

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУИ ГАЗА
ПРИ ИСТЕЧЕНИИ В РАЗРЕЖЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО**

А. В. Еремин, В. А. Кочнев, И. М. Набоко

(Москва)

Методом поглощения электронного пучка исследовано нестационарное истечение из звукового сопла с нерасчетностью $4 \cdot 10^8$ при окружающем давлении $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Изучены закономерности движения фронта истекающего газа и других характерных областей течения. Сравнение с результатами других работ выявило особенности течения с большими нерасчетностями. Получено уравнение, описывающее движение фронта истекающего газа вдоль оси потока. Результаты представлены в обобщенных параметрах подобия.

В работах [1, 2] впервые был экспериментально установлен факт существования в течение весьма продолжительного времени нестационарной структуры истекающей струи. Результаты этих работ указали на неприемлемость расчетов идеальной теории для времени установления стационарного течения [3] и привели к необходимости более детального анализа нестационарной стадии истечения, имеющей определяющее значение во многих прикладных и исследовательских задачах, к числу которых можно отнести импульсные газодинамические лазеры, ракетные двигатели, испарение вещества с поверхности твердого тела под действием импульсного лазерного луча.

В настоящее время известно несколько теоретических работ в рамках тех или иных моделей, описывающих нестационарное течение от источника. В работе [4] рассмотрена асимптотика поведения сильных разрывов — внешней ударной волны, контактной поверхности, вторичной ударной волны на завершающей стадии процесса для идеального газа. Отмечен различный характер поведения вторичной волны в зависимости от соотношения температур торможения истекающего газа и газа окружающего пространства. Нестационарное истечение вязкого теплопроводного газа рассмотрено в работе [5]. Автором найдено приближенное уравнение движения фронта истекающего газа и проведены численные расчеты параметров потока в рамках уравнения Навье—Стокса.

Целью настоящей работы явилось детальное экспериментальное изучение нестационарного струйного течения с экстремально глубоким расширением. В качестве метода исследования было использовано зондирование электронным пучком, интенсивно развиваемое в настоящее время для изучения стационарных течений разреженного газа.

Методом поглощения электронного пучка было исследовано поле течения при нестационарном истечении Ar из звукового сопла диаметром $d_* = 0,25$ мм при давлении в ресивере $p_0 \cong 7$ атм, давлении в окружающем пространстве $p_\infty = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. и комнатных температурах торможения истекающего газа и газа окружающего пространства. В результате исследования были изучены закономерности движения градиентных областей потока на расстояниях до $600d_*$ по оси потока и до $350d_*$ в направлении, перпендикулярном оси.

1. Описание экспериментов. Эксперименты проводились на вакуумной камере ФИРЭ АН СССР. Вакуумная камера имела диаметр 2,3 м, длину 4,5 м и откачивалась до давлений 10^{-5} — 10^{-6} мм рт. ст. шестью диффузионными насосами со скоростью свыше 10 000 л/с.

Истечение исследуемого газа осуществлялось через звуковое сопло, непосредственно перед которым устанавливалась тонкая диафрагма, разрывающаяся при медленном повышении давления в ресивере до 7—8 атм. На фланце с соплом был установлен пьезодатчик, генерировавший электрический сигнал в момент разрыва диафрагмы и обеспечивавший таким образом синхронизацию регистрирующей аппаратуры.

Электронный пучок создавался электронно-лучевой пушкой* со следующими параметрами: энергия электронов 15 кэВ, ток пучка от 0,1 до 1 мА, диаметр пучка 1 мм, расхождение пучка $\Delta\delta$ на длине $L=50$ см $\Delta\delta/L \leq 5 \cdot 10^{-3}$. Электронно-лучевая пушка помещалась на координатном устройстве внутри барокамеры, позволяющем перемещать пучок вдоль и поперек потока исследуемого газа. Пучок, прошедший сквозь поток, собирался на коллекторе и подавался на вход осциллографа Д53А, запускающегося синхронно с началом истечения.

На фиг. 1 приведена характерная осциллограмма поглощения электронного пучка, полученная в эксперименте в точке $X=x/r_* = 320$ и $Y=y/r_* = 0$. Штриховая линия соответствует нулевому поглощению пучка. Отклонение луча вверх пропорционально уменьшению количества электронов, попадающих на коллектор.

В проведенных экспериментах минимальная отчетливо различимая величина относительного поглощения составила $(\Delta I/I)_{\min} \geq 10^{-3}$. Это соответствовало $\rho L \geq 3 \cdot 10^{-9}$ г/см², где ρ — плотность газа; L — длина пути электронного пучка в газе, что при характерном размере потока $L \approx 10$ см определяло нижний предел регистрируемых плотностей: $\rho_{\min} \geq 3 \cdot 10^{-10}$ г/см³.

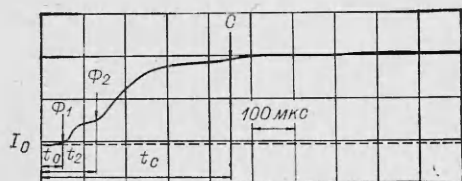
Различные сигналы поглощения были зарегистрированы на расстояниях от 80 до 1200 критических радиусов вдоль оси и от 80 до 700 r_* по обе стороны от осп потока.

На осциллограмме хорошо видны два характерных подъема поглощения, чередующиеся с постоянными уровнями. Интервал времени t_0 соответствует времени распространения первого возмущения от среза сопла до исследуемой точки. Точка Φ_2 отмечает момент прихода второго подъема поглощения, точка C — установление стационарного уровня. Время прохождения всей нестационарной структуры изменялось от 300 до 500 мкс в зависимости от расстояния от среза сопла. Стационарный уровень поглощения, устанавливающийся в точке, не менялся в течение всего времени измерений (до 5 мс).

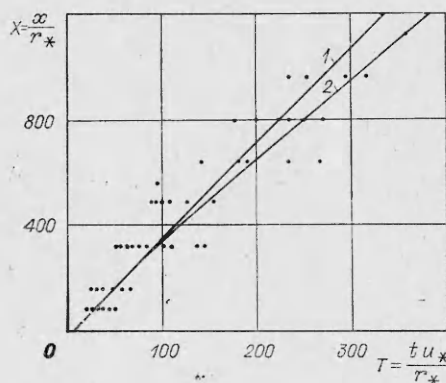
2. Результаты экспериментов. На начальной стадии истечения в пространстве с конечным давлением впереди фронта истекающего газа распространяется ударная волна. Поскольку начальная плотность во внешнем газе в условиях нашего эксперимента составляла $\rho_\infty = 3 \cdot 10^{-11}$ г/см³, эта внешняя ударная волна, приводящая в Аг к повышению плотности не более чем в 4 раза, не могла вызвать увеличение плотности выше предела чувствительности. Поэтому все зарегистрированные сигналы поглощения соответствовали повышению плотности в истекающем газе. Момент Φ_1 на осциллограмме (см. фиг. 1) отождествлялся с приходом фронта истекающего газа в исследуемую точку пространства.

На фиг. 2 представлены экспериментальные результаты зависимости от времени распространения фронта истекающего газа вдоль оси потока.

* Электронно-лучевая пушка спроектирована и изготовлена по нашему техническому заданию в ВЭИ им. В. И. Ленина.



Фиг. 1



Фиг. 2

По осям отложены безразмерные координаты: $T = tu_*/r_*$ и $X = x/r_*$, где r_* и u_* — критические радиус и скорость звука.

Эмпирические аппроксимации уравнений движения фронта истекающего газа определялись методом наименьших квадратов с учетом зависимости дисперсии времени T от координаты X . Дисперсия изменялась с увеличением X пропорционально X^2 . Этот факт обусловлен увеличением разброса экспериментальных точек, связанным с падением чувствительности метода по мере уменьшения плотности с удалением от среза сопла, а также нерегулярности в течении, которые хорошо различимы, например, на шпирен-фотографиях в работах [1,2].

Для формы уравнения движения с произвольным показателем степени, использованной в работе [2], было получено:

$$(2.1) \quad T = 6,6 + 0,18X^{1,06},$$

что соответствует кривой 1 на фиг. 2.

Для взвешенной регрессии в форме квадратичного трехчлена было найдено (кривая 2, фиг. 2):

$$(2.2) \quad T = 6,6 + 0,25X + 6,6 \cdot 10^{-5}X^2.$$

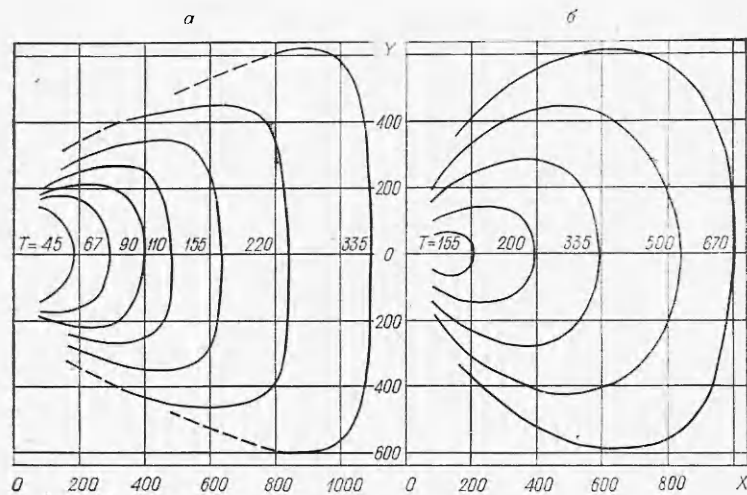
Свободный член в уравнениях (2.1), (2.2) обусловлен, по-видимому, задержкой истечения и в дальнейшем будет опускаться.

Статистический анализ данных позволил заключить, что аппроксимация (2.2) правомерна с 99%-ой надежностью, а квадратичный член будет значим при степени значимости $\alpha = 0,3$ (т. е. с 70%-ой доверительной вероятностью коэффициент при квадратичном члене отличен от нуля). Для кривой регрессии (2.2) был также определен доверительный интервал. Например, в точках $X_1 = 320$ и $X_2 = 560$ получены значения времени прихода фронта газа T с соответствующими 70%-ми доверительными интервалами:

$$T(X_1) = 83 \pm 16; \quad T(X_2) = 155 \pm 56.$$

На основе уравнения движения (2.2) определен характер изменения скорости фронта истекающего газа. На расстояниях X от 80 до 1200 r_* вдоль оси она менялась от 1100 до 800 м/с.

Анализ данных, полученных в периферийных точках, позволил определить общую картину пространственного распространения фронта. На фиг. 3,а представлены кривые положения фронта истекающего газа в координатах X и Y в различные моменты времени T , проведенные по усред-



Фиг. 3

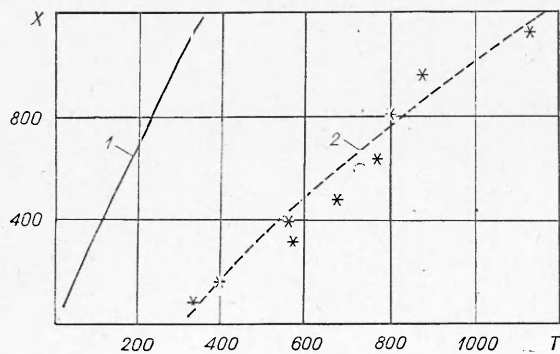
ненным экспериментальным данным. Как видно, сферическая симметрия потока (относительно центра сопла) нарушается довольно рано — на временах порядка 30 характерных значений и расстояниях порядка $200 r_*$. В дальнейшем все сильнее сказывается осевая симметрия потока и выполаживание переднего фронта. Следует, однако, заметить, что кривые фиг. 3 характеризуют распространение газа с плотностью не ниже предела чувствительности, что не исключает попадание газа более низкой плотности в периферийные области.

Распространение второго подъема поглощения и момента выхода на стационарный уровень носило менее регулярный характер. Поэтому аналитической обработки движения этих областей течения не проводилось и был рассмотрен лишь качественный характер их распространения.

На фиг. 3, б представлено пространственное распространение второго подъема поглощения. Видно, что сферическая симметрия нарушается в этом случае с самых начальных стадий истечения. Кривые фиг. 3, кроме того, нельзя рассматривать как кривые равных плотностей, так как они соответствуют равным уровням интегрального поглощения, т. е. характеризуют интегральную плотность на пути пучка.

На фиг. 4 приведена экспериментальная зависимость распространения момента установления стационарного поглощения от времени вдоль оси (кривая 2). Звездочками указаны значения, усредненные по данным 6—8 опытов. Кривая 1 на фиг. 4 — движение фронта истекающего газа.

3. Анализ результатов. Для обобщения полученных результатов и сопоставления их с данными для других режимов и результатами расчетов необходимо было воспользоваться обобщенными параметрами, не только учи-



Фиг. 4

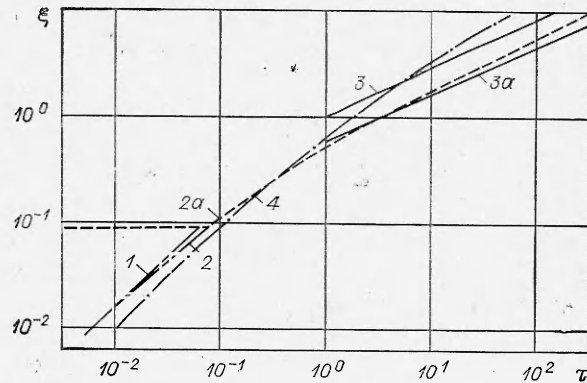
тывающими характерный размер сопла, но и характеризующими расширение газа в потоке. Такие параметры, пригодные для описания начальной стадии течения от источника, предложены в работе [5].

На фиг. 5 представлено движение фронта истекающего газа в параметрах ξ и τ :

$$\xi = x/r_* \sqrt{\rho_\infty/\rho_*};$$

$$\tau = t/t_* \sqrt{\rho_\infty/\rho_*},$$

Фиг. 5



где $t_* = r_*/u_{\max}$; $u_{\max} = 2/(\gamma-1)a_T$; ρ_* — критическая плотность. Кривые 1 и 2 соответствуют уравнениям (2.1) и (2.2):

$$(3.1) \quad \tau = 0,84\xi^{1,06},$$

$$(3.2) \quad \tau = 0,6\xi + 2,7\xi^2.$$

Штриховой горизонтальной линией отмечено максимальное значение ξ в данных экспериментах. Кривая 3 представляет движение фронта истекающего газа в экспериментах работы [2]*:

$$(3.3) \quad \tau = \xi^{1,92}.$$

Различие в диапазонах изменения параметров ξ и τ иллюстрирует различие физических условий расширения в наших экспериментах и работе [2].

Штрихпунктирная линия 4 — расчетное уравнение движения фронта, полученное на основании работы [5]:

$$\tau = \xi + 0,46\xi^2.$$

Асимптотика этого уравнения движения, рассмотренная автором [5], указывает, что квадратичный член становится существен при заметном противодавлении окружающего газа. На ранних стадиях расширения или при истечении в вакуум движение фронта приближенно описывается линейным законом. Это хорошо подтверждается экспериментальными данными. Так, сопоставление уравнений (3.3) и (3.1) указывает на примерно квадратичный закон ($\tau \sim \xi^{1,92}$) при $\xi \leq 1$ и приближение его к линейному виду ($\tau \sim \xi^{1,06}$) при $\xi < 10^{-1}$.

Для уравнения движения в форме квадратичного двучлена (3.2) также видно, что во всем диапазоне наших экспериментальных данных линейный член заметно превосходит квадратичный. Экстраполяция этого уравнения движения фронта на большие значения параметров указывает на хорошее совпадение эффективного показателя степени в уравнениях (3.2) и (3.3) при $\xi > 1$, что свидетельствует об определяющем значении противодавления на этой стадии течения.

* Рассматривалось истечение Ag из звукового сопла диаметром 4 мм, $p_0 = 1$ атм, $\rho_\infty = 13$ мм рт. ст., $T_0 \cong 2000^\circ K$.

Занижение экспериментального значения скорости при $\xi > 1$ по сравнению с расчетами для источника может быть связано с потерями энергии потока на вихревое движение, хорошо заметное на всех шпирен-фотографиях работы [2]. В наших экспериментах вихревое движение могло явиться причиной большого разброса в характере движения и амплитуде второго подъема поглощения.

Если обобщить результаты по движению фронта истекающего газа с учетом температурного фактора T_∞/T_* , то экспериментальные значения работы [2] оказываются в хорошем согласии с зависимостью, полученной экстраполяцией результатов данной работы (кривая 3а и штриховая кривая 2а, фиг. 5).

Еще одной областью резкого изменения плотности, характеризующей структуру нестационарного истечения, является вторичная ударная волна. В работах [1,2] при формировании струи в пространстве со сравнительно высоким противодавлением вторичная ударная волна формируется и наблюдается непосредственно у среза сопла. В данной работе при малых значениях p_∞ вторичная ударная волна не регистрировалась в течение всего времени наблюдения.

Поступила 19 VI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Naboko I. M., Barhenova T. V., Opара A. I., Belavin V. A. Formation of a Jet of Shock-Heated Gas Outflowing into Evacuated Space.— «Astronautics Acta», 1972, v. 17, p. 653—659.
2. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. И. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа. — ПМТФ, 1973, № 5, с. 34—40.
3. Гусев В. П. К вопросу о запуске сверхзвуковых сопел.— «Инж. журн.», 1961, вып. 1.
4. Simons G. A. The large time behavior of a steady spherical source expanding into an arbitrary ambient gas.— «AJAA Paper», 1970, N 70, p. 232.
5. Чекмарев С. Ф. Неустановившееся радиальное расширение газа в затопленное пространство от внезапно включенного стационарного источника.— ПМТФ, 1975, № 2.