

**ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СТРУИ ЗА СВЕРХЗВУКОВЫМ
СОПЛОМ ПРИ ВОЗМОЖНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ГАЗА
НА ВХОДЕ В СОПЛО**

В. А. БЕЛАВИН, В. В. ГОЛУБ, И. М. НАБОКО

(Москва, Ленинград)

Рассмотрены особенности формирования структуры импульсной струи за сверхзвуковыми соплами при наличии релаксационных процессов в газе, поступающем на вход сопла.

В общей постановке задача о движении фронта истекающего вещества и возмущений, сопутствующих ему в процессе формирования импульсной струи, определяется большим числом параметров, характеризующих истекающий газ и остаточный газ барокамеры, а также геометрию условий истечения.

Не существует достоверной расчетной модели импульсной струи. Для построения такой модели необходимы эксперименты в широком диапазоне граничных и начальных условий.

Проведено исследование истечения ударно-нагретого аргона, азота и углекислого газа из сопел, установленных в торце ударной трубы. Получены обобщенные зависимости, описывающие движение фронта нестационарной струи и волны перед ним в широком диапазоне исходных нерасчетностей и вариации температур торможения.

Обсуждается вопрос о выборе обобщенных параметров при возможной релаксации возбуждения внутренних степеней свободы молекул истекающего газа на входе в сопло.

Экспериментальное исследование формирования импульсных струй выполнено на установке, сочетавшей в себе ударную трубу с вакуумной камерой.

Конические сопла, за которыми исследовалось течение, были рассчитаны на геометрические числа Маха на срезе при стационарном режиме течения и $\gamma = c_p/c_v = 1.4$: 4.8; 4.5; 3.2. Они имели одинаковый диаметр критического сечения — 4,3 мм, угол полураскрыва сопел I и III составляет 15° , у сопла II этот угол равен 10° .

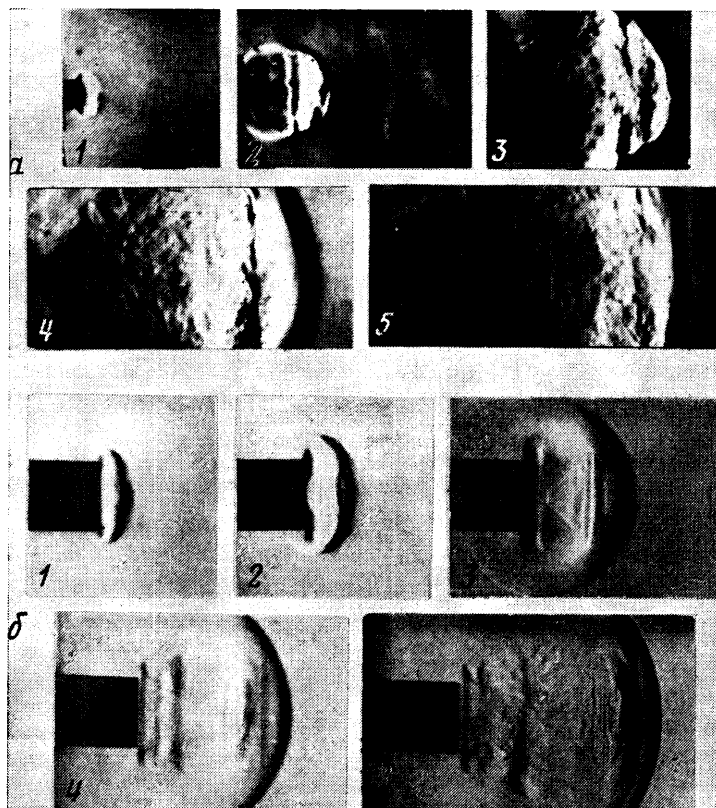
Сопла устанавливались в торце ударной трубы и газ (CO_2 , N_2 или Ar), нагретый отраженными ударными волнами, истекал в камеру с пониженным давлением ($p_\infty = 5-40$ торр).

Число Маха падающей волны в трубе варьировалось в широком диапазоне: 2.6÷8.5. Вариация чисел Маха, определяющих параметры торможения истекающего газа, осуществлялась в этих экспериментах не только перепадом давлений «рабочий» — «толкающий» газ, но и использованием в качестве толкающего различных газов: азота и водорода.

В процессе экспериментов измерялась скорость падающей волны в трубе и регистрировались пиллерн-методом последовательные стадии движения истекающего газа и сопутствующих ему возмущений в барокамере при известных начальных параметрах. Момент регистрации стадии истечения на пиллерн-фотографии относительно начала истечения четко фиксировался.

Примеры фотографий различных стадий истечения приведены на фиг. 1 (а — сопло III, CO_2 , $M_0 \approx 6.5$; б — сопло I, Ar , $M_0 \approx 3.3$).

Картина волновой структуры нестационарной звуковой струи описана в [1-4]. Структура потока, развивающаяся при истечении из сверхзвукового сопла, имеет предысторию — формирование течения в сопле. При выходе из сопла в свободное пространство претерпевают изменение форма фронта истекающего газа и волновая картина потока. Это вносит отличие



Фиг. 1

в количественное описание структуры потока формирующейся сверхзвуковой импульсной струи по сравнению со струей звуковой.

В условиях описываемых здесь экспериментов в истекающем газе формируется одна или несколько вторичных ударных волн. Кроме этих волн на начальной стадии истечения наблюдается волновая картина, похожая на геометрическую структуру стационарной недорасширенной струи. Эта волновая картина изменяется со временем: мостообразный скачок — «диск Маха» по мере перемещения вниз по потоку уменьшается и вырождается в X-образное пересечение, а затем исчезает. В тех режимах, когда вторичная ударная волна в потоке одна, можно отчетливо проследить изменение ее формы в процессе развития течения.

Эта волна почти сферическая на начальной стадии истечения, при больших временах ($\tau \geq 100$ мксек) становится практически плоской. При $\tau \geq 300$ мксек она ослабевает и не визуализируется.

На кромке сопла в истекающем газе образуются вихревые кольца, число их, как правило, меньше, чем в случае истечения из звукового сопла. В процессе развития течения кольца увеличиваются в размерах, распадаются, струя турбулизируется. Через 100–150 мксек от начала истече-

ния в условиях геометрии эксперимента, когда вихри распадаются и образуется развитая турбулентная структура, в области между фронтом истекающего газа и ударной волной, идущей по остаточному газу барокамеры, возникает система возмущений, перемещающихся вниз по потоку. Такова качественная картина изменения структуры импульсной струи на стадии ее формирования.

По фотографиям последовательных стадий истечения определены траектории движения фронта истекающего газа и волны перед ним вдоль оси течения. Примеры зависимости координаты положения волны от времени для Ar приведены на фиг. 2, числа Маха волны M_0 варьировались в диапазоне $2.6 \div 8.5$; истечение происходило через сопло 1. Рассматривая истечение газа с параметрами, возникающими при отражении от торца ударной трубы волны с числом Маха $M_0 \leq 3.5$ для CO_2 и N_2 и $M_0 \leq 4$ для Ar , можно считать истекающий газ совершенным и идеальным, так как в этом диапазоне M_0 температуры для полностью замороженного и равновесного состояний за отраженной волной отличаются не более чем на 10%, а соответствующее различие в значениях отношений удельных теплоемкостей укладывается в 3%.

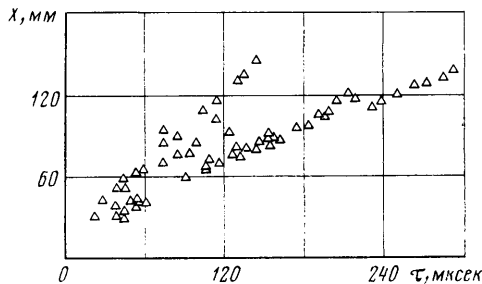
Предположив, что истекающий газ идеальный и совершенный, можно представить траектории движения фронта вещества и волны перед ним для нестационарной струи в координатах $T = \tau c_* / r_*$, $X = x / r_*$, где τ и x — время и расстояние соответственно, r_* — критический радиус сопла, c_* — скорость звука в критическом сечении.

На фиг. 3 приведены экспериментальные данные по движению волны перед фронтом струи при истечении через сопло II углекислого газа — 1, аргона — 2, азота — 3.

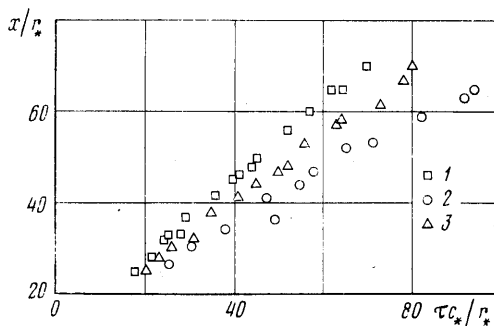
Точки группируются по отдельности для каждого из газов и для каждого сопла.

Обобщают координаты X и T параметры истечения: время, координаты и состояния истекающего газа в критическом сечении. Результаты обобщения экспериментальных данных в координатах X и T подробно обсуждаются в работе [5]. Зависимость вида $X = AT^\alpha$ удовлетворительно описывает движение волны перед фронтом газа струи и движение фронта струи вдоль оси течения. Коэффициенты A и α зависят от рода газа и геометрии сопла.

Перенесение начала отсчета координаты вдоль оси на срез сопла и соответственно смещение начала отсчета времени к моменту выхода фронта на срез дает возможность обобщить данные по всем соплам для каждого из газов.



Фиг. 2

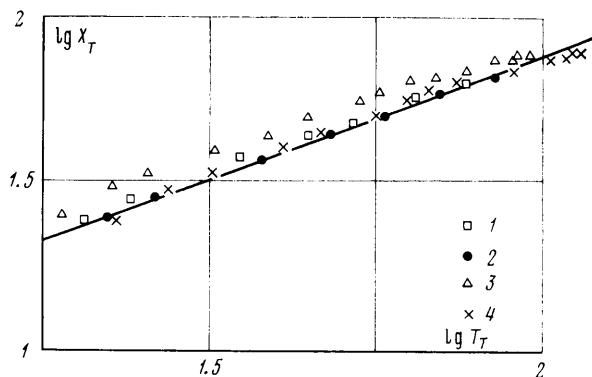


Фиг. 3

В новых переменных X' и T' движение волны перед фронтом струи описывается функцией прежнего вида: $X' = DT'^{\delta}$, где $D = 1.44$; 1.38 и 0.63, а $\delta = 0.86$, 0.83 и 1 для углекислого газа, азота и аргона соответственно.

Для движения фронта газа струи удовлетворительного обобщения, аналогичного проведенному выше, не получается.

Систематизация результатов по движению фронта вещества и обобщение данных по движению волны перед фронтом в координатах, включаю-



Фиг. 4

щих в качестве масштаба скорости критическую скорость звука, следует рассматривать как отражение того факта, что определяющим в процессе формирования структуры нестационарной газовой струи является энергосодержание истекающего газа. В условиях рассмотренной выше совокупности экспериментальных данных при однозначно определенном отношении удельных теплоемкостей критическая скорость звука однозначно связана с энергосодержанием газа в ресивере, перед соплом.

Однако при температурах торможения более 2000°K для CO_2 и N_2 и 4000°K для Ag (при $M > 4$) формирование струи ударно нагретого газа при истечении в «отражательном» режиме отличается тем, что на вход сопла может поступать газ, находящийся в состоянии, не соответствующем равновесному распределению энергии по различным степеням свободы молекул, и теплоемкость уже не будет однозначной функцией поступательной температуры газа.

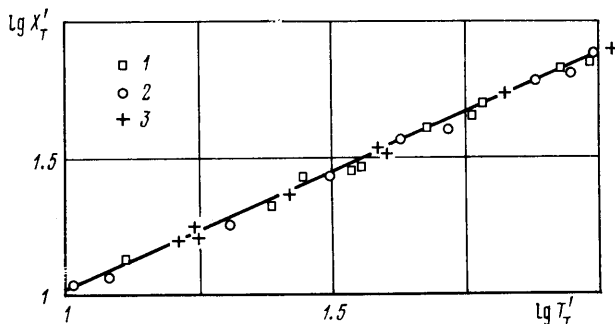
В качестве характеристической в этих условиях следует рассматривать скорость звука, отвечающую параметрам торможения истекающего газа.

Влияние релаксации возбуждения внутренних степеней свободы на состояние потока в сопле и, следовательно, на формирование волновой структуры импульсной струи может быть разным не только количественно, но и качественно. Газ, вытекающий в сопло, пребывает в состоянии, соответствующем состоянию за отраженной волной в течение короткого времени. В этом случае, если на входе установлена диафрагма, то это время разрушения диафрагмы.

Если же диафрагмы нет и истечение начинается в момент отражения, то «время пребывания» практически бесконечно мало и течение в волнах разрежения на входе в сопло начинается непосредственно после сжатия отраженной ударной волной. В этом случае течение газа должно развиваться так, что внутренние степени свободы молекул газа, время возбуждения которых несколько микросекунд и более, возбуждаются нерав-

новесно, и исходное состояние истекающего газа соответствует более высокой поступательной температуре.

Так как оценить степень неравновесности невозможно, представлялось целесообразным, привлекая известные из литературы данные по временам возбуждения внутренних степеней свободы изучаемых газов, рассмотреть два возможных состояния торможения для каждого из газов: для азота — полностью замороженное и полностью равновесное; для углекислого газа — полностью замороженное и с полностью возбужденными колебаниями (заморожена диссоциация) и для аргона — замороженное и равновесное. При этом для состояний с возбужденными внутренними сте-



Фиг. 5

пеньями свободы могут быть привлечены для рассмотрения как «равновесная», так и «замороженная» скорости звука.

Построение аппроксимаций с возможными вариациями параметров торможения и значений скорости звука показали, что в предположении о «равновесном» состоянии истекающего газа у торца и использовали в качестве характеристической «замороженной» скорости звука, соответствующей температуре торможения, возможно удовлетворительное обобщение данных по движению фронта газа импульсной струи и движению волны перед ним вдоль оси потока в форме показательной функции с произвольным показателем аналогично тому, как это было получено для истечения нерелаксирующих газов.

В качестве примера приведены данные для азота, истекающего через сопло II (фиг. 4.)

В логарифмическом масштабе зависимость X от T для волн имеет вид: $\lg X = \lg 2.81 + 0.75 \lg T$, дисперсия при этом равна $\sigma^2 = 1.8 \cdot 10^{-3}$.

Зависимость построена по точкам 1 на фиг. 4. Точки 2 на фиг. 4 соответствуют данным для режимов истечения с низкими температурами (малые M подающей волны). Результаты 1 и 2 располагаются обособленно.

Общая зависимость для всех режимов истечения (точки 3 и 4) получается, если предположить, что внутренние степени свободы молекул газа остаются невозбужденными во всем диапазоне исследований, т. е. состояние истекающего газа перед соплом характеризуется замороженной поступательной температурой. В качестве характеристической при этом используется «замороженная» скорость звука, отвечающая такой поступательной температуре.

Количественно зависимость X от T дается соотношением $\lg X = \lg 2.69 + 0.72 \lg T$ с дисперсией равной $\sigma^2 = 4.6 \cdot 10^{-4}$.

Дисперсия для последней зависимости в 3 раза меньше, чем для приведенной выше. Соотношение, обобщающее данные для всего рассмотренного диапазона параметров, с существенно меньшей дисперсией ко-

личественно подтверждает справедливость предположения, что движение фронта газа и волны в импульсной струе определяется «замороженным» состоянием газа перед соплом. Сопоставление дисперсий для решения вопроса о том, какая из зависимостей является более достоверной, в данном случае корректно, так как при вариации значений обобщающих параметров в соответствии с возможными значениями температур торможения истекающего газа изменяется только координата T , а в X варьируе-

Таблица 1

Сопло	A	α	A	α	A	α
I	2.51	0.71	2.24	0.69	3.09	0.70
II	2.69	0.72	2.88	0.67	3.47	0.70
III	2.45	0.70	1.58	0.78	2.56	0.73

Таблица 2

Сопло	B	β	B	β	B	β
I	2.57	0.67	—	—	3.31	0.67
II	2.59	0.68	1.91	0.74	3.09	0.70
III	2.4	0.67	1.45	0.76	3.16	0.63

мый параметр не входит, и поэтому нет необходимости строить корреляционные зависимости: сопоставление дисперсии дает достаточную информацию.

Для других газов и сопел характер закономерностей и количественные соотношения аналогичны.

Данные для всех газов и сопел сведены в табл. 1 и 2.

В табл. 1 даны коэффициенты соотношения, описывающего движение волны: $X=AT^\alpha$, в табл. 2 — движение фронта газа струи: $X=BT^\beta$.

Три колонки с парами значений A , α и B , β относятся к азоту, аргону и углекислому газу соответственно.

Следовательно, траектории движения фронта истекающего газа и волны перед ним при формировании импульсной струи ударно нагретого газа обобщаются в координатах

$$X=x/r_*, T=\tau c_T/r_*$$

где c_T — «замороженная» скорость звука, отвечает «замороженному» состоянию торможения истекающего газа.

Так же как это было сделано в варианте обработки данных по истечению нерелаксирующего газа [5], результаты для разных сопел были сведены к общей зависимости переходом к системе отсчета, связанной со срезом сопла (по координате и времени).

В принятой в этом окончательном варианте системе обобщенных координат и для фронта волны и для фронта вещества получены удовлетворительные общие зависимости для X_T' от T_T' вдоль оси течения. Зависимость по-прежнему имеет вид: $X'=FT''^i$.

Для фронта газа коэффициенты F и f равны 1.49 и 0.77, 1.15 и 0.79 и 2.3 и 0.7 при истечении азота, аргона и углекислого газа соответственно. Для волны перед фронтом значения коэффициентов следующие: 1.26 и 0.84, 1.29 и 0.79, 1.55 и 0.84 для азота, аргона и углекислого газа соответственно. Следует отметить, что обобщения для движения волны полу-

чаются с меньшим разбросом, нежели для движения фронта нестационарной струи. Это обстоятельство связано с тем, что граница струи на фотографиях является менее четкой, чем волна.

Положение волны на оси фиксируется и регистрируется при обработке теплелограмм с малым разбросом. Движение фронта вещества повторяется от эксперимента к эксперименту в общих чертах, но форма фронта подвержена случайным изменениям, и они вносят разброс, обнаруживаемый при систематизации данных.

Пример, иллюстрирующий характер соответствия обобщенной зависимости и экспериментальных точек, дан на фиг. 5. Приведены результаты движения фронта нестационарной струи CO_2 за соплами: 1 — I, 2 — II, 3 — III (масштаб логарифмический).

Полученные результаты показывают, что параметром, дающим возможность представить в обобщенной форме законы движения фронта вещества и волны перед ним при формировании импульсной струи, является скорость звука в газе струи в состоянии торможения.

При организации истечения ударно-нагретого газа без установки диафрагмы на входе в сопло движение фронта газа и волны определяется значением скорости звука, соответствующей «замороженному» состоянию газа на входе в сопло.

Безразмерный комплекс T' с использованием этой скорости дает обобщение законов движения газа и волны перед ним для сопел с различной геометрией и при изменении параметров торможения истекающих азота, аргона и углекислого газа в широком диапазоне значений.

Поступила 25 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Naboko I. M., Bazhenova T. V., Opара A. I., Belavin V. A. Formation of jet of shockheated gas outflowing into a evacuated space. *Astronautics Acta*, 1972, vol. 17, No. 4—5.
2. Белагин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. И. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа. *ПМТФ*, 1973, № 5.
3. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла. *ПМТФ*, 1976, № 1.
4. Naboko I. M., Golub V. V., Eremin A. V., Kochnev V. A., Kulikovskiy A. A. Wave structure and density distribution in a nonstationary gas jet. *Arch. Mech.*, 1977, vol. 29, No. 1.
5. Белагин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковые сопла. *ПМТФ*, 1979, № 1.