

## **О МЕХАНИЗМЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В ГАЗОВОМ ЭЖЕКТОРЕ**

**А. А. СТОЛЯРОВ**

(Москва)

Обнаружено новое явление — вращение прилипшей к стенке камеры смешения истекающей из сопла эжектирующей струи в осесимметричном газовом эжекторе на режимах с нулевыми и отрицательными коэффициентами эжекции и рассмотрен возможный механизм его происхождения. Предполагается, что вращение прилипшей струи, индуцирующее в эжекторе осесимметричное вихревое движение газа, является ответственным за инверсное разделение вначале энергетически однородного потока на нагретую и охлажденную части.

О возможности разделения вначале однородного по температурам торможения газового потока на нагретую и охлажденную части в газовом эжекторе сообщалось в [1]. Обнаружен инверсный характер энергоразделения в газовом эжекторе; в зависимости от режимов работы нагретая и охлажденная зоны могут перемещаться вдоль эжектора и даже меняться местами [2].

В данной работе экспериментально и теоретически исследуется механизм энергоразделения в газовом эжекторе.

Энергоразделение в газовом эжекторе наблюдается при глубоком дросселировании на выходе с помощью диафрагм, когда часть или весь вытекающий из сопла эжектирующий газ выходит через сопло эжектируемого газа в форкамеру эжектора. Подобные режимы работы эжектора представляется возможным отождествить с истечением газовой струи в тупик. В [3] показано, что в подобных случаях начальный участок струи полностью отсутствует, а струя может прилипнуть к стенке плоского тупика. Последнее имеет место при относительной длине тупика, большей 1.5. Относительная длина камер смешения газовых эжекторов обычно составляет 8—10 калибров, и поэтому здесь уместно предположить возможность прилипания истекающей из сопла струи к стенке камеры смешения. В плоском эжекторе по аналогии с плоским тупиком прилипание струи должно быть устойчивым и в принципе напоминает по физической природе известный эффект Коанда [4].

В осесимметричном тупике также должно было бы наблюдаться прилипание струи к стенке, однако в отличие от плоского случая прилипание осесимметричной струи неустойчивое. Вследствие искривления струи в меридиональном сечении (фиг. 1) на образующей струи  $B-B$  статическое давление оказывается выше, чем на образующей  $C-C$ , и в поперечном сечении струи должно возникнуть неуравновешенное перетекание газа от образующей  $B-B$  к образующей  $C-C$ , сопровождающееся выравниванием статических давлений по сечению струи, стремящимся выпрямить последнюю и оторвать ее от стенки. Однако после этого струя вновь прилипнет к стенке, но уже в другой точке камеры смешения, где явление отрыва повторяется.

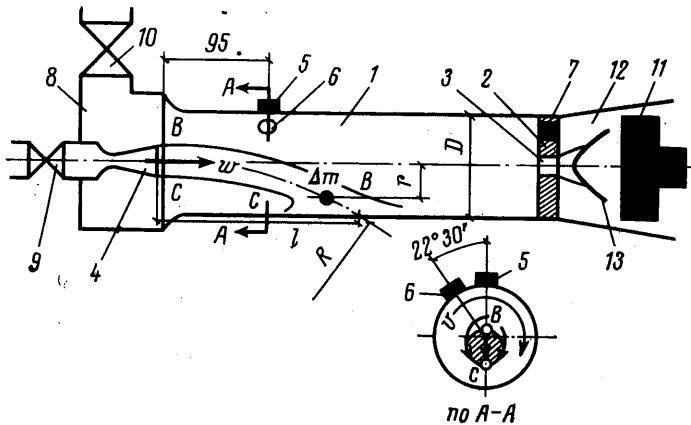
Будем считать, что в длинном осесимметричном тупике, каковым является осесимметричный эжектор с диафрагмой в конце камеры смешения,

ния, вытекающая из сопла струя прилипает к стенке камеры смешения и вращается таким образом, что градиент статических давлений, вызванный меридиональным искривлением струи, компенсируется градиентом статических давлений от вращения струи в поперечном сечении камеры смешения.

Исходя из этой гипотезы в первом приближении можно записать

$$(1) \quad \frac{\Delta m w^2}{R} = \frac{\Delta m v^2}{r}$$

Здесь  $\Delta m$  — элемент массы струи,  $w$  — средняя скорость истечения из сопла,  $R$  — радиус кривизны средней линии струи,  $v$  — вращательная скорость струи,  $r$  — радиус вращения.



Фиг. 1

Принимая во внимание, что  $v=2\pi vr$ , из (1) найдем частоту вращения струи

$$(2) \quad v = w/\pi\sqrt{2DR}$$

В (2) принято  $r=D/2$ ,  $D$  — диаметр камеры смешения.

Считая среднюю линию струи дугой окружности, из геометрических соображений определим расстояние от среза сопла до точки прилипания струи

$$l = \sqrt{D(R - 0.25D)}$$

Приведенное в [4] выражение для радиуса кривизны, полученное из условия радиального равновесия неподвижной плоской струи,  $R/d=2\epsilon/c$ , где  $c=(p_3-p_2)/(p_1-p_3)$  — коэффициент давления на стенке,  $p_1$  — полное давление перед соплом,  $p_2$  — давление в кармане,  $p_3$  — давление в тупике,  $d$  — диаметр выходного сечения сопла,  $\epsilon$  — поправка на деформацию струи, формально возможно распространить и на случай вращающейся искривленной струи при соответствующих экспериментально найденных значениях  $c$  и  $\epsilon$ .

Величина  $c$  на основании [4] для дозвуковых струй колеблется в пределах 0.05–0.25. В специально выполненных автором экспериментах со сверхзвуковыми струями, протекающими через плоский канал с одной стенкой прилипания и выбросом в атмосферу, измеренная величина  $c=0.00955-0.0116$ . Путем отождествления давления  $p_2$  в кармане с давле-

нием в форкамере эжектора, а давления  $p_3$  в тупике с давлением в конце камеры смешения у диафрагмы, на основании экспериментальных данных для исследованного газового эжектора найдем, что  $c=0.03-0.08$ , т. е. того же порядка, что и в эффекте Коанда.

С целью проверки принятой гипотезы о вращении прилипшей струи были выполнены экспериментальные исследования нестационарных явлений в осесимметричном газовом эжекторе (фиг. 1), снабженном цилиндрической камерой смешения 1 диаметром  $D=30.5$  мм с относительной длиной 10 калибров. В конце камеры смешения устанавливались сменные диафрагмы 2. Одна диафрагма не имела отверстия, а вторая имела отверстие 3 диаметром 4.8 мм. Исследования проводились с двумя сверхзвуковыми соплами 4, имеющими одинаковые критические сечения диаметром 5.2 мм и различные выходные диаметры ( $d=8$  и 11.6 мм) при угле уширения  $10^\circ$ .

На расстоянии 95 мм от входа на стенке камеры смешения были установлены два пьезокерамических датчика 5 и 6 типа ЦТС-19 диаметром 6.5 мм и высотой 5 мм под углом  $22^\circ 30'$  один к другому в поперечном сечении камеры смешения. Один такой же торцевой датчик 7 был установлен на диафрагме. Для защиты датчиков приемные отверстия перекрывались стальными мембранами толщиной 0.1 мм, находящимися в прямом контакте с пьезодатчиками и воздушным потоком.

В опытах для наблюдения нестационарных явлений использовался двухлучевой катодный осциллограф С1-17 со ждущей разверткой и синхронизацией от сети. Съёмки проводились фотокамерой «Зенит-Е» с подкладным кольцом на пленку чувствительностью 250 единиц. В этих опытах один из датчиков на стенке камеры смешения был постоянно соединен с осциллографом, а второй канал осциллографа попеременно соединялся то со вторым датчиком на стенке, то с торцевым датчиком на диафрагме.

Эксперименты выполнялись на воздухе с давлением при входе в сопло  $p_1=10-46$  бар. Режимы работы эжектора устанавливались путем изменения давления воздуха на входе в сопло и в форкамере 8 с помощью регулировочных задвижек 9 и 10. При этом соответственно изменялось давление  $p_3$  в конце камеры смешения, которое на всех режимах было сверхкритическим.

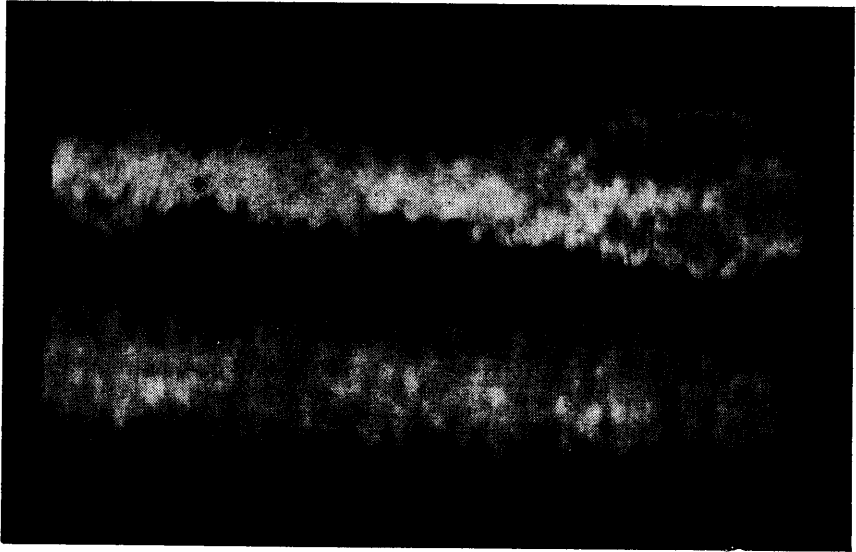
Анализ полученных осциллограмм обнаруживает наличие прилипания и вращения втекающей в камеру смешения струи. На фиг. 2 приведена типичная осциллограмма, полученная при следующих условиях: сопло сверхзвуковое;  $d=8$  мм; диафрагма с отверстием; задвижка 10 полностью открыта; воздух в форкамере охлажден на  $13^\circ$  С, воздух в конце камеры смешения нагрет на  $12^\circ$  С;  $p_1=46$  бар,  $p_2/p_1=0.0256$ ; калибровка развертки 1 мсек/см; верхний луч — датчик на стенке камеры смешения, нижний луч — торцевой датчик на диафрагме.

Как видно, процесс носит явно срывной вихревой характер. В целом картина явления напоминает вращающийся срыв, наблюдаемый в лопаточных турбомашинах [5]. На осциллограмме (верхний луч) четко выделяется группа синхронно перемещающихся сросшихся вихрей, возникновение которых вызвано прилипанием струи к стенке и образованием в следе пересечения с цилиндрической поверхностью камеры смешения комбинации парных вихрей. Кроме этой основной группы вихрей имеются еще мелкие вихри, движущиеся в следе за вращающейся струей.

Дальнейшие результаты получены при различных противодавлениях  $p_2$  в форкамере и давлениях  $p_1$  на входе в сопла. Во всех этих случаях при изменении полного давления на входе в сопло в диапазоне  $p_1=10-46$  бар на различных режимах работы эжектора основная частота вращения прилипшей струи составляет по измерениям  $\nu=143-1670$  гц. Соответственно

скорости вращения струи и скорости истечения из сопла в опытах находились в пределах  $v=14-160$  м/сек и  $w=140-525$  м/сек. Срывные вихревые пульсации вблизи диафрагмы, как правило, более размыты и отличаются от показаний датчика на стенке амплитудой и большей частотой (1250—5000 гц).

Это связано с тем, что вблизи диафрагмы вращается система последовательных мелких вихрей вторичного происхождения, определяющих более высокие частоты, для которых формула (2) непригодна. Вместе с тем на некоторых режимах обнаруживается синхронность срывных процессов, фиксируемых датчиками на стенке камеры смешения и датчиком,



Фиг. 2

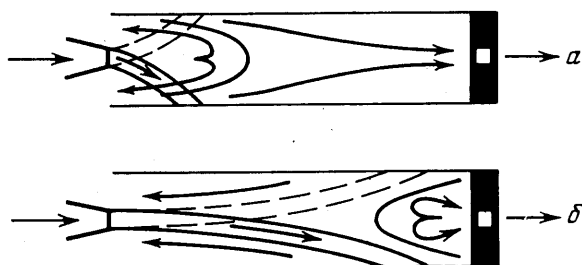
установленным на торце диафрагмы, проявляющаяся как в совпадении частот, так и всей картины явления.

Опираясь на теоретические представления и учитывая экспериментальные данные, можно полагать, что механизм энергоразделения в газовом эжекторе обусловлен возникновением внутри камеры смешения осесимметричного вихря, генерируемого вращающейся прилипшей струей. Глубина энергоразделения определяется амплитудой вращающегося срыва и скоростью его вращения; чем больше последние, тем большая достигается разность температур нагретой и охлажденной зон. Оба определяющих фактора в конечном счете зависят от давления  $p_1$  на входе в сопло, геометрии эжектора в целом и от режимов его работы. Во всех случаях понижение давления  $p_1$  уменьшало амплитуду срывных явлений. Вследствие этого уменьшался и эффект энергоразделения. Отметим, что изменение противодавления в форкамере путем закрытия и открытия задвижки 10 приводит к некоторой несимметрии амплитуды сигналов, а именно: при повышении противодавления сигналы оказываются слабее, чем при уменьшении последнего (гистерезисные явления).

Исходя из осесимметричной вихревой структуры течения внутри камеры смешения можно объяснить и инверсный характер энергоразделения в газовом эжекторе. Положение места прилипания струи к стенке камеры смешения зависит от давления  $p_2$  в форкамере. При низких давле-

ниях в форкамере струя сильнее изгибается и прилипает ближе к входному сечению, а вихревая зона обратных токов (холодная зона) приближается к форкамере, и в нее истекает в основном охлажденный газ, а в отверстии диафрагмы — газ, нагретый в периферийных сечениях вихря (фиг. 3, а). Повышение давления в форкамере выпрямляет струю и уменьшает ее изгиб, а точка прилипания сдвигается к диафрагме. Вследствие этого вихревая зона обратных токов (холодная зона) смещается вместе с точкой прилипания струи к диафрагме, куда истекает холодный газ, а в форкамеру — газ, нагретый в периферийной зоне вихря (фиг. 3, б).

В пользу гипотезы о вращательном движении газа в камере смешения эжектора свидетельствует еще и следующее. В специальных опытах нами изучалось влияние противодействия за диафрагмой с отверстием на ох-



Фиг. 3

лаждающую способность газового эжектора. Были выполнены опыты с ближним дросселем 11, установленным в диффузоре 12 эжектора сразу же за диафрагмой. Оказалось, что заметное снижение эффекта охлаждения в конце камеры смешения наступает уже при сверхкритических перепадах давлений на диафрагме порядка  $p_3/p_4 = 2-5 > [(\kappa+1)/2]^{\kappa/(\kappa-1)}$  ( $p_4$  — давление за диафрагмой,  $\kappa$  — показатель адиабаты) и на нижней границе, определяемой этим неравенством, достигает величины интегрального дроссель-эффекта при данном перепаде давлений.

Как показано в [6, 7], если поток выходит из цилиндрического отверстия (в нашем случае из отверстия диафрагмы) закрученным, то при сверхкритическом перепаде давлений вследствие дополнительного расширения сверхзвуковой струи образуется бочкообразное течение с зоной обратных токов, искривляющих скачок уплотнения 13 в сторону отверстия.

Следуя [6], можно теоретически определить перепад давлений, когда передняя точка зоны обратных токов сверхзвуковой струи войдет в критическое сечение диафрагмы. Этот момент должен соответствовать началу разрушения вихревого течения внутри камеры смешения. Предполагая, что обратный ток проникает в критическое сечение, когда давление у отверстия диафрагмы на оси струи сравнивается с противодействием, для винтового изоэнтропического течения будем иметь

$$(3) \quad p_3/p_4 = [1 - \alpha^2/J_1^2(m)]^{-\kappa/(\kappa-1)}$$

где  $\alpha = v_\varphi/v_m$  — степень вращения струи,  $v_\varphi$  — скорость вращения идеального газа у стенки отверстия,  $v_m = a\sqrt{2/(\kappa-1)}$  — максимальная скорость

истечения,  $a$  — скорость звука,  $J_1(m)$  — функция Бесселя,  $m=f(\alpha)$  — некоторая функция [7].

Оценки по формуле (3) для  $p_3/p_4=2-5$  дают значения степени вращения струи  $\alpha=0.1-0.35$ , что соответствует скорости закрутки струи  $v_\theta=74-259$  м/сек.

В заключение уместно сопоставить качественно и количественно эффект инверсного энергоразделения в газовом эжекторе с другими известными гидродинамическими эффектами нагрева и охлаждения газа, общим для которых является взаимодействие газового потока с глухими или сильно задресселированными на выходе каналами. Сюда следует отнести прежде всего термоакустический генератор [8], в котором нелинейные звуковые колебания, возбуждаемые периодической структурой недорасширенной струи, вытекающей из сопла с диаметром, близким к диаметру глухой резонансной трубы, приводят к значительному разогреву газа внутри последней. В отличие от термоакустического генератора в эжекторе поперечное сечение сопла много меньше поперечного сечения камеры смещения и газовый поток оказывается внутренним относительно тупикового канала, что меняет структуру течения внутри тупика и саму природу нестационарных процессов.

Исследования, выполненные с тупиковыми трубами, имеющими скошенные входные отверстия и помещенными в практически неограниченный невозмущенный стационарный поток газа, также обнаружили нагрев газа в трубах до  $100-150^\circ\text{C}$  и даже выше [9]. Эффект проявлялся в диапазоне чисел Маха  $0.3-2$  и полностью исчезал, когда входное сечение трубы располагалось перпендикулярно потоку. Кроме того, установлена существенная зависимость нагрева от утечки газа из тупика. Так, утечка через отверстие площадью в 1% от поперечного сечения трубы снижала нагрев газа более чем в 3 раза. В опытах замечены сильные акустические колебания с частотами, близкими к собственным частотам основного тона трубы. Поэтому в [9] сделан вывод, что разогрев газа в тупиковых трубах связан с ударноволновыми автоколебательными процессами, возбуждаемыми энергией внешнего потока в столбе заполняющего газа и приводящими к росту энтропии и накоплению тепла в газовой полости.

В [10] испытывались аналогичные тупиковые трубки, расположенные под углом на периферии трубы, по которой протекал природный газ с давлением до 87 бар. Был достигнут максимальный подогрев в тупиках до  $100^\circ\text{C}$ . В отличие от эффектов, наблюдаемых в [9, 10], в эжекторе эффект энергоразделения имеет место и при наличии значительного по площади отверстия в конце тупика [2], когда входное отверстие тупика расположено перпендикулярно возбуждающей струе.

Отметим, что в рассмотренных случаях не было обнаружено охлаждения газа.

Сведения об одновременном нагреве и охлаждении в пульсирующем газовом столбе имеются в [11]. Дальнейшее развитие этого принципа привело к созданию пульсирующего охладителя газа, состоящего из нескольких веерообразно расположенных тупиковых труб, в которых последовательно возбуждаются сильные акустические колебания газовой струей, истекающей из сопла. Подобное устройство исследовалось на воздухе в [12]. В диапазоне перепадов давлений  $2-5$  и абсолютных давлений на входе в сопло  $18-35$  бар воздух охлаждался на  $9-21^\circ\text{C}$ . В этих охладителях газа не наблюдалось инверсных явлений, свойственных эффекту энергоразделения в газовом эжекторе.

Как видно, нагрев воздуха в эжекторе, равный  $60-100^\circ\text{C}$ , несколько меньше, чем в тупиковых трубах с нелинейными акустическими колеба-

ниями, а величина охлаждения  $[\tau]$  того же порядка, что и в пульсирующем охладителе газа, исследованном в [12].

Приведенные данные показывают, что эффект инверсного энергоразделения в газовом эжекторе имеет своеобразный механизм, по-видимому, ближе всего соответствующий механизму прилипания к стенке камеры смещения и вращения около оси симметрии эжектора истекающей из сопла струи эжектирующего газа.

Поступила 20 VII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Емин О. Н., Зарицкий С. П., Моравский А. В. Экспериментальное исследование работы эжекторов на режимах с отрицательным значением коэффициента эжекции. Теплоэнергетика, 1972, № 10.
2. Столяров А. А. Об инверсных явлениях при энергоразделении в газовом эжекторе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
3. Дыбан Е. П., Мазур А. И., Эпик Э. Я. Истечение плоской воздушной струи в тупик. Инж.-физ. ж., 1971, т. 20, № 6.
4. Шальнев К. К., Черняевский Б. А., Демидов Ю. С. О механизме прилипания струи к стенке струйного усилителя — эффект Коанда. Докл. АН СССР, 1967, т. 175, № 1.
5. Еришов В. Н. Неустойчивые режимы турбомашин. Вращающийся срыв. М., «Машиностроение», 1966.
6. Гостинцев Ю. А., Илюхин В. С., Похил П. Ф. О зоне обратных течений в сильновращающихся сверхзвуковых газовых потоках и струях. Инж.-физ. ж., 1971, т. 20, № 6.
7. Гостинцев Ю. А. Расходные характеристики сопла при истечении винтового потока газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
8. Sprenger H. Über thermische Effekte in Resonanzröhren. Mitteilung Inst. Aerodynamik, Zürich, 1954, Nr 21.
9. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
10. Бобров Д. М., Пешкин М. А., Сиротин А. М. Повышение температуры природного газа высокого давления в тупиковых патрубках. Газовая пром-сть, 1975, № 7.
11. Джиффорд, Лонгсуорт. Холодильная машина с пульсирующей трубкой. Тр. Америк. об-ва инж.-механ., Сер. В, Конструирование и технол. машиностроения, 1964, т. 86, № 3.
12. Сурков Ю. В., Тетера И. П., Лаузин Ю. А., Бобров Д. М., Челикиди Л. М. Охлаждение газа в аппаратах пульсационного типа. Газовая пром-сть, 1976, № 12.