

УДК 532.525.2:533.6.011.5

© 1998 г. Т.В. БАЖЕНОВА, С.Б. БАЗАРОВ, Т.А. БОРМОТОВА,  
В.В. ГОЛУБ, А.М. ШУЛЬМЕЙСТЕР

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Экспериментально и численно исследовано нестационарное взаимодействие между импульсной сверхзвуковой струей и плоской пластиной, расположенной перпендикулярно оси струи. Экспериментально получены распределения во времени давления и теплового потока в различных точках на преграде, а также пространственное распределение плотности. Численный расчет нестационарного течения выполнен методом Годунова. Эксперименты и расчеты выявили влияние отраженной пусковой ударной волны и головной части потока истекающего газа с вихрем на распределение динамических и тепловых нагрузок на пластину во времени и в пространстве.

Начальная стадия истечения свободной импульсной сверхзвуковой струи характеризуется формированием пусковой ударной волны в невозмущенном газе, образованием вихрей в головной части истекающего потока и системы ударных волн в потоке, подобной известной бочкообразной структуре с диском Маха в стационарных недорасширенных струях [1]. Исследование взаимодействия этой сложной волновой структуры с пластиной, установленной перпендикулярно оси струи, дает возможность более полно проследить за изменением течения во времени и пространстве и выявить роль различных его элементов на разных этапах взаимодействия.

Взаимодействие стационарной сверхзвуковой струи с преградой интенсивно исследовалось в последние три десятилетия. В струе перед преградой возникает центральный скачок уплотнения, а вблизи преграды образуется зона обратных токов. Качественная картина течения и эпюра давления на преграде характеризуются расстоянием от среза сопла до преграды, числом Маха струи и степенью нерасчетности [2].

Начальная стадия взаимодействия импульсной сверхзвуковой струи существенно отличается как картиной взаимодействия, так и распределением параметров на преграде. В [3] получены интерферограммы различных стадий взаимодействия импульсных струй с преградой. Измеренное распределение давлений на преграде совпало с результатами численного расчета.

В данной работе экспериментально и теоретически изучены качественные характеристики поля течения при воздействии импульсной струи на преграду.

**1. Экспериментальная установка.** Импульсная струя создавалась в ударной трубе квадратного сечения  $40 \times 40 \text{ мм}^2$  с отражающим соплом. Звуковое сопло имело диаметр критического сечения  $d = 4 \text{ мм}$ . Газ, нагретый за отраженной ударной волной, истекал через сопло в вакуумную камеру.

В камере устанавливалась плоская преграда, причем координатный механизм позволял варьировать расстояние от среза сопла до преграды в диапазоне  $L/d = 6-50$ . Плоскость преграды располагалась перпендикулярно оси истечения струи. На преграде было установлено пять миниатюрных пьезокерамических датчиков давления и пять тонкопленочных датчиков температуры.

Датчики № 1 располагались на преграде по оси струи, остальные – вдоль прямой линии с интервалом 8,5 мм. Сигналы с датчиков давления поступали на повторители напряжения и

далее записывались на запоминающие осциллографы С9-8. Запуск осциллографов производился при помощи датчика давления, установленного вблизи торца ударной трубы. Перед экспериментом датчики давления тарировались. Для этого преграда с датчиками устанавливалась в торце ударной трубы. Число Маха падающей ударной волны  $M_0$  менялось в диапазоне 2–4,4 при наполнении камеры низкого давления азотом до 4 кПа. Падение напряжения с эталонного сопротивления в цепи каждого датчика температуры также регистрировалось осциллографом С9-8. Далее сигналы, записанные с датчиков давления и температуры, передавались на персональный компьютер IBM PC/AT и обрабатывались с помощью специальных программ.

Кроме измерения давления и температуры в отдельных точках на преграде картина взаимодействия вихря с преградой регистрировалась с помощью теневого прибора ИАБ-451 с искровым источником света, проводилась киносъемка процесса истечения высокоскоростной камерой ВСК-5. На базе теневого прибора был собран интерферометр с узким опорным пучком [4]. В качестве источника света использовался рубиновый лазер.

В качестве рабочих газов использовались азот и воздух. Камера низкого давления и вакуумная камера наполнялись азотом до 4 кПа. Число  $M_0$  изменялось в диапазоне 2,5–4,4, что обеспечивало изменение нерасчетности истечения  $n = p_a/p_\infty$  в интервале 15–70 ( $p_a$  – давление на срезе сопла,  $p_\infty$  – давление газа окружающего пространства). Скорость ударной волны регистрировалась базовым методом с помощью датчиков давления и частотомеров ЧЗ-33. В качестве толкающих газов использовались гелий и азот.

**2. Обработка результатов измерений.** Поле плотности, возникающее в процессе взаимодействия, было получено из мгновенных интерферограмм процесса. Расшифровка интерферограмм с осесимметричным распределением полос производилась численно с применением интегрального уравнения Абеля.

В применяемой схеме эксперимента с интерференционными полосами конечной ширины не было необходимости независимо задавать значения плотности на фронте ударной волны, смещение линий на фронте по сравнению с невозмущенным пространством прослеживалось на интерферограмме.

Численная расшифровка интерферограмм основывалась на уравнении Абеля в форме

$$S(x, y) = \frac{2K}{\lambda} \int_y^R \frac{(\rho(x, y) - \rho_\infty)}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr$$

Операторный вид этой формулы для осесимметричного поля плотностей в струе

$$S(x, y) = [Ap](x, y)$$

Здесь  $S(x, y)$  – смещение полосы на интерферограмме,  $K$  – постоянная Гладстона – Дейла,  $\lambda$  – длина волны рубинового лазера,  $\rho(x, y)$  – плотность газа в струе,  $\rho_\infty$  – плотность газа окружающего пространства,  $x$  – координата вдоль оси,  $y$  – поперечная координата,  $R$  – радиус струи в данном сечении.

Уравнение Абеля можно представить в виде

$$S(x, y) = \frac{RK}{N\lambda} \sum_{i=j}^N (\rho_i - \rho_\infty) a_{ij} \quad (2.1)$$

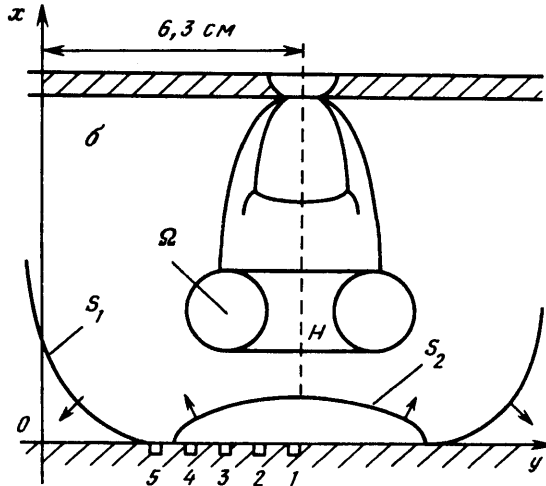
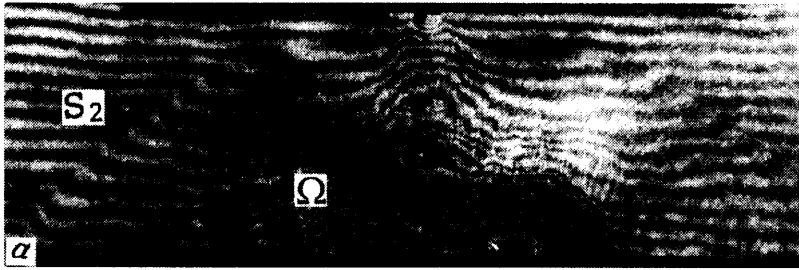
где  $a_{ij}$  – коэффициенты Пирса. В результате решения системы линейных алгебраических уравнений (2.1) было рассчитано распределение плотности газа в струе.

Тепловой поток  $q(t)$  к преграде при взаимодействии с ней импульсной струи вычислялся по измеренному тонкопленочным термометром сопротивлению закону изменения температуры стенки во времени  $T(t)$

$$q(t) = \frac{k}{\sqrt{a\pi}} \int_0^t \frac{dT(\tau)}{d\tau} \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (2.2)$$

Здесь  $a$  и  $k$  – коэффициенты тепло- и температуропроводности. Полученные на цифровом осциллографе дискретные значения  $T(t)$  использовались для кусочно-линейной интерполяции. Зависимость (2.2) представлялась в виде

$$q(t) = \frac{2k}{\sqrt{a\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{T_{i+1} - T_i}{\sqrt{t - \tau_{i+1}} + \sqrt{t - \tau_i}} \quad (2.3)$$



Фиг. 1. Интерферограмма взаимодействия импульсной высокотемпературной струи азота ( $M_a = 1, n = 21$ ) с плоской преградой для момента времени  $t = 114$  мкс (*а*); *б* – схема структуры течения при взаимодействии импульсной струи с преградой (*б*);  $S_1$  – стартовая ударная волна, идущая впереди горячего газа,  $S_2$  – отраженная ударная волна, движущаяся в сторону среза сопла,  $H$  – передний фронт импульсной струи,  $\Omega$  – вихревое кольцо

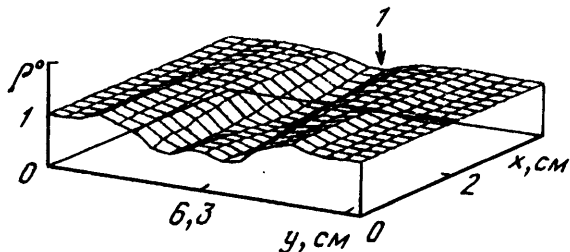
где  $T_i$  и  $\tau_i$  – значения температуры и времени в начале каждого  $i$ -го отрезка. При достаточно большом числе разбиений формула (2.3) упрощается

$$q(t) = \frac{k}{\sqrt{\pi t}} \sum \frac{\Delta T_i}{\sqrt{t - \tau_{im}}}, \quad \tau_{im} \frac{(\tau_{i+1} + \tau_i)}{2}$$

**3. Результаты экспериментов.** На фиг. 1 представлены интерферограмма взаимодействия импульсной высокотемпературной струи азота с плоской преградой (*а*) и схема структуры течения (*б*). К моменту времени  $t = 114$  мкс положение диска Маха достигает своего стационарного значения. В стационарной струе при  $M_a = 1, n = 21$  критическое расстояние, на котором пластина не влияет на структуру первой бочки, составляет  $L/d = 10,3$  [2].

Как видно из фиг. 1, стартовая ударная волна  $S_1$ , идущая впереди горячего газа, достигает преграды и отражается от нее. При этом формируется отраженная ударная волна  $S_2$ , движущаяся в сторону среза сопла. Вблизи переднего фронта импульсной струи  $H$  формируется вихревое кольцо  $\Omega$ . С течением времени турбулентный вихрь  $\Omega$  начинает взаимодействовать с волной  $S_2$ , проходит через нее и сталкивается с преградой. Со временем вихрь увеличивается в размерах и заполняет пространство между соплом и преградой. Центр вихря смещается от оси к периферии.

Построено распределение плотности вдоль оси симметрии импульсной струи после



Фиг. 2. Пространственное распределение безразмерной плотности  $\rho^0(x, y) = \rho(x, y)/\rho_\infty$  в плоскости симметрии для момента времени  $t = 114$  мкс после выхода струи из сопла ( $L/d = 10$ ,  $n = 21$ );  $x = 0$  – положение преграды,  $y = 6,3$  см – ось симметрии, 1 – срез сопла

взаимодействия ее с пластиной. На фиг. 2 представлено пространственное распределение безразмерной плотности  $\rho^0(x, y) = \rho(x, y)/\rho_\infty$  в плоскости оси симметрии для момента времени  $t = 114$  мкс после выхода струи из сопла. На некотором расстоянии от оси симметрии вблизи пластины заметно уменьшение плотности до  $0,7 \rho_\infty$ . По-видимому, это связано с взаимодействием с пластиной периферийной области вихря  $\Omega$ . У границ струи плотность возрастает до  $1,2 \rho_\infty$ . Относительная ошибка в определении плотности максимальна на оси струи и не превышает 15% с доверительной вероятностью 0,95.

Для выяснения случайного и систематического характера изменения давления на преграде сравнивались распределения давления для опытов, выполненных в одинаковых условиях на расстоянии преграды от среза сопла  $L/d = 12$  (датчики № 1–5).

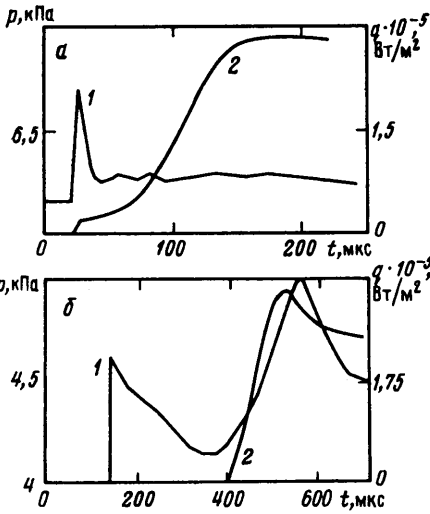
Как показал анализ, имеется вполне определенный систематический характер изменения давления в различных точках преграды для разных расстояний между преградой и срезом сопла. Погрешность в определении давления составляет 15% с доверительной вероятностью 0,95. Подобное сравнение было сделано для показаний датчиков температуры. В этом случае также имеется систематический характер изменения температуры стенки на преграде для всех датчиков при различных расстояниях между преградой и срезом сопла. Погрешность в определении величины температуры стенки составляет 20% с доверительной вероятностью 0,95.

На фиг. 3 приведено изменение во времени давления (1) и теплового потока (2) к пластине в центре струи, при  $n = 70$  и температуре торможения  $T_0 = 2810$  К для двух расстояний между пластиной и соплом. При  $L/d = 12$  пластина находится непосредственно за диском Маха.

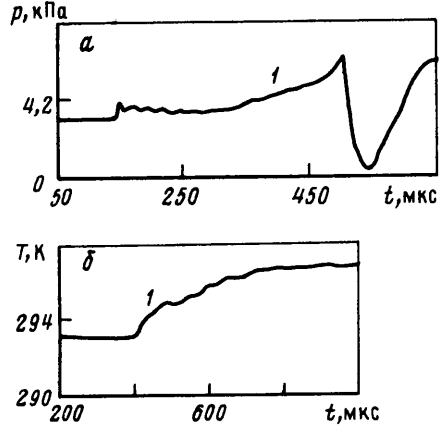
На фиг. 3, а также показано изменение во времени давления на пластине в центре струи. Все кривые построены по значениям, определенным из четырех опытов. На графике давления ясно выделяется пик, возникающий при отражении стартовой ударной волны. На малых расстояниях от сопла ( $L/d = 12$ , фиг. 3, а) давление в центре пластины после отражения сферической стартовой ударной волны падает и затем остается практически постоянным.

Тепловой поток при отражении ударной волны растет очень слабо. Заметное возрастание теплового потока происходит на более поздней стадии – при торможении высокоэнтальпийного потока истекающего газа на пластине. Величина теплового потока к моменту времени  $t = 500$  мкс возрастает до  $3 \cdot 10^5$  Вт/м<sup>2</sup>, давление возрастает до  $1,2 \rho_\infty$ . Такие же нагрузки возникали и при торможении потока на близком расстоянии (фиг. 3, а).

На фиг. 4 приведены графики давления и температуры стенки в месте расположения датчика № 4. На графике давления имеет место некоторый подъем, а затем резкое падение давления после прихода фронта струи к преграде (приход горячего газа струи виден по росту температуры стенки). Это связано с приходом турбулентного



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Изменение во времени давления (1) и теплового потока (2) к пластине в центре струи при  $n = 70$  и температуре торможения  $T_0 = 2810$  К для двух расстояний между пластиной и соплом  $L/d = 12$  (а), 38 (б)

Фиг. 4. Графики давления (а) и температуры (б) стенки в месте расположения датчика № 4 при  $L/d = 38$ ; 1 – момент прихода горячего газа струи к стенке

вихря  $\Omega$  в данную точку преграды. Длительность фазы падения давления, связанного с приходом вихря, равнялась 100 мкс.

**4. Численные расчеты взаимодействия импульсной струи с преградой.** Численное моделирование взаимодействия импульсной струи с преградой проводилось методом Годунова первого порядка в рамках модели идеального газа. Решалась система уравнений движения в цилиндрической системе координат в безразмерных переменных

$$\frac{p}{p_\infty}, \frac{\rho}{\rho_\infty}, \frac{x}{r_0}, \frac{u}{\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}}, \frac{t\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}}{r_0}, \frac{v}{\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}}$$

где  $p, \rho$  – давление и плотность,  $u, v$  – горизонтальная и радиальная составляющие вектора скорости,  $r_0$  – радиус критического сечения сопла.

Уравнение энергии использовалось в виде  $e = p/[(\gamma - 1)\rho]$ , где  $e$  – удельная внутренняя энергия,  $\gamma$  – показатель адиабаты.

Начальные и граничные условия формулировались в следующем виде.

При  $t = 0$  давление на входе в сопло  $p_1$  равно давлению за отраженной ударной волной с числом Маха  $M_0$ , за соплом давление в камере  $p_\infty$ .

На оси  $r = 0$  при  $t > 0$  ставятся условия симметрии

$$\partial p / \partial r = \partial \rho / \partial r = \partial u / \partial r = v = 0$$

На твердых стенках ставятся условия непротекания.

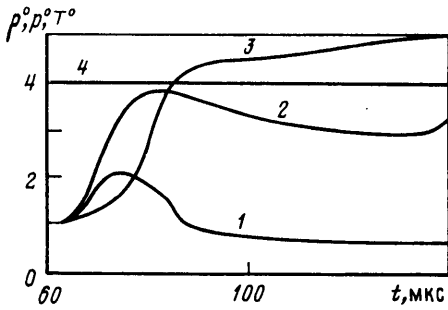
Методом Годунова [5] численное решение строится в виде кусочно-постоянных распределений функций по ячейкам сетки. Шаг по времени выбирается из условия устойчивости

$$\Delta t < \Delta t_x + \Delta t_r / (\Delta t_x + \Delta t_r)$$

$$\Delta t_x = \Delta x / \max(|u - c|, |u + c|), \quad \Delta t_r = \Delta r / \max(|v - c|, |v + c|)$$

где  $c$  – скорость звука.

Максимумы значений  $|u - c|, |u + c|$  и  $|v - c|, |v + c|$  выбираются по всем ячейкам для



Фиг. 5. Расчетные кривые изменения во времени параметров газа вблизи пластины на оси симметрии струи при  $n = 21$ ,  $L/d = 10$ ; 1 — плотность  $\rho^\circ = \rho/\rho_\infty$ ; 2 — давление  $p^\circ = p/p_\infty$ ; 3 — температура газа  $T^\circ = T/T_\infty$  ( $T_\infty$  — температура газа окружающего пространства), 4 — температура торможения потока  $T_0 = T^\circ/T_\infty$ .

каждого момента времени. Потоки массы, импульса и энергии через границы ячеек за шаг по времени рассчитываются по значениям параметров на границах ячеек, которые получаются из решения задачи о распаде произвольного разрыва параметров на этих границах. Начальным условием является распределение параметров по ячейкам на предыдущем шаге по времени. Аналогичная задача решалась методом Мак-Кормака в [6].

Сравнение результатов расчета с экспериментальным распределением плотности (фиг. 2) показывает, что расчет выявляет основные характерные области течения вблизи пластины. В центре пластины имеется область повышенной плотности, на некотором расстоянии от центра существует циркуляционная зона разрежения, окруженная областью повышенной плотности. Такое поле плотности может возникнуть в результате взаимодействия отраженной ударной волны  $S_2$  и вихря  $\Omega$  с пластиной.

На фиг. 5 представлены расчетные кривые изменения во времени параметров газа вблизи пластины на оси симметрии струи при  $n = 21$ ,  $L/d = 10$ .

Подъем на графике давления относится к области взаимодействия пусковой ударной волны  $S_1$  с пластиной. На фронте отраженной ударной волны температура газа растет незначительно. В дальнейшем, когда к пластине подходит фронт истекающего высокоэнтропийного газа и поток тормозится на пластине, температура газа поднимается, достигает значения температуры торможения  $T_0$  за отраженной ударной волной в ударной трубе перед соплом и продолжает расти, превышая  $T_0$ .

Явление превышения температуры торможения при нестационарном взаимодействии с препятствием вызвано перераспределением кинетической энергии в нестационарном течении, на которое указывал К.П. Станюкович [7].

В [7] рассмотрена задача о нестационарном взаимодействии потока со стенкой. Поток создавался внезапным истечением газа с температурой торможения  $T_0$  через отверстие в резервуаре, расположенном напротив отражающей стенки. При этом не принималась в расчет пусковая ударная волна  $S_1$ . Использовалось выражение для нестационарного значения скорости истечения. На основании автомодельного решения одномерной задачи для идеального газа получено отношение температуры газа после взаимодействия со стенкой  $T$  к  $T_0$

$$\frac{T}{T_0} = \left[ \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left[ \frac{\gamma^3 + \gamma + 2}{(\gamma^2 + 1)(\gamma + 1)} \right] \right]^2 \quad (4.1)$$

Применив формулу (4.1) для параметров, соответствующих фиг. 5, для  $\gamma = 1,4$  получаем, что максимальная величина  $T/T_0$  составляет 5,7. В численном решении температура газа у стенки больше температуры торможения в 1,25 раза. Расхождение естественно, так как формула (4.1) дает оценку максимального возрастания температуры без учета потерь и пространственного распределения энергии в осесимметричной струе.

**Заключение.** Эксперименты и расчеты показали следующие особенности начальной стадии взаимодействия импульсной струи с преградой.

На небольших расстояниях между соплом и пластиной взаимодействие определяется отражением пусковой ударной волны, приводящим к повышению давления. На больших расстояниях по сравнению с расстоянием до диска Маха основную роль во взаимодействии играет головная часть импульсной струи с крупномасштабным вихрем. Температура газа у пластины превышает температуру торможения, при этом резко возрастает тепловой поток на пластину. Давление и плотность растут в окрестности оси струи, в районе вихревого кольца плотность и давление у пластины падают и вновь возрастают к границе струи.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-16170).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голуб В.В., Шулмейстер А.М. Стартовые ударные волны и вихревые структуры, возникающие при формировании струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 146–150.
2. Гинзбург И.П., Соколов Е.И., Усков В.Н. Типы волновой структуры при взаимодействии недорасширенной струи с безграничной плоской преградой // ПМТФ. 1976. № 1. С. 45–53.
3. Bulat O.V., Golub V.V., Lyakhov V.N., Shulmeister A.M. Interaction between impulse jet and flat plate // Flow visualisation VI: Proc. 6th Intern. Symp. Y.T. Tanida. Berlin: Springer, 1992. P. 163–167.
4. Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. Л.: Наука, 1979. 232 с.
5. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
6. Гальцев В.Ф., Голуб В.В., Ляхов В.Н. и др. Моделирование истечения импульсной сверхзвуковой струи горячего газа // Исследования в области измерений динамических и кинематических параметров жидкостей и газов. М.: ВНИИФТРИ, 1990. С. 26–43.
7. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.

Москва

Поступила в редакцию  
19.VIII.1996