

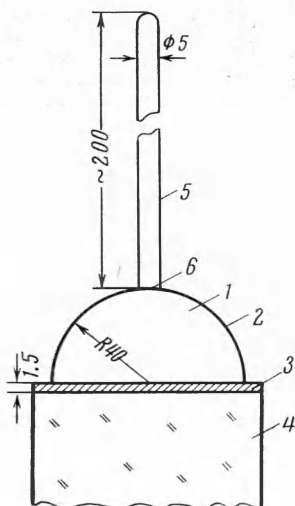
8. Rarefied Gas Dynamics, Proceedings of the third international symposium Acad. Press, N. Y.—L., 1963, p. 495.
9. Т р о х а н А. М. Измерение параметров газовых потоков при помощи пучка быстрых электронов. ПМТФ, 1964, № 3, стр. 81.
10. К а н к е л ь В. Б., Х э р б л а т Ф. К. Люминесцентная визуализация газового потока в аэродинамических трубах низкого давления. Вопросы ракетн. техн., 1958, № 3.
11. В о м е l b u r g Н. J. Glow discharge new method of flow visualisation in supersonic wind tunnels. J. Aero space, 1958, vol. 25, No. 11, p. 727.
12. В о м е l b u r g Н. J., H e r z o g J., W e s k e J. R. Electric spark method for quantitative measurements in flowing gases. Z. Flugwiss., 1959, vol. 7, No. 11.
13. Сб. «Газодинамика разреженных газов» (под ред. М. Девина). Изд. иностр. лит., 1963, стр. 30.
14. К и ш к о С. М., К у ч и н к а М. Ю. Функции возбуждения некоторых полос второй положительной системы  $N_2$ . Оптика и спектроскопия, 1959, т. 6, № 5.
15. З а п е с о ч н ы й И. П., К и ш к о С. М. Некоторые результаты исследования функций возбуждения полос отрицательной системы  $N_2^+$ . Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, т. 23, № 8, стр. 965.
16. V e n n e t t R. G., D a l b y F. W. Experimental Determination of the Oscillator Strength of the First Negative Bands of  $N_2^+$ . J. Chem. Phys., 1959, vol. 31, No. 2, p. 434.

### УСКОРЕНИЕ ГАЗА ПРИ ЕГО СЖАТИИ В УСЛОВИЯХ ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

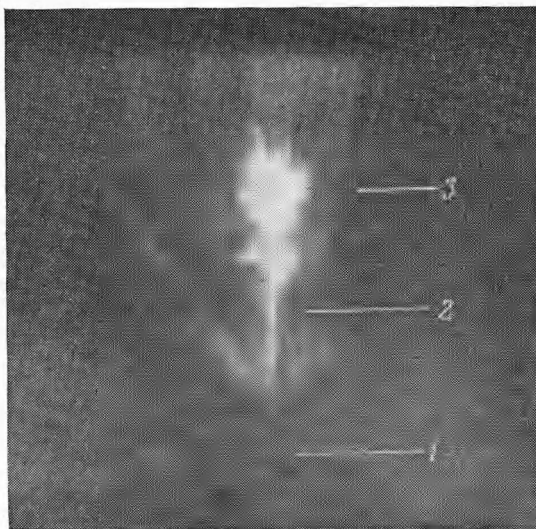
*А. Е. Войтенко (Новосибирск)*

Для получения больших скоростей (10—100 км/сек) методами, использующими механическое движение сжимаемых сред, обычно применяется схема течения, реализующаяся в куммулятивных зарядах [1-4]. Ниже приводятся результаты исследования устройства, позволяющего получать газовые струи в том же диапазоне скоростей, но с большей плотностью, при использовании течения другого типа.

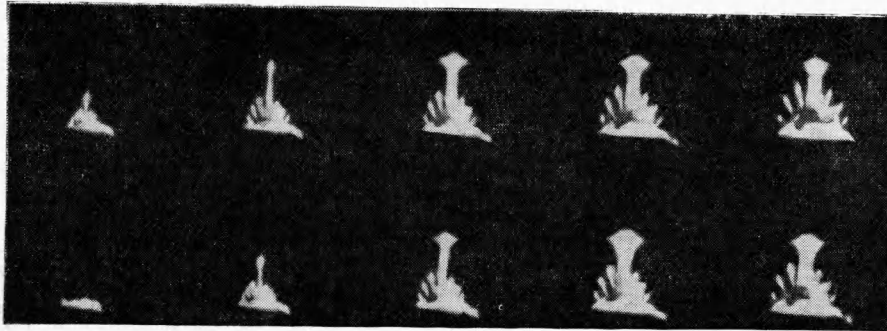
1. Эксперимент. Обсуждаемая схема течения может быть осуществлена в различных вариантах. Некоторые результаты, полученные с устройством рассматриваемого типа, приведены в работах [5,6]. Одна из камер, использовавшихся в данной работе, схематически изображена на фиг. 1 с указанием типичных размеров в мм. Рабочий газ 1 находится в полости, образованной металлическим сферическим сегментом 2 и сжимающей металлической пластиной 3. Пластина 3 расположена на заряде взрыв-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

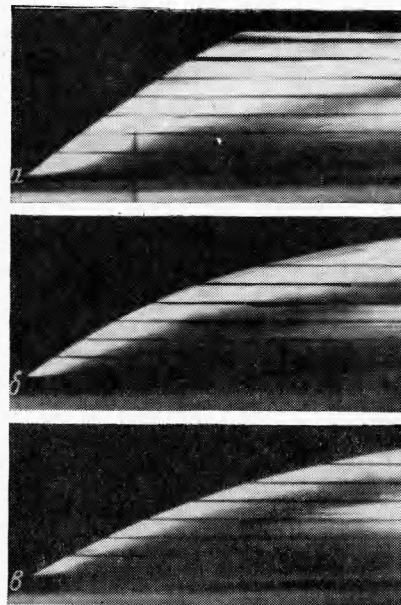
чатого вещества 4 с плоским фронтом детонационной волны. В вершине камеры имеется отверстие, за которым находится выходная трубка 5. Выходная трубка отделяется от газа в камере тонкой диафрагмой 6 и откачивается. При подрыве заряда плазма 3 ускоряется и сжимает газ к вершине камеры.

При сжатии газ нагревается и выходит через отверстие в виде высокотемпературной плазмы большой плотности. Скорость движения фронта светящейся струи в прозрачной выходной трубке определялась при помощи фотохронографа СФР-2М, принцип действия и устройство которого подробно описаны в работе [7]. Начальное давление рабочего газа в камере обычно равнялось 1 *атм*, объем — 100—200 *см*<sup>3</sup>.

На фиг. 2 приведен фотоснимок подрыва устройства, изображенного на фиг. 1, полученный с открытым затвором фотокамеры без развертки во времени (интегральное свечение); 1 — место расположения заряда, 2 — выходная трубка, 3 — плазма, вышедшая из конца трубки в атмосферу. В данном эксперименте в камере и трубке был воздух при нормальных условиях. Свечение плазмы гораздо сильнее свечения продуктов взрыва и свечения вызванной ими ударной волны в воздухе, что качественно свидетельствует о более высокой температуре плазмы. На фиг. 3 приведена покадровая фото съемка движения газовых струй в устройстве, подобном изображенному на фиг. 1, но имевшему девять выходных радиальных трубок, расположенных на различных расстояниях от вершины камеры. Во всех трубках и камере — воздух при нормальных условиях. Время между кадрами 2 *мксек*. Скорость струи в центральной трубке в несколько раз превышает скорость даже в ближайших боковых трубках, находившихся на расстоянии 10 *мм* от вершины.

При заполнении выходной трубки газом по нему проходит сильная ударная волна, а скорость струи уменьшается. На фиг. 4 приведены фотохронограммы, полученные при различных начальных давлениях воздуха в выходной трубке: а) 1 *мм рт. ст.* — скорость на первых 10 *см* трубки 59 *км/сек*; б) 10 *мм рт. ст.* — 50 *км/сек*; в) 100 *мм рт. ст.* — 41 *км/сек*. Ось времени горизонтальна, продольные полосы на снимках — масштабные метки на выходной трубке, проведенные через 50 *мм*. При низких давлениях уменьшение скорости на длине несколько десятков *см* невелико. Внутренний диаметр трубки 5 *мм*. В опытах по сверхскоростной кумуляции подобные скорости получены только при движении струи в объеме, откачанном до остаточного давления  $\approx 10^{-1}$  *мм рт. ст* [ $1^{-3}$ ]. Таким образом, плотность струй, получаемых при помощи описываемого устройства, по-видимому, существенно больше (на малые скорости  $\sim 10$  *км/сек* это утверждение не распространяется).

На фиг. 5 представлена зависимость скорости струй от радиуса кривизны *R* сферического сегмента. Кривые 1 и 2 соответствуют камерам с выходными трубками диаметром 5 и 28 *мм*. Уменьшение скорости струй при радиусах кривизны  $\geq 8$  *см* закрывает наиболее простой, казалось бы, способ ее увеличения путем перехода ко все большим радиусам кривизны.



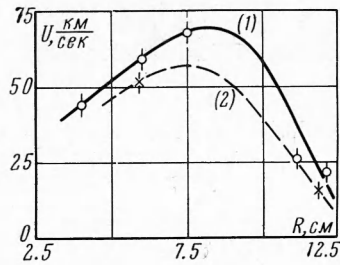
Фиг. 4

Экспериментально установлено при скоростях до  $60 \text{ км/сек}$ , что материал, из которого изготовлена камера (медь, сталь, алюминий, стекло, плексиглас), не влияет на скорость струи. Начиная с толщины стенки камеры  $\sim 2 \text{ мм}$ , дальнейшее увеличение толщины на скорости струи не сказывается. При более высоких скоростях влияние материала не исследовалось, все камеры изготавливались из меди как материала, технологически удобного и стойкого в условиях больших тепловых потоков.

Испытание нескольких типов камер с несферической поверхностью не позволило существенно увеличить скорость струи. Скругление острой кромки выходного отверстия радиусом  $5 \text{ мм}$  увеличивает скорость на  $\sim 5 \text{ км/сек}$ .

На фиг. 6 представлена зависимость скорости струи от массы диафрагмы  $\Delta M$ , отнесенной к массе рабочего газа  $M$ . Оценка тепловых потоков на границе плазмы показывает, что диафрагма в контакте с плазмой испарялась. Если масса диафрагмы составляет не более нескольких процентов от массы газа, наличие диафрагмы, независимо от ее материала, скорость струи не меняет. В работе использовались диафрагмы из слюды и лавсана толщиной  $8-15 \text{ мк}$ .

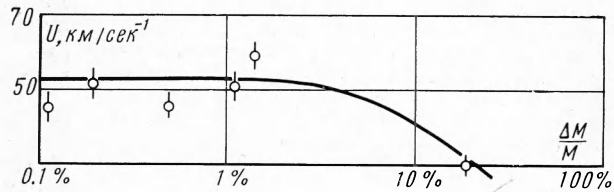
Зависимость скорости от диаметра выходной трубки представлена на фиг. 7. Радиус кривизны сферического сегмента  $60 \text{ мм}$ , начальный диаметр камеры  $103 \text{ мм}$ . Следует отметить возможность получения газовых потоков большой скорости  $\sim 50 \text{ км/сек}$  в трубках значительного диаметра  $\sim 30 \text{ мм}$ , что облегчает проведение экспериментов.



Фиг. 5

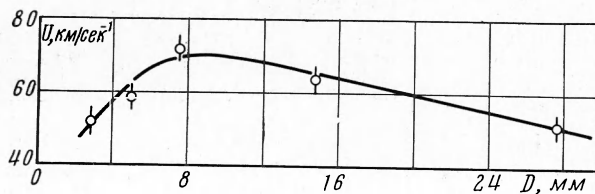
При использовании расширяющихся трубок с углом раствора  $10-50^\circ$  скорость струи уменьшается в  $\sim 2$  раза. Сужающиеся трубки с различными углами конусности скорости движения струи практически не изменяют: в этом случае возрастает сила трения о стенки. Все приведенные выше зависимости получены с воздухом. С водородом получена скорость струй до  $90 \text{ км/сек}$ . Зависимость скорости от рода рабочего газа и его начальной плотности слабая [5]. Подготовка и проведение опытов обеспечивали воспроизводимость скорости струи с точностью  $\pm 5\%$ .

**2. Схема ускорения и оценочный расчет.** Когда пластина близка к вершине камеры, сжимаемый газ вынужден вытекать из узкого клиновидного зазора (остроугольная геометрия), образованного пластиной и камерой (фиг. 8). Наиболее существенное, с точки зрения получения большой скорости, обстоятельство может быть качественно выяснено без знания деталей весьма сложного в данном случае течения газа. Именно, массовая скорость газа, находящегося вблизи точки стыка пластины с камерой ( $A$  на фиг. 8), должна быть приблизительно равна фазовой скорости движения этой точки. Скорость движения точки стыка в принципе динамическими факторами не ограничивается, то можно ожидать, что массовая скорость газа может быть также весьма велика. К сожалению, имеются факторы, ограничивающие массовую скорость газа, достигаемую этим способом. В приведенном эксперименте массовая скорость не превышает нескольких десятков  $\text{км/сек}$ , хотя фазовая скорость точки стыка могла бы быть увеличена. Факторы, ограничивающие скорость, в данной статье не рассматриваются.



Фиг. 6

Течение газа, сжимаемого в устройстве, изображенном на фиг. 1, является двухмерным, нестационарным, имеются косые ударные разрывы, уравнение состояния должно учитывать диссоциацию и ионизацию. Точное решение соответствующей газодинамической задачи в аналитическом виде практически невозможно. Приблизительно ускорение и сжатие газа могут быть рассмотрены следующим образом.



Фиг. 7

К сожалению, имеются факторы, ограничивающие массовую скорость газа, достигаемую этим способом. В приведенном эксперименте массовая скорость не превышает нескольких десятков  $\text{км/сек}$ , хотя фазовая скорость точки стыка могла бы быть увеличена. Факторы, ограничивающие скорость, в данной статье не рассматриваются.

Течение газа, сжимаемого в устройстве, изображенном на фиг. 1, является двухмерным, нестационарным, имеются косые ударные разрывы, уравнение состояния должно учитывать диссоциацию и ионизацию. Точное решение соответствующей газодинамической задачи в аналитическом виде практически невозможно. Приблизительно ускорение и сжатие газа могут быть рассмотрены следующим образом.

Точное решение соответствующей газодинамической задачи в аналитическом виде практически невозможно. Приблизительно ускорение и сжатие газа могут быть рассмотрены следующим образом.

По газу перед пластиной идет прямая ударная волна (1 на фиг. 8, где направление движения волн обозначено стрелками), интенсивность которой определяется тем, что массовая скорость газа равна скорости полета пластины. При отражении прямой ударной волны от передней стенки камеры возникает отраженная волна 2, параметры которой при малых углах между пластиной в касательной к сегменту в точке стыка *A* близки к параметрам волны при прямом отражении. Отраженная волна, в свою очередь, отражается от пластины и т. д., так что возникает система косых ударных волн, схематически показанная на фиг. 8 пунктиром. Угол падения волн при каждом последующем отражении увеличивается, так что, начиная с некоторой волны, отражение становится нерегулярным (маховским), что еще более усложняет картину течения. Интенсивность последующих волн уменьшается, что позволяет заменить при приближенном рассмотрении все волны, начиная с третьей, одной волной 3. Поскольку результаты расчета согласуются с экспериментом, введение такого упрощения представляется оправданным. Интенсивность третьей суммарной ударной волны должна определяться уже не из условия отражения, а из условия, что массовая скорость газа за фронтом равна фазовой скорости движения точки стыка *A*.

Проведем вычисления для случая, когда радиус кривизны сегмента 60 мм, начальное расстояние пластины от вершины сегмента 30 мм, скорость полета пластины 5 км/сек, рабочий газ — воздух при нормальных условиях с  $\rho_0 = 1.3 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

Плотность воздуха за фронтом прямой ударной волны  $\rho_1$  превышает исходную  $\rho_0$  в  $\sim 10$  раз [8]. Таким образом, в момент подхода ударной волны к выходному отверстию сжимающаяся пластина находится на расстоянии 3 мм от вершины сегмента, а средняя на оставшемся до вершины пути фазовая скорость точки стыка *A* равна  $u = 23$  км/сек. К сожалению, данные об ударном сжатии воздуха при высоких начальных температурах отсутствуют, что затрудняет точное определение параметров второй и третьей ударных волн. Полагая показатель адиабаты Пуассона  $\gamma = 1.3$  (область диссоциации и ионизации [9]) и считая ударные волны сильным, находим плотности за фронтом второй и третьей ударной волны

$$\rho_2 = \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \rho_1 = 10 \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \rho_0 \approx 80\rho_0, \quad \rho_3 = \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \rho_2 \approx 600\rho_0$$

В рассматриваемый момент, когда пластина находится на расстоянии 3 мм от вершины сегмента, средняя плотность газа в  $\sim 100$  раз превышает исходную. Полученное выше значение  $\rho_3/\rho_0$  больше, однако непосредственно сравнивать его со средней плотностью нельзя, так как значительную часть объема занимает газ, сжатый ударно не тремя, а только одной или двумя волнами.

Давление за фронтом третьей ударной волны равно

$$p_3 = \frac{1}{2}(\gamma + 1) \rho_3 u^2$$

где  $u$  — массовая скорость газа, приближенно равная фазовой скорости точки стыка.

Подставив приведенные численные значения, получаем  $p_3 = 6 \cdot 10^5$  ата. Скорость звука за фронтом третьей ударной волны может быть оценена по формуле

$$c = \sqrt{\gamma p_3 / \rho_3} = 10 \text{ км/сек}$$

При нестационарном разлете в вакуумной выходной трубке скорость фронта расширяющегося газа равна [9]

$$v = \frac{2}{\gamma - 1} c$$

Для приведенных значений  $c$  и  $\gamma$  получаем  $v = 67$  км/сек. Экспериментально получена скорость 70 км/сек (совпадение расчетной и экспериментальной скоростей с точностью до нескольких км/сек следует считать случайным, так как оно точностью расчета не обеспечивается). Рассмотренная упрощенная схема ускорения газа тремя ударными волнами (фиг. 8) объясняет, таким образом, получение в описанном устройстве газовых струй со скоростями 50—90 км/сек.

Поступила 15 II 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Koski W. S., Lucy F. A., Shreffler R. G., Willig F. J. Fast Jets from Collapsing Cylinders. J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, No. 12, p. 1300.
2. Новиков Н. П. О высокоскоростных кумулятивных струях. ПМТФ, 1962, № 6.
3. Новиков Н. П. О некоторых свойствах высокоскоростных кумулятивных струй. ПМТФ, 1963, № 1.
4. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы. Успехи матем. наук, 1957, т. 12, № 4, стр. 41.

5. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости. Докл. АН СССР, 1964, т. 158, № 6.
6. Войтенко А. Е. Сильные ударные волны в воздухе. Ж. техн. физ., 1966, № 1, стр. 178.
7. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. Изд-во «Наука», 1964.
8. Davies D. R. Shock Waves in Air at Very High Pressures. Proc. Phys. Soc., 1948, vol. 61, part 2, No. 344, p. 105.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.

## К РАСЧЕТУ ТЕПЛОТДАЧИ В СОПЛАХ

**Б. П. Миронов (Новосибирск)**

Излагается упрощенный способ расчета теплоотдачи в дозвуковых и сверхзвуковых соплах, основанный на решении уравнения энергии с использованием относительных законов теплообмена.

Интенсивность теплообмена в соплах зависит от многих факторов, таких, например, как расход газа, геометрические размеры, сжимаемость, неизотермичность, длина предвключенного участка, шероховатость, химические реакции и т. п.

В экспериментальных работах [1-5] получены формулы для расчета теплоотдачи в соплах.

В эти формулы основными параметрами входит расход газа и размеры сопла. Влияние других факторов учитывается с некоторой условностью, например, выбором соответствующей определяющей температуры, введением поправочных коэффициентов.

Более эффективные результаты получаются при сочетании экспериментальных данных с теоретическими методами, которые учитывают развитие теплового пограничного слоя по длине. В работах [6,7] дается приближенное теоретическое решение задачи о теплообмене в соплах. В этом решении закон трения, полученный для несжимаемого газа, распространяется на условия сжимаемости посредством введения «среднеарифметической» определяющей температуры. В работе [8] приводится метод расчета, в основу которого положена некоторая эффективная длина, учитывающая историю развития пограничного слоя. Ниже рассматривается упрощенный метод определения теплоотдачи в соплах, основанный на решении уравнения энергии с использованием относительных законов теплообмена.

Уравнения теплового пограничного слоя в интегральном виде для осесимметричного течения при отсутствии поперечного потока вещества удобно записать в виде [9]

$$\frac{dR_{T^{**}}}{dx} + R_{T^{**}} \left( \frac{1}{\Delta T} \frac{d\Delta T}{dx} + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \right) = R_L S \quad (1)$$

$$R_{T^{**}} = \frac{\delta_{T^{**}} w_0 \rho_0}{\mu_{00}}, \quad \delta_{T^{**}} = \int_0^{\delta} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left( 1 - \frac{T_w - T^*}{T_w - T_{00}} \right) \left( 1 \pm \frac{y}{r} \cos \frac{\beta}{2} \right) dy$$

$$\Delta T = T_w^* - T_w, \quad T_w^* = T_0 (1 + 1/2 n (k-1) M^2), \quad R_L = \frac{w_0 L \rho_0}{\mu_{00}}, \quad x = \frac{X}{L}$$

$$S = \Psi S_0, \quad S_0 = \frac{B}{2 (R_{T^{**}})^m P^{0.75}} \left( \frac{\mu_0}{\mu_{00}} \right)^m \quad (2)$$

Здесь  $r$  — текущий радиус сопла;  $x$  — координата, отсчитываемая вдоль образующей;  $L$  — некоторая характерная длина;  $\rho, w, \rho_0, w_0$  — плотность и скорость в пограничном слое и на его внешней границе;  $n$  — коэффициент восстановления;  $k$  — показатель адиабаты;  $M$  — число Маха;  $\mu_0, \mu_{00}$  — значение динамической вязкости при термодинамической  $T_0$  и заторможенной температуре  $T_{00}$ ; индекс  $w$  означает параметры на стенке;  $\Psi$  — относительная величина, представляющая собой отношение критерия Стантона  $S$  в заданных условиях (т. е. при наличии сжимаемости, неизотермичности, химических реакций и т. п.) к критерию Стантона на плоской пластине при тех же значениях  $R_{T^{**}}$ , но при отсутствии возмущающих факторов.

Значение  $\Psi$ , учитывающее влияние неизотермичности и сжимаемости, может быть найдено как опытным путем, так и на основе теории предельных законов. Согласно [10]

$$\Psi = \left( \frac{2}{\sqrt{T_w/T_w^* + 1}} \right)^2 \left[ \frac{\arctg \sqrt{1/2 n (k-1) M}}{\sqrt{1/2 n (k-1) M}} \right]^2 \quad (3)$$