечающем режиму возбуждения струи, должно иметь место нарушение монотонного хода кривой зависимости $P_{11}/P_n = f(\pi_c)$, выражающееся в появлении на этой кривой местного отклонения. Такие отклонения действительно наблюдаются на рис. 2 и 3 в диапазонах изменения $P_{11}^*/P_n = 1,4 \div 1,6; 2,2 \div 2,3$.

Этот факт должен учитываться при анализе модельных испытаний, поскольку может оказаться, что, например, при сравнении сходственных режимов работы геометрически подобных моделей в одном случае возбуждение имело место, а в другом — нет. В связи с этим при таком сравнении могут быть допущены существенные ошибки. В частности, возбуждение потока на отрывном режиме вблизи запуска может при-

вести к переходу на автомодельный режим при π_c , заметно меньшем, чем π_c при отсутствии возбуждения.

На основе анализа результатов экспериментального исследования моделей эжекторного сопла можно сделать следующие выводы.

1. При соблюдении геометрического подобия линейных размеров проточной части плоской модели соответствующим размерам элементов меридионального сечения осесимметричной модели эжекторного сопла эти модели запускаются при примерно одинаковых величинах π_c . Однако у плоской модели гистерезис оказывается менее выраженным, то есть, имеет меньшую ширину и глубину.

2. Увеличение показателя адиабаты рабочего тела приводит к увеличению степени расширения, соответствующей запуску эжекторного сопла. К такому же результату приводит увеличение молекулярного веса и плотности рабочего тела.

3. На отрывных режимах, предшествующих запуску эжекторного сопла, структура потока такая же, как для недорасширенных струй. Струя не касается обечайки.

На автомодельных режимах, предшествующих «отлипанию» струи от стенок обечайки, скачковая структура исследованных осесимметричных моделей не выходит за срез обечайки, течение трансзвуковое, число M на срезе обечайки лишь немного превышает единицу.

На устойчивых автомодельных режимах имеют место две системы скачков, из которых одна, вероятно, обусловлена взаимодействием потока с соплом первичного контура, другая — с обечайкой.

4. Возбуждение струи активного потока может приводить к нарушению монотонности в протекании кривой зависимости $P_H/P_H = f(\pi_c)$, выражающемуся в появлении местных отклонений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соркин Л. И., Байков В. С. Исследование течения в начальном участке звукового эжектора при короткой камере смешения. В сб. «Лопаточные машины и струйные аппараты». Вып. 3. М., «Машиностроение», 1968.
2. Баланин Б. А. Истечение сверхзвуковой струи в каналы различной формы. ИФЖ, т. XV, № 1, 1968.
3. Сивиркин В. Ф. Теория сверхзвуковой турбулентности изотермической затопленной струи и ее приложение к расчету эжекторных сопел. Серия «Гидрогазодинамика». Межвузовский сборник, вып. № 3, Куйбышев, 1976.

4. Петунин А. Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М., «Машиностроение», 1972.
5. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. ГНТИ, М., Оборонгиз, 1962.
6. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
7. Там К. Шум сверхзвуковых струй на режимах, близких к расчетным. Экспресс-информация, серия «Авиастроение», № 12, 1974.

УДК 621.45:533.697.4.001.24

Н. Г. Салманова, Ю. И. Цыбизов

К РАСЧЕТУ ПЛОСКИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СОПЛ

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

k — показатель адиабаты;
 M, α — число Маха и угол Маха;
 φ — угол расширения потока в течении Прандтля-Майера;
 w — скорость потока;
 θ — угол наклона вектора скорости к оси;
 r, \bar{r} — текущий радиус;

a — скорость звука.
 λ — коэффициент скорости;
 ρ, P, I — плотность, давление и импульс.

ИНДЕКСЫ:

0 — параметры заторможенного потока;
 кр — критический параметр.

Плоские сопла Лавала находят широкое применение в ракетной технике, в пневмонике, в эжекторных установках и т. д. В последнее время плоским соплам уделяется повышенное внимание в связи с тем, что они нашли применение для ускорения газового потока в аэродинамических сверхзвуковых шлюзах мощных лазеров [1]. Профилирование и расчет течения этих сопел производится хорошо разработанным методом характеристик с помощью ЭВМ, а результаты расчета обычно представлены в виде таблиц для ряда значений чисел M и показателей адиабаты течения k .

Однако в настоящее время для практики имеют значения такие методы, которые позволяют быстро рассчитать профиль сопла и течение в нем для любого значения числа M и величины k . В данной работе предпринята попытка разработки подобной методики и представлены некоторые результаты расчета.