

ваются относительный размер поперечной волны  $\lambda/b$ , несколько уменьшается  $\operatorname{tg} \varphi_0 = a/b$ . Остальные параметры ячейки от  $T_0$  зависят слабо.

Интересным является вопрос о зависимости размера ячейки при одновременном изменении температуры и давления смеси по какому-либо закону, например, как за ударной волной при ее распространении и нормальном отражении от твердой стенки. На рис. 4 приведены зависимости величины  $1/\beta$  от числа  $M_0$  ударной волны, где  $\beta$  — отношение размера ячейки многофронтной детонации, распространяющейся по смеси с параметрами  $p_1, T_1$  за падающей (2) или с параметрами  $p_2, T_2$  за отраженной волной (1), к размеру ячейки детонационной волны, распространяющейся по исходной смеси с параметрами  $p_0, T_0$ . Данные рис. 4 относятся к смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при  $T_0 = 298 \text{ K}$  и  $p_0 = 0,1 \text{ атм}$ . Параметры  $p_1, T_1, p_2, T_2$  в зависимости от  $M_0$  определялись из соответствующего расчета с использованием термодинамических таблиц [8]. Видно, что при  $p_2, T_2$  размер ячейки меньше и уменьшается он с ростом  $M_0$  значительно сильнее по сравнению с величиной ячейки при  $p_1, T_1$  за счет более сильного нагрева и сжатия.

Как показано в [5, 6], энергия соударения поперечных волн с точностью до некоторого коэффициента равна энергии инициирования цилиндрической детонации. Величина энергии соударения при различных  $p_0$  и  $T_0$  может быть рассчитана с помощью модели ячейки [5]. Предполагая, что коэффициент между энергией соударения и энергией инициирования не зависит от  $p_0$  и  $T_0$ , можно рассчитать относительное уменьшение критической энергии инициирования цилиндрической многофронтной детонации при повышении  $p_0, T_0$  (или увеличении  $M_0$ ). На рис. 4 линии  $2'$  и  $1'$  характеризуют отношение энергии инициирования исходной смеси при параметрах  $p_0, T_0$  к энергии инициирования смеси с начальными параметрами  $p_1, T_1$  (как за падающей волной) и  $p_2, T_2$  (как за отраженной) соответственно. Отметим, что для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  увеличение  $M_0$  до 2,5 приводит к уменьшению энергии инициирования детонации за отраженной волной на два порядка. В сферическом случае, где зависимость энергии соударения поперечных волн от размера ячейки более сильная, энергия инициирования с ростом  $M_0$  должна снижаться еще более заметно. Экспериментально уменьшение энергии инициирования с помощью предварительного нагрева и сжатия смеси в ударной волне показано в [9].

В диапазоне низких температур (до  $-50^\circ\text{C}$ ) при  $p_0 = \text{const}$  размер ячейки уменьшается (см. рис. 3), а вместе с ним уменьшается и энергия инициирования по сравнению с нормальными условиями ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ).

Таким образом, в работе представлены экспериментальные и расчетные данные о размере ячейки многофронтной детонации при различных начальных  $p_0$  и  $T_0$ . Расчетные данные хорошо согласуются с полученными в эксперименте. Расчетами подтверждено, что энергия инициирования детонации может быть существенно уменьшена за счет предварительного нагрева и сжатия взрывчатой смеси.

Поступила в редакцию  
12/1 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М., «Наука», 1963.
2. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
3. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAA J., 1969, 7, 3.
4. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. И. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.
5. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5.
6. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
7. Ю. А. Николаев, М. Е. Тоичиян. ФГВ, 1977, 13, 3.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1962.
9. В. Ф. Климкин, Р. И. Солоухин. Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1977.

#### К РАСЧЕТУ НУЛЕВЫХ ИЗОТЕРМ ВЕЩЕСТВ ИЗ УДАРНЫХ АДИАБАТ

В. Ф. Анисичкин  
(Новосибирск)

Приближенно изотерму вещества при  $T=0$  можно рассчитать из его ударной адиабаты, если известна зависимость коэффициента Грюнайзена от объема [1]. Коэффициент Грюнайзена, однако, зависит и от температуры, что необходимо учитывать в случае сильных ударных волн (УВ) и при рассмотрении ударного сжатия пористых тел [2]. Но и в случае невысоких температур за ударным фронтом теорию коэффициента Грюнайзена нельзя считать разработанной [3]. Прохождение УВ по

среде строго изучалось с помощью ЭВМ только в одномерном случае [4]. Поэтому в настоящее время единственно надежный способ нахождения связи полного давления вещества за фронтом УВ с его потенциальной частью состоит в их прямом измерении.

В работе [5] показано, что существуют две большие группы веществ, в каждой из которых ударные адиабаты совпадают в координатах: приведенный объем  $V/V_0$  — приведенное давление  $p/K$ , где  $K$  — некоторая постоянная для данного вещества. Такое свойство ударных адиабат позволяет утверждать, что и нулевые изотермы веществ одной группы совпадают в координатах  $V/V_0$ ,  $p/K$  [6]. Следовательно, ударные адиабаты и нулевые изотермы каждой из двух групп веществ связаны одним соотношением. В [6] из уравнения состояния, записанного в общем виде, и соображений размерности показано, что это соотношение может быть представлено в форме

$$p_T/p_x = f(V_0/V). \quad (1)$$

На основе данных об ударных адиабатах [7, 8] и изотермах при  $T=4$  К водорода и дейтерия [9, 10] соотношение (1) для второй группы веществ записывается в простом виде

$$p_T/p_x = V_0/V, \quad (2)$$

где  $p_T$  — давление за фронтом ударной волны;  $p_x$  — потенциальная часть давления. Во вторую группу веществ входят элементы, находящиеся во второй половине каждого периода системы Д. И. Менделеева, и сложные вещества. Описываемая ниже модель ударного сжатия среды подтверждает и обобщает соотношение (2) на случай любого плотного вещества.

Запишем уравнение состояния вещества в виде двучлена

$$p = p_x(V) + p_T(V, T), \quad (3)$$

где  $p_x$  — потенциальная часть давления, зависящая только от плотности и независящая от теплового движения молекул среды;  $p_T$  — тепловая часть давления. Если пренебречь  $p_0$ , то давление за фронтом УВ определится из выражения

$$p_T = Du/V_0, \quad (4)$$

где  $D$  — скорость ударной волны;  $u$  — массовая скорость. Представим скорость УВ в виде суммы

$$D = D_x + D_T,$$

где  $D_x$  и  $D_T$  — «холодная» и «тепловая» составляющие скорости УВ такие, что за фронтом УВ выполняются соотношения

$$p_x = D_x \cdot u/V_0, \quad (5)$$

$$p_T = D_T \cdot u/V_0. \quad (6)$$

Рассмотрим ударное сжатие ряда последовательно усложняющихся моделей сплошных сред.

1. Представим среду с полем, создающим потенциальное давление  $p_x(V)$ , равным нулю при объеме  $V_0$ . В этом объеме равномерно расположены невзаимодействующие на расстоянии, неподвижные первоначально молекулы вещества (идеальный газ при  $T=0$ ). Очевидно, при других объемах и температурах такая среда описывается уравнением состояния (3) с тепловой составляющей давления, равной давлению идеального газа при соответствующих объемах и температурах. При ударном сжатии такой среды тепловая часть давления обуславливается столкновениями молекул идеального газа с налетающим на них со скоростью  $u$  поршнем. Поэтому тепловая составляющая полного давления тождественна давлению идеального газа, сжимаемого движущимся со скоростью  $u$  поршнем, и равна  $(\gamma+1)/2 \cdot u^2/V_0$ , где  $\gamma$  — показатель политропы идеального газа.

2. Пусть число атомов в молекуле идеального газа велико, тогда  $\gamma$  близко к единице и тепловая часть полного давления среды за фронтом УВ будет равна  $u^2/V_0$ , а  $D_T = u$ , согласно (6).

3. Пусть молекулы идеального газа состоят из достаточно большого числа атомов, так что вкладом в термодинамические величины (в том числе в давление) атомов, не окруженных со всех сторон другими атомами молекулы, можно пренебречь. В пределе твердое тело можно считать состоящим из одной молекулы. Считаем, что сумма  $p_x(V)$  и межатомных сил взаимодействия в молекуле идеального газа такова, что результирующие межатомные силы тождественны реально существующим в теле. Поскольку сказанное для модели 2 остается справедливым, то по-прежнему

$$D_T = u.$$

Из закона сохранения вещества во фронте УВ

$$D/(D-u) = V_0/V,$$

учитывая, что  $D-u = D_x$ , с помощью (4), (5) получаем соотношение (2).

При  $p_0=0$  и  $T_0=0$  соотношение (2) должно удовлетворять известным условиям касания изоэнтропы и ударной адиабаты в начальной точке. Как следует из [11], при

$p$ , ГПа	$\Gamma$	$\Gamma$ [12]	$p$ , ГПа	$\Gamma$	$\Gamma$ [12]	$p$ , ГПа	$\Gamma$	$\Gamma$ , [12]
60	1,02	1,02	150	0,79	0,75	300	0,65	0,66
80	0,94	0,92	200	0,73	0,71	400	0,60	0,65
100	0,89	0,85	250	0,69	0,68	500	0,56	0,64

$T_0 \neq 0$  ударная и обычная адиабаты в начальной точке имеют касание второго порядка, в случае  $T_0 = 0$  у ударной адиабаты и изоэнтропы должны быть равны только первые производные. При  $T_0 = 0$  изоэнтропа совпадает с нулевой изотермой, следовательно, производная к изоэнтропе равна  $dp_x(V)/dV$ . Производную к ударной адиабате найдем из уравнения (2)

$$dp_{\Gamma}/dV = dp_x(V)/dV \cdot (V_0/V) + p_x(V) \cdot d/dV \cdot (V_0/V).$$

Поскольку в начальной точке  $p_x(V) = 0$ , а  $V = V_0$ , то

$$[dp_{\Gamma}(V)/dV]_{V=V_0} = [dp_x(V)/dV]_{V=V_0}.$$

Вторые же производные, как нетрудно проверить, не совпадают.

Отдельно следует рассмотреть случай, когда «холодной» составляющей давления можно пренебречь, т. е.  $p_x(V) = 0$ . Тогда из размерных величин, входящих в (1), можно составить только одну безразмерную комбинацию и, следовательно,

$$V_0/V = \text{const} \quad (7)$$

при любом давлении за фронтом УВ. Это точное решение с предельным сжатием для идеального газа при  $p_0 = 0$  и  $T_0 = 0$ . К сожалению, теория размерностей не дает ответа на вопрос: может ли решение (2) перейти в решение (7) при неограниченном увеличении мощности УВ в конденсированной среде.

С помощью (2) можно получить зависимость коэффициента Грюнайзена  $\Gamma$  от начальной плотности и степени сжатия вещества. Уравнение ударной адиабаты для сплошного и для пористого тела можно записать через  $p_x(V)$  и коэффициент Грюнайзена [11]

$$p^*(V, V^*) = \frac{(h-1) \cdot p_x(V) - 2\varepsilon_x(V)/V}{h - V^*/V}, \quad h = 2/\Gamma + 1, \quad (8)$$

где  $p^* = p_{\Gamma}$ ,  $V^* = V_0$  — для сплошного тела и  $p^* = p_{\Pi}$ ,  $V^* = V_{00}$  — для пористого тела;  $\varepsilon_x$  — потенциальная часть внутренней энергии. С другой стороны, соотношение (2), согласно его выводу, справедливо и для пористого тела, достаточно чтобы  $p_x(V_{00})$  было мало. Тогда, приравнявая отношения давлений  $p_{\Pi}/p_{\Gamma}$ , найденные из (2) и (8), и упрощая, получаем следующую зависимость:

$$\Gamma(V, V_0, V_{00}) = 2V/(V_{00} + V_0 - V).$$

При  $V_{00} = V_0$ , т. е. тело первоначально сплошное,

$$\Gamma(V, V_0) = V/(V_0 - V/2), \quad (9)$$

а  $\Gamma_0 = 2$ , если пренебречь, как сказано выше,  $\varepsilon_0$  и  $p_0$ . Действительно, многочисленные опубликованные расчетные и экспериментальные значения  $\Gamma_0$  в среднем близки к 2.

В работе [12] из экспериментов по разгрузке ударно-сжатого свинца рассчитаны коэффициенты Грюнайзена в широком диапазоне плотностей. В таблице сравниваются коэффициенты  $\Gamma$ , найденные из (9) и приведенные в [12]. Совпадение хорошее, если учесть, что коэффициенты  $\Gamma$ , рассчитываемые без использования прямых экспериментальных данных, могут отличаться в 1,5–2 раза от приведенных в таблице. Поскольку ударные адиабаты многих веществ подобны ударной адиабате свинца, то и для них, как показано в [6], соотношения (2), (9) будут выполняться с хорошей точностью.

Таким образом, в работе с помощью предложенной модели ударного сжатия среды получено соотношение, связывающее нулевую изотерму вещества с его ударной адиабатой. Найденное соотношение удовлетворяет условиям, накладываемым на ударную адиабату и нулевую изотерму в случае слабых УВ, и хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Автор признателен В. М. Титову за внимание к работе.

Поступила в редакцию  
5/IX 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
2. А. А. Баканова, В. Н. Зубарев и др. ЖЭТФ, 1975, 68, 3, 1099.

3. Л. В. Альтшулер, Б. С. Чекин. Докл. на I Всесоюзном симпозиуме по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
4. J. Tasi. JAP, 1973, 44, 10, 4569.
5. В. Ф. Анисичкин. ПМТФ, 1978, 3, 117.
6. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.
7. M. van Thiel, B. J. Alder. Mol. Phys., 1966, 10, 427.
8. M. Ross, F. H. Ree, R. N. Keeler. Proceedings of the Fourth International Conference on High Pressure. Kyoto, 1974.
9. J. W. Stewart. J. Phys. Chem. Sol., 1956, 1, 146.
10. M. S. Anderson, C. A. Swenson. Phys. Rev., 1974, 10, 5184.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
12. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1977, 73, 5 (11), 1866.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ КОЛЕБАНИЙ ОБОЛОЧКИ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ

В. М. Корнев, В. В. Адищев, А. Н. Митрофанов, В. А. Грехов  
(Новосибирск)

В настоящее время опубликовано небольшое количество работ, содержащих данные по измерениям деформаций на моделях взрывных камер и в реальных камерах. Краткий обзор этих работ, а также качественная интерпретация результатов даны в [1]. В [2] обнаружено повышение амплитуд деформаций в процессе колебаний («раскачка») и справедливо отмечено, что оно «связано со сложным колебательным процессом всей конструкции», так как не может быть объяснено повторным ударом отраженной волны. К сожалению, в этой работе регистрировались только окружные деформации на цилиндрической части камеры.

В настоящей работе приводятся результаты измерений, полученные при испытаниях цилиндрической взрывной камеры со сферическими днищами. Регистрировались деформации наиболее характерных участков внешней поверхности камеры, обнаруженных в работе [1] на основе анализа процесса деформирования оболочки. Деформации замерялись как в окружном, так и в осевом направлениях.

Экспериментальным путем обнаружено резкое повышение изгибных деформаций вблизи фланца взрывной камеры — краевого эффект. Явление краевого эффекта при свободных колебаниях оболочек теоретически впервые исследовалось в [3], а в [1] указано на необходимость его учета при расчете взрывных камер. В окрестности полюсов сферических днищ деформации также резко возрастают. Появление пиков здесь, по-видимому, является следствием сложения нескольких форм колебаний, имеющих сравнимые собственные частоты. Плотность спектра частот собственных колебаний сферической оболочки выше, чем цилиндрической [4].

На рис. 1 схематически изображена взрывная камера, на которой проводились эксперименты. Это цилиндр диаметром 0,75 м, длиной 1,1 м, толщина стенки 0,012 м. К торцам цилиндра приварены массивные фланцы. К одному из фланцев днище, изготовленное из сферического сегмента с радиусом кривизны 0,665 м, крепится болтами, к другому — бойонетным затвором. Толщина днища 0,008 м. Общая длина камеры 1,6 м.

Места наклейки датчиков показаны на рис. 1, 1—8. Использовались тензодатчики типа 2ПКБ — 20×200 (Ом), включенные по потенциометрической схеме. Электрические сигналы, возникавшие в датчиках при колебаниях оболочки камеры после подрыва заряда ВВ, поступали по измерительным кабелям на входы четырех высокочувствительных двухлучевых осциллографов С1-17 или С1-18. Изображения на экране осциллографов регистрировались фотоаппаратами «Зенит». Синхронизация разверток изображений обеспечивалась одновременным замыканием при подрыве заряда специальных контактов, которые до подрыва вводились в массу заряда.

В качестве ВВ использовались заряды гексогена весом 0,5; 0,8 и 1 Н в пакетах условно сферической формы. При всех подрывах заряды располагались в центре камеры.

Цель испытаний взрывной камеры — определение максимально допустимого веса заряда ВВ. Поэтому датчики располагались только в окрестности характерных точек, определенных на основе анализа деформирования взрывных камер, проведенного в [1]. Поскольку соединение цилиндра с фланцем выполнено в виде галтели, датчик 6 наклеен на расстоянии 0,01 м от фланца. Результаты проведенных измерений позволяют сделать конкретные выводы.

Как отмечалось выше, заряды имели условно сферическую форму, т. е. ВВ насыпалось в компакт-

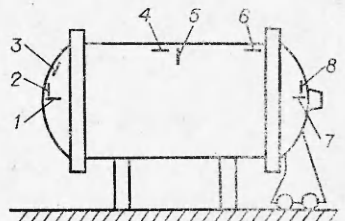


Рис. 1.