

УДК 533.6.011.72

СТАРТОВЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУЙ

ГОЛУБ В. В., ШУЛЬМЕЙСТЕР А. М.

При импульсном запуске струй наблюдаются фронт истекающего газа и формирование ударной волны в окружающем газе. Вопросы движения стартовых ударных волн рассматривались для модели внезапно включенного источника [1], получено аналитическое решение для движения стартовой ударной волны на основе известного автомодельного решения для вытеснения газа поршнем, расширяющимся по степенному закону [2]. Для сферического источника положение ударной волны описывается соотношением $r_s \sim t^{0,5}$, где r_s — координата, t — время. При использовании теории взрывных волн [3] для сферической симметрии течения (полагая, что энерговыделение за счет истекающего газа из сопла линейно зависит от времени) получим $r_s \sim t^{0,6}$. Экспериментально определенный закон движения ударной волны [4] имеет вид $r_s \sim t^{0,66}$.

Неотъемлемой частью формирования импульсной газовой струи является возникновение и развитие вихревых структур. В [4] указано на существование нескольких вихревых колец при запуске струи, однако причины их появления не рассматривались. При формировании струи, истекающей из плоского сопла, обнаружено одиночное вихревое образование [5].

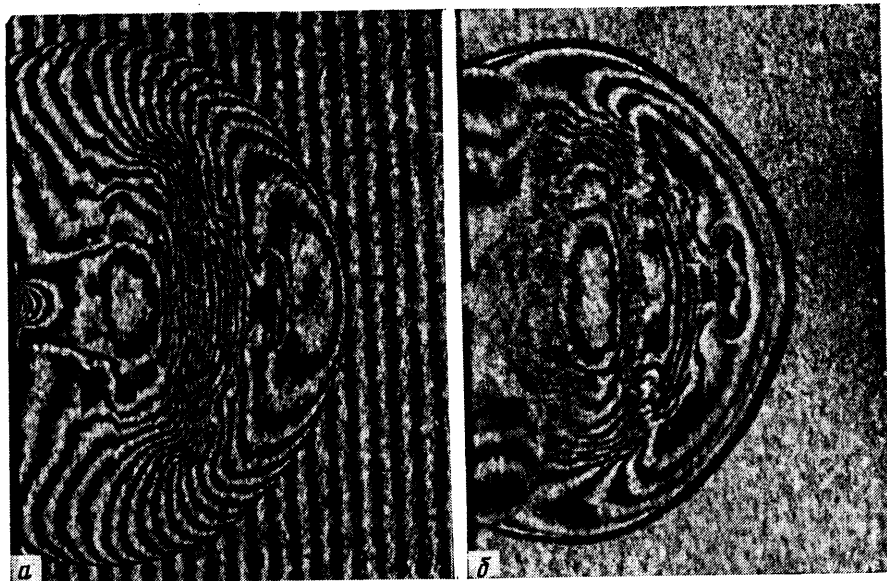
Экспериментально исследованы состояние за ударной волной, возникающей перед формирующейся импульсной струей, и развитие вихревой структуры самой струи.

Проведено сравнение экспериментального осевого распределения плотности в струе в области между фронтом газа и первичной ударной волной с решением задачи о расширяющемся сферическом поршне и неавтомодельной задачи о точечном взрыве.

Настоящая работа выполнена на ударной трубе сечением 40×40 мм², длиной камеры низкого давления 4,0 м. В торце ударной трубы устанавливалось звуковое сопло $d_s = 4$ мм, через которое происходило истечение в барокамеру объемом ~ 1 м³. Эксперименты проводились без установки диафрагмы в сопле и нерасчетность $n = P_a / P_\infty$ (P_a — давление на срезе сопла, P_∞ — давление в барокамере) изменялась в диапазоне 15—70 путем изменения числа M падающей ударной волны — $M = 2,5$ —4,3. Камера низкого давления и барокамера наполнялись азотом при начальном давлении 30—760 мм рт. ст. Течение визуализировалось теневым прибором ИАБ-451, а также созданным на его основе сдвиговым интерферометром с дифракционной решеткой. В качестве источника света использовался рубиновый лазер ОГМ-20. Синхронизация момента вспышки лазера и начала процесса истечения осуществлялась с помощью пьезодатчика давления и схемы задержки времени. Схема задержки времени позволяла регистрировать интерферограммы процесса истечения струи в заданные моменты времени.

В экспериментах использовался горизонтальный сдвиг волновых поверхностей и два вида настройки интерферометра: на бесконечно широкую полосу и на полосы конечной ширины. На фиг. 1 приведены интерферограммы процесса истечения азота (при $n = 18$, параметры торможения: $P_0 = 34$ атм, $T_0 = 1117$ К) с настройкой на бесконечно широкую полосу (фиг. 1, б) и полосы конечной ширины (фиг. 1, а) для момента времени 48 мкс от начала истечения.

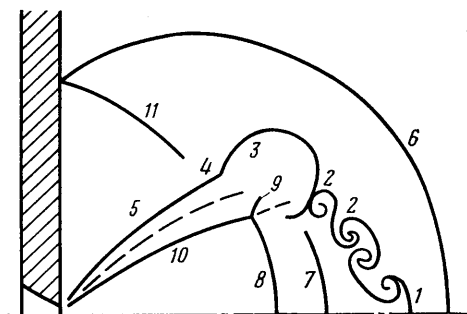
На основании полученных шпирен-фотографий и интерферограмм процесса истечения в указанном выше диапазоне параметров предложена общая схема структуры импульсной струи (фиг. 2).



Фиг. 1

Помимо общепринятых разрывов (ударных волн и контактных поверхностей) существенную роль в развитии течения играют вихревые структуры. В истекающем газе формируются три вида тороидальных вихрей 1, 2, 3 с разными причинами образования; висячие скачки 10, вторичные ударные волны 7, 8; отраженные скачки 9, первичная ударная волна 6, отраженная волна 11.

Вихревое кольцо 1 возникает при импульсном повышении давления на кромке сопла в начале процесса истечения газа и подобно по своей природе кольцевым вихрям Вуда. Вихри типа 2 образуются вследствие неустойчивости сдвигового слоя, который возникает между расширяющимся потоком газа



Фиг. 2

в струе и фоновым газом, прошедшим через первичную ударную волну. В зависимости от режима истечения число вихрей типа 2 меняется от 0 до 2. Вихрь 3 образуется при сворачивании турбулентного сдвигового слоя 4, формирующегося вдоль боковой границы струи 5. По мере развития течения в результате взаимодействия вихревых колец 2 и 3 образуется общее монокольцо, размеры которого увеличиваются и достигают величины, в 2,5 раза превышающей поперечный наибольший размер стационарной струи. Результирующее вихревое кольцо испытывает сопротивление со стороны газа за ударной волной, тормозится, что в свою очередь приводит к ослаблению ударной волны.

Численная обработка интерферограмм по определению поля плотности импульсной осесимметричной струи заключалась в решении интегрального уравнения Абеля

$$S(y) = \frac{2k}{\lambda} \int_{|y|}^R [\rho(r) - \rho_0] \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (1)$$

Здесь $S(y)$ — сдвиги полос на интерферограмме; k — постоянная Гладстона — Дейла, взята из [6]; λ — длина волны рубинового лазера, используемого в качестве источника света; y — поперечная координата, R — радиус струи в данном сечении.

Сдвиг полосы в заданном поперечном сечении аппроксимировался полиномами пятой степени по методу наименьших квадратов. Решение уравнения Абея (1) осуществлялось по методу Пирса [7]. Погрешность в определении сдвига полосы составляла 0,05 полосы, погрешность в определении плотности до 15%. Расчеты выполнены на вычислительной машине НР 3000.

На фиг. 3 приведено распределение плотности в поперечных сечениях $(a-\delta)$ импульсной осесимметричной струи, интерферограммы которой приведены на фиг. 1. Сечение δ расположено между первичной ударной волной в окружающем газе и фронтом истекающего газа, сечение ε — по фронту истекающего газа, сечения $a-\varepsilon$ — между фронтом истекающего газа и вторичной ударной волной — нестационарным диском Маха; они расположены от среза сопла на расстояниях: $a - 6,8r_*$, $b - 8,63r_*$, $\varepsilon - 10,38r_*$, $\varepsilon - 13,0r_*$, $\delta - 14,75r_*$, (r_* — радиус критического сечения сопла). Значения плотности отнесены на плотность окружающего газа ρ_∞ , участки постоянного распределения плотности соответствуют плотности окружающего газа ($\rho' = \rho/\rho_\infty = 1$), скачок плотности соответствует плотности за первичной ударной волной (δ на фиг. 2), значком 1 обозначена граница струи, $Y = y/r_*$. Сечение a проходит по кольцевому вихрю 3 (фиг. 2) и характеризуется немонотонным распределением плотности.

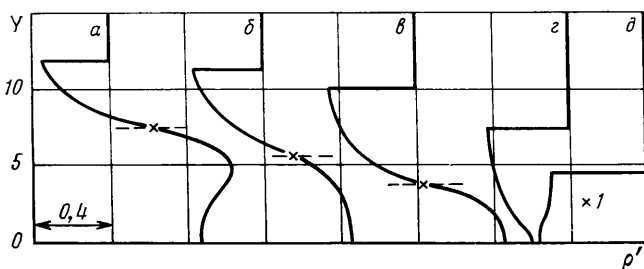
Для исследования развития импульсной струи во времени была проведена серия экспериментов с равными начальными условиями и с одинаковой интенсивностью ударной волны в ударной трубе. После проверки воспроизводимости интерферограмм в различных опытах были получены и обработаны интерферограммы в различные моменты времени от начала истечения. Обнаружено, что зона изэнтропического расширения между срезом сопла и вторичной волной — диском Маха устанавливается к ~ 150 мкс. С момента времени 40 мкс от запуска струи и до конца наблюдения ($\sim 1,5$ мс) область вихревого движения на фронте истекающего газа растет линейно со временем и составляет по оси истечения $\sim 40\%$ от расстояния между срезом сопла и фронтом газа.

На фиг. 4 приведены поперечные распределения плотности в сечениях, проходящих через центр вихревого кольца в различные моменты времени (1 — 48 мкс, 2 — 76 мкс и 3 — 126 мкс). Анализ экспериментальных данных показывает, что величина плотности в центре ядра вихря во времени меняется незначительно и составляет $\sim 0,35 \rho/\rho_\infty$ (фиг. 4). Развитие вихревого кольца на этой стадии сопровождается генерацией сильных возмущений, на фиг. 4 (кривая 3) появляется скачок плотности между первичной ударной волной и фронтом истекающего газа.

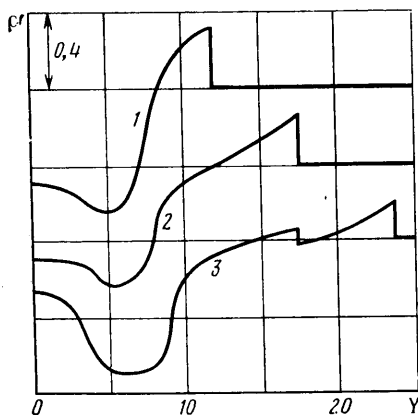
На основе экспериментально полученных поперечных распределений плотности на фиг. 5 построено распределение плотности на оси струи (кривая 1) для момента времени 48 мкс от начала истечения ($P_0 = 34$ атм, $T_0 = 1117$ К, $X = x/r_*$). Скачок плотности a на фиг. 5 (кривая 1) соответствует росту плотности на вторичной ударной волне δ (фиг. 2), b — скачок на контактной поверхности истекающего газа, ε — скачок на первичной ударной волне в фоновом газе. Величина перепада плотности на первичной ударной волне ε определялась из скорости ее движения и составила $1,42 \pm 0,04$. Вторичная ударная волна a (фиг. 5) с формированием стационарной структуры струи занимает положение диска Маха. В общем случае течения в импульсной струе (фиг. 2) за вторичной ударной волной δ газ снова расширяется и затем тормозится в динамической ударной волне 7, которая находится вблизи фронта истекающего газа и является элементом нестационарной структуры струи. Образование и развитие динамической ударной волны зависит от нерасчетности истечения и стадии

формирования структуры струи. Интенсивность динамической ударной волны в режиме эксперимента, представленного на фиг. 5, незначительна и находится в пределах точности измерения. У среза сопла расшифровка интерферограмм представляла значительные трудности и кривой 2 показаны результаты приближенного метода расчета [8] ее стационарного истечения в условиях выполненного эксперимента.

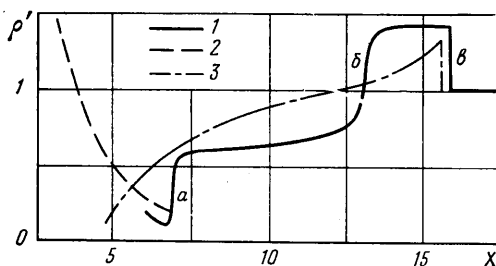
Из аппроксимации движения контактной поверхности струи получена степенная зависимость ее движения от времени $r \sim t^{0,54}$ [4]. Задавая этот



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

закон в автомоделной задаче о сферическом поршне в приближении сильной ударной волны, можно получить распределение плотности между ударной волной и контактной поверхностью [2]. Однако это решение применимо лишь на начальной стадии развития струи (в проведенных экспериментах до 20 мкс), когда первичная ударная волна имеет большую интенсивность. Для момента времени $t=48$ мкс перепад плотности на волне составляет 1,42 и использование модели сферического поршня приводит к сокращению расстояния между ударной волной и контактной поверхностью в 2 раза по сравнению с экспериментально полученным.

Перейдем к рассмотрению задачи о точечном взрыве. В условиях выполненных экспериментов можно приближенно закон выделения энергии считать линейным за счет истекающего из сопла газа. В [9], посвященной задаче о взрыве с линейным законом выделения энергии и с учетом противодавления, предлагается расчет только одного режима. В [3], где решается задача о взрыве с линейным законом выделения энергии без учета противодавления, рассмотрено только движение волн и нет распределения плотности. Энергия взрыва бралась равной полной энергии вытекающего из сопла газа к моменту времени $t=48$ мкс газа в приближении линейного закона поступления газа через сопло и составило величину $E_0=3,17$ Дж. Давление и плотность газа окружающего пространство рав-

нялись $P_{\infty}=1$ атм и $\rho_{\infty}=1,29$ кг/м³. По перепаду плотности на ударной волне в случае неавтономной задачи плотность оказалась меньше в 1,1 раза. В целом падение плотности между волной и контактной поверхностью в эксперименте происходит медленнее, чем в задаче о точечном взрыве (фиг. 5, кривая 3). Различие кривых 1 и 3 фиг. 5 имеет место ввиду следующих причин. Во-первых, течение в струе имеет осевую симметрию и выделенное направление движения газа, в то время как в задаче о взрыве течение сферически-симметричное. Во-вторых, имеется различие в законе выделения энергии; в струе этот закон может приближенно считаться линейным, а в задаче о взрыве выделение энергии происходит мгновенно. Кроме того, расчет течения в задаче о взрыве проводился в рамках уравнений идеальной жидкости без учета реальных свойств газа.

Следует отметить, что проведенные эксперименты с запуском импульсной струи при начальном давлении 1 атм подтвердили справедливость аппроксимационных формул для движения первичной ударной волны [4], полученных для начального давления 30—40 мм рт. ст.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чекмарев С. Ф., Станкус Н. В. Газодинамическая модель и соотношения подобия для запуска сверхзвуковых сопел и струй // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 8. С. 1576—1583.
2. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов И. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 337 с.
3. Дабора Е. К. Взрывные волны с переменной энергией // Ракетн. техника и космонавтика. 1972. № 10. С. 144—146.
4. Набоко И. М., Белавин В. А., Голуб В. В., Опара Н. И. Исследования нестационарной структуры потока при истечении ударного нагретого газа // ПМТФ. 1973. № 5. С. 34—40.
5. Масленников В. Г., Добрынин Б. М. Процесс установления начального участка плоских сверхзвуковых струй азота при различных значениях нерасчетности истечения // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1229—1236.
6. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
7. Пирс У. Д. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках // Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 221—229.
8. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 234 с.
9. Director M. N., Dabora E. K. An experimental investigation of variable energy blast // Acta Astronautica. 1977. V. 4. P. 391—407.

Москва

Поступила в редакцию
26.VIII.1987