

УДК 534.220.2

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА  
ПРИ ИСТЕЧЕНИИ УДАРНО-НАГРЕТОГО ГАЗА

*В. А. Белавин, В. В. Голуб, И. Н. Набоко,  
А. И. Опара*

(*Москва*)

В статье рассмотрена структура ближнего газодинамического участка струи, истекающей в разреженное пространство. Экспериментальная часть статьи посвящена нестационарному истечению высокотемпературного газа. Исследовалось истечение из щели и круглого отверстия воздуха, азота,  $\text{CO}_2$ , аргона при пересчетностях  $20 \div 200$ . Получены аппроксимационные соотношения, описывающие в безразмерных координатах движение фронта истекающего вещества и сопутствующего ему возмущения вдоль оси потока. Установлено, что время формирования стационарной геометрической структуры газодинамического участка струи превышает значения, которые можно получить на основе данных, имеющихся в литературе.

Стартовые процессы в соплах и начальные стадии истечения в свободное пространство исследованы мало. Решение задачи проводится, как правило, в одномерном приближении и согласуется с экспериментальными данными лишь вдоль оси сопла и струи на начальной стадии процесса. Экспериментальные данные по стартовым процессам можно разделить на две группы — данные по течению в соплах и вблизи среза сопла и данные по выходу из среза насадки первичной ударной волны, наблюдаемой на расстояниях в несколько калибров среза насадки. Экспериментальные и расчетно-теоретические данные, посвященные формированию струи и ее газодинамического участка, в литературе отсутствуют.

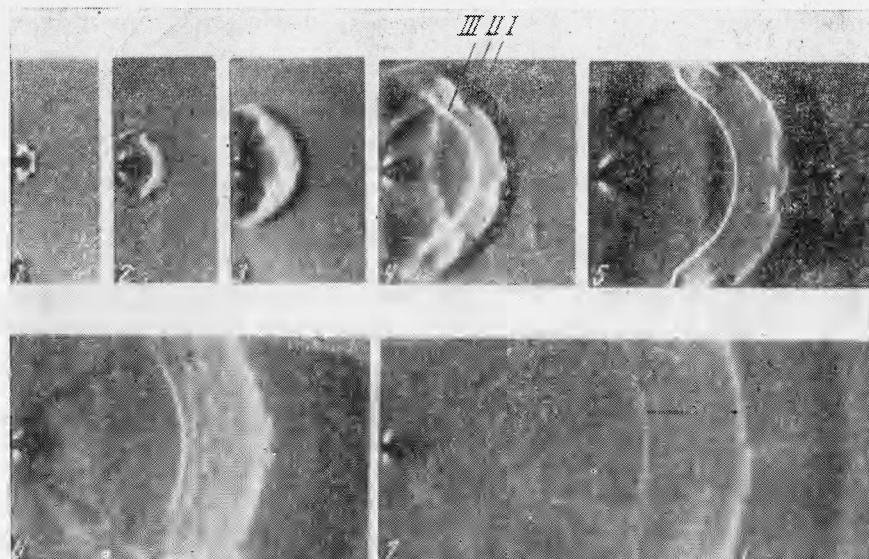
В экспериментальных работах исследовалось формирование течения в сопле [1-3]. Небольшое количество работ посвящено исследованию начальной стадии истечения в свободное пространство [4-7].

Формирование стационарного течения в струе и в сопле слагается из двух этапов: этапа, в течение которого через данную точку пространства проходят все возмущения, сопутствующие фронту истекающего газа, и этапа, когда в истекающем газе формируется установившееся течение.

Процесс установления стационарных параметров в истекающем газе в области вверх по течению от вторичной ударной волны происходит независимо от наличия противодавления. Время установления стационарного течения в истекающем газе можно оценить, используя результаты работы [6]. В [6] рассматривается задача о формировании стационарного потока в предположении, что истечение происходит в пустоту, истекающий газ совершенный: невязкий, нетеплопроводный и в газе в процессе истечения не происходит физико-химических превращений. Предполагается, что течение зависит от одной пространственной координаты, т. е. рассматриваются осесимметричное и центрально-симметричное течения. Время установления стационарного истечения в пустоту для осесимметричного и центрально-симметричного течений на расстоянии нескольких десятков калибров от критического сечения различается на два порядка и более. На этом расстоянии существенно проявляется различие во вре-

менах установления в зависимости от  $\gamma = C_p / C_v$ . Время установления стационарного течения для газа с  $\gamma = 1.4$  в  $4 \div 5$  раз меньше соответствующего времени для  $\gamma = 1.2$ .

Данная работа выполнена с использованием ударной трубы сечением  $40 \times 40 \text{ мм}^2$ , длиной камеры низкого давления  $3.5 \text{ м}$  и теневого прибора ИАБ-451. В торце ударной трубы устанавливалось сопло с плоской или цилиндрической симметрией, через которое происходило истечение ударно-нагретого газа. Площадь критического сечения сопла составляла  $\leqslant 5\%$  площади торца трубы, что позволило с достаточной точностью рассчитать параметры газа в «пробке». Труба и барокамера наполнялись исследуемым газом до давления  $20 \text{ мм рт. ст.}$  Числа Маха падающей волны  $M = 2.5 \div 4$ .



Фиг. 1

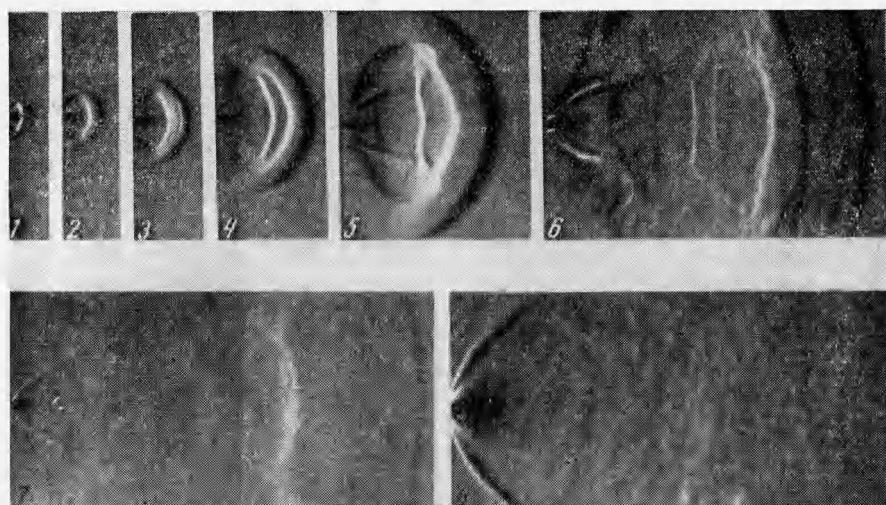
На фотографиях (фиг. 1—3) представлены последовательные стадии изменения структуры нестационарного потока  $N_2$ ,  $Ar$  и  $CO_2$  при истечении из щели. На кадрах 2, 3, 4, а для  $CO_2$  также на 5 и 6 видна характерная картина возмущений, сопутствующих фронту истекающего газа.

Поверхность фронта истекающего газа (2 на фиг. 1) представляет собой контактный разрыв, разделяющий газ барокамеры и газ, который поступает через щель из объема, нагретого отраженной ударной волной в трубе. Поверхность имеет характерную структуру, похожую для  $Ar$  и  $N_2$  и несколько отличную для  $CO_2$ . В  $CO_2$  эта поверхность на начальных стадиях более сложная, более возмущенная. Как показывают фотографии последующих стадий, она оказывается более устойчивой и четкой в поздние моменты времени, ее размытие происходит существенно позднее, чем для  $Ar$ ,  $N_2$  и воздуха.

Перед контактной поверхностью по мере развития процесса истечения, формируется слой уплотненного газа, находящегося в барокамере и вытесняемого истекающим из ударной трубы нагретым газом. Фронт формирующегося при этом возмущения (фиг. 1) по мере развития процесса все дальше отходит от контактной поверхности, скорость его движения

по мере удаления от щели падает. На начальной стадии развития процесса не видно пространственного разделения контактной поверхности и передней границы уплотненного слоя. За время порядка 5—10 мксек от начала истечения гладкая (на шлирен-фотографии) граница отчетливо формируется и в течение первых 10—15 мксек движение фронта происходит с максимальной скоростью.

На фотографиях, относящихся к 10—15 мксек от начала истечения, для рассматриваемых газов отчетливо видна вторая волна сжатия (3 на фиг. 1), возникающая в истекающем газе.



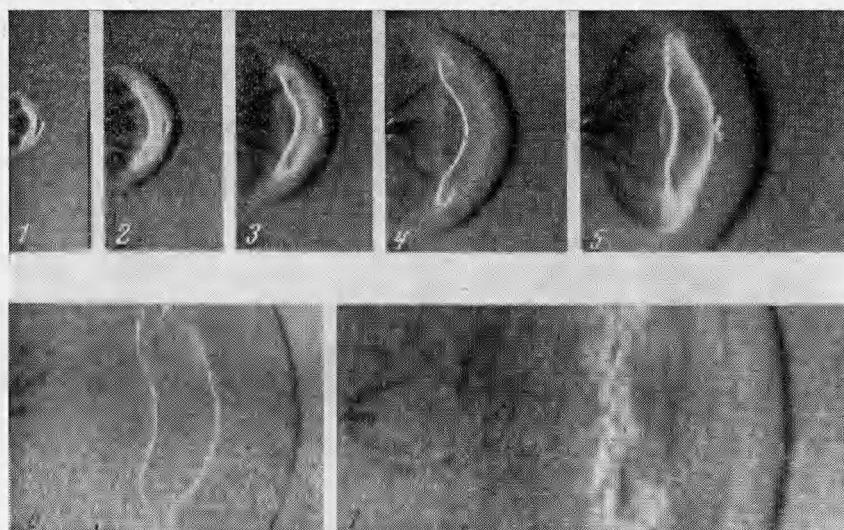
Фиг. 2

Отметим особенности структуры нестационарной картины истечения CO<sub>2</sub> (фиг. 1). В струе CO<sub>2</sub> отчетливо различимая вторичная волна сжатия (3) наблюдается по истечении 200 мксек; для Ar, N<sub>2</sub> и воздуха через 125—150 мксек вторичная ударная волна не видна на фотографиях. При истечении CO<sub>2</sub> в течение всего исследованного отрезка времени не наблюдается волновой структуры, похожей на стационарную картину течения. Нестационарные висячие скачки изменяют положение, угол их наклона к оси струи изменяется от кадра к кадру.

На фотографиях, полученных через 1.5—2 мксек от начала течения, картина выглядит практически одинаково для всех газов и соответствует истечению смеси толкающего и толкаемого газов. По прошествии этого времени изменяется исходная нерасчетность рассматриваемых режимов, так как поступивший в барокамеру газ увеличивает давление в ней, фронт волны, идущий перед фронтом истекающего газа, достигает стенок барокамеры, и исходное состояние в барокамере оказывается нарушенным.

Истечение из круглого отверстия на начальной стадии нестационарного режима происходит аналогично истечению из щели. В непосредственной близости от среза отверстия возникают возмущения, сопутствующие фронту истекающего газа (фиг. 4). Последний образует систему вихревых колец, которых в данных условиях в течение первых 45—75 мксек, как правило, три. Размеры второго и третьего кольца заметно увеличиваются во времени, тогда как первого остаются неизменными, и через

100—125 мксек его контуры становятся неразличимыми в турбулентной структуре, которая возникает в результате разрастания и распада второго кольца. В течение 25 мксек возмущение, формирующееся перед фронтом истекающего газа, является фронтом интерференции возмущений от каждого из вихревых колец, т. е. огибающая возмущенной области не гладкая и повторяет структуру системы колец. По истечении 35—45 мксек передний фронт возмущенной области отстоит достаточно далеко от контактной поверхности, становится гладким и имеет форму, близкую к эллиптической с большей осью, которая вытянута вдоль оси потока.



Фиг. 3

Через 75—100 мксек, когда второе и третье вихревые кольца сливаются, образуя развитую турбулентную структуру, в области между контактной поверхностью и фронтом (фиг. 4) возникает система возмущений. Ближайшие к контактной поверхности возмущения повторяют ее форму в данный момент, а так как эта форма со временем усложняется, то и система возмущений, видимая на шлирен-фотографии, также усложняется. Возмущения взаимодействуют между собой, и если не успевают затухнуть, то догоняют передний фронт, так как в пределе скорости всех возмущений равны скорости звука, а по среде за передним фронтом звук распространяется с несколько большей скоростью, чем по невозмущенному газу. Эти соображения справедливы при условии, что видимые возмущения не являются волнами сжатия, имеющими абсолютную скорость вверх по потоку.

Вторичная волна сжатия в истекающем газе, отчетливо видимая для случаев истечения из щели, на фотографиях (фиг. 4) не видна, так как внутренняя структура облака истекающего газа закрыта вихревыми кольцами внешней области течения. На отдельных кадрах фиг. 4 видна внутри объема между третьим и вторым вихревым кольцами характерной формы неоднородность, которая является вторичной ударной волной. Полученные последовательные фотографии процессов истечения с четкой регистрацией времени каждой стадии дают возможность описать количественно движение фронта вещества и предшествующего ему возмущения.

Количественная обработка экспериментальных данных состояла в построении аппроксимационных формул, описывающих изменение положения фронта возмущения во времени. Удобным оказалось привести все результаты в безразмерной системе координат. Расстояние в калибрах ( $X / r_0$ ), на котором в момент времени  $\tau$  находится рассматриваемая неоднородность, представлено как функция безразмерного времени  $t = \tau C^* / r_0$ , где  $C^*$  — критическая скорость звука для истекающего газа. Время  $t$  показывает, как соотносится момент наблюдения со временем, необходимым для того, чтобы с критической скоростью звука был прой-



Фиг. 4

ден характерный размер течения. Критическая скорость звука, входящая в определение  $t$ , несет информацию об исходном состоянии истекающего газа, так как для идеального газа она является однозначной функцией температуры в ресивере.

В случае истечения ударно-нагретого газа параметры газа в ресивере есть параметры газа за отраженной ударной волной. Равновесное и полностью замороженное состояние за отраженными ударными волнами в  $\text{CO}_2$  для режимов, соответствующих числом Маха  $M \leq 4$ , различаются по значению температур на 20—25 %. В  $\text{N}_2$  это различие меньше, в  $\text{Ar}$  при  $M \leq 4$  ионизация не дает заметного изменения температуры за отраженной ударной волной.

При обработке экспериментальных данных предполагалось, что состояние в  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  за отраженной ударной волной соответствует равновесному возбуждению молекул газов. Критическая скорость звука рассчитывалась без учета релаксационных эффектов.

Обоснованием таких расчетов можно считать относительную малость количественного эффекта влияния переменности  $\gamma$  на значение скорости звука в рассмотренных условиях (6—7 %). Принципиально эффект реальности газа при определении  $C^*$  должен иметь место, особенно в условиях истечения газа, создаваемого при отражении ударных волн с числом  $M \approx 4$  в перечисленных газах.

В координатах  $x = X / r_0$ ,  $t = \tau C^* / r_0$  экспериментальные точки ложатся на одну кривую, отдельную для каждого из исследуемых газов (проявляется различие в  $\gamma$ ).

Таблица 1

Газ	Коэффициенты			
	фронт 1		фронт 2	
	A	$\alpha$	A	$\alpha$
CO <sub>2</sub>	3.8	0.71	3.2	0.68
Ar	3.1	0.69	2.5	0.65
N <sub>2</sub>	3.1	0.71	2.6	0.71

Экспериментальные кривые можно описать на рассмотренном участке зависимости  $X / r_0$  от  $\tau C^* / r_0$  пока-  
зательными функциями вида

$$(1) X / r_0 = A (\tau C^* / r_0)^\alpha$$

где  $A$  и  $\alpha$  сведены в табл. 1.

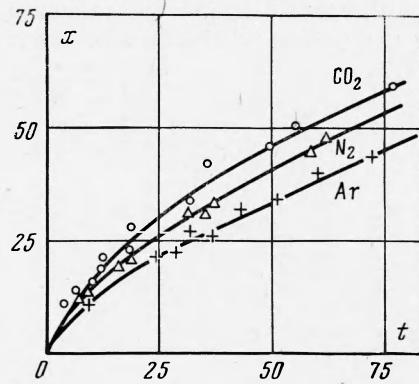
Соответствие кривых, построенных по этим формулам, и экспериментальных точек можно видеть на фиг. 5.

Из аппроксимационных соотношений можно получить формулы для скорости

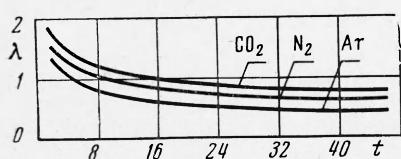
$$dx / dt = A \alpha t^{(\alpha-1)}$$

Графики скоростей для случая ис-  
течения из щели для фронта 2 пред-  
ставлены на фиг. 6. Скорость дана в отношении к  $C^*$  ( $\lambda = (dx / dt) \times (1 / C^*)$ ). Предложенные соотношения имеют смысл только в области, согла-  
сующейся с экспериментальными точками, и не отражают предельной стадии движения, так как условия перехода к пределу не заложены в

соотношениях указанного вида. Фронт волны сжатия, распространяющейся в барокамере, должен в пределе двигаться со скоростью звука вплоть до полного затухания в результате дисси-  
пации. Интенсивность этого возмущения может падать по различным законам в зависимости от свойств газа, скорость не может стать меньше скорости звука



Фиг. 5



Фиг. 6

в невозмущенной среде. Поэтому аппроксимационные кривые для  $dx / dt$  правомерны в области  $\tau \leq 75$  для N<sub>2</sub>;  $\tau \leq 100$  для CO<sub>2</sub> и  $\tau \leq 175$  мксек для Ar.

На фотографиях начальной стадии истечения ( $\tau \leq 15$  мксек) неразличимы фронт возмущения в газе барокамеры и граница истекающего газа (1 и 2). Фронт возмущения повторяет форму границы истекающего газа, становится гладким и четко отделяется от истекающего газа через 25—30 мксек от начала истечения.

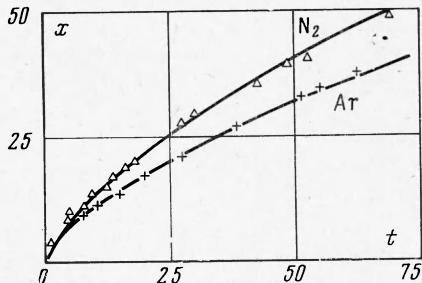
Пользуясь аппроксимационными соотношениями и полученными на их основе зависимостями безразмерной скорости от времени, установлено, что в течение времени, соответствующего значениям  $\tau$ , при которых безразмерная скорость  $dx / dt$  больше 1.5  $C^*$ , фронт волны (и фронт ис-

текущего газа, поскольку они не разрешимы) движется со скоростью, превышающей скорость движения ударной волны в трубе перед отражением от торца.

Таблица 2

Газ	Коэффициенты			
	фронт 1		фронт 2	
	A	$\alpha$	A	$\alpha$
N <sub>2</sub>	3.04	0.66	3.00	0.54
Ar	2.72	0.63	2.62	0.52

Экспериментальные зависимости изменения положения ударной волны, которая распространяется перед фронтом газа, истекающего из круглого отверстия, показаны на фиг. 7.



Фиг. 7

Кривые, приведенные на этих фигурах, описываются аппроксимационными зависимостями вида (1), где  $A$  и  $\alpha$  сведены в табл. 2.

На основе аппроксимационных формул и данных [6] можно получить оценки ожидаемого времени установления стационарного истечения для конкретных условий. Эксперимент для случаев истечения из щели и из отверстия показывает, что оценки дают заниженные времена. Так как

время прохождения фронта вещества и сопровождающих его возмущений устанавливается экспериментально, расхождение следует отнести за счет второго слагаемого, которое получено на основе результатов расчетов работы [6].

Поступила 16 IV 1973

## ЛИТЕРАТУРА

- Smith C. E. The Starting process in a hypersonic nozzle. I. Fluid Mech., 1966, vol. 24, No. 4.
- Amann H. O. Experimental study of the starting process in a reflection nozzle. Phys Fluids, 1969, vol. 12, No. 5, Suppl 1.
- Ионов В. П., Николаев Г. Н. Экспериментальное исследование истечения диссоциированных газов через сверхзвуковые сопла. В сб. «Исследования по физической газодинамике». М., «Наука», 1966.
- Дулов В. Г., Райзберг Б. А. Начальная стадия образования струи. Изв. вузов, Авиац. техн., 1961, № 4.
- Старшинов А. И. Метод расчета параметров первичной ударной волны при истечении нестационарной струи из сопла. Вестн. ЛГУ, 1967, № 1, вып. 11.
- Гусев В. Н. К вопросу о запуске сверхзвуковых сопел. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 1.
- Старшинов А. И. Формирование потока за фронтом ударной волны при истечении из сопла. Вестн. ЛГУ, 1965, № 13, вып. 3.