

ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ЖЕСТКОЙ ВОГНУТОЙ СТЕНКИ

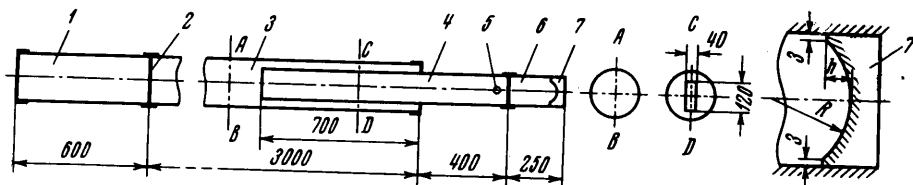
Е. Е. МЕШКОВ

(Москва)

Излагаются результаты экспериментального исследования отражения плоской стационарной ударной волны с числом Маха $1.21 \div 1.35$ от жесткой цилиндрически вогнутой стенки. Эксперименты проводились на ударной трубе. В технике эксперимента с ударными трубами отражение ударной волны от жесткой стенки часто используется для получения высоких температур [1]. Это связано с тем, что температура за отраженной волной значительно выше, чем за падающей.

Ниже показано, что замена плоской стенки, от которой отражается ударная волна, на вогнутую может привести к еще большему повышению температуры.

1. Эксперименты проводились на ударной трубе, конструкция которой аналогична описанной Шардином [2]. Камера 1 и канал 3 ударной трубы были изготовлены из обычной стальной трубы с внутренним диаметром 208 мм (фиг. 1). В конце цилиндрического канала 3 помещалась труба прямоугольного сечения 4, на конце которой крепилась измерительная



Фиг. 1

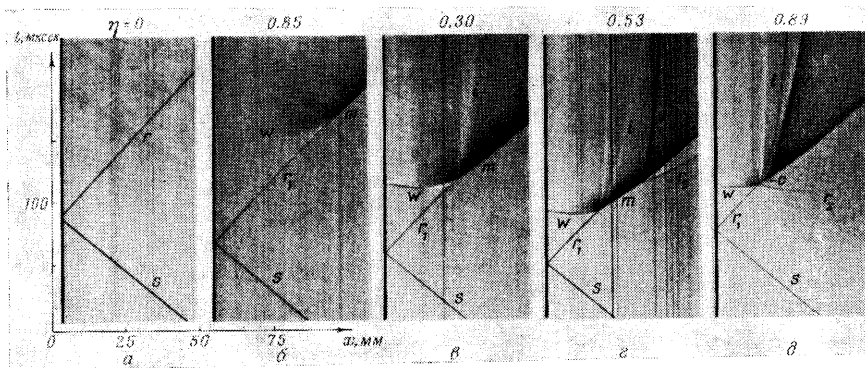
секция с плоскими стеклянными стенками 6. Передняя часть этой трубы с острыми кромками заходила в глубь цилиндрического канала. Таким образом, из ограниченной цилиндром ударной волны вырезался прямоугольный участок, а неиспользуемая часть заходила в заглушенный отсек и не влияла на картину течения в измерительной секции. В качестве рабочей диафрагмы 2 использовалась пленка из ацетата целлюлозы толщиной 0.2 мм в 1—3 слоя. По обе стороны диафрагмы был воздух: в канале — при атмосферном давлении, в камере — при 1.5, 2.5 и 3.5 атм. Соответственно, в канале получались ударные волны с числом Маха $M = 1.21, 1.28$ и 1.35.

Концевая часть измерительной секции заглушалась плотно входящей пробкой 7 из органического стекла. Внутренняя поверхность пробки имела вогнутую цилиндрическую форму (фиг. 1).

Процесс отражения ударной волны от этой стенки регистрировался с помощью теневого прибора ИАБ-451. При этом имелась возможность получать шлирные фотографии картины течения двух типов: мгновенные искровые фотографии и щелевые развертки ($x-t$ -диаграммы).

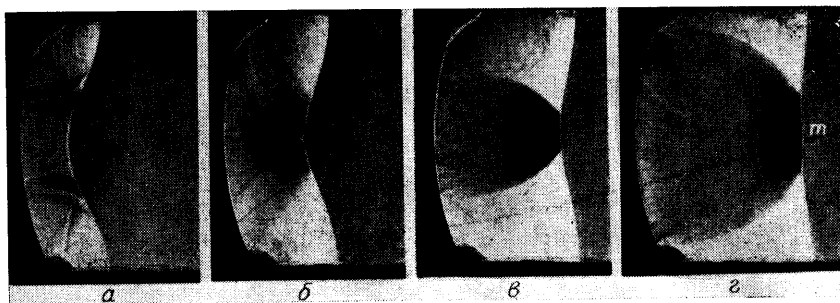
В первом случае использовался управляемый искровой источник света с аргоновой струей [3] с длительностью вспышки 0.1 мксек. Источник

света управлялся сигналом от пьезоэлектрического датчика 5, задержанным с помощью генератора ГИС-2. Регистрация картины течения производилась стандартной фотоприставкой к ИАБ-451 с кадром диаметром 25 мм. В каждом отдельном опыте получался один снимок на определенный момент времени.



Фиг. 2

Во втором случае использовался импульсный источник света ИФК-120 с длительностью вспышки ~ 2 мсек. На стекле измерительной секции крепился непрозрачный экран с щелью шириной $0.4 \div 0.5$ мм, совпадающей с плоскостью симметрии канала трубы. Регистрация процессов течения производилась при помощи скоростной камеры СФР, сочлененной оптически с теневой установкой.



Фиг. 3

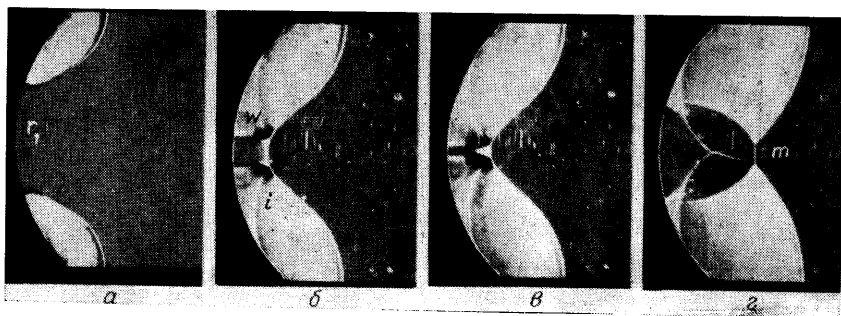
Пробой диафрагмы в первом случае производился стальной иглой, во втором случае — при помощи электрического взрыва проволоочки, наклеенной на диафрагму. Это позволило синхронизировать работу ударной трубы и камеры СФР.

2. Величина вогнутости стенки, от которой отражается ударная волна, характеризуется безразмерным параметром $\eta = h/R$, где h — стрела прогиба и R — радиус поверхности (фиг. 1).

Была проведена серия экспериментов, в которых η варьировалась от 0 до 1. В результате экспериментов было установлено, что процесс отражения ударной волны от вогнутой стенки существенным образом зависит от

величины η . Чтобы проиллюстрировать изменения в характере течения в зависимости от η , ниже описано несколько типичных случаев, для которых проводился эксперимент. На фиг. 2 приведены $x-t$ -диаграммы, на фиг. 3—6 — искровые фотографии отдельных фаз течения для этих случаев.

Первый случай: $\eta = 0$, $M = 1.28$ (фиг. 2, а). Этот случай является тривиальным и представляет собой нормальное отражение ударной волны от плоской стенки. На $x-t$ -диаграмме (фиг. 2, а) траектории падающей и отраженной волны r представляют собой прямые линии.

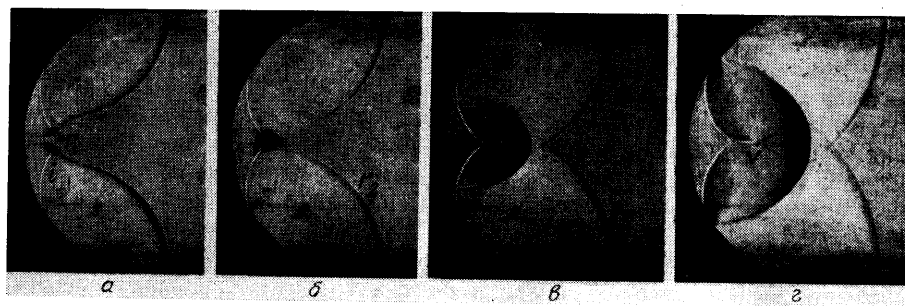


Фиг. 4

Второй случай: $\eta = 0.085$, $M = 1.28$ (фиг. 2, б и 3). Как хорошо известно [4], при небольших углах падения ударной волны на стенку:

а) угол отражения ударной волны в первом приближении пропорционален углу падения. При этом коэффициент пропорциональности приближается к единице при уменьшении амплитуды падающей волны;

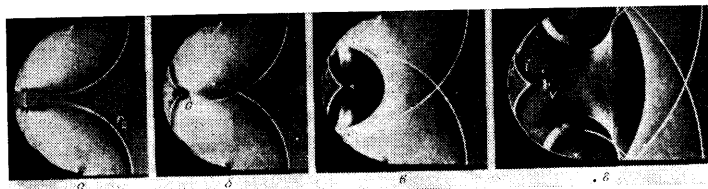
б) давление за фронтом ударной волны слабо зависит от угла падения.



Фиг. 5

Эти особенности приводят к тому, что отраженная от вогнутой стенки волна r_1 в области, близкой плоскости симметрии канала трубы, принимает цилиндрическую форму (фиг. 3, а). При этом начальный радиус этой волны $\sim 1/2R$. Этот участок цилиндрически симметрично сходится к оси, расположенной на расстоянии $\sim 1/2R$ от стенки. Наклон траектории отраженной волны r_1 на $x-t$ -диаграмме и, соответственно, ее скорость возрастают.

Симметричное схождение участка r_1 отраженной волны прерывается столкновением поперечных волн сжатия W (фиг. 3, $a-b$), которые движутся от периферии к плоскости симметрии. В центральной области давление растет вследствие куммуляции, тогда как на периферии давление падает — там волна расходится. Таким образом, поперечные волны движутся из областей пониженного давления в область повышенного давления. Этот парадоксальный на первый взгляд результат легко объяснить: при отражении ударной волны на наклонных участках стенки появляются



Фиг. 6

тангенциальные составляющие потока, направленные от периферии к центру. При торможении этих потоков и возникают поперечные волны. Эти волны вначале имеют пологий фронт, т. е. являются простыми волнами сжатия. Однако по мере движения фронт этих волн обостряется, и они превращаются в ударные волны.

При столкновении поперечных волн в центральной зоне фронт отраженной ударной волны становится плоским. Здесь возникает конфигурация волн, соответствующая режиму нерегулярного отражения ударной волны с образованием волны Маха m (фиг. 3, z).

Третий случай: $\eta = 0.3$, $M = 1.28$. Искровые фотографии отдельных фаз течения приведены на фиг. 4, $x-t$ -диаграмма — на фиг. 2, $в$. При достаточно больших η начальный угол падения ударной волны становится больше критического, вследствие чего вначале возникает нерегулярный режим отражения ударной волны, который затем переходит в режим регулярного отражения вследствие непрерывного уменьшения угла падения по мере движения ударной волны в глубь выемки. Существенным отличием этого случая от предыдущего является то, что образующиеся поперечные волны с момента своего зарождения являются ударными волнами (фиг. 4, $a, б$). Об этом говорит характер их изображения на теневых фотографиях и излом отраженной волны в точке пересечения. Поперечные волны зарождаются в точке, где происходит смена режимов отражения падающей волны s (фиг. 4, a), и движутся от периферии к центральной зоне. Линия i , по которой движется точка пересечения поперечной волны и отраженной волны, отделяет области двух и трехкратного сжатия. Эта линия является тангенциальным разрывом — области, которые она отделяет, обладают разной энтропией и плотностью. Поэтому эта линия хорошо видна на теневом снимке.

При столкновении поперечных волн наклон траектории на $x-t$ -диаграмме и, следовательно, скорость отраженной волны в центральной зоне скачком возрастает, но куммуляция прекращается, а фронт волны приобретает конфигурацию, соответствующую режиму нерегулярного отражения с образованием волны Маха m (фиг. 4, z).

Четвертый случай: $\eta = 0.53$, $M = 1.28$. Искровые фотографии отдельных фаз течения приведены на фиг. 5, $x-t$ -диаграмма — на фиг. 2, $г$. В начальной стадии течения повторяются в общих чертах особенности

третьего случая (фиг. 5, а). Однако с момента образования волны Маха в центральной области (фиг. 5, б) характер течения резко изменяется. Боковые ветви отраженной волны r_2 (фиг. 5, б) имеют точку перегиба — в области, примыкающей к волне Маха, отраженная волна остается сходящейся. Область, занятая образовавшейся волной Маха, сужается; в результате возникает режим регулярного отражения (фиг. 5, в). Скорость движения точки пересечения боковых ветвей отраженной волны вначале выше скорости фронта волны, возникшей при взаимодействии поперечных волн. В результате появляются две волны: первичная и вторичная (фиг. 5, в, г). В месте отрыва первичной волны от вторичной образуется двухголовый вихрь V . Размеры вихревой области растут со временем.

Пятый случай: $\eta = 0.89$, $M = 1.28$.

Фотографии отдельных фаз течения приведены на фиг. 6, $x-t$ -диаграмма — на фиг. 2, д. В этом случае боковые ветви отраженной волны r_2 сталкиваются на плоскости симметрии раньше, чем столкнутся поперечные волны W (фиг. 6, а, б). Таким образом, часть фронта отраженной волны образует замкнутую область в форме треугольника. После смыкания этой области формируется вторичная расходящаяся волна (фиг. 6, б). Однако она не везде расходится — в центральной области имеется участок c , где волна сходится. Фронт ударной волны в этом месте дважды терпит излом. Этот излом быстро выглаживается, и вторичная волна становится расходящейся по всему фронту (фиг. 6, в).

В этом случае также образуется вихревая область V . Отдельные фазы ее развития прослеживаются по фотографиям (фиг. 6, в, г).

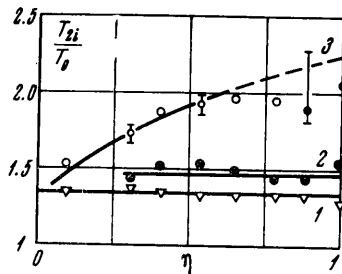
3. Временные развертки ($x-t$ -диаграммы) течения в плоскости симметрии канала измерительной секции, полученные для различных η , удобны тем, что дают возможность получить некоторые количественные характеристики течения. Зная скорость падающей и отраженной волн и уравнение состояния среды (в данном случае идеальный газ с $\gamma = 1.4$), можно вычислить температуру, давление и другие параметры состояния за фронтом отраженной волны. Скорость падающей и отраженной волн измерялась по наклону траекторий на $x-t$ -диаграммах с помощью микроскопа МБИ-1 с 30-кратным увеличением. При расчетах принимались значения $\gamma = 1.4$ и начальная скорость звука воздуха перед падающей волной $C_0 = 345$ м/сек.

На фиг. 7 приведены результаты вычислений отношения температуры за фронтом отраженной волны к начальной T_{21}/T_0 (кривая 1), T_{22}/T_0 (кривая 2) и T_{23}/T_0 (кривая 3) как функции η при $M = 1.28$.

На фиг. 8 приведены зависимости отношений давления P_{21}/P_0 (кривая 1), P_{22}/P_0 (кривая 2) и P_{23}/P_0 (кривая 3) от величины η при $M = 1.28$.

Зависимости T_{21}/T_0 (кривая 1), T_{22}/T_0 (кривая 2) и T_{23}/T_0 (кривая 3) от M для $\eta = 0.53$ приведены на фиг. 9. Индекс 0 относится к начальному состоянию воздуха в канале трубы. Индекс 21 относится к состоянию непосредственно после отражения волны от стенки на плоскости симметрии канала трубы, 22 — к моменту столкновения поперечных волн (состояние в конце фазы цилиндрически симметричного схождения отраженной волны), 23 — к моменту максимальной скорости отраженной волны.

Из графиков фиг. 7—9 следует, что с увеличением η при постоянном M и увеличении M при фиксированном η максимально достижимые значе-



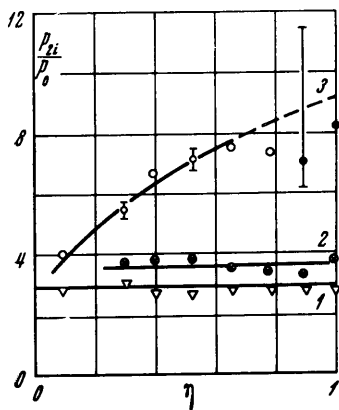
Фиг. 7

ния температуры и давления растут. С увеличением η и, следовательно, отношений T_{23}/T_0 , P_{23}/P_0 размеры области, в которой достигается максимальная температура, быстро уменьшаются, а точность измерений заметно падает. Происходит это по следующим причинам:

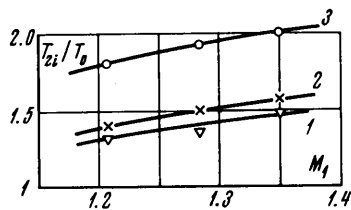
1) быстро изменяется наклон траектории отраженной волны на $x-t$ диаграмме. При этом становится недостаточным разрешение негатива, по

которому ведется измерение. Ошибка в измерении наклона траектории может быть значительной (фиг. 7, 8);

2) с уменьшением размера области, в которой достигается максимальная температура, становит-



Фиг. 8



Фиг. 9

ся более существенной ширина рабочей щели на измерительной секции и ее смещение относительно плоскости симметрии течения. В описываемых экспериментах ширина щели составляла $0.4 \div 0.5$ мм и ее смещение относительно плоскости симметрии не превышало $0.5 \div 0.7$ мм;

3) для $\eta = 0.89$ и 1 вычисления должны давать несколько заниженные значения T_{23} и P_{23} , так как в данном случае вторичная волна (за которой достигается максимальная температура) идет по газу, сжатому дополнительно боковыми ветвями отраженной волны r_2 (фиг. 6, в).

Из графика фиг. 9 следует, что T_{23} растет с ростом M . Интервал изменения M мал, и из графика не совсем ясен характер изменения отношения T_{23}/T_{21} с ростом M . Однако T_{23}/T_{21} должно стремиться к единице при $M \rightarrow 1$, поэтому можно предположить, что при экстраполяции в обратную сторону отношение T_{23}/T_{21} будет возрастать. Отсюда следует, что в случае отражения от вогнутой стенки возможно получение равновысоких температур при заметно меньших M по сравнению со случаем отражения от плоской стенки.

Как было показано выше, картина течения при отражении ударной волны от вогнутой стенки весьма сложна и не может быть описана аналитически с помощью простых средств.

Как было показано Бриско и Ковитцем [5], в случае отражения ударной волны от слабо искривленной стенки характер изменения амплитуды возмущения фронта ударной волны со временем достаточно хорошо описывается теорией, развитой Зайделем [6]. По-видимому, в рассматриваемом случае теория [6] позволит описать характер течения в общих чертах в случае малых η . Появление нелинейных эффектов при больших η : поперечных ударных волн, распада течения на две волны, появления вихря и т. д. — не может быть описано этой теорией, основанной на линеаризации гидродинамических уравнений. По-видимому, точное описание такого рода течений возможно только на основе двумерных расчетов с применением ЭВМ.

В заключение отметим, что описанные результаты экспериментов по отражению ударной волны от цилиндрически вогнутой стенки позволяют высказать некоторые предположения о характере отражения от сферически вогнутой стенки. В этом случае отраженная волна должна иметь сферическую форму и кумулятивный эффект должен проявляться с еще большей силой. Помимо этого поперечная волна должна иметь симметричную цилиндрическую форму. При схождении этой волны в принципе возможно достижение «жесткой» фокусировки и получения существенно более высоких температур [7].

Поступило 20 II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Glass J., Patterson G. A theoretical and experimental study of shock — tube flows. *J. Aero. Sci.*, 1953, vol. 22, No. 2, pp. 73—100. (Рус. перев.: В сб. «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
2. Scharadin H. Ein beispiel zur Verwendung des Stosswellenrohres fur Probleme der Instationaren Gasdinamik. *Z. angew. Math. Phys.*, 1958, B& 9, Nr 5/6, S. 606—621. (Рус. перев.: В сб. «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
3. Holder D. W., North R. J. Schlieren methods. London, 1963. (Рус. перев.: Теневые методы в аэродинамике. М., «Мир», 1966, стр. 97.)
4. Courant R., Friedrichs K. O. Supersonic flow and shock waves. N. Y., 1948. (Рус. перев.: Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950, стр. 309.)
5. Briscoe M. G., Kovitz A. A. Experimental and theoretical study of the stability of plane shock waves reflected normally from perturbed flat walls. *J. Fluid. Mech.*, 1968, vol. 31, No. 3, pp. 529—546.
6. Зайдель Р. М. Ударная волна от слабо искривленного поршня. *ПММ*, 1960, т. 24, вып. 2, стр. 219—227.
7. Perry R. W., Kantrowitz A. The production and stability of converging shock waves. *J. Appl. Phys.*, 1951, vol. 22, No. 7, pp. 878—886.