

Для области течения (I+II) можно представить α_{Φ} как

$$\alpha_{\Phi} = \frac{G'_{\Phi}}{(G''_{H_2} + \Delta G'_{H_2}) L_0}, \quad (2)$$

где G'_{Φ} — воздух, фактически подмешанный в зону (I+II).

Долю подмешанного в форкамере водорода можно определить двояко

$$\Delta G'_{H_2} = \frac{G'_{\Phi}}{\alpha' L_0}, \quad (3)$$

$$\Delta G'_{H_2} = \frac{G'_{\Phi} - G_{\Phi}}{\alpha_{\Phi} L_0}. \quad (4)$$

Из уравнения баланса тепла получено выражение, характеризующее взаимосвязь режима с распределенной подачей с приведенным режимом.

$$\frac{1}{\alpha_{\text{пр}}} = \frac{1}{\alpha_{\Sigma}} - \frac{1}{\alpha'} + \frac{1}{\alpha'} \frac{\Delta G'_{H_2}}{G''_{H_2}}. \quad (5)$$

За приведенный режим принят такой гипотетический режим, при котором тепловыделение в канале такое же, как и в режиме с распределенной подачей. Для такого режима $\alpha_{\text{пр}}$ и соответствующий относительный подогрев определялись из рис. 3 по донному давлению, поскольку донное давление при прочих равных условиях однозначно характеризует тепловыделение (см. [3]).

Из уравнения (5) с учетом (1) — (4) можно определить

$$\alpha_{\text{пр}} = \frac{\alpha'' (\alpha' - \alpha_{\Phi})}{\alpha'}.$$

Общеизвестно (см., например, [2]), что для диффузионных факелов в конце зоны горения при полном сгорании ($\eta=1$) коэффициент избытка воздуха $\alpha \approx 3$. Так, для водорода при $\eta=0,99$ $\alpha=2,95$, а для пропана $\alpha=2,86$. Если принять, как и для неограниченных диффузионных факелов, $\alpha_{\Phi}=3$, то зависимость относительного донного давления от приведенного коэффициента избытка воздуха носит обобщающий характер (рис. 4).

Поступила в редакцию 6/II 1979,
после доработки — 4/IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др. ФГВ, 1976, 12, 3.
2. К. Воль, К. У. Шипмэн.— В сб.: Процессы горения. Под ред. Б. Льюиса и др. М., 1961.
3. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др.— В сб.: Физическая газодинамика. ИТПМ СО АН СССР. 1976.

«ИЗЭНТРОПА» РАЗГРУЗКИ НИТРОМЕТАНА

А. А. Воробьев, К. М. Михайлюк
(Черноголовка)

Нитрометан (НМ) широко используется при изучении процессов детонации как модельное взрывчатое вещество. Знание изэнтропы разгрузки НМ необходимо для расчетов времени задержки взрыва НМ за фронтом ударных волн с произвольным профилем давления, расчетов скорости распространения возмущений в ударно-сжатом веществе, оценки оптимальных размеров взрывных устройств, используемых в опытах.

Изэнтропу разгрузки НМ можно построить, определив зависимость лагранжевой скорости звука от давления:

$$c_{\text{Л}} = v_0 \cdot \sqrt{-(\partial p / \partial v)_s}, \quad (1)$$

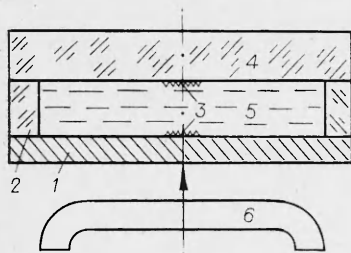


Рис. 1.

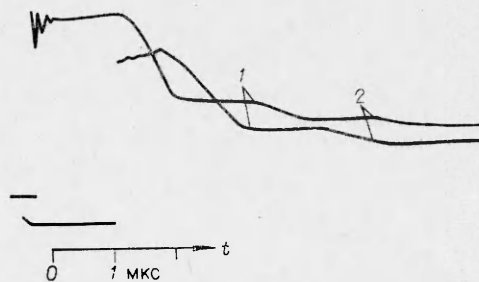


Рис. 2.

где c_d — лагранжева скорость звука; v_0 — удельный объем при нормальных условиях; v — удельный объем при давлении p ; S — энтропия.

В [1] предложена методика измерения зависимости скорости звука в веществе от давления с помощью двух манганиновых датчиков [2]. Для получения этой зависимости в НМ применялась сборка, схематично показанная на рис. 1. Нитрометалл 5 заливался перед опытом в кювету, дном которой служил алюминиевый экран 1 толщиной 6 мм. Стенки кюветы 2 готовились из плексигласа. Сверху кюветы закрывалась парафиновым блоком 4 толщиной 25 мм. Манганиновые датчики 3 устанавливались на алюминиевом экране и парафиновом блоке. Датчики отделялись от НМ и подложки полиэтиленовой пленкой толщиной 0,1 мм. Расстояние между датчиками ~ 6 мм.

Ударные адиабаты полиэтилена и парафина в координатах давление — массовая скорость (p — u -координатах) практически совпадают с ударной адиабатой НМ. В этом случае искажения, вносимые этими материалами в течение за фронтом ударной волны в НМ, должны быть минимальными и могут быть учтены. Выбранная схема позволяет надежно фиксировать расстояние между манганиновыми датчиками в жидком веществе. Плоская ударная волна в кювете создавалась при соударении с экраном 1 алюминиевого ударника 6 толщиной 7 мм, метаемого взрывным устройством [3]. Одновременная регистрация сигналов двух манганиновых датчиков велась осциллографом ОК-33. Типичная осциллограмма приведена на рис. 2. Ступенчатый характер волны разрежения, фиксируемый датчиками, вызван отражением волны разрежения, распространяющейся по экрану от ударно-сжатого НМ. Максимальное давление в НМ 67 кбар. При этом давлении показания обоих датчиков практически совпадают. При уменьшении давления показания датчиков начинают различаться. Давления на первой и второй ступеньках волны разрежения (1 и 2 на рис. 2) равны соответственно на первом датчике 26 и 16 кбар. Показания второго датчика, расположенного на границе НМ — парафин, составляют на этих ступеньках 30 и 19 кбар. Это свидетельствует о том, что ударная адиабата парафина идет выше ударной адиабаты НМ в координатах p — u . Завышение давления вторым датчиком учитывалось при определении лагранжевой скорости звука.

Полученная зависимость c_d от p в области 70—15 кбар может быть представлена в виде

$$c_d = 80 p + 2760 \text{ (м/с)}. \quad (2)$$

Относительная погрешность в определении $c_d \sim 5\%$.

На рис. 3. представлена кривая разгрузки НМ 1, полученная интегрированием формулы (1) с использованием зависимости (2). Ударная адиабата НМ 2 на рис. 3 рассчитывалась по [4] для начальной температуры НМ 20°C. На этом же рисунке приведены изэнтропы разгрузки НМ 4 и 5, рассчитанные по уравнениям состояния, предложенным соответственно в [4], [5]. Изэнтропа разгрузки 3 построена в предположении совпадения в p — u -координатах ударной адиабаты и изэнтропы НМ. Ударная адиабата НМ, применявшаяся для построения кривой 3, бралась из [6]: $D = 2,00 + 1,38 u$.

Отметим, что для описания поведения НМ в области высоких динамических давлений заслуживают внимания результаты работы [4], где предлагается определять термодинамические параметры НМ за фронтом ударной волны на основании полученной авторами зависимости ударной адиабаты НМ от начального удельного объема.

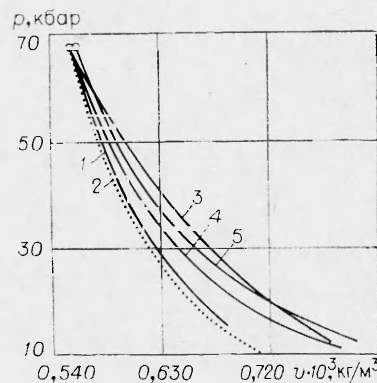


Рис. 3.

ма. Эта методика обычно применяется для построения уравнения состояния твердого вещества по серии ударных адиабат с различной степенью пористости [7]. Начальный удельный объем НМ в [4] менялся варьированием начальной температуры НМ.

Как видно из рис. 3, изэнтропа разгрузки НМ 4, рассчитанная по [4], расположена наиболее близко к кривой разгрузки 1. Различие между изэнтропой 4 и кривой 1 может быть вызвано двумя причинами: во-первых, точностью экспериментов, во-вторых, влиянием диссипативных процессов. Такие процессы, в основном вязкое трение, становятся заметными при больших градиентах скорости [7]. При наличии диссипативных процессов в волне разрежения правильнее говорить о кривой разгрузки, а не о изэнтропе. Такая кривая должна располагаться ниже изэнтропы. По-видимому, интенсивные диссипативные процессы в волне разрежения определили также вид кривых разгрузки тефлона и парафина, приведенных в [8]. В некотором диапазоне давлений эти кривые идут даже ниже соответствующих ударных адиабат.

Авторы благодарят Г. И. Канеля, А. М. Молодца и В. С. Трофимова за ценные советы.

Поступила в редакцию
22/1 1980

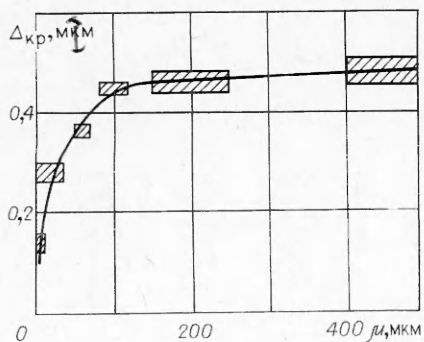
ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1974, 5, 94.
2. Г. И. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, отд. научн. фондов, № 477-74. Деп. от 28 февр. 1974 г.
3. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6, 884.
4. F. C. Lysne, D. R. Hardesty. J. Chem. Phys., 1972, 59, 12, 6512.
5. J. W. Enig, F. J. Petroue. Phys. Fluids, 1966, 9, 2, 398.
6. В. С. Ильяхин, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 793.
7. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
8. М. В. Жернолетов, В. Н. Зубарев. Материалы третьего Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., Наука, 1972.

ДЕТОНАЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ТВЕРДЫХ ВВ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

Г. Т. Афанасьев, В. И. Бедов, О. И. Сергиенко
(Москва)

В настоящей работе для ряда твердых мощных ВВ определена критическая толщина детонационноспособного слоя при высокой относительной плотности (0,90—0,93). Как следует из зависимости критического диаметра детонации от плотности, наиболее подробно изученной для тротила [1, 2], этому интервалу относительных плотностей отвечает наибольшая детонационная способность. Плоская форма позволяет изготавливать достаточно тонкие слои [3], тогда как известные измерения для цилиндрических зарядов ограничены снизу диаметром ~ 2 мм. Рекордными, например, являются измерения скорости детонации от толщины слоя, проведенные в [4] на прессованных пластинках азида свинца толщиной порядка 10 мкм. Непосредственной причиной выбора плоской формы заряда, его высокой относительной плотности и схемы эксперимента послужила необходимость оценки чувствительности твердых ВВ к удару, в выражение для которой [5] входит наименьшая толщина детонационноспособного слоя, расположенного на жестком основании.



Регистрация прохождения детонации по слою осуществлялась следовым методом. Поскольку при малой толщине слоя детонация не дает четкого отпечатка на стальном основании, между зарядом и стальным основанием вводилась пластинка из листового дюралюминия толщиной 1,5 мм. В такой постановке получены все приводимые ниже результаты. Заряды отпрессовывались в виде пластинок, толщина которых контролировалась с