

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев

(Москва)

1. При возбуждении детонации в гомогенных и гетерогенных ВВ ударными волнами амплитудой 1—10 ГПа газодинамические течения за фронтом волны на переходной стадии существенно отличаются [1—3]. В совокупности с другими экспериментальными фактами [4] эти различия позволяют сделать вывод, что механизм взрывного превращения при инициировании гомогенных и гетерогенных ВВ неодинаков.

Описание детонации гомогенных ВВ благодаря резкой зависимости скорости реакции от температуры существенно упрощается. Если исключить из рассмотрения мелкомасштабные области ($0,1 \div 1$ мм), то для общего описания появляется возможность раздельного рассмотрения газодинамической стороны явления и химических реакций. Существует относительно узкий интервал давлений, при которых детонация возбуждается с задержкой. Вне этого интервала при обычных размерах зарядов ($1 \div 10$ см) детонация либо не возбуждается, либо возникает без задержки. Расчетные модели [5—7], в которых принимается аррениусовская кинетика разложения ВВ, достаточно хорошо отражают экспериментальные результаты. Для согласования расчетных результатов экспериментов с нитрометаном в [6] потребовалось лишь изменение энергии активации на $15 \div 20\%$. Необходимость изменения экспериментального значения энергии активации, найденного при нормальных условиях, связана, по-видимому, с изменением высоты активационного барьера относительно уровня средней энергии при сжатии гомогенных ВВ.

Напротив, в случае гетерогенных ВВ в относительно широком интервале давлений ($0,1 \div 10$ ГПа) время химического превращения соизмеримо с характерными временами изменения параметров течения за фронтом инициирующих ударных волн. Здесь в полной мере проявляется взаимное влияние газодинамики и химических превращений. Это порождает разнообразие и сложность профилей давлений и массовых скоростей за фронтом инициирующих ударных волн [4, 8, 9]. Из других экспериментальных фактов следует отметить зависимость скорости взрывного превращения от исходной структуры ВВ и независимость (или слабую зависимость) от начальной температуры [4] и природы газа, заполняющего пустоты в случае пористых ВВ [8]. Предполагается, что гетерогенность исходного состояния приводит к неравномерному распределению энергии при деформации ВВ ударной волной, вследствие чего реакция зарождается в отдельных «горячих точках» или «очагах» [1, 3]. Менее прогретая масса ВВ сгорает затем на фронте волн горения, распространяющихся из горячих точек.

На основе этих представлений в данной работе принята математическая модель взрывного превращения гетерогенных ВВ, инициируемых ударными волнами, и проведены численные расчеты для описания переходных процессов при возбуждении детонации. Отсутствие конкретных данных о природе очагов, их геометрии, размерах и причинах возникновения потребовало введения некоторых предположений, справедливость которых в конечном счете может быть оправдана согласованием расчетных результатов с экспериментальными данными.

2. При построении модели разложения гетерогенного ВВ за фронтом ударной волны приняты следующие предположения:

а) за фронтом волны зарождаются «горячие точки» с нулевой массой и равномерным распределением по объему ВВ. Их количество определяется (для данного ВВ с определенной исходной структурой) интенсивностью ударной волны;

б) из возникших «горячих точек» начинает распространяться сферический фронт горения, в котором происходит превращение ВВ в продукты взрыва (ПВ) с соответствующим энерговыделением. Превращение заканчивается при сгорании массы ВВ, приходящейся на одну «горячую точку».

в) скорость перемещения фронта горения зависит от давления. Ширина фронта предполагается нулевой;

г) на промежуточных стадиях процесса предполагается равенство давлений в ПВ и ВВ. Термически смесь неравновесна (температуры ПВ намного выше температуры исходного ВВ).

Последующие предположения относятся к выбору конкретных видов зависимостей числа «очагов», скорости горения (при давлениях ~ 10 ГПа) и уравнений состояния ПВ и ВВ. Число очагов задается в форме

$$N = N_0 p_\Phi^m \exp(-T_a/T_1), \quad (1)$$

где p_Φ — давление на фронте волны; T_1 — температура ВВ за фронтом волны; N_0 , m , T_a — константы (для данного ВВ). Предэкспоненциальному множителю в (1) можно придать смысл полного числа «горячих точек», возникающих при деформации ВВ во фронте ударной волны, а экспоненциальный множитель рассматривать как долю очагов, обладающих достаточным запасом энергии для возбуждения реакции в окружающем ВВ.

В уравнении (1) $m = 2$ в предположении, что число «горячих точек» пропорционально энергии деформации. Последняя считалась, как в слабых волнах, пропорциональной квадрату амплитуды ударной волны. Численное значение предэкспоненциального множителя в (1) принималось по порядку величины равным числу частиц, образующихся при дроблении ТНТ в ударных волнах [1]. Согласно данным [1], при амплитудах ударных волн $\sim 0,1$ ГПа размеры частиц ТНТ составляли 10 мкм, а $N_0 = 10^{11} 1/(\text{г} \cdot \text{ГПа})^2$; $T_0 = 1000$ К в (1) выбрано из условия согласованности экспоненциальных данных [9] и расчетных результатов настоящей работы. Скорость горения

$$v = ap^k. \quad (2)$$

Значения $a = 40$ см/(с · ГПа) и $k = 1$ взяты из работ [10, 11].

Если обозначить через α_2 концентрацию продуктов взрыва, то из (1) следует выражение для скорости разложения

$$\frac{d\alpha_2^{1/3}}{dt} = \left(\frac{4}{3} \pi N \rho_2^{-2}\right)^{1/3} a p \rho_1. \quad (3)$$

Здесь N определяются по (1); ρ_1 , ρ_2 — средняя плотность ВВ и ПВ соответственно.

3. Для описания процесса возбуждения и распространения детонационных волн численно решалась система уравнений

$$d\rho/dt = -\rho \operatorname{div} \vec{u}; \quad (4)$$

$$\rho \cdot d\vec{u}/dt = -\operatorname{grad}(p + g); \quad (5)$$

$$dE_1/dt = -(p + g) \frac{d(1/\rho_1)}{dt}; \quad (6)$$

$$\frac{dE_2}{dt} = -(p + g) \frac{d(1/\rho_2)}{dt} + \frac{(q + H_1 - H_2)}{\alpha_2} \frac{d\alpha_2}{dt}, \quad (7)$$

дополненная уравнениями (3) и уравнениями состояния ПВ, ВВ и их смеси. Здесь E_1 , E_2 , H_1 , H_2 — удельные внутренние энергии ВВ, ПВ и их энтальпии; ρ , p , \vec{u} — плотность смеси ПВ и ВВ, давление и массовая скорость; g — счетная псевдовязкость Неймана — Рихтмайера [14]; q — теплота реакции разложения ТНТ (принималось $q = 1$ ккал/г).

Система уравнений (3)–(7) в предположениях, что давления в любом микрообъеме одинаковы и удельные объемы ПВ и ВВ аддитивны, замы-

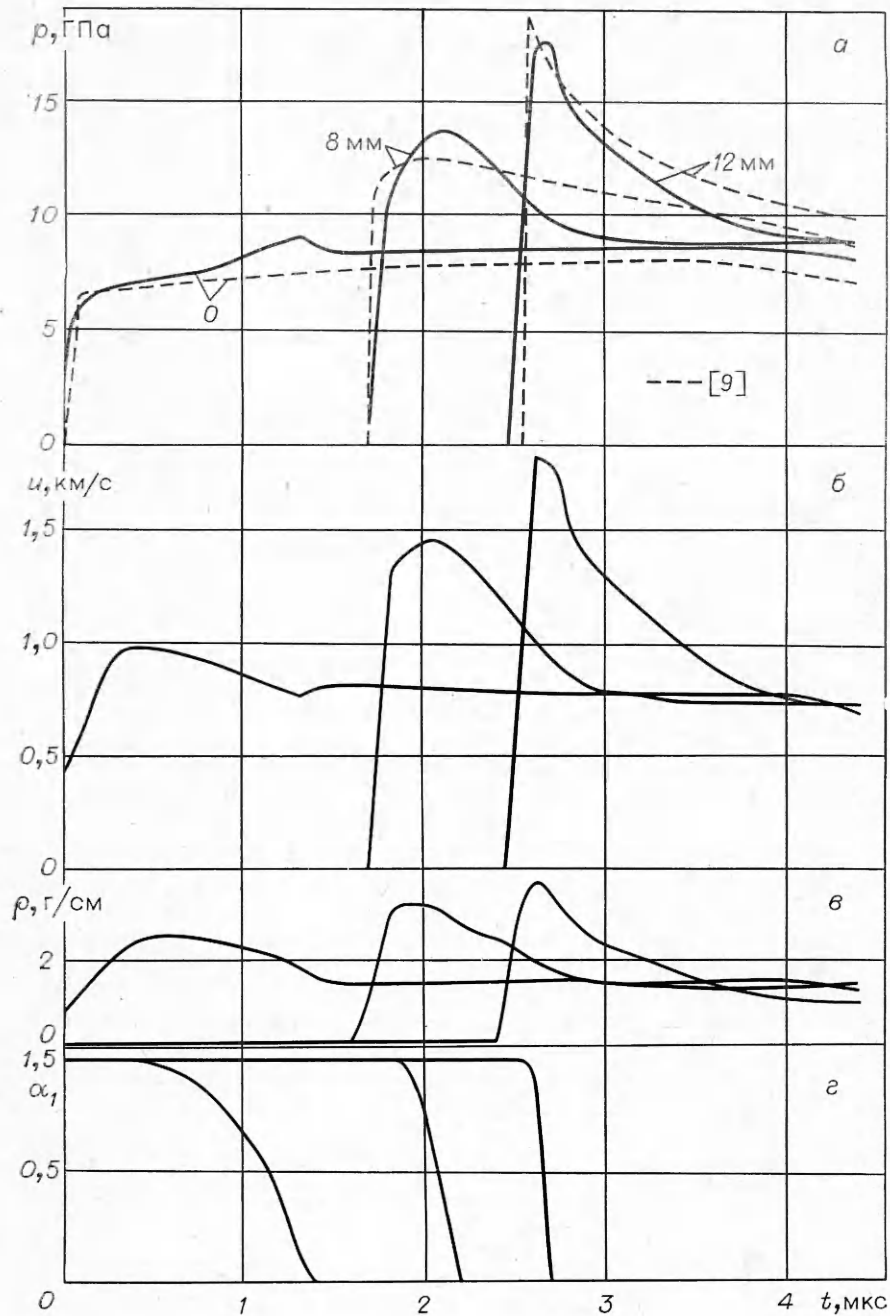


Рис. 1.

кается дополнительными условиями («уравнениями состояния смеси»)

$$1/\rho = \alpha_1/\rho_1 + \alpha_2/\rho_2, \quad (8)$$

$$p_2(\rho_2, E_2) = p_1(\rho_1, E_1). \quad (9)$$

Уравнения состояния ПВ и ВВ принимаются в виде Ми — Грюнайзена:

$$p = p_x(\rho) + \Gamma\rho[E - E_x(\rho)],$$

$$p_x(\rho) = c_0\rho_0/n \cdot [(\rho/\rho_0)^n - 1], \quad dE_x = p_x(\rho)d\rho/\rho^2, \quad (10)$$

где $p_x(\rho)$, $E_x(\rho)$ — зависящие только от плотности составляющие давления

Вещество	ρ_0 , г/см ³	c_0 , км/с	n	Γ	C_p , ккал/(кг× град)
Оргстекло	1,18	3,18	3,5	0,8	0,837
ТНТ	1,63	2,4	7	1,0	0,287
ПВ ТНТ	—	0	—	2,0	0,287

и внутренней энергии; Γ — коэффициент Грюнайзена. Система (3)—(10) решается численно с использованием метода расщепления по физическим процессам [13]. На каждом шаге интегрирования по времени вначале рассчитывается движение не реагирующей среды, т. е. решается система (4)—(10), в которой отброшены члены, связанные с пересчетом концентраций ВВ и ПВ. Эти уравнения решаются методом, изложенным в [5, 6]. Отметим некоторые особенности, связанные с термической неравновесностью. Для определения давления p и плотностей компонентов ρ_1, ρ_2 система (7)—(10) решается методом секущих. После определения новых значений скоростей и плотности смеси (ρ^{i+1}) находятся новые значения E_1^{i+1}, E_2^{i+1} и $\rho_1^{i+1}, \rho_2^{i+1}$. С этой целью итерационно решается система, состоящая из уравнений (6)—(10). Далее рассчитываются процессы химических превращений в «неподвижной» среде; находится изменение концентраций ПВ и ВВ, согласно уравнению (3), и соответствующие изменения энергий компонентов. На этом заканчивается счет шага. Используемая явная, условно устойчивая разностная схема имеет первый порядок точности по времени и второй по пространству.

4. Для проверки принятой модели рассчитывалось течение в системе, состоящей из слоя оргстекла, в котором задавалась одномерная ударная волна определенной амплитуды со ступообразным профилем, находящимся в контакте со слоем блока ТНТ. Такая схема воспроизводит условия экспериментов [9], в которых регистрировалось изменение давлений в ТНТ на разных расстояниях от границы раздела с оргстеклом. Принятые параметры уравнений состояния сведены в таблицу. Результаты расчетов при различных амплитудах волн приведены на рис. 1, где расчетные давления сравниваются с экспериментальными зависимостями из [9] (рис. 1, а) на различных расстояниях от границы раздела оргстекло — ВВ (этим расстояниям отвечают цифры у кривых). Здесь же приведены взятые из расчета зависимости массовой скорости (рис. 1, б), плотности (рис. 1, в) и концентраций (рис. 1, г). Сопоставление кривых дает полное представление о процессах, происходящих за фронтом инициирующей ударной волны на разных расстояниях от границы раздела.

На рис. 2 даны зависимости массовой скорости на границе раздела при разных начальных амплитудах инициирующих волн. Качественно расчетные результаты хорошо согласуются с данными [8]. В области давлений ~ 10 ГПа характер движения границы меняется и при повышении давления становится подобным тому, который наблюдается для однородных ВВ.

Сопоставление результатов расчета с экспериментом (см. рис. 1, а)

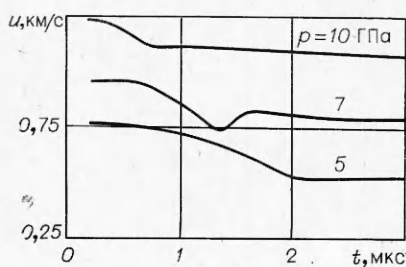


Рис. 2.

убеждает в том, что принятая модель может быть использована для описания переходных процессов при возбуждении детонации в гетерогенных ВВ. Правдоподобность модели может быть подкреплена тем фактом, что для достаточно хорошего согласования с экспериментом потребовался подбор всего одного эмпирического параметра (T_a), а численные значения остальных коэффициентов определены независимо.

Принятые соотношения обеспечивают приближенно выполнение энергетического критерия [12]. Действительно, считая, что увеличение α_2 до 1 обеспечивает развитие детонации, из (3) получим

$$\tau^{-1} \sim N^{1/3} p.$$

Поскольку $N \sim p_1^2 e^{-T_a/T_1}$, будем иметь

$$\tau^{-1} \sim p^{5/3} e^{-T_a/3T_1}. \quad (11)$$

Расчеты с конкретными константами уравнения состояния ГНТ, принятыми в статье, показывают, что второй сомножитель в (11) в рассматриваемом диапазоне давления пропорционален $p^{0.6}$. Таким образом, получим $p^{2.3} \tau \approx \text{const}$, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Некоторые очевидные неточности, допущенные в модели при описании реального процесса (неравномерность распределения очагов, несферичность выгорания отдельных объемов, температурная зависимость скорости горения и т. п.) принципиально устранимы и приведут лишь к некоторому усложнению модели. В настоящее время устранение таких непринципиальных недочетов, по-видимому, преждевременно, поскольку основным вопросом остается выяснение механизма возникновения очагов. От решения этого вопроса зависят и последующие уточнения расчетных модулей и расширение возможностей предсказания процесса инициирования ВВ.

Поступила в редакцию
21/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 498.
3. A. W. Campbell, W. C. Davis et al. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 511.
4. В. С. Соловьев.— В сб.: Детонация. Черноголовка. ОИХФ АН СССР, 1977.
5. М. В. Баталова, С. М. Бахрах и др. ПМТФ, 1971, 3, 73.
6. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1977, 13, 3, 416.
7. В. Е. Фортов, К. Н. Шкадинский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 69.
8. A. N. Dremin, K. K. Shvedov. 6-th Symposium on Detonation, U. S. A., 1976, 665.
9. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
10. А. П. Глазова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 7, 1662.
11. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., 1960.
12. F. E. Walker, R. I. Wasley, L. G. Green. Proc. 8-th Symp. expl. and Pyrotechn. U. S. A., 1974.
13. Н. Н. Яценко. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, Наука, 1967.
14. Р. Рихтмайер, К. Мортон. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВОЗДУХА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов

(Москва)

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию электропроводности газа за фронтом ударной волны при взрыве заряда ВВ в воздухе [1—4], надежных экспериментальных данных по величине