

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПОЛОСТЬЮ В СТЕНКЕ

Е. Ф. Жигалко, Л. Л. Колышкина, В. Д. Шевцов
(Ленинград)

В нестационарных течениях газа нередко возникает ситуация, в которой ударная волна проходит место, где сечение канала меняется. На самой ранней стадии явления, когда несущественна интерференция элементов структуры, плодотворно его рассмотрение как композиции элементарных характерных модельных задач о взаимодействии ударной волны со стенкой. На поздней же стадии часто возможен одномерный подход и использование решений задачи о распаде разрыва [1—3]. Исследование промежуточной стадии в данной работе основано на экспериментах, проведенных в воздушной ударной трубе прямоугольного сечения 130×80 мм, канал которой перекрыт жесткой стенкой, нормальной к оси трубы, с прямой полостью конечной длины. Рассмотрение сосредоточено около вопросов, не связанных существенно с ограниченностью сечения канала перед моделью.

Рассматриваемый нестационарный процесс может быть условно разделен на фазы, например, в соответствии с изменениями в его ходе содержания волновых конфигураций.

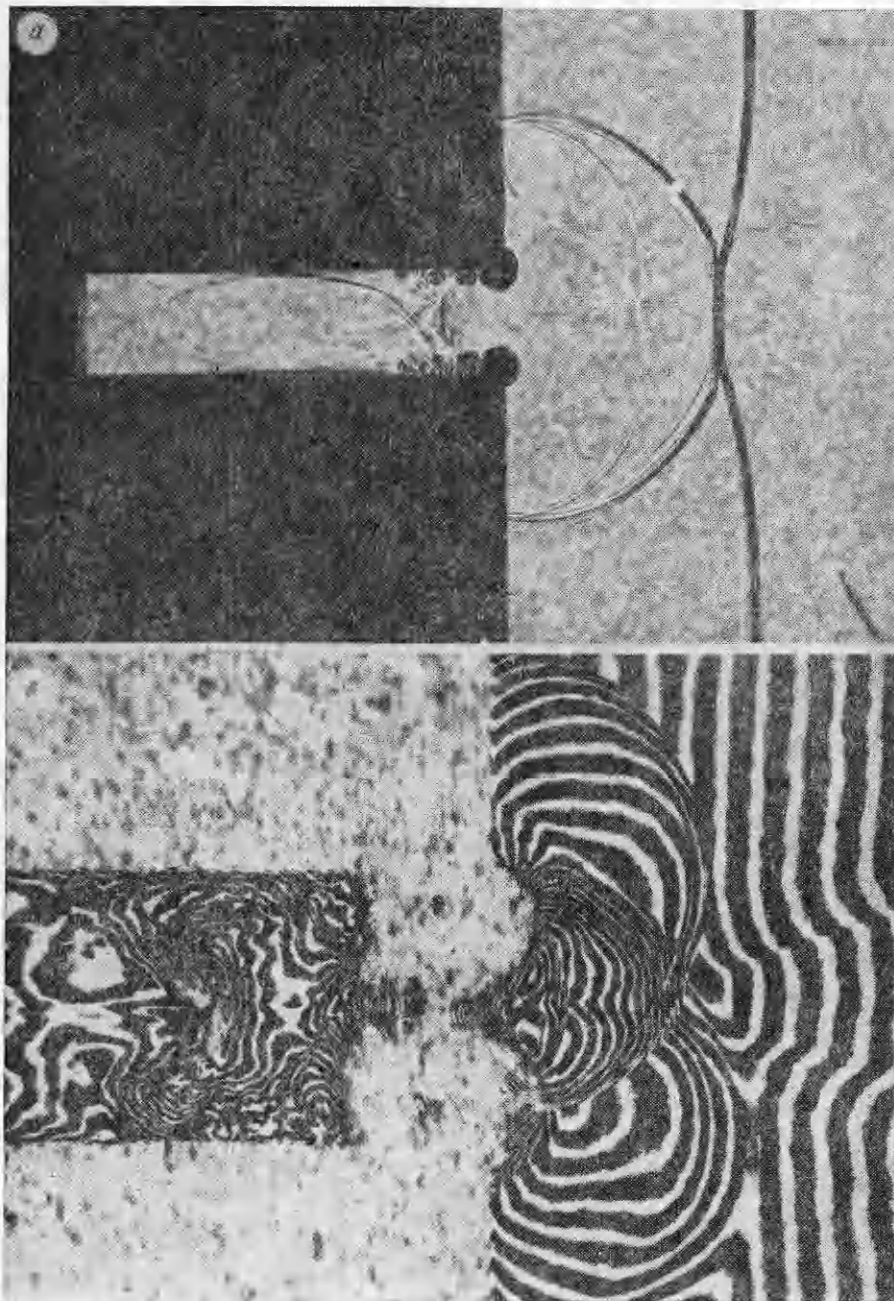
В то время как падающая волна проникает в полость, сжатый за нормально отразившейся от лобовых участков стенки ударной волной газ втекает в полость, где давление ниже. Дифрагированные от противоположных кромок волны многократно взаимодействуют друг с другом и с преградой, модулируя как отраженную ударную волну, так и волну, проникшую в полость.

До момента достижения волной, проходящей в канале, его дна явление обладает свойством подобия для каналов различной ширины H . Подобие не распространяется на элементы явления, существенно связанные с действием диссипации, например, на отрыв, сопровождающий обтекание газом входных кромок полости. Формирующиеся здесь последовательно вихри вносятся потоком в полость, образуя около ее стенок две системы вихрей, подобные дорожкам Кармана, что отчетливо видно на теневых и интерференционных снимках (фиг. 1, *a*).

С наступлением следующей фазы, когда волна в полости достигает дна и отражается от него, к параметрам задачи добавляется длина канала L . При моделировании этой и последующих фаз можно опираться лишь на результаты, предоставляемые подобием течений около полостей с одинаковым отношением L/H . Можно условно считать, что вторая фаза длится до момента, когда отраженная от дна ударная волна выходит из канала и туда проникает волна разрежения.

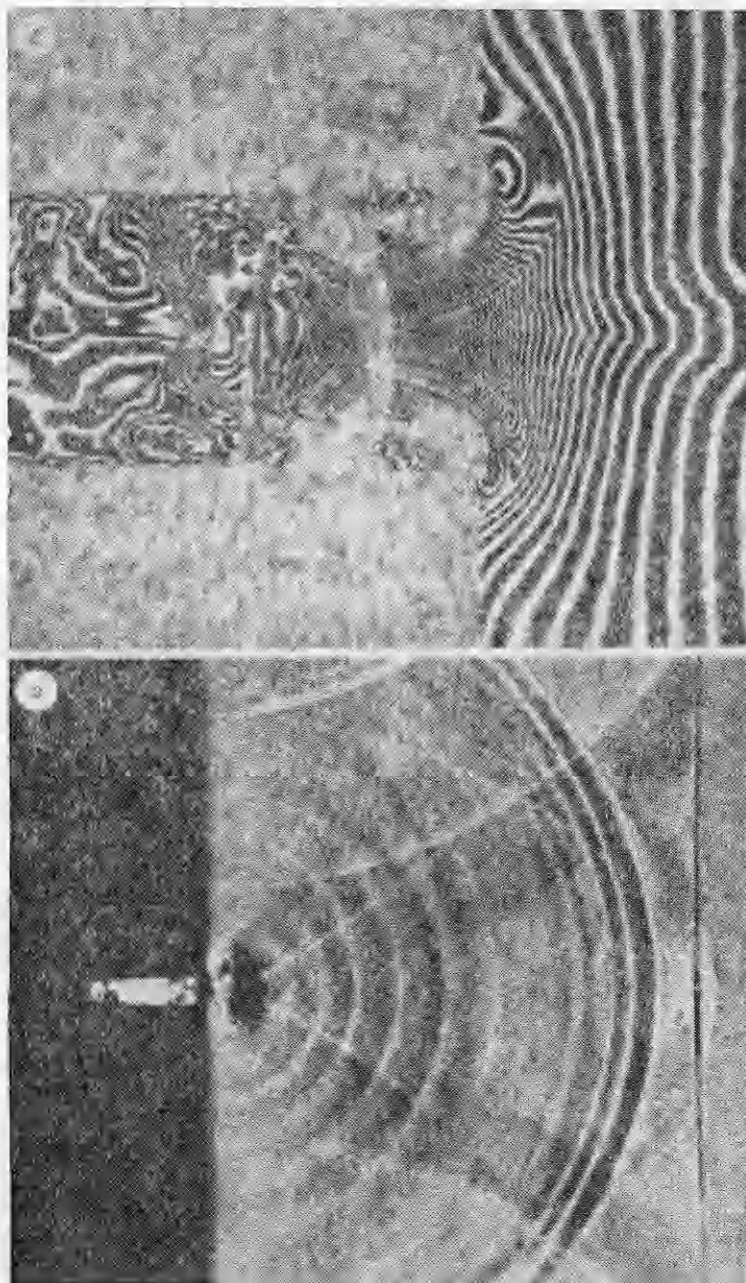
На фиг. 2 ($H = 10$ мм) представлены типичные осциллограммы, полученные при градуировке пьезометрического датчика давления в ударной трубе с закрытым торцом (фиг. 2, *a*, $M = 1, 2$) и при измерении давления в характерных точках модели: у ее дна (фиг. 2, *b*, $M = 1,44$) и у входной кромки (фиг. 2, *в*, $M = 1,24$). Некоторые параметры датчика: диаметр чувствительного элемента 1,5 мм, максимальный диаметр корпуса 6 мм, оценка собственной частоты не ниже 100 кГц.

Кинограммы процесса, полученные при помощи установки СФР, дают отчетливое представление о ходе его развития. Их обработка приводит к волновым диаграммам типа фиг. 3 ($M = 1,535$, *ab* — падающая волна, *bc* — отраженная волна, *bd* — проникающая в полость волна, *de* — отраженная от задней стенки полости ударная волна, *lm* — первый пуг волн, *fg* — второй пуг волн, *hk* — третий пуг волн).



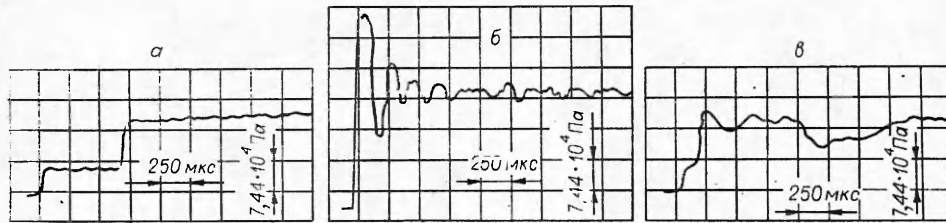
Фиг. 1

Обширную информацию о явлении дают теневые и интерференционные снимки поля течения, полученные при помощи теневого прибора ИАБ-451, оснащенного лазером и интерференционной приставкой [4]. Примеры материалов подобного рода, соответствующих разным фазам процесса, даны на фиг. 1 (воздушная ударная труба прямоугольного сечения 130×80 мм, ширина полости на фиг. 1, *a*—*e* 10 мм, на фиг. 1, *g* — 5 мм). Использование, кроме этого, цветных теневых картин, полученных при восстановлении волнового фронта с одиночных голограмм [5], облегчило анализ явления и обогатило его результаты.



В экспериментах использованы модели с полостью, характеризуемой отношением длины к ширине $L/H = 4$.

При рассмотрении показаний датчиков давления (фиг. 2, б, в), а также результатов оптического наблюдения поля течения (фиг. 1, а—г) можно прийти к выводу, что для изучаемого процесса характерно присутствие нескольких регулярных систем волн. После падения ударной волны на преграду происходит ударное возбуждение полости. Она, подобно осциллятору, излучает систему волн, длины которых коррелируют с L . Эти волны амплитудно модулированы, поскольку эффекты у входных кромок порождают более высокочастотные колебания (длиной $\sim H$).

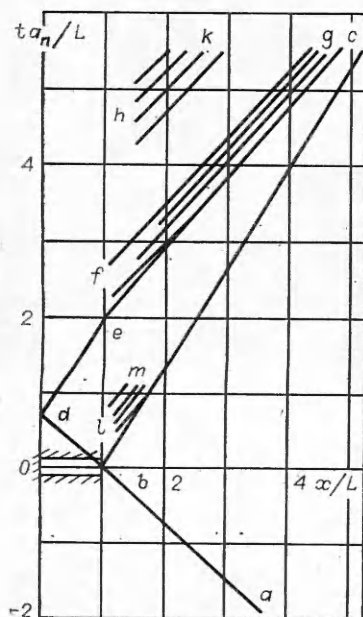


Ф и г. 2

Рассмотрим условия образования первого пакета волн. Выше при обсуждении первой фазы явления отмечалось, что возникающая в самом начале у входа кромки полости дифрагированная отраженная ударная волна движется к противоположной стенке полости. По пути она встречает волну, движущуюся от противоположной кромки. Ударные волны (продукт взаимодействия), в свою очередь, набегая на кромки полости, претерпевают здесь отражение, и с отраженными волнами описанный процесс поперечного движения у устья полости многократно повторяется. Каждый раз при набегании ударной волны на кромку полости излучается цилиндрическая отраженная ударная волна. Излученные синхронно у противоположных кромок волны интерферируют, и на некотором расстоянии от устья полости различима лишь результирующая волна. Пакет излученных таким образом слабых ударных волн движется за первоначально отраженным скачком, который и возглавляет цуг. Поскольку режим за отраженной ударной волной близок к характеризующему параметрами нормального отражения, а волны у устья полости слабые, то получается, что каждая следующая волна цуга излучается с интервалом $\sim H/a_n$. Поэтому на фотографии волны цуга должны отстоять друг от друга на расстоянии $\sim H$. В этом можно убедиться на примере фиг. 1, а.

Условия образования второго и последующих цугов отличаются от описанного выше процесса. Второй цуг излучается через интервал времени, необходимый для прохождения ударной волной в полости расстояния от устья до дна и обратно. В условиях эксперимента пара интенсивных вихрей у устья, возникающих при обтекании входных кромок газом, стремящимся в полость, к моменту подхода к устью отраженной от дна ударной волны определяет выход этой волны из полости. Вихри закрывают центральную часть канала, и ударная волна прорывается наружу в тонком слое вдоль стенки (фиг. 1, б, в). В этот момент каждая кромка излучает цилиндрическую ударную волну. Объединяясь на некотором расстоянии от полости (фиг. 1, в), они возглавляют второй цуг, а отражаясь от противоположных кромок и т. д., возбуждают волны, его составляющие.

Последующие пакеты волн излучаются через временной интервал, необходимый для движения: волны разрежения от устья к дну, отраженной волны разрежения от дна к устью, волны сжатия от устья к дну, отраженной волны сжатия от дна к устью. Этот интервал можно



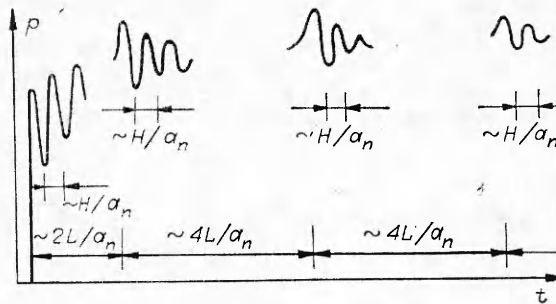
Ф и г. 3

оценить временем $4L/a_n$, т. е. он существенно больше, чем время, прошедшее между излучением первого и второго пакетов ($\sim 2L/a_n$).

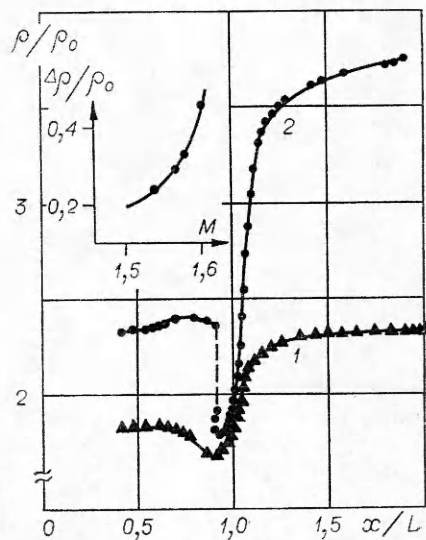
Таким образом, полость действует, излучая пакеты волн, подобно резонатору Гельмгольца. Частота волн во всех пакетах может быть приближенно оценена величиной H/a_n .

Обе системы волн, излучаемые полостью, затухающие. Схематически системы излученных волн представлены на фиг. 4. В экспериментах можно наблюдать четыре первых дуга.

На фиг. 5 даны полученные из обработки интерферограмм распределения плотности ρ , отнесенные к плотности при нормальных условиях ρ_0 , вдоль оси симметрии течения для второй фазы явления, для модели с $H = 10$ мм и $M = 1,34$, $t = 115$ мс (кривая 1) и $M = 1,60$, $t = 89$ мс (кривая 2). Отраженная волна близка по силе к нормально отраженной. Далее, к устью полости плотность падает. Наименьшее ее значение достигается в сечении полости, расположенном на некотором удалении от устья ($x/L \sim 0,1$), что обусловлено отрывными процессами у входных кромок и уменьшением здесь сечения трубки тока. Ускорение газа в таком случае может привести к возникновению сверхзвукового течения и, как следствие, появлению здесь ударной волны торможения. Эта волна присутствует в результатах, показанных на фиг. 1, а, б. Поскольку она является образованием, характерным для первой фазы явления, условия ее возникновения не зависят от геометрии канала и, следовательно, определяются лишь числом Маха падающей волны. Грубо эти условия можно оценить следующим образом. Процессы у устья сходны с истечением под действием перепада давления $p_n - p_1$ (p_n , p_1 — давление нормального отражения и давление за падающей волной соответственно). Сверхзвуковым такое истечение становится при $p_n/p_1 \geq 1,89$, что соответствует $M \geq 1,37$. Необходимо отметить, что в экспериментах эта оценка подтверждается. Ударная волна торможения наблюдалась лишь при $M > 1,4$. На фиг. 5 дан измеренный скачок плотности на этой волне, в верхнем левом углу приведена измеренная амплитуда скачка торможения. По поводу обработки интерферограмм необходимо отметить, что переход через скачки осуществляется в обход по пограничному слою.



Фиг. 4



Фиг. 5

Поступила 17 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Дулов В. Г. Распад произвольного разрыва параметров газа на скачке площади сечения. — Вестн. ЛГУ, 1958, № 19, вып. 4.
2. Яушев И. К. Распад произвольного разрыва в канале со скачком площади сечения. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1967, вып. 2, № 8.

3. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel, with applications to cylindrical and spherical shock wave. — J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, p. 286.
4. Комиссарук В. А., Мартынов В. П., Менде П. П. Применение дифракционного интерферометра в баллистическом эксперименте. — ПТЭ, 1979, № 207.
5. Зейликович И. С., Комиссарук В. А. и др. О некоторых возможностях сдвиговых интерферометров при настройке на частые полосы. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 3.

УДК 533.21

АСИМПТОТИКА ДВИЖЕНИЯ ГАЗА ПРИ ЕГО ИСТЕЧЕНИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ПОЛОСТЬ

Ю. В. Житников, Я. М. Каждан

(Москва)

1. В работе [1] рассмотрено истечение газа в сферическую полость. В данной работе исследуется асимптотика газодинамических функций при истечении идеального газа в цилиндрическую полость.

В возникшей в результате истечения газа в цилиндрическую полость центрированной в плоскости (r, t) волне разрежения энтропия в главном члене постоянна. Поэтому в качестве уравнения состояния принимается

$$(1.1) \quad p = A\rho^\kappa.$$

В результате применения инвариантного относительно уравнений газодинамики преобразования координат и функций можно считать, что постоянная $A = 1$ и что началу истечения соответствует радиус полости $r_0 = 1$, момент $t_0 = -1$, скорость свободной границы $u = -1$. Система уравнений газодинамики в этом случае имеет вид

$$(1.2) \quad (h-1) \left[\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial r} \right] + c \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{uc}{r} = 0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + (h-1) c \frac{\partial c}{\partial r} = 0, \quad h = (\kappa + 1)/(\kappa - 1)$$

(u — скорость газа, c — скорость звука).

2. Центрированная волна разрежения в окрестности вершины $A(r=1, t=-1)$ в главном члене будет плоской, поэтому асимптотика в окрестности представляется в виде разложения по степеням $(t+1)$ с коэффициентами, зависящими от величины $\xi = (r-1)/(t+1)$:

$$(2.1) \quad f = f_0(\xi) + f_1(\xi)(t+1) \quad (f = u, c).$$

Линии $\xi = \text{const}$ соответствуют в главном члене α -характеристикам пучка, при этом величина ξ меняется от значения $\xi = \xi_0 = -1$, соответствующего свободной границе, до значения $\xi = \xi_1 = u^0 + c^0$, соответствующего разделяющей характеристике (u^0, c^0 — значения невозмущенной скорости и скорости звука в точке $A(r=1, t=-1)$). В результате подстановки (2.1) в систему (1.2) и сравнения коэффициентов при одинаковых степенях $t+1$ имеем

$$(2.2) \quad u = -1 + \frac{h-1}{h} (\xi+1) + \left[\frac{\xi+1}{h(2-h)} + \frac{3(\xi+1)^2}{h^2(3\kappa-5)} + K(\xi+1)^{h/2} \right] (t+1) + \dots,$$

$$c = \frac{\xi+1}{h} + \left[\frac{\xi+1}{h(2-h)} - \frac{(\kappa-5)(\xi+1)^2}{2h^2(3\kappa-5)} - \frac{(\kappa-5)(\kappa-1)}{2(3\kappa-1)} K(\xi+1)^{h/2} \right] \times$$

$$\times (t+1) + \dots$$