

УДК 533.6.011.72

© 1994 г. Ф. И. ЛУХТУРА

О КРИТИЧЕСКОМ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА ИЗ СОПЕЛ

Проведено теоретическое исследование возможности критического истечения газа из сопел Лавалья на перерасширенных режимах за мостообразным скачком с учетом и без учета вязкого перемешивания на границе струи. Проведен анализ влияния эффекта смешения и отрыва потока от стенок сопла на условия критического истечения. Экспериментально показано близкое совпадение этих режимов с перемещением на срез сопла прямого скачка уплотнения и прекращением излучения струей дискретного тона.

На глубоко перерасширенных режимах истечения из сопел Лавалья с ростом противодавления со стороны окружающей среды создаются условия, при которых потери давления в образованном мостообразном скачке настолько велики, что возможно звуковое течение ($M = 1$) за ним. Образование ударных волн такой конфигурации обеспечивает повышение давления от величины статического давления на срезе сопла P_0 до давления внешней среды P_∞ [1, 2]. Сечение адаптации, где давление в струе близко к P_∞ , (изобарическое сечение) находится непосредственно за участком торможения (мостообразным скачком) [2, 3]. При этом в реальных условиях в отличие от теории невязкой струи [4] за срезом сопла не происходит сужения потока из-за роста сдвигового слоя вследствие подсоса к струе массы газа окружающей среды [3, 5]. Эффект смешения приводит к изменению положения ударных волн [6] и оказывает заметное влияние на распределение параметров в струе на этом участке [2].

В данной работе в рамках одномерной теории [4, 7] приводится расчетное исследование возможности звукового (критического) истечения из сопел Лавалья при сверхкритических перепадах давления.

1. Рассмотрим истечение газа из сопла в покоящуюся среду с давлением P_∞ большим, чем P_0 , с учетом вязкого перемешивания на границе струи. Пусть поток в сопле с однородным распределением параметров по сечению после достижения критической скорости в горле сопла продолжает ускоряться непрерывно до выходного сечения сопла, приобретая сверхзвуковую скорость. За пределами сопла расширением границ струи под возможным действием радиальной составляющей скорости, возникающей из-за непараллельности истечения, пренебрегаем. Допустим, что в результате смешения с газом окружающей среды на участке торможения, протяженность которого незначительна, струя близка к цилиндрической и вниз по потоку, за этим участком становится изобарической. На участке от выходного сечения до сечения адаптации вследствие эжекции к струе подводится газ окружающей среды, обладающий некоторым теплосодержанием.

Для нахождения связей между параметрами газа в изобарическом сечении и параметрами газа в выходном сечении сопла заменим участок торможения поверхностью разрыва и поместим ее в сверхзвуковом потоке в выходном сечении сопла с числом Маха M_* . При этом допускаем, что площадь изобарического сечения F_* равна площади выходного сечения сопла F_0 . Эффект смешения на участке торможения учтем сосредоточенным притоком массы в сечении разрыва.

Используем одномерные уравнения сохранения энергии, неразрывности и

количества движения. Газ полагаем совершенным, векторы скорости газа до и после поверхности разрыва в выходном сечении — параллельными оси сопла. Статическое давление за поверхностью разрыва вниз по потоку равно давлению в окружающей среде.

Система уравнений, описывающих движение газового потока на разрыве, с учетом принятых допущений имеет вид

$$m_a w_a + (P_a - P_\infty) F_a = m_e w_e \quad (1.1)$$

$$m_a (1 + g) = m_e \quad (1.2)$$

$$m_a (h_{0a} + gh_\infty) = m_e h_{0e} \quad (1.3)$$

$$g = (m_e - m_a)/m_a$$

Здесь индекс ноль относится к параметрам торможения, индекс a — к параметрам в выходном сечении сопла, индекс e — в изобарическом сечении (за поверхностью разрыва), индекс ∞ — к параметрам газа окружающей среды; h — теплосодержание газа; w — скорость потока; P — статическое давление; g — относительный сосредоточенный приток массы газа окружающей среды в сечении разрыва.

Учитывая, что массовый расход $m = \rho w F$, где ρ — плотность газа, уравнение количества движения (1.1) представим в виде

$$\rho_a w_a^2 F_a + (P_a - P_\infty) F_a = \rho_e w_e^2 F_e$$

Предположив, что за поверхностью разрыва $M_e = 1$, выберем степень нерасчетности сопла $n = P_a/P_\infty$ так, чтобы выполнялось принятое допущение $F_e = F_a$. После соответствующих преобразований получим $n = (1 + k_e)/(1 + k_a M_a^2)$. Полный перепад давлений при этом составит

$$P_{0a} = \left(1 + \frac{1}{2} (k_a - 1) M_a^2\right)^{k_a/(k_a-1)} \left(\frac{1 + k_e}{1 + k_a M_a^2}\right) \quad (1.4)$$

Используя выражение для расхода через средние значения параметров торможения P_0 и T_0 и числа Маха M , закон сохранения массы на разрыве (1.2) запишем в виде

$$K_a \frac{P_{0a} F_a q(M_a)}{\sqrt{R_a T_{0a}}} = K_e \frac{P_{0e} F_e q(M_e)}{(1 + g) \sqrt{R_e T_{0e}}}, \quad K = \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}}$$

где q — известная функция M [7], R — газовая постоянная.

Коэффициент полного давления, оценивающий суммарные потери полного давления на поверхности разрыва (реально на мостообразном скачке), с учетом принятых допущений $F_e = F_a$ и $M_e = 1$ будет

$$\sigma \equiv \frac{P_{0e}}{P_{0a}} = (1 + g) \frac{K_a}{K_e} \sqrt{\frac{R_e T_{0e}}{R_a T_{0a}}} q(M_a) \quad (1.5)$$

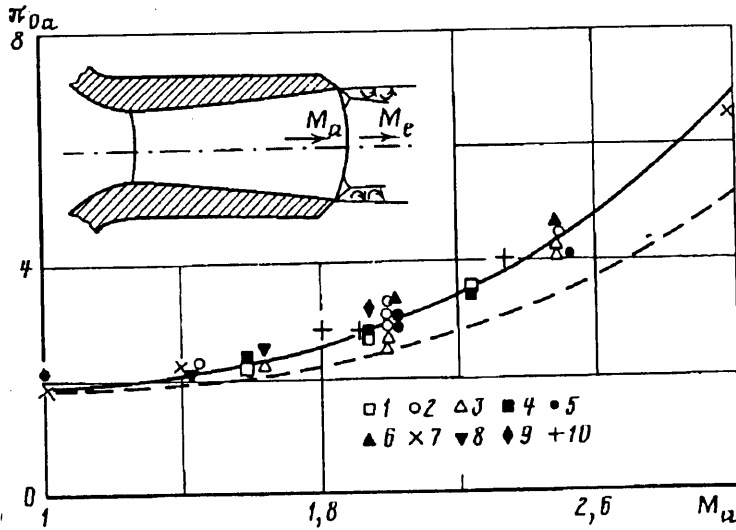
При отсутствии теплообмена с окружающей средой ($T_{0e} = T_{0a}$) и в предположении, что $k_e = k_a$ и $R_e = R_a$, уравнение (1.5) принимает вид $\sigma = (1 + g) q(M_a)$.

Уравнение сохранения энергии (1.3) для рассматриваемого участка представим в виде

$$C_{pe} T_{0e} = G C_{p\infty} T_\infty + (1 - G) C_{pa} T_{0a}$$

$$C_{pe} = G C_{p\infty} + (1 - G) C_{pa}$$

$$G = g/(1 - g)$$



где C_p — изобарная теплоемкость газа, G — средняя массовая концентрация газа окружающей среды в сечении адаптации.

Тогда осредненные температура торможения и молекулярный вес смеси газов в изобарическом сечении будут

$$T_{0e} = \frac{GC_{p\infty}T_{\infty} + (1 - G)C_{pa}T_{0a}}{GC_{p\infty} + (1 - G)C_{pa}}$$

$$\mu_e = \left(\frac{G}{\mu_{\infty}} + \frac{(1 - G)}{\mu_a} \right)^{-1}$$

Показатель адиабаты смеси газов в изобарическом сечении

$$k_e = (C_p/C_w)_e$$

$$C_w = GC_{w\infty} + (1 - G)C_w$$

От соотношений (1.1)–(1.3), представляющих собой условия на разрыве с учетом вязкого перемещения на границе струи, выражения для невязкого газа отличаются тем, что $g=0$ и $F_e \neq F_a$. Уравнение энергии в системе с учетом уравнения расхода $m_a = m_e$ принимает $h_{0a} = h_{0e}$, так что полное теплосодержание в сечении e равно полному теплосодержанию газа, текущего в сопле. Поэтому в отличие от полученного выражения (1.4) теория невязкой струи [4] дает следующую зависимость для определения режима звукового истечения в сечении адаптации и потери полного давления:

$$\Pi_{0a} = \left(1 + \frac{1}{2} (k_a - 1) M_a^2 \right)^{k_a/(k_a-1)} \frac{1 + k_a F_j / F_a}{1 + k_a M_a^2} \quad (1.6)$$

$$\frac{F_j}{F_a} = \frac{M_a^2}{\lambda_a (1 + k_a M_a^2) - k_a M_a^2}; \quad \sigma = \frac{F_a}{F_j} q(M_a)$$

где F_j — площадь изобарического сечения струи в отсутствие вязкого перемешивания, λ — приведенная скорость [7].

Теоретические зависимости (1.4) (сплошная кривая) и (1.6) (штриховая кривая) представлены на фигуре. Расчеты получены при истечении изотермических струй в затопленное пространство и показатель адиабаты принят равным 1,4.

Из сравнения этих кривых видно, что смещение на границе струи приводит к некоторому смещению режимов звукового истечения из сопел в сторону более высоких давлений. При этом существенно влияние показателя адиабаты газа окружающей среды.

2. Для проверки полученных теоретических результатов были проведены экспериментальные исследования истечения воздушных изотермических струй в затопленное пространство из сопел Лавала с числами Маха $M_a = 1,45-2,5$ и углами между образующей и осью сопла $\gamma/2 = 3-15^\circ$. Диаметры горла сопел d , составляли $6 \cdot 10^{-3}$ и $12 \cdot 10^{-3}$ м. Числа Рейнольдса $Re. = (1-5) \cdot 10^5$. Картина течения контролировалась с помощью теневого метода. Для ряда комбинаций определяющих параметров M_a , γ фиксировался полный перепад давлений, при котором в струе заметно ослабевала интенсивность бочкообразной структуры вплоть до ее полного исчезновения ($M \approx 1$). При этом на этих режимах на срез сопла перемещался диск Маха. На фигуре представлены эти данные, полученные теневым методом для сопел с полууглом раствора $\gamma/2 = 5, 7, 15^\circ$ (точки 1—3).

Поскольку появление дискретных составляющих в спектре шума струи тесно связано с образованием ударно-волновой структуры [9—13] при числе Маха потока $M > 1$, то с целью идентификации режимов начала образования скачков уплотнения с режимами звукового течения в струе осуществлялся также акустический контроль шума сверхзвуковой струи с помощью микрофона МК-301 RFT диаметром $6,35 \cdot 10^{-3}$ м, устанавливаемого в плоскости среза сопла на расстоянии $l/d_a = 5$ (d_a — диаметр выходного сечения сопла), с последующим анализом звукового излучения на амплитудно-частотном анализаторе спектра СК4-58.

Экспериментальные данные по режимам исчезновения в спектре шума струи дискретных тонов для различных чисел Маха сопла и углах между образующей и осью сопла $\gamma/2 = 5, 7$ и 10° представлены на фигуре (точки 4—6). Данные 7—10 заимствованы из работ [10—13], где получен при истечении воздушных струй в затопленное пространство.

Совпадение приведенных экспериментальных данных с теоретической кривой (1.4) свидетельствует о действительном существовании режимов, при которых за мостообразным скачком уплотнения течение близко к звуковому.

Однако в связи с тем, что в реальных условиях на этих режимах перерасширения существует отрыв потока от стенок расширяющейся части сопла, образованного взаимодействием скачка уплотнения с пограничным слоем, то в зависимости от угла раствора сопла наблюдаются два различных условия «зависания» мостообразного скачка и, в частности, диска Маха в выходном сечении.

При малых углах между образующей и осью сопла ($\gamma/2 < 15^\circ$) вследствие частичного перекрытия выходного сечения сопла отраженным скачком уплотнения и нестабильной эжекции в зону отрыва происходит циклическое «запирание» сопла. Это приводит к появлению нестационарного режима отрыва [8], обеспечивающего пульсирующее истечение и колебания корня струи, находящегося внутри сопла.

При углах $\gamma/2 > 15^\circ$ возможно прилипание потока к стенкам сопла вследствие влияния радиальной составляющей скорости и мостообразный скачок, близкий к прямому, заполняет все сечение сопла. Обеспечивается безотрывное течение потока из сопла с околосвуковой скоростью.

Наличием этих характерных особенностей объясняется некоторый разброс экспериментальных данных. Небольшое несоответствие полученной теоретически кривой с экспериментом связано также с тем, насколько мостообразный скачок близок к прямому или к условиям звукового истечения за ним, что видно из сравнения сопел с различными углами конусности (фигура). При этом некоторое несоответствие режимов образования дискретных тонов с теорией, обычно характерное для сопел с $M_a > 2,5$, связано с появлением азимутальной неоднородности течения из-за более раннего образования по сравнению с критическим режимом

истечения нестационарного режима отрыва. Из-за невозможности существования при этом устойчивых автоколебаний с акустической обратной связью излучение дискретных тонов прекращается. Учитывая эти условия, можно определить более точно режимы, при которых обеспечивается критическое истечение из сопел Лаваля.

В целом полученная теоретически зависимость (1.4) правильно отражает моменты, связанные с вырождением ударно-волновой структуры в струе при истечении из сопел в условиях вязкого перемешивания на границе струи. Это также подтверждается фактом исчезновения в спектре шума струи дискретных составляющих, тесно связанных с квазипериодической структурой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бай Ши И. Теория струй. М.: Физматгиз, 1960. 326 с.
2. Лухтура Ф. И. Одномерная теория сверхзвуковых нерасчетных струй газа//Изв. РАИ. МЖГ. 1993. № 1. С. 48—56.
3. Глотов Г. Ф., Фейман М. И. Исследование параметров осесимметричных недорасширенных струй газа, истекающих в затопленное пространство//Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 4. С. 69—75.
4. Черкез А. Я. Об одномерной теории нерасчетной сверхзвуковой струи газа//Изв. АН СССР. ОТН. Мех. и машиностр. 1962. № 5. С. 13—25.
5. Анципов А. В., Благосклонов В. И. О структуре сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство//Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1781. 24 с.
6. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карлман И. М. и др. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе//Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 3. С. 63—69.
7. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
8. Арнс М., Спиглер И. Отрыв потока в перерасширенных реактивных соплах с коническим сверхзвуковым участком при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем//Ракетная техника и космонавтика. 1962. Т. 1. № 3. С. 41—45.
9. Powell A. On the mechanism of choked jet noise//Proc. Phys. Soc. B. 1953. V. 66. № 408. P. 1039—1056.
10. Бикарт Э. М. Результаты экспериментального исследования шума сверхзвуковой струи//Уч. зап. ЛГУ. 1973. № 369. С. 125—128.
11. Seiner J. M., Manning J. C., Ponton M. K. Model and full scale study of twin supersonic plume resonance//AIAA Pap. 1987. № 244. P. 1—9.
12. Carlomagno G. M., Ianniello C., Vigo P. Wplyw zewnetrznego ukszaltowania dyszy na emitowany halas oraz na rozpad strumienia naddzweikowego//Arch. Akust. 1981. T. 16. № 2. S. 157—169.
13. Мамин В. М. Экспериментальное исследование тонального излучения, возникающего при истечении сверхзвуковых струй//Исследования по вибрационному горению и смежным вопросам. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1974. С. 85—112.

Мариуполь

Поступила в редакцию
5.IV.1993