

В. С. АВДУЕВСКИЙ, А. В. ИВАНОВ, И. М. КАРШМАН,  
В. Д. ТРАСКОВСКИЙ, М. Я. ЮДЕЛОВИЧ

## ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА ТЕЧЕНИЕ В НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ

(Представлено академиком Г. И. Петровым 31 VII 1970)

При истечении газа из сопла при большом отношении давления на срезе сопла  $p_a$  к давлению в окружающем затопленном пространстве  $p_\infty$  образуется известная (<sup>1-4</sup>) бочкообразная конфигурация, состоящая из осесимметричного висячего скачка уплотнения и замыкающего центрального скачка — диска Маха. Важной особенностью течения является то, что основная масса газа сосредоточена в сжатом слое за висячим скачком уплотнения, вследствие чего вязкие эффекты в слое смешения у границы существенно влияют на местоположение скачков и поля распределения параметров. К другой особенности следует отнести пропорциональность для фиксированного значения числа Рейнольдса характерных геометрических размеров струи квадратному корню из степени нерасчетности истечения  $n = p_a / p_\infty$ .

В ряде экспериментальных исследований (<sup>2, 5</sup>), сделан вывод об автомодельности по  $n^{0.5}$  формы струи (отношения поперечных размеров висячего скачка  $D$  к расстоянию до диска Маха  $L$ ). Такая автомодельность при  $n \gg 1$  получается в численных расчетах (<sup>6</sup>) по уравнениям Эйлера и может быть просто объяснена на основе анализа течения в струе в гиперзвуковом приближении, если не принимать во внимание явлений, связанных с вязкостью. Однако распространение данного свойства на случай реального вязкого течения при произвольных значениях числа Рейнольдса  $Re$  является неправомерным.

В работе авторов (<sup>4</sup>) экспериментально показано, что наличие слоя смешения приводит к оттеснению висячего скачка к оси симметрии, и тем не менее для случая турбулентного режима течения автомодельность формы струи по  $n^{0.5}$  действительно имеет место. Одновременно было установлено, что профили локальных газодинамических параметров в сжатом слое также приближенно автомодельны. В настоящей статье рассматриваются более детальные исследования влияния вязкости на истечение сильно недорасширенной струи в широком диапазоне чисел  $Re$ , охватывающем турбулентный и ламинарный режим, а также режимы, в которых проявляются эффекты разреженности. Здесь получен ряд новых результатов и, в частности, обнаружено явление перехода ламинарного течения в слое смешения в турбулентное и показано, что для ламинарного режима автомодельный характер изменения формы струи и полей распределения параметров нарушается. Нарушение автомодельности формы струи при низких значениях числа  $Re$  также наблюдались в работе (<sup>7</sup>).

Изучение сильно недорасширенной струи, истекающей в затопленное пространство, проводилось на установках, позволявших в широких пределах варьировать уровень давлений торможения  $p_0$  (от 10 мм рт. ст. до 10 атм) и в затопленном пространстве  $p_\infty$  (от  $10^{-2}$  до 700 мм рт. ст.). При этом обеспечивался большой диапазон изменения перепада давлений  $N = p_0 / p_\infty \gg 1$  и степени нерасчетности истечения  $n = p_a / p_\infty$ . Для создания струи применялись сопла с числами Маха на срезе  $Ma$  от 1 до 5,7. В качестве рабочего газа в большинстве опытов использовался воздух при температуре торможения  $T_0 \approx 300^\circ \text{K}$ .



В число экспериментальных методов измерений входило фотографирование картин визуализации течений, которое при высоких давлениях в затопленном пространстве  $p_{\infty} \geq 10$  мм рт. ст. осуществлялось теньвым и тепловым методами, а при пониженных давлениях — методом тлеющего разряда ( $p_{\infty} \leq 1$  мм рт. ст.) (8) и методом возбуждения флуоресценции молекул газа под действием электронного пучка ( $p_{\infty} \leq 0,5$  мм рт. ст.) (9, 10). Для измерения локальных параметров использовались насадки полного напора, статического давления и температуры торможения, а при  $p_{\infty} \leq 0,15$  мм рт. ст. при помощи метода электронного пучка измерялись распределения плотности.

В результате анализа всех полученных экспериментальных данных было найдено, что в качестве критерия, характеризующего влияние вязкости, можно взять число Рейнольдса  $Re$ , в котором характерная длина является пропорциональной квадратному корню из безразмерного перепада

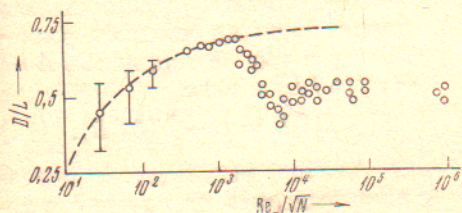


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость диаметра  $D$  диска от числа Рейнольдса  $Re$

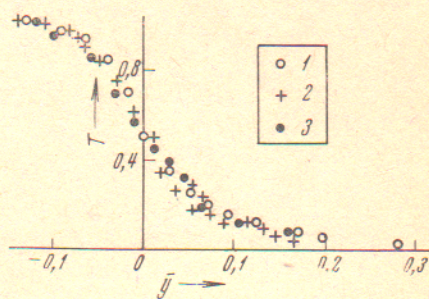


Рис. 2

Рис. 2. Поперечное распределение избыточной температуры торможения  $T_0$  в струе, истекающей из сопла с  $M_a = 3$  при  $n = 17,4$ . 1 — сечение  $x/d_a n^{0,5} = 1,0$ ; 2 — 1,94; 3 — 3,3

давлений  $N$  или степени нерасчетности истечения  $n$ . В качестве такой длины оказалось удобно выбрать расстояние  $L$  от среза сопла до диска Маха, поскольку можно считать доказанным (3, 4), что для фиксированных параметров на выходе сопла последнее, в свою очередь, практически не зависит от  $Re$  во всем исследованном диапазоне  $10 \leq Re \leq 10^6$ . Характерные величины плотности  $\rho$  и коэффициента вязкости  $\mu$  в слое смешения для условий проведенных опытов  $T_0 = T_{\infty} = 300^\circ \text{K}$  близки к своим значениям в затопленном пространстве, а в качестве характерной скорости для  $n \geq 1$  можно принять максимальную скорость истечения  $u_m$ . Таким образом,  $Re = \rho_{\infty} u_m L / \mu_{\infty}$ .

Простые преобразования с использованием приближенной зависимости (3)  $L/d_a = 0,7 M_a (\gamma n)^{0,5}$  ( $d_a$  — диаметр среза сопла,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей) приводит к соотношению  $Re = \alpha Re_* / N^{0,5}$ , в котором  $Re_* = \rho_* u_* d_* / \mu_*$  — число Рейнольдса, построенное по параметрам в критическом сечении сопла и его диаметру, а коэффициент  $\alpha$  является слабой функцией параметров сопла и характеристик рабочего газа. Например, для случая  $\gamma = 1,4$  и  $\mu \sim T$  величина  $\alpha$  изменяется в пределах от 2,2 до 2,8 при изменении  $M_a$  от 1 до 4.

Изучение фотографий показало, что в отличие от величины  $L$  диаметр висячего скачка и в особенности диаметр диска Маха изменяются при изменении числа  $Re$  или его аналога  $Re_* / N^{0,5}$  очень существенно. На рис. 1 представлены результаты измерения диаметра  $D$  диска Маха сильно недорасширенной струи, истекающей из звукового сопла в форме диафрагмы с острой кромкой. Для такого сопла эффект взаимодействия слоя смешения с висячим скачком уплотнения удается наблюдать в наиболее чистом виде, поскольку здесь практически отсутствует влияние пограничного слоя, нарастающего на стенках самого сопла. Критерий  $Re_* / N^{0,5}$  изменялся в опы-



тах как за счет изменения  $Re_*$  при фиксированном  $N$ , так и при  $Re_* = \text{const}$ , но переменном  $N$ .

Как видно из рис. 1, полученные результаты подчиняются единой зависимости, вид которой определяется характером и толщиной  $\delta$  вязкого слоя смешения. Изменение толщины слоя смешения приводит к изменению профилей параметров  $u$ ,  $\rho$ ,  $T$  и кривизны линий тока, что, в свою очередь, смещает равновесие в уравнении баланса сил (динамическое давление,

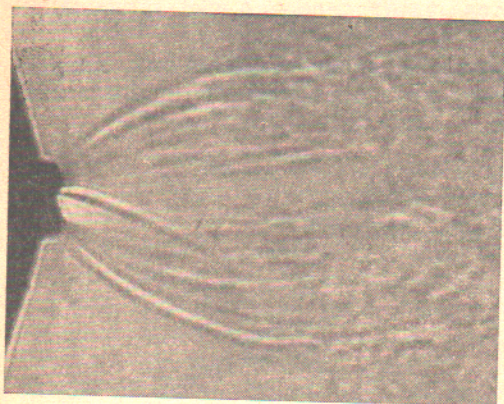


Рис. 3. Истечение струи из сверхзвукового сопла при переходном режиме:  $Ma = 2,34$ ;  $n = 27$ ;  $Re_* = 1,5 \cdot 10^5$

противодавление  $p_\infty$ , центробежная сила), действующих на слой сжатого газа за всячим скачком уплотнения. Следствием данного обстоятельства и является различное по величине отеснение всячего скачка уплотнения к оси симметрии. Этот эффект в первом приближении можно описать, ограничиваясь двумя первыми членами разложения в ряд функции  $D/L = f(\delta/L)$  в виде

$$D/L = a - b(\delta/L). \quad (1)$$

Анализ результатов позволяет выделить ряд режимов течения сильно недорасширенной струи с различным характером взаимодействия между слоем смешения и всячим скачком уплотнения.

1. При  $Re > 10^4$  течение в слое смешения турбулентное. Для данного режима толщина слоя смешения  $\delta$  возрастает линейно с увеличением расстояния  $x$  от среза сопла. Этот факт демонстрируется на рис. 2, где в качестве примера представлены поперечные распределения измеренной избыточной температуры торможения  $\bar{T}$  в трех различных сечениях сжатого слоя для случая истечения при  $Re_* = 5 \cdot 10^6$ ,  $T_0 = 450^\circ \text{K}$ ,  $T_\infty = 300^\circ \text{K}$ . По оси абсцисс отложена автомодельная координата  $\bar{y} = (y - y_{0,5})/x$  ( $y_{0,5}$  — координата точки профиля избыточной температуры торможения  $\bar{T} = 0,5$ ). Линейный характер зависимости  $\delta = \delta(x)$  приводит к постоянству величины  $\delta/L$  и величины отесняющего воздействия слоя смешения, что позволяет объяснить независимость величины  $D/L$  от числа  $Re$  (см. рис. 1) и, следовательно, автомодельную зависимость формы «бочки» от  $n^{0,5}$  при фиксированном значении числа Маха сопла  $Ma$  (<sup>4</sup>).

2. Диапазон  $10^3 < Re < 10^4$  соответствует режимам течения, когда в слое смешения происходит переход течения от ламинарного к турбулентному. Явление перехода демонстрируется на фотографии (рис. 3), полученной теньевым методом с применением в качестве источника света конденсированной искры. На некотором расстоянии от среза сопла ламинарный слой смешения резко турбулизуется. В данном диапазоне уменьшение  $Re$  приводит к постепенному увеличению  $D/L$  до уровня, соответствующего ламинарному слою смешения (рис. 1). Автомодельность отношения  $D/L$  по параметру  $n^{0,5}$  здесь нарушается.

3. При  $10^2 < Re < 10^3$  течение в слое смешения ламинарное. Уменьшение числа  $Re$  приводит к утолщению слоя смешения и монотонному уменьшению диаметра всячего скачка. Течение неавтомодельно. Толщина всячего скачка уплотнения здесь еще достаточно мала по сравнению с толщиной слоя смешения, что хорошо видно на рис. 4, 1, где представлены измеренные методом электронного пучка (<sup>10</sup>) поперечные профили плотности в струе, истекающей из звукового сопла с диаметром  $d_* = 3,25 \text{ мм}$



при  $N = 900$ . Представленные на этой фигуре распределения плотности относятся к сечению  $x/L = 0,92$ , т. е. расположенному непосредственно перед диском Маха. Результаты таких измерений представлены на рис. 1 вертикальными линиями, изображающими замеренную условную толщину висячего скачка уплотнения. Если для этих случаев определить положение висячего скачка как точку внутри его размытого фронта с наибольшим градиентом  $\rho$ , то аппроксимационная зависимость, полученная с использованием (1) и всех экспериментальных точек  $Ma = 1$  и  $Re_* / N^{0,5} \lesssim 10^3$  приводит к выражению

$$D/L = 0,73 - 2,21 / Re^{0,5}, \quad (2)$$

которому соответствует пунктирная линия на рис. 1. Формальное распространение этого выражения до  $Re \rightarrow \infty$ , что соответствует пренебрежению вязкостью, дает для величины  $D/L$  при  $Ma = 1$  значение 0,73, близкое к результату расчетов уравнений Эйлера по методу характеристик<sup>(6)</sup>. Отклонение от автомодельной зависимости при ламинарном режиме выражается вторым членом уравнения (2) и увеличивается при уменьшении числа  $Re$ .

Здесь следует отметить, что критерии  $Re$  и  $Re_* / N^{0,5}$  приближенно характеризуют и явление утолщения ударных волн в сильно недорасширенной струе<sup>(10, 11)</sup>. Действительно, учитывая экспериментальный результат о том, что толщина  $\tau$  ударной волны при больших  $M$  равна десяти длинам свободного пробега  $l_2$  за ударной волной, и принимая во внимание условия данных опытов  $T_2 \approx T_\infty$ ,  $l_2 \approx l_\infty$  и соотношение  $\mu = 0,5\rho\bar{c}l$  ( $\bar{c}$  — средняя тепловая скорость), получаем  $Re \sim L/l_\infty \sim L/\tau$ . Т. е. определенное значение числа  $Re$  приближенно соответствует фиксированному значению отношения толщины скачков к длине  $L$ .

4. При  $Re < 10^2$  характеристики сильно недорасширенной струи в значительной степени зависят от эффектов разреженности. Из рис. 4 видно, что скачки уплотнения сильно размываются и смыкаются со слоем смешения. Уменьшение  $Re$  приводит к увеличению диффузии молекул газа затопленного пространства внутрь струи. Если уменьшение  $Re$  сопровождается одновременным уменьшением  $Re_*$ , то изоэнтропическое ядро уменьшается в размерах, пока практически совсем не исчезает. При уменьшении  $Re$  за счет уменьшения  $p_\infty$  при достаточно большом значении  $Re_*$  имеет место переход к истечению струи в вакуум.

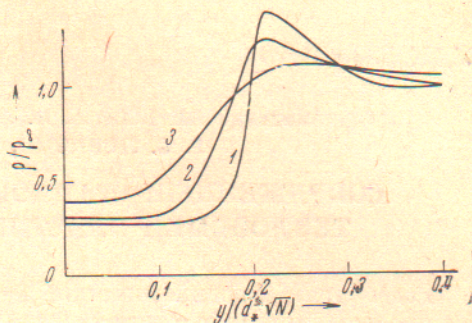


Рис. 4. Поперечные профили плотности в струе, истекающей из звукового сопла при низких числах Рейнольдса при  $Re_* / N^{0,5}$ : 1 — 135, 2 — 67, 3 — 30

4. При  $Re < 10^2$  характеристики сильно недорасширенной струи в значительной степени зависят от эффектов разреженности. Из рис. 4 видно, что скачки уплотнения сильно размываются и смыкаются со слоем смешения. Уменьшение  $Re$  приводит к увеличению диффузии молекул газа затопленного пространства внутрь струи. Если уменьшение  $Re$  сопровождается одновременным уменьшением  $Re_*$ , то изоэнтропическое ядро уменьшается в размерах, пока практически совсем не исчезает. При уменьшении  $Re$  за счет уменьшения  $p_\infty$  при достаточно большом значении  $Re_*$  имеет место переход к истечению струи в вакуум.

Поступило  
1 VII 1970

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> E. S. Love, C. E. Grigsby et al., Nat. Aeronaut. Space Admstr. Techn. Rep. R-6, 1959. <sup>2</sup> S. Crist, P. M. Sherman, D. R. Glass, Am. Inst. Aeronaut. and Astronomy J., 4, № 1, 68 (1966). <sup>3</sup> С. Н. Lewis, D. I. Carlson, ibid., 2, № 4, 776 (1964). <sup>4</sup> В. С. Авдудевский, А. В. Иванов и др., Изв. АН СССР, мех. жидкости и газа, № 3, 63 (1970). <sup>5</sup> K. Bier, V. Schmidt, Zs. angew. Phys., № 11 (1961). <sup>6</sup> Г. И. Аверникова, Э. А. Ашратов, Т. Г. Волконская, Сборн. Вычислительные методы и программирование (Численные методы механики сплошных сред). Сборн. работ Вычислит. центр МГУ, 1970, в. 15. <sup>7</sup> В. И. Немченко, Н. И. Ющенков, ПМТФ, № 6, 110 (1969). <sup>8</sup> Сборн. Физические измерения в газовой динамике и при горении, Под ред. Р. Ладенбурга, В. Льюиса, Р. Пирса, ИЛ, 1957. <sup>9</sup> E. P. Muntz, D. J. Marsden, In: Rarefied Gas Dynamics, N. Y.—London, 2, 1963. <sup>10</sup> В. В. Болчков, А. В. Иванов, Изв. АН СССР, Мех. жидкости и газа, № 3, 160 (1969). <sup>11</sup> H. Ashkenas, F. S. Sherman, In: Rarefied Gas Dynamics, 2, N. Y.—London, 1965.