

- band), S. 606—621. (Рус. перев.: В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
4. Harris L., Johnson E. A. The production of strong, Cellulose Acetate films. Rev. Sci. Instrum., 1933, vol. 4, p. 454.
 5. Czerny M., Mollet Neue Vesuche zur Photography im Ultraroten. Z. Phys., 1937, Bd. 108, Nr. 85.
 6. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М., «Наука», 1964, стр. 341.
 7. Chang C. T. Dynamic instability of accelerated fluids. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 6.
 8. Mirels H. Attenuations in a Shock Tube due to Unsteady — Boundery — Layer Action. NASA Rept, 1957, No. 1333. (Рус. перев.: В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)

О СТРУКТУРЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ ГАЗА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ С НЕДОРАСШИРЕНИЕМ

Ю. А. ГОСТИНЦЕВ, В. В. ЗЕЛЕНЦОВ, В. С. ИЛЮХИН, П. Ф. ПОХИЛ

(Москва)

Излагаются результаты исследования сверхзвуковой закрученной струи газа, вытекающей из сопла в режиме недорасширения. Показано, что влияние вращения на волновую структуру осесимметричной струи качественно аналогично влиянию уменьшения коэффициента нерасчетности. На основании формул винтового изэнтропического течения получено приближенное выражение для определения положения дискообразной ударной волны в закрученном потоке за соплом без диффузорной части. Установлено наличие зоны обратных осевых течений в сильно закрученных струях, сделана оценка скоростей движения в этой зоне.

Некоторые результаты, относящиеся к особенностям расходных и тяговых характеристик сопла при истечении вращающегося газа, приведены в [1—3].

Хорошо известно [4—6], что истечение обычной недорасширенной струи газа сопровождается появлением за соплом ударных волн. Если разность давлений на оси струи p_1 и в окружающей среде p_2 относительно невелика, то ударная волна ограниченной протяженности образуется сначала на границе струи [4] (фиг. 1, а). Дальнейшее возрастание p_1 приводит к увеличению протяженности ударной волны вплоть до пересечения ее с осью течения (фиг. 1, б). Продолжая увеличивать давление в струе, можно получить X-образный скачок, возникающий из-за отражения волны от оси струи (фиг. 1, в). И наконец, начиная с некоторого значения p_1 правильное отражение ударной волны становится невозможным и образуется маховская конфигурация с дискообразным скачком уплотнения, перпендикулярным оси струи (фиг. 1, г).

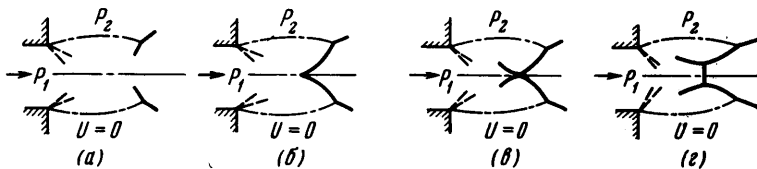
При этом в случае истечения незакрученной струи из сопла без диффузорной части удаление дискообразной ударной волны от среза сопла определяется степенью нерасчетности струи p_1/p_2 и удовлетворительно описывается простейшей зависимостью [7]

$$\frac{x}{d_*} = 0.69 \left(\gamma \frac{p_1}{p_2} \right)^{0.50} \quad \left(\gamma = \frac{c_p}{c_v} \right) \quad (1)$$

Здесь d_* — диаметр сопла.

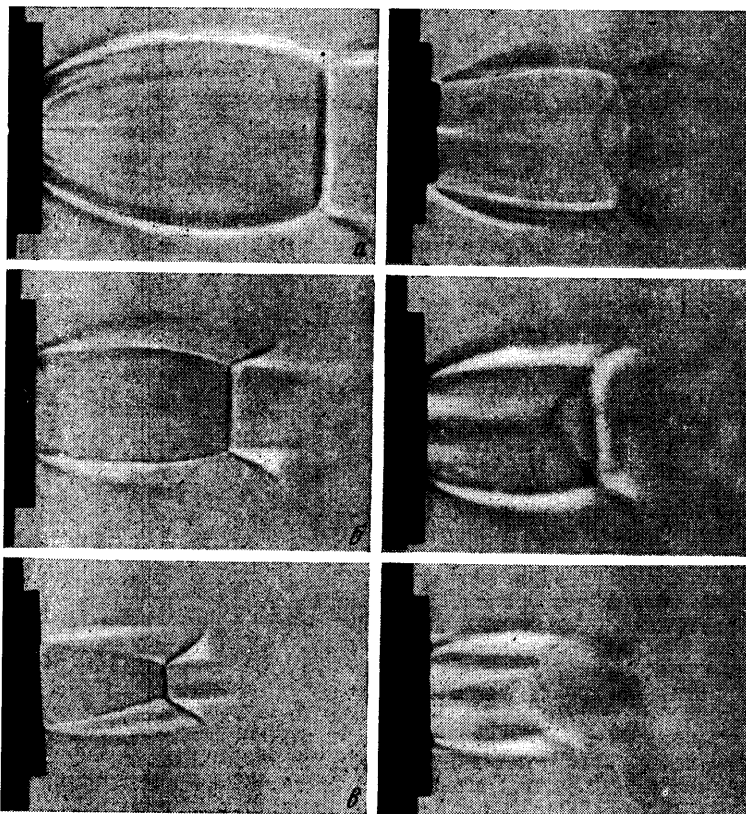
Для выяснения особенностей структуры сверхзвуковой вращающейся струи воздуха использовалась как шпирен-съемка самого потока, так и фотографирование картины движения ионизированного в разрядном промежутке газа. Применялись сопла без диффузорной части с диаметром критического сечения d_* от 4 до 24 мм; давление в ресивере варьировалось в пределах $p_\infty = 5 \div 20$ атм. Вращение газа создавалось непосредственно перед входом в конфузорную часть сопла с помощью завихрителя, подобного центробежной форсунке с тангенциальным вводом.

Сравнение визуальной картины течения простой и закрученной струи по шпирен-фотографиям показало, что влияние вращения на форму и расположение ударных волн качественно аналогично влиянию уменьшения давления в ресивере. Так, если при постоянном давлении торможения постепенно увеличивать интенсивность вращения потока, то можно видеть, что вначале при малых величинах закрутки ударная



Фиг. 1

волна в струе сохраняет маховую конфигурацию, но дискообразный скачок становится слабее и перемещается ближе к соплу; увеличение крутки приводит к дальнейшему ослаблению ударной волны и появлению регулярного отражения в виде



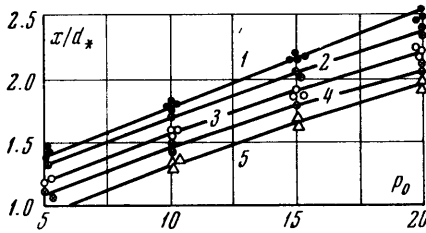
Фиг. 2

X-образного скачка, который затем вырождается в слабую ударную волну ограниченной протяженности на границе струи.

На фиг. 2, а, б, в для примера представлено фото обычной и закрученной струи воздуха, вытекающей из сопла $d_* = 5$ мм при давлении 20, 10 и 5 атм соответственно.

В том случае, если в закрученной струе имеет место нерегулярное отражение ударной волны от оси течения, влияние вращения газа на структуру струи можно оценить количественно, определяя удаление дискообразной ударной волны от среза сопла. На фиг. 3 представлены результаты таких измерений для струй с различной

интенсивностью вращения $\alpha_* = v_\varphi / v_{\max}$: кривая 1, построенная по формуле (1), соответствует обычному истечению с $\alpha_* = 0$, кривая 2 — $\alpha_* = 0.175$, кривая 3 — $\alpha_* = 0.205$, кривая 4 — $\alpha_* = 0.275$, кривая 5 — $\alpha_* = 0.305$ (p_0 — давление в ресивере). Видно, что с усилением вращения потока ударная волна приближается к соплу, однако, как и при обычном истечении, расстояние между ними пропорционально корню квадратному из давления в ресивере.



Фиг. 3

Исходя из экспериментально полученных фактов о характере влияния вращения газа на волновую структуру струи, на основании формулы (1) можно получить приближенную зависимость для определения удаления дискообразной ударной волны от среза сопла в закрученной недорасширенной струе. Для этого воспользуемся результатами [3] о распределении параметров течения по радиусу в винтовом изэнтропическом потоке

$$\beta = \frac{v_z}{v_{\max}} = \alpha_* \frac{J_0(m\xi)}{J_1(m)}, \quad \alpha = \frac{v_\varphi}{v_{\max}} = \alpha_* \frac{J_1(m\xi)}{J_1(m)} \quad \left(\xi = \frac{r}{R_*} \right) \quad (2)$$

Здесь $J_0(x)$ и $J_1(x)$ — функции Бесселя, $\xi = r/R_*$, m — известная функция α_* (зависимость $m(\alpha_*)$ для $\gamma = 1.40$ приведена в [3]).

Давление на оси винтового потока в критическом сечении сопла в соответствии с (2) равно

$$p_1 = p_\infty \left(1 - \frac{\alpha_*^2}{J_1^2(m)} \right)^{1/(\gamma-1)} \quad (3)$$

С использованием (1) и (3) получим отношение расстояний до дискообразной ударной волны в закрученной и обычной струе при одинаковом давлении торможения p_∞ в виде

$$\frac{x_{\text{rot}}}{x_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{1/2 \gamma / (\gamma-1)} \left(1 - \frac{\alpha_*^2}{J_1^2(m)} \right)^{1/2 \gamma / (\gamma-1)} \quad (4)$$

При малых α_* (примерно до $\alpha_* = 0.20$) имеет место соотношение [3]

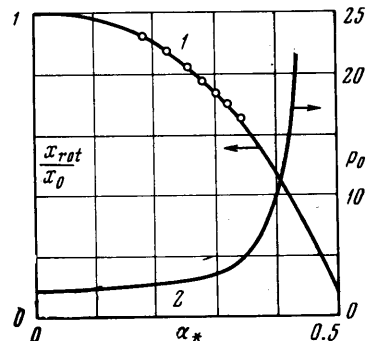
$$m \approx 2\alpha_* / \sqrt{(\gamma+1)/(\gamma-1)}$$

Зависимость (4) с учетом вида функции $m(\alpha_*)$ из [3] представлена под индексом 1 на фиг. 4. Там же нанесены экспериментальные точки. Видно, что формула (4) достаточно хорошо описывает местоположение скачка уплотнения на оси сверхзвуковой закрученной недорасширенной струи.

На фиг. 4 в координатах p_∞, α_* под индексом 2 дана расчетная кривая, определяющая тот момент, когда на оси струи у выхода из сопла давление равно атмосферному. Если работа сопла при истечении в атмосферу характеризуется параметрами, лежащими в пространстве под кривой 2, то образования дискообразного скачка на оси струи не происходит; более того, в приосевой зоне течения становится возможным появление области разрежения и обратных осевых течений. Зондирование поля статического давления по радиусу у входа в сопло подтверждает такую возможность.

Более полную информацию об относительно тонкой структуре зоны обратных токов удалось получить с помощью фотографирования движения светящегося плазменного сгустка, создаваемого в газе при пробое между иглами разрядника. На фиг. 5, например, представлена картина сноса ионизированного шнура во вращающейся струе. Четко видны линии тока спирального движения, по углу наклона которых можно определить величину относительной скорости вращения v_φ / v_z ; вблизи сопла видна конусообразная область обратных течений, обращенная острием (точка А) навстречу потоку. (Точки В, С — концы разрядника, вынесенного на 2 мм за срез сопла).

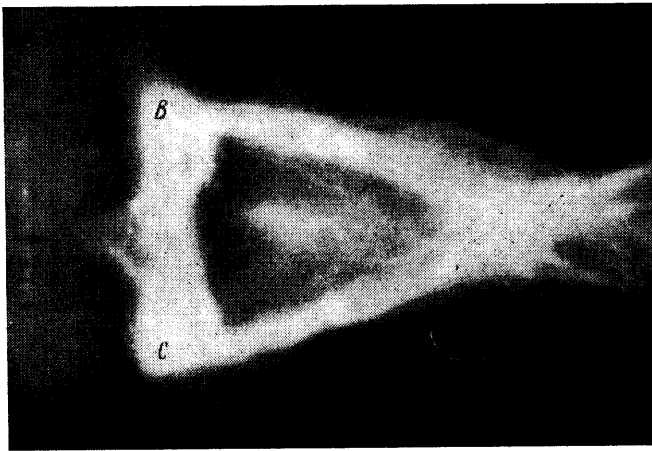
Используя развертку движения потока с помощью вращающегося зеркала скоростного фоторегистратора СФР (ось вращения зеркала параллельна оси струи) по длине светящихся треков можно приближенно оценить скорость обратного движения газа.



Фиг. 4

В приведенных экспериментах ее величина составляла ~ 100 м/сек.

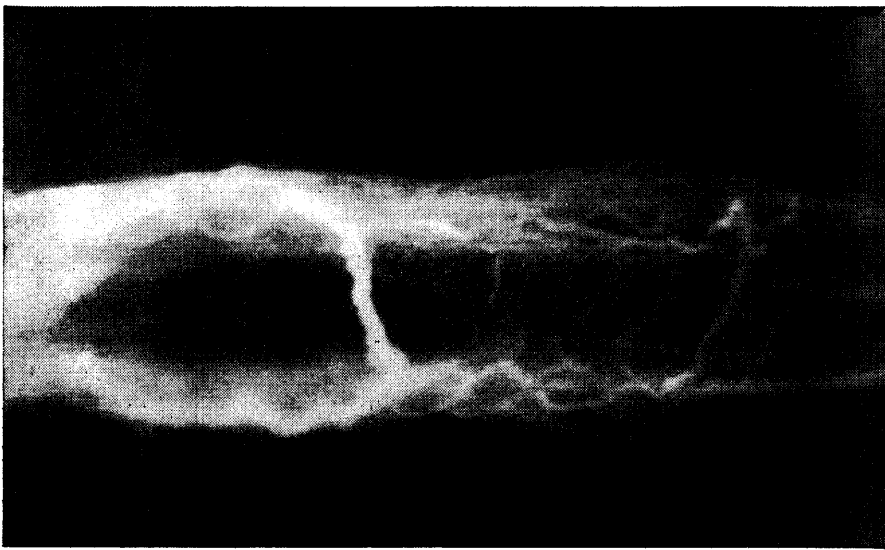
Фотографирование движения ионизированного газа с разверткой, а также мгновенная тепловизионная съемка закрученной струи показывают, что течение в зоне об-



Фиг. 5

ратных токов неустойчиво и сопровождается появлением крупных вихрей, характерный размер которых пропорционален ширине самой зоны.

Использованный в данной работе метод изучения структуры течения по форме и сносу плазменного шнура может с успехом использоваться для получения допол-



Фиг. 6

нительной информации о структуре течения незакрученной струи. На фиг. 6, например, видна форма и размер «бочек» в подобной недорасширенной струе.

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 25 XI 1968

1. Mager A. Approximate solution of isentropic swirling flow through a nozzle. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 8. (Рус. перев.: Ракетн. техника, 1961, № 8.)
2. Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д. Увеличение тяги сопла вращением потока. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.

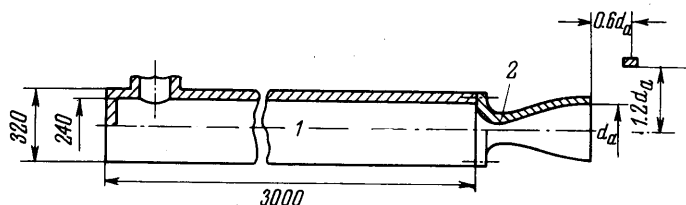
3. Гостинцев Ю. А. Расходные характеристики сопла при истечении винтового потока газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
4. Бай Ши-и. Теория струй. М., Физматгиз, 1960.
5. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
6. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. Краткий курс, М., «Высшая школа», 1966.
7. Lewis C. H., Carlson D. J. Normal shock location in underexpanded gas and gas — particle jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 4.

ДИСКРЕТНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ В СПЕКТРЕ ШУМА СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ

В. М. АНУФРИЕВ, В. В. КОМАРОВ, В. М. КУПЦОВ, Д. А. МЕЛЬНИКОВ,
А. А. СЕРГИЕНКО

(Москва)

При исследовании шума струй, истекающих из дозвуковых осесимметричных сопел при сверхзвуковых перепадах давления, еще в начале 50-х годов [1] было обнаружено, что в спектре шума таких струй при некоторых перепадах давлений имеют место дискретные составляющие большой интенсивности. Позднейшие исследования [2-4] обнаружили дискретные составляющие в спектре шума сверхзвуковых струй, истекающих из осесимметричных сверхзвуковых сопел и сопел с прямоугольным выходным сечением. Природа образования дискретной составляющей связана с передачей акустических возмущений по внешней окружающей среде в направлении, противоположном движению потока в струе. Наличие этой обратной связи, с помощью которой акустические возмущения передаются от дальних участков струи к участкам вблизи выхода из сопла, приводит к усилению возмущений стационарного

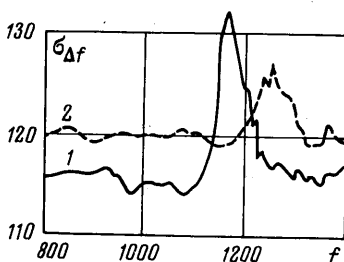


Фиг. 1

течения струи. В итоге на некотором расстоянии от выхода из сопла стационарное течение в струе теряет устойчивость и для внешней среды эта часть струи является мощным источником дискретных составляющих в спектре общего шума струи.

1. Испытания проводились на установке, схема и основные размеры которой приведены на фиг. 1. Воздух высокого давления через регулятор подавался в ресивер установки 1 и через сопло 2 вытекал в помещении стенда размером 14 000 × 7000 × 10 000 мм. Расстояние от пола до оси установки составляло 1500 мм.

Эксперименты проводились на трех осесимметричных соплах. Два сопла с диаметром выхода $d_a = 150$ мм имели равномерное поле скоростей на выходе с числами $M_a = 3$ и 3.5 . Третье сопло имело неравномерное поле скоростей на срезе. Контур сопла был получен обрезанием выравнивающего участка сопла, имеющего равномерное поле на выходе с числом $M_a = 3.7$, таким образом, что поле скоростей было равномерным на срезе не на всем выходном радиусе, а на участке $0.06 d_a$ ($d_a = 102$ мм). Толщина выходной кромки сопел изменялась в пределах $(0.06 \div 0.07) d_a$.



Фиг. 2

Эксперименты проводились как с подогревом воздуха в ресивере установки до $T_0 = 700^\circ \text{K}$, так и без подогрева $T_0 = 288^\circ \text{K}$.

Кроме этого, были проведены измерения шума от струи, истекающей из конического сопла $d_a = 50$ мм и $M_a = 3.0$ при отношении давления на срезе сопла p_a к атмосферному давлению p_∞ , равном 0.5 , т. е. степень нерасчетности истечения из сопла $P_a = p_a / p_\infty = 0.5$.

В этом опыте определялся также коэффициент корреляции между пульсациями давления в диаметрально противоположных относительно оси струи точках акустического поля. Шум струи измерялся емкостным датчиком 3, расположение которого относи-