

Два способа инициирования заряда ВВ.

предделение массовой скорости u и скорости звука c за фронтом детонационной волны для первого и второго случая соответственно [7]. Уравнение состояния ПВ кубическое. Из сравнения δ и ϵ на рисунке следует, что, начиная со середины заряда ВВ, в сторону расположения пластины распределение параметров за фронтом ДВ одинаково. Поскольку откол происходит при взаимодействии двух ВР: волны, идущей в пластину при отражении УВ от свободной поверхности пластины, и волны, идущей за фронтом падающей УВ, то пока в пластину не придут характеристики из области постоянного течения (область II, см. рисунок, z), распределение параметров УВ в пластине будет одинаково для обоих случаев, и толщина откола у пластины не будет зависеть от условий инициирования заряда ВВ. В качестве необходимого и достаточного условия при этом можно использовать неравенство $t_1 \leq t_2$, где $t_1 = \Delta/D_1 + \Delta/\sigma_1 c_1$ — время прохождения УВ и ВР по пластине; $t_2 = H/2c_2$ — время прохождения первой α -характеристики из области постоянного течения до пластины. Используя акустическое приближение ($c_1 \approx c_2 \approx D_1$), можно представить это условие в виде $\Delta \leq H/4$.

В опытах это условие практически выполнялось, поэтому толщина откола действительно не должна зависеть от условий инициирования заряда ВВ.

Поступила в редакцию 21/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
2. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, А. М. Молодец. ФГВ, 1972, 8, 2.
3. А. Г. Иванов. ФГВ, 1975, 11, 3.
4. О. А. Клещевников, В. И. Софронов и др. ЖТФ, 1977, 47, 8.
5. М. В. Жерноклетов, В. И. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.
6. В. М. Bucher, L. M. Barker. AIAA J., 1964, 2, 6.
7. Ф. М. Баум, К. П. Станюкович, В. И. Шехтер. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1969.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЛИТОМ ТРОТИЛЕ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ. I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк,
А. Н. Королев, Г. Б. Брауэр

(Черноголовка)

Согласно современным представлениям физики взрыва [1], совместное решение системы гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial v}{\partial t} - v_0 \frac{\partial u}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + v_0 \frac{\partial p}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

калорического уравнения состояния среды

$$E = E(p, v, \vec{\alpha}) \quad (2)$$

и уравнения химической кинетики

$$\frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial t} = \vec{f}(p, v, \vec{\alpha}, \dots) \quad (3)$$

позволило бы рассчитать развитие детонационных процессов в конденсированных взрывчатых веществах.

В системе (1) уравнения движения приведены в координатах Лагранжа для случая плоского одномерного движения. Здесь и далее приняты обозначения: X — начальная координата частицы среды; t — время; производные $\frac{\partial}{\partial X}$ берутся при $t = \text{const}$, а $\frac{\partial}{\partial t}$ — при $X = \text{const}$; u — массовая скорость; v — удельный объем; p — давление; E — вся удельная внутренняя энергия среды, включая химическую составляющую; $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$ — вектор химического состава, определяемый концентрациями независимых компонентов среды; индекс нуль означает начальное состояние среды. В уравнении (3) точками обозначены дополнительные переменные, от которых в общем случае неравновесных процессов в принципе может зависеть скорость химической реакции. В дальнейшем будет учитываться только одна такая переменная — скорость объемной деформации среды $\frac{\partial v}{\partial t} = v_0 \frac{\partial \alpha}{\partial X}$ (в случае трехмерного движения $\frac{\partial v}{\partial t} = v \operatorname{div} \vec{u}$ [2]).

Как известно, система (1)–(3) основана на следующих предположениях: а) тензор напряжений шаровой, б) явлениями переноса можно пренебречь, в) существует калорическое уравнение состояния среды. Предположение а) основано на том, что реагирующая среда имеет низкий предел текучести и к тому же неоднородна. Предположение б) выводится из верхних оценок коэффициентов переноса, а в) для конденсированных ВВ всегда считается очевидным.

Во всех современных расчетах детонационных процессов в конденсированных ВВ используется еще одно дополнительное предположение г) химический состав среды — однокомпонентный, т. е. может быть задан с помощью одной скалярной переменной α : $\vec{\alpha} = \vec{\alpha}(\alpha)$. В качестве α , например, можно взять так называемую глубину разложения ВВ. Нетрудно показать, что такое предположение вполне допустимо, хотя для большинства ВВ и характерны сложные химические превращения. Действительно разложение конденсированных ВВ в условиях ударно-волновых процессов происходит неоднородно — в очагах. Так ведут себя даже гомогенные жидкие ВВ [3]. Поэтому в рамках возможностей экспериментальной и вычислительной техники приходится в расчетах оперировать со «сглаженными» полями вектора $\vec{\alpha}$. При этом α определяет усредненный по конечному объему химический состав среды. Средние же по объему от независимых компонент вектора $\vec{\alpha}$, в принципе, могут оказаться зависимыми и выражаться через одну и ту же скалярную переменную.

В настоящее время для конденсированных ВВ уравнения (2), (3) неизвестны, так как нет способов их определения. В этом случае систему (1)–(3) можно использовать лишь для формального расчета детонационных процессов, при котором расчетные поля механических величин p , v , u подгоняются к экспериментальным данным путем соответствующего выбора уравнений (2), (3). Нетрудно показать, что в рамках современных представлений о конденсированном состоянии вещества, с учетом предположения г) об однокомпонентном химическом составе среды, такой выбор можно сделать бесконечным множеством способов. Следовательно, система уравнений (1)–(3) пока не позволяет решить задачу

воссоздания количественной физической картины рассматриваемого явления.

Другой путь решения этой задачи при тех же перечисленных выше предположениях а) — г) открывает динамический метод исследования релаксационных процессов [4—8]. Он дает возможность на основании только экспериментальных данных и указанных четырех предположений получить для каждого ВВ функции

$$c = c(p, v, E), \quad (4)$$

$$\dot{P} = \dot{P}\left(p, v, E, \frac{\partial v}{\partial t}\right), \quad (5)$$

где c — замороженная скорость звука; \dot{P} — обобщенная кинетическая характеристика релаксационного процесса, которая определяется выражением

$$\dot{P} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{c^2}{v^2} \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (6)$$

Система уравнений (1), (4)—(6) замкнута и ее можно применять для расчетов детонационных процессов в данном ВВ.

Цель настоящей работы — определение функций c и \dot{P} для литого тротила путем проведения в рамках динамического метода экспериментального исследования процесса развития детонации в одномерной постановке. В соответствии с [7] для этого достаточно при одном и том же процессе развития детонации в данном заряде ВВ измерить поля массовой скорости $u(X, t)$ и замороженной лагранжевой скорости звука $c_p(X, t)$, где X — лагранжева координата. По этим данным из уравнений (1), (6) определяются функции (4), (5).

Согласно перечисленным выше предположениям, функции (4), (5), определенные в простейшей, одномерной постановке эксперимента, будут применимы к расчетам не только одно-, но и трехмерных течений данной среды. Для этого в системе (1) достаточно заменить первые два уравнения на соответствующие трехмерные уравнения движения.

Постановка эксперимента

Схема применявшегося взрывного устройства показана на рис. 1. Промежуточное ВВ готовили в виде таблетки диаметром 100 и высотой 25,6 мм из смеси тротил/тальк 70/30 плотностью $1,50 \cdot 10^3$ кг/м³. Толщина тефлонового экрана 11,0 мм. Образец литого тротила составлен из пластин размером $\sim 80 \times 80$ мм толщиной от 2 до 10 мм плотностью $(1,61 \pm 0,01) \cdot 10^3$ кг/м³. Пластины приготовлены методом вибрационного литья. Чистота поверхности пластин соответствовала чистоте стальной формы для литья, отшлифованной по классу 9.

За лагранжеву координату (глубину заделки) датчика X принимали расстояние от поверхности датчика до экрана. Необходимую толщину образца при $X > 10$ мм получали, как правило, с помощью пластин толщиной 8 и 10 мм. Плоскости соприкосновения экрана и прилегающей к нему нижней пластины смазывали тонким слоем вазелина. Остальные пластины, за исключением последней (верхней), прижимали друг к другу без смазки. Толщина верхней плоской пластины, в которую заделывался датчик массовой скорости, обозначена через L . Все элементы взрывного устройства склеивали мастикой.

Форму детонационного фронта при выходе его на верхнюю плоскую поверхность образца тротила определяли камерой СФР, работающей в режиме щелевой развертки. В центральной области диаметром 40 мм средний радиус кривизны, развивающейся в литом тротиле детонационной волны, уменьшается с ростом X (рис. 2). При проведении экспериментов выяснилось, что при одних и тех же условиях нагружения пока-

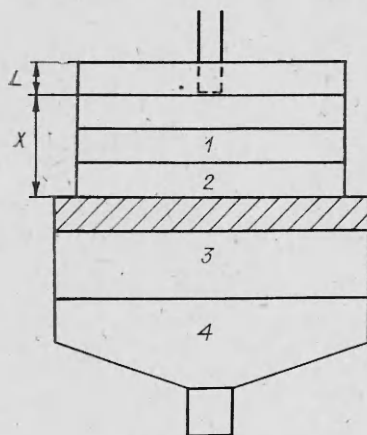


Рис. 1. Схема взрывного устройства.
1 — образец литого тротила с датчиком массовой скорости; 2 — экран; 3 — промежуточное ВВ; 4 — генератор плоской ударной волны.

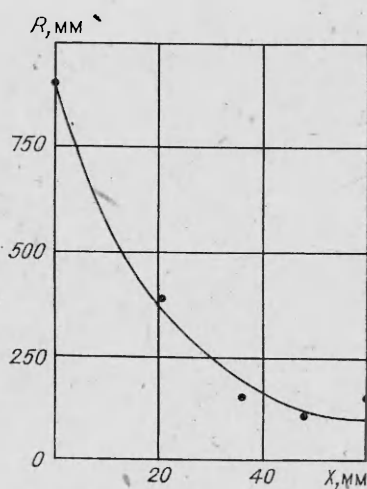


Рис. 2. Изменение радиуса кривизны R фронта детонационной волны.

зания разных типов датчиков массовой скорости в литом тротиле могут существенно различаться. Для выяснения причины подобных расхождений проведены исследования, результаты которых изложены ниже.

Сигналы электромагнитных датчиков массовой скорости в литом тротиле

Конструкции примененных в настоящей работе датчиков массовой скорости и способы их заделки в образец схематично показаны в разрезе на рис. 3.

П-образный датчик массовой скорости с рабочей площадью 10×10 мм [9] (рис. 3, а) выполнен из алюминиевой фольги толщиной $100 \div 200$ мкм. Ступенчатый датчик (рис. 3, б) [10] изготовлен на основе П-образного. Датчики вмонтированы в образец с помощью прямоугольных блоков тротила. При литье в блоках сделаны выемки, которые соответствовали размерам датчика. При заделке датчика блоки смазывали силиконовым маслом или вазелином.

На рис. 3, в, г показаны обычный стременной и стременной датчик с выдвинутым вперед заземленным электродом (ДВЗЭ) [11]. В настоящей работе рабочая поверхность датчиков выполнялась в виде многоугольника, максимальный линейный размер которого ~ 15 мм. Материалом поверхности служила медная фольга толщиной 50 мкм. В качестве выводов к поверхности датчиков припаивали медные проволочки диаметром 0,65 мм. Выдвинутый вперед заземленный электрод приготовлен из ручной швейной иглы диаметром 0,70 мм. Поверхности контактирующих пластин в плоскости датчика смазывали силиконовым маслом. Расстояние между выводами составляло $6 \div 8$ мм и определялось в каждом случае с помощью компаратора. За длину рабочей части датчика принимали расстояние между центрами электродов.

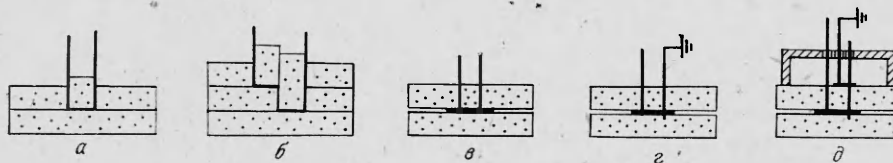


Рис. 3. Электромагнитные датчики массовой скорости.

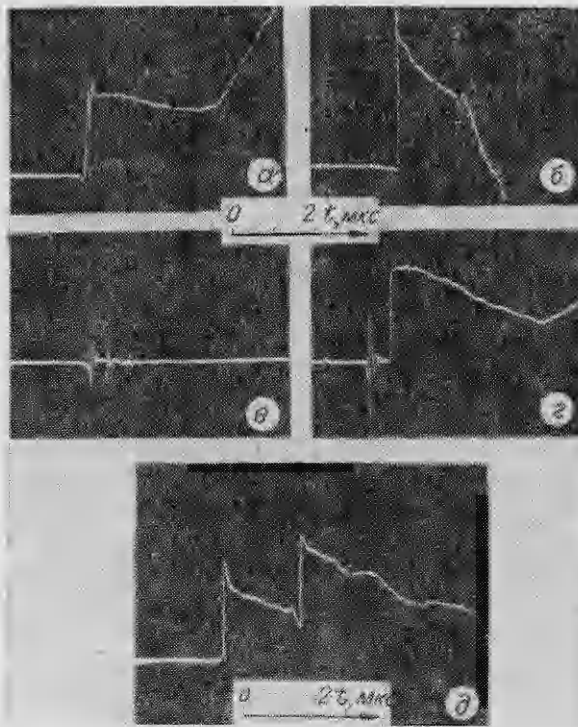


Рис. 4. Сигналы электромагнитных датчиков массовой скорости в литом тротиле:

а), б) П-образного и обычного стремненного; в) то же, в отсутствие магнитного поля; г) ДВЗЭ; д) ступенчатого.

Однородное магнитное поле ($\sim 3,5 \cdot 10^{-2}$ Тл = = 350 Гс) во время записи сигналов создавалось импульсной электромагнитной установкой [12].

Сигналы регистрировали осциллографом ОК-33 с полосой пропускания регистрирующего канала ~ 17 МГц. Осциллограф запускался через блок задержки от сигнала ионизационного датчика пуска, установленного на промежуточном ВВ. Завалы фронтов сигналов датчиков массовой скорости

определяли сравнением сигналов с прямоугольными импульсами наносекундного генератора Г5-72.

Характерные формы сигналов датчиков массовой скорости в литом тротиле приведены на рис. 4. По мере развития детонации на фронте сигналов П-образного и обычного стремненного датчиков регистрируется резкий пик с провалом (рис. 4, а для $0 < X < 12$ мм), а затем обычный пик (рис. 4, б для $X > 12$ мм). Последний может быть принят за нестационарный химический пик. На границе с экраном ($X = 0$) пики не наблюдаются. Регистрируемые пики хорошо воспроизводимы. Однако в работах [10, 13—16] сигналы датчиков массовой скорости и магнитных пьезодатчиков, полученные в близких условиях нагружения, не содержали каких-либо резких пиков на начальной стадии развития детонации. Появление пиков в настоящей работе можно было бы связать с контактными явлениями у поверхности датчиков. Поэтому в отдельных опытах образец тротила приготовлен в виде монолитной отливки вместе с П-образным датчиком. Диаметр отливки 80 мм, датчик выставлялся на заданной глубине X . Оказалось, что при данном X сигнал П-образного датчика не зависит от способа его заделки в образец. Не влияла на форму сигнала и замена силиконового масла на вазелин в составных образцах. Эти результаты, а также идентичность сигналов П-образного и обычного стремненного датчиков свидетельствуют об отсутствии влияния контактных явлений на форму сигналов.

Возможным источником искажения сигнала датчика массовой скорости могут быть поляризационные сигналы, исследованные для литого тротила в работе [17]. Поэтому в ряде опытов датчиками массовой скорости регистрировался сигнал в отсутствие магнитного поля. На рис. 4, в приведен такой сигнал для глубины $X = 14$ мм. Сигнал имеет знакопеременную форму, характерную для поляризационных эффектов. Амплитуда сигнала, составляющая ~ 50 мВ, сравнима с ЭДС, наводимой на датчики при их движении в магнитном поле.

Удобно и эффективно избавляет от искажений на фронте сигналов применение датчика типа ДВЗЭ (см. рис. 3, г). Выдвинутый вперед заземленный электрод должен разряжать объемный заряд, образующийся в результате ударной поляризации за фронтом детонационной волны.

В результате потенциалы области детонационного фронта и поверхности датчика уравниваются. Сигнал датчика имеет вид, показанный на рис. 4, з. Как видно, к моменту достижения детонационной волной плоскости датчика сигнал от заземленного электрода успевает вернуться на нулевой уровень. По сравнению с П-образным и обычным стремненным, ДВЗЭ не дает на тех же глубинах X какие-либо аномальные пики на фронте сигнала. Здесь показания ДВЗЭ обычно в 1,1—1,4 раза меньше сигналов остальных датчиков, а спустя время до 0,3 мкс показания всех исследованных типов датчиков практически не отличаются друг от друга.

Поляризационные эффекты должны иметь место и в других ВВ. По-видимому, и в [11] искажение сигнала датчика массовой скорости в ТАТВ вызвано поляризационными наводками, а не проводимостью фронта детонации, как предполагалось. С целью избавления от подобных наводок разработан датчик типа ДВЗЭ. Поэтому для дальнейших исследований детонационных процессов в различных ВВ предпочтительней использовать датчик типа ДВЗЭ.

Влияние схемы подключения датчика массовой скорости на величину регистрируемого на фронте сигнала иллюстрирует рис. 4, д. Сигнал получен ступенчатым алюминиевым датчиком при стационарной детонации. У датчика заземлен правый, более длинный вывод (см. рис. 3, б). Первый сигнал соответствует движению первой ступеньки датчика и аналогичен показаниям обычного П-образного датчика. Второй отброс представляет сумму сигналов первой и второй ступеньки. Отношение сигнала на фронте к сигналу в точке излома $u_ф/u_ж$ при движении только второй ступеньки гораздо меньше, чем аналогичное соотношение для первой. Оценки $u_ф$ и $u_ж$ для второго сигнала близки к даваемым ДВЗЭ, так как схема подключения ступенчатого датчика подобна схеме ДВЗЭ.

Комбинированный датчик

Модификация ДВЗЭ (см. рис. 3, д) дает возможность измерять в одном опыте массовую скорость, среднюю скорость детонации и среднюю лагранжеву скорость звука. Для этого на свободную тыльную поверхность образца помещали второй стремненной датчик. Плоскости датчиков, после их заделки, протыкали стальным электродом. Для повышения надежности записи сигналов конец стального электрода часто дополнительно закорачивали с выводом второго датчика. Все выводы закрепляли на стойке. Вместо стойки можно использовать пластину из материала с меньшей динамической жесткостью, чем у исследуемого ВВ. На рис. 5 приведен сигнал комбинированного датчика.

При достижении детонационной волной свободной поверхности ВВ, на которой установлен второй датчик, происходит резкое падение сигнала — в образец начинает распространяться волна разрежения. Когда она достигнет плоскости первого датчика, массовая скорость вновь, но уже плавно, начинает увеличиваться [7, 18]. На рис. 5 t_d и t_c — времена, по которым определяются средняя скорость детонации $\bar{D} = L/t_d$ и средняя лагранжева скорость детонации $\bar{c} = L/t_c$ при заданном расстоянии между датчиками L .

Сигналы комбинированного датчика, подключенного по схеме рис. 3, д, иллюстрируют осциллограммы рис. 6 для $X = 4, 20, 48, 60$ мм. Как и в ступенчатом датчике, сиг-

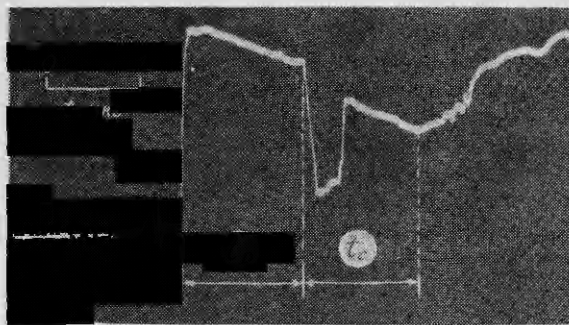


Рис. 5. Сигнал комбинированного датчика.

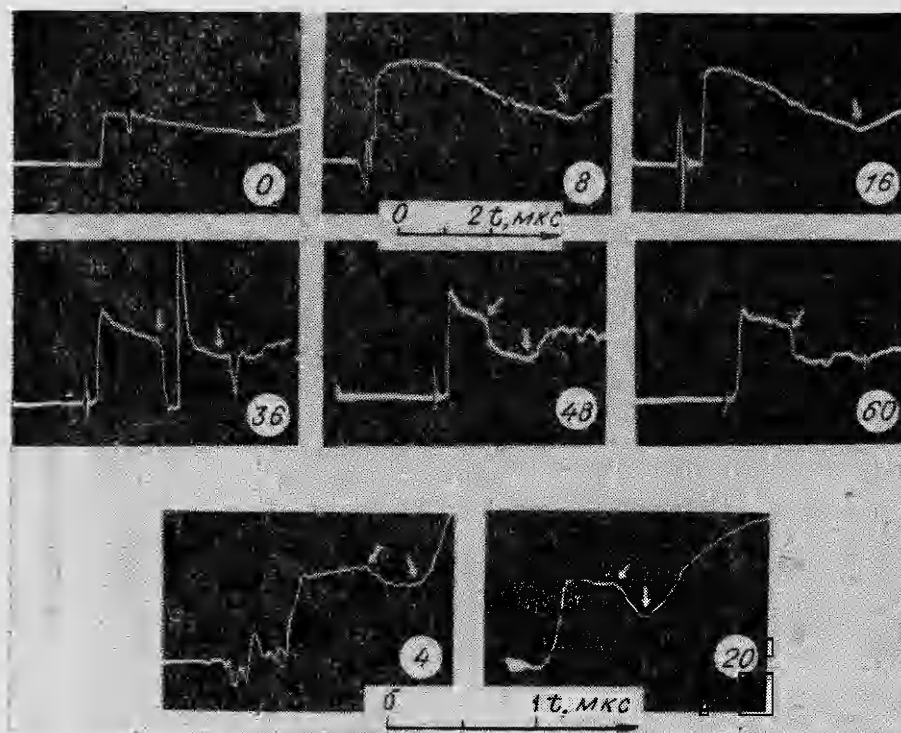


Рис. 6. Типичные осциллограммы сигналов датчиков массовой скорости, регистрируемые на различных расстояниях от экрана (цифры — лагранжевы координаты датчиков X , стрелками указаны моменты достижения плоскостей датчиков детонационной волной и головной частью волны разрежения).

нал представляет собой суперпозицию ЭДС, наводимых на первый и второй датчики.

При дополнительном закорачивании стального электрода сигнал выглядит так, как изображено на рис. 5 и 6 для $X = 36$ мм. После выхода детонационной волны на тыльную поверхность в цепи датчика появляется новый замкнутый контур с наведенной ЭДС. Контур создан заземленным стальным электродом и выводом второго датчика. После затухания в нем переходного сигнала, проявляющегося в виде резкого выброса, сигнал датчика имеет плавный ход и искажается только после достижения волной разрежения плоскости первого датчика.

Сравнение сигналов комбинированного датчика и ДВЗЭ в одних и тех же условиях показало надежность определения момента прихода головной части волны разрежения к плоскости первого датчика в комбинированном датчике. Для ДВЗЭ этот момент определяется по началу подъема сигнала (см. рис. 6 для $X = 0, 8, 16$ мм).

Применение комбинированного датчика дает возможность сократить объем исследований, необходимый для реализации динамического метода.

Параметры стационарной детонации

Параметры стационарной детонации измеряли датчиками типа ДВЗЭ и ступенчатым (см. рис. 3, б, г, д). Профиль массовой скорости инициирующей ударной волны на границе экрана с литым тротилом приведен на рис. 6, $X = 0$. Значение массовой скорости на фронте волны $u_{\pm} = 0,9$ км/с. Стационарный профиль массовой скорости устанавливается для $X \geq 60$ мм. Скорость стационарной детонации, определенная по показаниям обоих типов датчиков, $D = 6,99 \pm 0,02$ км/с.

Профили массовой скорости, регистрируемые при стационарной детонации, приведены на рис. 4, д и 6 при $X = 60$ мм. Максимальное зна-

чение массовой скорости, даваемое датчиками типа ДВЗЭ, $u_{\phi} = 1,87 \pm 0,06$ км/с. Для сигналов характерен четкий излом в области химического пика. Массовая скорость в изломе (который обычно относят к плоскости Чепмена — Жуге) $u_{ж} = 1,67 \pm 0,04$ км/с. Ширина области химпика $\tau = 0,30$ мкс.

Для ступенчатого датчика $u_{\phi} \approx 2,6$ км/с на первой ступеньке, а сигнал со второй ступеньки мало отличается, как уже отмечалось, от показаний ДВЗЭ. Перед сигналом второй ступеньки иногда наблюдается провал (см. рис. 4, *д*). Возможной причиной его появления могут быть особенности монтажа датчика и не полностью устраняемый в такой постановке поляризационный сигнал. Наличие этой паводки слабо влияет на начальные параметры сигнала второй ступеньки. Сигнал первой ступеньки не имеет столь четко обозначенного излома химического пика, как сигнал второй или ДВЗЭ.

Расхождение значений массовой скорости на фронте иногда связывается с инерционностью датчиков. Однако простые оценки с учетом динамических характеристик материалов датчиков из [1, 19] показывают, что инерционность датчиков не влияет на частотные характеристики сигнала, регистрируемого ОК-33. В эту пользу свидетельствует и близость показаний ДВЗЭ и второй ступеньки.

В работах [10, 14] максимальное значение массовой скорости в литом тротиле, оцененное по показаниям П-образных датчиков, составляет $2,1 \div 2,2$ км/с. Расхождение в показаниях датчиков в настоящей и упомянутых работах может быть вызвано худшими частотными характеристиками регистрирующих цепей в [10, 14]. На оценку u_{ϕ} может оказать влияние и величина магнитного поля, так как с его увеличением относительный вклад наводки может уменьшаться. В то же время значения $u_{ж} = 1,62$ км/с и $\tau = 0,24$ из [10] близки к величинам, полученным ДВЗЭ. В последующем в работе применялись только датчики типа ДВЗЭ.

Кривая ударной сжимаемости литого тротила

Результаты измерения D в зависимости от L приведены на рис. 7. Обработка по методу наименьших квадратов дает: для $X = 4, 36$ и 48 мм $D = 4,37 \pm 0,05, 6,81 \pm 0,06$ и $6,85 \pm 0,08$ км/с соответственно, для $X = 20$ мм $D(L) = a + bL$, где $a = 5,04 + 0,11$ км/с, $b = 0,097 \pm 0,018$ (км/с)/мм. По этим данным восстанавливалась зависимость мгновенного значения скорости детонации от пройденного пути $D(X)$. Массовую скорость на фронте детонационной волны $u(X)$ для $X = 0 \div 60$ мм (см. рис. 6) определяли для каждого положения датчика по результатам 5—10 опытов. Среднеквадратичное отклонение полученных значений $u_{\phi}(X)$ составляет $1,5 \div 2,5\%$.

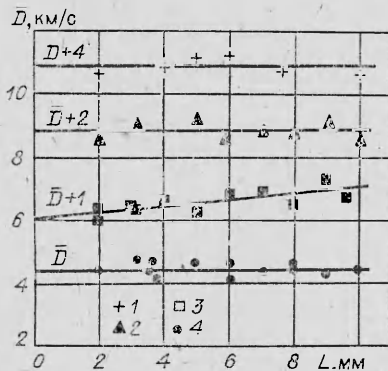


Рис. 7. Средние значения скорости детонации D , измеренные на различной базе L . X , мм: 1 — 48, 2 — 36, 3 — 20, 4 — 4.

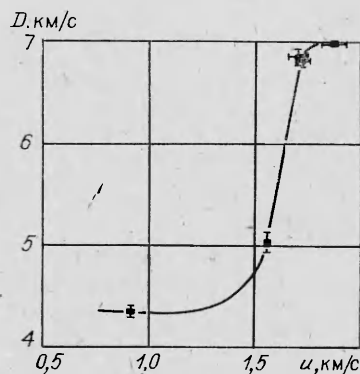


Рис. 8. Кривая ударной сжимаемости литого тротила в $D - u$ -координатах.

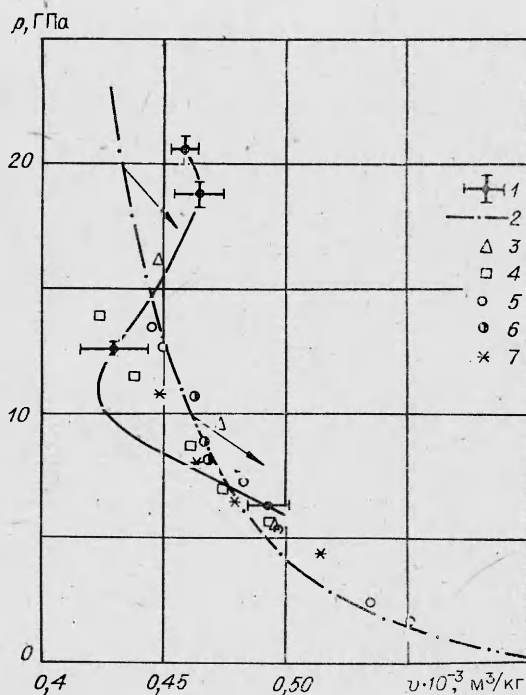


Рис. 9. Ударная сжимаемость тротила в $p-v$ -координатах. Электромагнитный метод: 1 — настоящая работа, 2 — [10], 3 — [16]; метод преград: 4 — [20], 5 — [21, 22], 6 — [23], 7 — жидкий тротил [24].

Исключая X из зависимостей $D(X)$ и $u_{\phi}(X)$, получаем кривую ударной сжимаемости литого тротила в $D-u$ -координатах (рис. 8). Своим s -образным видом она значительно отличается от линейных либо близких к линейной зависимостей, обычно приводимых в литературе [10, 16, 20–24].

На рис. 9 кривая ударной сжимаемости литого тротила изображена в $p-v$ -координатах. Здесь же приведены литературные данные по ударной сжимаемости литого и жидкого тротила, полученные

электромагнитным методом и методом преград. В отличие от последнего электромагнитный метод дает возможность определить кривую ударной сжимаемости в области существования химического пика. Однако Π -образные датчики массовой скорости [10, 12], как уже отмечалось, должны давать завышенные значения массовой скорости на фронте детонации. Поэтому данные электромагнитного метода, полученные в развивающейся детонационной волне в упомянутых работах, следовало бы сдвинуть в направлениях, указанных стрелками на рис. 9 (к сожалению, величину этого сдвига пока указать невозможно). Заметим, что в области низких давлений полученные с помощью тех же датчиков экспериментальные точки, по-видимому, смещать не надо. В этом случае Π -образные датчики устанавливаются на границе экран — ВВ, что исключает искажения фронта сигнала.

Наблюдаемое на рис. 9 расхождение экспериментальных данных в области 10–14 ГПа, строго говоря, можно было бы отнести на счет погрешности измерений. Однако прекрасное совпадение результатов разных авторов в области давлений <7 ГПа, скорее, говорит в пользу другой причины указанного расхождения. Она состоит в том, что литой тротил претерпевает при ударном сжатии частичное разложение [5, 6]. Естественно предположить, что глубина последнего зависит не только от амплитуды ударного скачка, но и от кристаллической структуры исходного ВВ, а возможно, и от скорости объемной деформации вещества непосредственно после ударного сжатия (она влияет на внутреннюю структуру ударного скачка). Таким образом, вполне можно ожидать, что экспериментальные кривые ударной сжимаемости разных образцов литого тротила или одного образца при разных профилях ударного нагружения будут по-разному отклоняться от ударной адиабаты (т. е. кривой ударной сжимаемости без реакции) данного ВВ.

Дополнительный довод в пользу того, что литой тротил разлагается в ударных скачках, — существование точки локального минимума объема на полученной кривой ударной сжимаемости (см. рис. 9). В самом деле допустим, что эта кривая представляет квазиравновесную ударную адиабату литого тротила

$$E(p, v) - E_0 = p(v_0 - v)/2, \quad (7)$$

тогда для указанной точки

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial p^2}\right)_v < 0. \quad (8)$$

Согласно данному неравенству, коэффициент Грюнайзена $\Gamma = v \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_v$ среды с положительным коэффициентом теплового расширения должен расти с температурой при постоянном объеме. Однако это не характерно для конденсированных сред [25]. В таком случае более естественно допустить, что полученная кривая с ростом давления все дальше отклоняется от ударной адиабаты литого тротила.

Разложение ВВ в ударном скачке может привести к увеличению ширины зоны ударного сжатия. Кроме того, частичное разложение заведомо негетерогенного твердого ВВ в момент ударного сжатия должно иметь очаговый характер, т. е. происходить неравномерно по поверхности ударного скачка. Поэтому оно является источником дополнительной турбулизации ударно-волнового движения вещества. По аналогии с [3, 26] естественно предположить, что с ростом амплитуды ударного скачка в нем срабатывает все большее число все более мелких очагов, и масштаб соответствующей дополнительной турбулентности уменьшается. Эти эффекты, по нашему мнению, проявляются на изменениях завалов фронтов сигналов датчиков массовой скорости. В настоящих опытах завал фронтов плавно уменьшался от 0,1 мкс для $X \approx 0$ до практически нулевого значения при стационарной детонации. Эти изменения, как минимум, в 2 раза больше предела временного разрешения применяемой регистрирующей системы. Подобная тенденция заметна и в результатах работы [16]. Уменьшение завалов фронтов с ростом X не удается связать с инерционностью датчика при отличающихся условиях нагружения, тем более, что радиус кривизны детонационной волны укорачивается с ростом X (см. рис. 2).

Подчеркнем, что турбулентность не препятствует применению динамического метода, хотя используемые в нем формулы выведены в предположении ламинарного течения среды. Как уже отмечалось, данный метод предполагает оперирование с усредненными по объему величинами. А уравнения усредненного турбулентного движения реагирующей среды можно привести к виду соответствующих усредненных уравнений ламинарного движения [27].

В дополнение к сказанному заметим, что теория детонации Я. Б. Зельдовича легко может быть обобщена на случай, когда завалы фронта связаны с турбулентностью, но при этом реакция в каждой отдельной взрывной точке все-таки начинается с ударного сжатия. Если же на реакцию могут повлиять процессы тепло- и массопереноса, тогда правило Чепмена — Жуге, возможно, и не будет выполняться.

*Поступила в редакцию 26/X 1983,
после доработки — 23/VI 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
2. С. Р. Де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964.
3. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов. ФГВ, 1982, 18, 6, 74.
4. Г. А. Ададунов, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
5. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. Метод извлечения информации по кинетике детонационного превращения ВВ из данных динамического эксперимента. ВИНТИ, № 558—80 Деп.
6. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
7. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
8. В. С. Трофимов.— В кн.: Детонация. Вып. II. Черногоровка, 1981.
9. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 6, 1339.
10. А. И. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
11. V. Hayes. Rev. Sci. Instr., 1981, 52, 4, 88.
12. А. А. Воробьев, А. И. Дремин, Л. И. Саввин и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 146.
13. Г. И. Канель, А. И. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.

14. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ПМТФ, 1963, 6, 131.
15. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
16. M. Cowperthwaite, J. T. Rosenberg. Proc. Sixth Symp. (Intern.) on Detonation. Coronado, California, 1976.
17. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 369.
18. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 133, 1, 155.
19. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. П. Канель. ПМТФ, 1974, 5, 94.
20. В. С. Ильюхин, П. Ф. Похил, О. К. Розанов и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
21. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1965, 44, 1229.
22. S. J. Jacobs, T. P. Liddiard, В. E. Drimmer. Ninth Symp. (Intern.) on Combustion, 1963.
23. V. M. Boyle, L. H. Ervin. Compendium of shock wave data. Law. Liv. Lab., Section C, 1977.
24. W. V. Garn. J. Chem. Phys., 1959, 30, 819.
25. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
26. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1968, 4, 3, 400.
27. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.

ВОЗМОЖНОСТИ ТЕНЗОМЕТРИИ В ПРОЦЕССАХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

В. Н. Родионов, А. И. Гончаров

(Москва)

В ударно-волновых экспериментах используют манганиновые датчики давления, дающие хорошие результаты, когда плоскости решетки датчика и ударных волн (УВ) совпадают. Для измерения давления УВ при произвольном падении фронта и в случае неплоского ударного фронта можно воспользоваться манганиновым датчиком, сопоставляя его показания с показаниями такого же датчика из константана. Дело в том, что в неоднородном поле скоростей манганиновый датчик деформируется и связанное с этим изменение сопротивления маскирует показания датчика в зависимости от давления. Чувствительность константана к давлению пренебрежимо мала в сравнении с чувствительностью манганина, а деформационная чувствительность обоих материалов близка [1]. Это различие позволяет разделить составляющие получаемого сигнала.

В настоящей работе описываются тензометрические свойства манганиновой проволоки в ударно-волновых процессах. В отличие от классической тензометрии, измеряющей главным образом упругие деформации, в стоящих экспериментах тензодатчик находился внутри образца, по которому распространяется УВ, инициируемая взрывом заряда ВВ. Испытуемые образцы готовили из оргстекла, в дальнейшем именуемого средой.

Сопротивление проводника длиной l и площадью поперечного сечения S определим из выражения

$$R = \sigma \cdot l/S, \quad (1)$$

где σ — удельное сопротивление манганина. При измерении давления плоской УВ манганиновым датчиком длина проволоки не изменяется:

$$R(p) = \sigma(p) \frac{l_0}{S(p)} = R_0(1 + \beta p). \quad (2)$$

Здесь $\sigma(p)$ — удельное сопротивление проволоки при давлении p ; $S(p)$ — поперечное сечение проволоки при постоянной начальной длине проволоки; l_0 и R_0 — начальные значения длины и сопротивления проволоки; β — коэффициент пьезорезистивности манганина.

Манганиновый тензодатчик по конструкции отличается от датчика давления только расположением по отношению к фронту УВ. На рис. 1 изображена одна петля манганинового тензодатчика, показано взаимное расположение тензодатчика и движущегося со скоростью D фронта УВ,