

ности на потери энергии на большие сдвиговые деформации в выбрасываемом объеме грунта, что приводит к аналогичной зависимости $S_a(W)$, четко просматриваемой на приведенных графиках. Отметим, что эффективность взрыва на выброс возрастает с ростом влажности до определенного значения W_* , оптимального для данного вида грунта. Дальнейшее ее увеличение ухудшает результаты взрывов на выброс — возникают эффекты вспучивания и разжижения грунтов. Более подробно указанные эффекты описаны в [8]. Такая немонотонность влияния влажности на результат взрыва может быть объяснена следующим образом. Вначале с увеличением влажности возрастают необратимые деформации грунта при одновременном уменьшении затрат энергии. Здесь влажность играет роль смазки между частицами грунта, облегчая их переукладку в процессе уплотнения и сдвига. Однако дальнейшее влагонасыщение приводит к существенному возрастанию упругой составляющей в общей деформации грунта. Необратимые деформации постепенно исчезают, а грунт приближается по свойствам к малосжимаемой среде, так как сжимаемость воды и минералов весьма мала, что приводит, в частности, и к падению эффективности взрыва на выброс.

Поступила в редакцию 28/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Ромашов, В. Ф. Евменов, В. М. Чубаров. — В кн.: Использование взрыва в народном хозяйстве. Ч. 3. Киев: Наукова думка, 1970.
2. А. А. Вовк, А. Г. Смирнов, В. Г. Кравец. Динамика водонасыщенных грунтов. Киев: Наукова думка, 1975.
3. А. В. Михалюк. — В кн.: Взрывное дело, № 81/38. М.: Недра, 1979.
4. А. Н. Ромашов. Особенности действия крупных подземных взрывов. М.: Недра, 1980.
5. О. А. Арутюнов, С. С. Григорян, Р. З. Камалян. Гидротехника и мелиорация, 1981, 3.
6. Р. З. Камалян. — В кн.: Действие взрыва в грунтах и горных породах. Киев: Наукова думка, 1982.
7. С. С. Григорян. ПМТФ, 1962, 2.
8. О. А. Арутюнов, С. С. Григорян, Р. З. Камалян. Изв. АрмССР. Механика, 1981, 6.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ИЗМЕНЕНИИ СЕЧЕНИЯ ТРУБЫ И СОСТАВА СМЕСИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Любое воздействие на самоподдерживающуюся детонационную волну — изменение сечения трубы, состава смеси, дополнительный подвод или отвод тепла и т. д. — приводит к неустановившемуся переходному режиму распространения. Результатом такого воздействия могут быть нестационарные пересжатие или затухание детонационной волны, а также в зависимости от степени воздействия формирование нового квазистационарного режима распространения.

В данной работе рассмотрен один из типов комплексного воздействия на детонационную волну: геометрическое за счет резкого расширения сечения трубы и химическое за счет изменения состава смеси. В отдельности геометрическое воздействие на детонационную волну для газов и жидких ВВ гомогенного состава в настоящее время хорошо известно (например, [1, 2]): при резком расширении диаметра d заряда — «переход» из трубки в объем (в дальнейшем выход) — квазиплоская детонационная волна затухает при $d < d_{**}$ и трансформируется в сферическую при $d \geq d_{**}$. Диаметр заряда d_{**} называется критическим диаметром выхода.

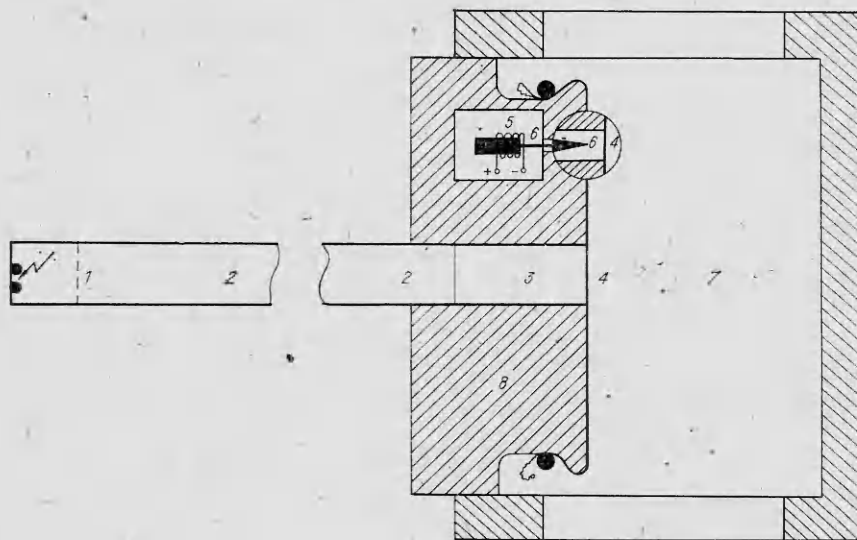


Рис. 1.

Химическое воздействие, когда детонационная волна переходит из одной газовой смеси в другую, экспериментально практически не изучено. Следует отметить лишь работу [3], в которой с помощью метода следовых отпечатков исследовалось поведение ячеистой структуры фронта детонации вблизи границы раздела газовых смесей в трубе постоянного сечения. В этих экспериментах использовалась смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, разбавленная Ag или He. По признанию авторов этой статьи, границей раздела являлась протяженная вдоль оси трубы зона диффузионного перемешивания газов с градиентом плотности по длине зоны.

Выход детонации из трубы в объемы, заполненные одинаковой смесью, в последние годы привлек внимание исследователей как один из способов возбуждения сферической детонации. В связи с этим возникает вопрос об энергетическом эквиваленте данного источника инициирования по сравнению с другими: зарядом твердого ВВ, взрывающейся проволокой, электрической искрой и т. п. На роль энергии инициирования при этом могут претендовать кинетическая и тепловая энергия продуктов детонации, химическая энергия смеси и т. д.

Эксперимент. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, использованной в данной работе. Металлическую трубку 2 длиной 1500 и диаметром 26 мм и цилиндрический объем 7 с прозрачными окнами (диаметр и длина объема равны 190 мм) соединяли друг с другом с помощью фланца 8 (диаметр фланца 150 мм). Поверхность фланца являлась плоскостью раздела взрывчатых смесей. Для первоначального отделения смесей использовали сильно растянутую по плоскости фланца тонкую резиновую мембрану 4 (толщина мембраны в растянутом состоянии $\approx 0,005$ мм, увеличение площади ~ 10 раз). Металлическая трубка и объем имели автономные системы вакуумирования, газопитания и контроля. Первоначально систему вакуумировали до давления ~ 1 мм рт. ст., затем осуществлялся напуск смесей. Давление и перепад при напуске контролировали образцовыми вакуумметрами с ценой деления 0,004 атм. Дополнительным индикатором выравнивания давлений в трубке и объеме служила сама мембрана: при несовпадении давлений она прогибалась в ту или иную сторону. Использовались газы $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$.

После напуска смесей и подготовки регистрирующей аппаратуры подавали сигнал на электромагнит 5, на сердечнике которого закреплена острая стальная игла 6. Острый конец иглы выпрыгивал над поверхностью фланца на высоту ~ 3 мм, прокалывая при этом мембрану, которая под действием сил упругости стягивалась с фланца, освобождая при этом вы-

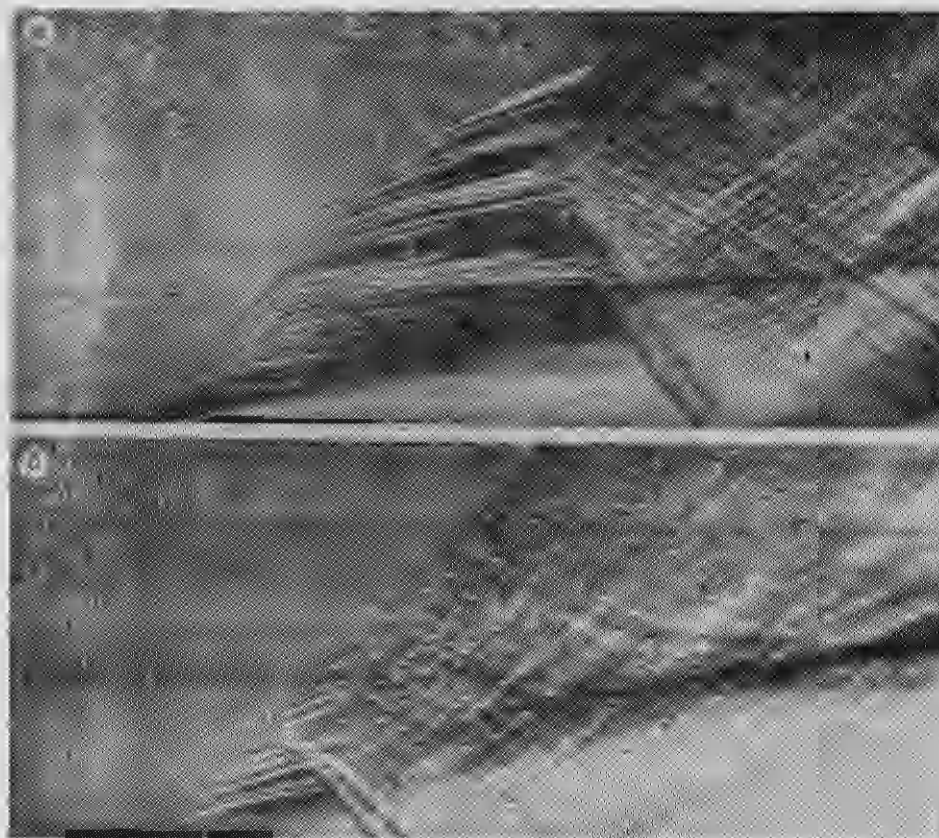


Рис. 2.

ходное отверстие трубы. Сильное натяжение мембраны обеспечивало однородное ее сдвигание с фланца. Конструктивно игла с целью максимального ослабления ее воздействия на процесс реиницирования детонации в объеме была удалена на расстояние 40 мм от оси трубки. После стягивания мембраны с фланца через время ~ 10 мс с помощью высоковольтного разряда инициировалась детонация в трубке: емкость питающего конденсатора $C = 1$ мкФ, напряжение $U = 7$ кВ; вблизи разрядника располагался турбулизатор I для более быстрого перехода горения в детонацию при низких давлениях смеси.

Распространение процесса при выходе волны из трубки в объем регистрировали камерой СФР, оптически сопряженной с шпирен-установкой. Скорость развертки 15 000 об/мин. Источником света служила импульсная лампа ИПФ-250. В металлической трубке вблизи ее выхода в объем по периферии располагалась также законченная металлическая фольга Z для регистрации следовых отпечатков детонации. Особо отметим, что размытие границы смесей за счет движения мембраны и турбулизации прилегающих слоев газа, как показали эксперименты, к моменту прихода детонации на границу раздела составляло менее 1 мм.

В экспериментах, когда трубка и объем были заполнены одинаковым составом, резиновая мембрана не использовалась. Исследованы следующие комбинации газов: 11 — $(C_2H_2 + 2,5O_2) \rightarrow (C_2H_2 + 2,5O_2)$, 22 — $(2H_2 + O_2) \rightarrow (2H_2 + O_2)$, 12 — $(C_2H_2 + 2,5O_2) \rightarrow (2H_2 + O_2)$ и 21 — $(2H_2 + O_2) \rightarrow (C_2H_2 + 2,5O_2)$; первым указан инициатор, расположенный в трубке, вторым — иницируемый состав в объеме.

На рис. 2 приведены типичные фоторазвертки критического выхода: а) однородная смесь $2H_2 + O_2$, $p_*^{22} = 0,85$ атм; б) инициатор $C_2H_2 + 2,5O_2$, в объеме — $2H_2 + O_2$; $p_*^{12} = 0,65$ атм.

Обсуждение результатов. В работе [4] в качестве критической энергии инициирования сферической детонации E_{3*} , возбуждаемой при переходе детонации из трубы в объем, предложено считать работу расширения продуктов самоподдерживающейся детонации при их истечении из трубки критического диаметра в объем за время распространения волны разрежения от стенок трубки до ее оси, т. е.

$$E_{3*} = \int_0^{d_{**}/2c_{10}} puSdt = \frac{\pi p_{10} u_{10}}{24c_{10}} d_{**}^3. \quad (1)$$

Здесь p , u , c — соответственно давление, массовая скорость и скорость звука в продуктах детонации; S — площадь невозмущенного фронта; t — время; соответствующие параметры продуктов детонации Чепмена — Жуге отмечены индексом 10. Формула (1) получена при условии постоянства этих параметров.

Подобный подход к определению E_{3*} в дальнейшем продемонстрирован в [5, 6]. Эти работы по выходу детонации относятся к случаю, когда состав газа одинаков во всех сечениях. При этом переходный режим есть следствие воздействия лишь боковой волны разрежения, возникающей в момент выхода детонации в объем. Если же сечение выхода одновременно является границей раздела двух газов, то наряду с боковой возникает продольная (вдоль оси трубы) волна разрежения вследствие распада детонационной волны на границе двух сред. В этом случае в формуле (1) следует заменить параметры истечения продуктов детонации Чепмена — Жуге на соответствующие величины, полученные при расчете задачи о распаде разрыва, когда по одну сторону разрыва находятся движущиеся продукты детонации газа-инициатора, а по другую — не реагирующая инициируемая смесь [7]. Отметим, что характер возникающих при распаде волн зависит от состава контактирующих газов.

Взаимосвязь критического давления выхода p_* с диаметром трубки d_{**} для каждой из упомянутых выше комбинаций газов (11, 22, 12, 21) представлена на рис. 3. Для трубки с $d = 26$ мм экспериментально определены следующие значения p_* , при которых происходит инициирование детонации в объеме: $p_*^{11} = 0,07$, $p_*^{22} = 0,85$, $p_*^{12} = 0,65$ и $p_*^{21} = 0,09$ атм. Приводимые величины p_* являются усредненными, поскольку инициирование в объеме с равной вероятностью может осуществляться и при p_* , отличающихся от усредненной величины на $\pm 5\%$.

Рассмотрим, например, инициирование в объеме смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Пусть для некоторого диаметра трубки $(d_{**})_1$ (см. рис. 3) определены давление p_*^{22} выхода детонации в объем из трубки, заполненной тоже $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, и p_*^{12} , когда трубка заполнена $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$. Давлению p_*^{12} в случае однородного состава $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ соответствует диаметр выхода $(d_{**})_2$. Согласно [5, 8], взаимосвязь d_{**} и p_* может быть представлена в виде

$$d_{**} = \text{const } p_*^{-\alpha}, \quad (2)$$

поэтому

$$(d_{**})_2 = (d_{**})_1 (p_*^{12}/p_*^{22})^{-\alpha}. \quad (3)$$

Если формула (1) соответствует энергетическому эквиваленту выхода, то энергия инициирования детонации в $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при p_*^{12} находится из выражения

$$E_{3*} = \frac{\pi p_{10} u_{10}}{24c_{10}} p_*^{12} (d_{**})_2^3 = \frac{\pi p_{10} u_{10}}{24c_{10}} p_*^{12} \left(\frac{p_*^{22}}{p_*^{12}} \right)^{3\alpha} (d_{**})_1^3, \quad (4)$$

где индексом 10 отмечены параметры детонации Чепмена — Жуге для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Если инитиатором служит $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, то в $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, согласно (1), перекачивается энергия

$$E = \frac{\pi p_{12} u_{12}}{24c_{12}} p_*^{12} (d_{**})_1^3. \quad (5)$$

где индексом 12 отмечены параметры распада на границе этих смесей. По смыслу энергия в (5) должна быть равна E_{3*} из (4), тогда p_*^{12} , при котором происходит инициирование в объеме $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ с помощью выходящей в объем трубки с $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$, определяется через давление p_*^{22} обычного выхода детонации из трубки в объем следующим соотношением:

$$p_*^{12} = p_*^{22} \sqrt[3\alpha]{\frac{\pi_{10} \cdot u_{10} \cdot c_{12}}{\pi_{12} \cdot u_{12} \cdot c_{10}}} \quad (6)$$

Для последующих оценок привлечем данные равновесных расчетов параметров детонационных волн [9]. При $p_0 = 0,65$ атм для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ $\pi_{10} = 18,6$, $u_{10} = 1285$ м/с, $c_{10} = 1530$ м/с. Задача о распаде продуктов детонации $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ с параметрами $\pi_{10} = 33,3$, $u_{10} = 1100$ м/с, $c_{10} = 1300$ м/с, $\gamma_e = 1,13$ дает следующие параметры распада: $\pi_{12} = 19$, $u_{12} = 1740$ м/с, $c_{12} = 1260$ м/с. Отметим, что неопределенность скорости звука (от равновесной до замороженной) продуктов детонации вносит несущественную ошибку в определение параметров распада. Подставляя в (6) найденные величины с учетом равенства $\alpha = 0,89$ для $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [10], получаем $p_*^{12} = 0,82 p_*^{22}$. Соотношение экспериментальных величин $p_*^{12}/p_*^{22} = 0,65/0,85 = 0,76$.

Аналогичные рассуждения для инициирования в объеме $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ с помощью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ дают расчетное по (6) соотношение $p_*^{21} = 1,25 p_*^{11}$ (для $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ $\alpha = 0,89$), эксперимент дает $p_*^{21}/p_*^{11} = 0,09/0,07 = 1,28$, т. е. рассчитанные с помощью (1) и экспериментальные p_*^{12} и p_*^{21} близки друг к другу, что указывает на правомерность использования формулы (1) в качестве оценочной при определении критической энергии инициирования детонации с помощью выхода.

Расчеты показывают, что p_*^{12} из (6) практически не меняется, если в (6) параметры распада заменить параметрами детонации инициирующей смеси. Тогда (6) можно упростить:

$$P_*^{12} = P_*^{22} \sqrt[3\alpha]{\frac{(\pi_{10})_2}{(\pi_{10})_1}} \quad (7)$$

где индексом 1 отмечена инициирующая, а 2 — инициируемая смеси.

Использование для E_{3*} других, отличных от (1), выражений, например

$$\bar{E}_{3*} = \frac{\bar{P}_{10}}{\gamma_e - 1} \frac{\pi}{6} \alpha_{3**}^3,$$

$$E_{3*} = \rho_{10} Q \frac{\pi}{6} d_{3**}^3$$

(ρ — плотность продуктов; Q — тепловой эффект реакции), дает большие отклонения расчетных и экспериментальных критических величин давления инициирования.

Таким образом, в данной работе экспериментально подтверждено, что для оценочных расчетов энергетическим эквивалентом выхода детонации следует считать работу расширения продуктов детонации при ее выходе из трубки в объем.

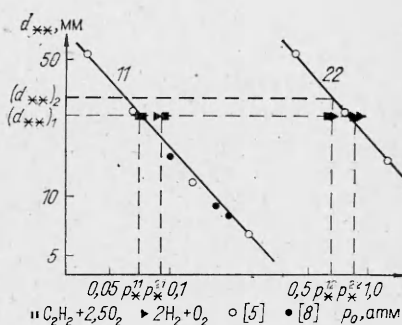


Рис. 3.

Поступила в редакцию 1/XI 1983,
после доработки — 7/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, С. И. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8, 1744.
2. А. Н. Дремин и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
3. R. A. Strehlow, A. A. Adameczyk, R. J. Stiles. Astr. Acta, 1972, 17, 4—5, 509.
4. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
5. H. Matsui, J. H. Lee. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, Pa: Combust. Inst., 1978.
6. R. Knystautas, J. H. Lee, C. M. Guirao. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
7. Л. В. Овсянников. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
8. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5.
9. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
10. А. А. Васильев. ФГВ, 1983, 19, 1.

О ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ЗОНЕ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ ПЛАКИРОВАНИИ ВЗРЫВОМ

М. П. Бондарь, В. М. Оголихин

(Новосибирск)

1. Одним из факторов, определяющих образование надежного соединения при плакировании взрывом, является совместная пластическая деформация соударяющихся поверхностей [1—5].

В работе [1] для определения деформации в зоне соединения использован метод «касательных сеток». Сетку наносили на полированные и протравленные грани образцов с помощью микротвердомера ПМТ-3. Исходные сетки фотографировали перед запрессовкой образцов в колодцы, выфрезерованные в центральной части соединяемых пластин. После плакирования образцы извлекали из пластин, вновь фотографировали и по линейным и угловым искажениям ячеек сетки определяли деформацию сдвига. В работе получена зависимость величины «смещения» материала в направлении сварки взрывом x от расстояния до шва y в виде

$$x = x_0 \exp(-B\sqrt{y}). \quad (1)$$

Кроме того, установлена зависимость прочности соединения от величины деформации в зоне соединения.

В работе [2] для определения смещения металла в направлении перемещения точки контакта применена методика, по которой в металлической пластине просверливают отверстие, а в неподвижной фрезеруют канавку, в которые запрессовывают проволоку и соответствующую вставку из материала пластин. Для четкого выявления границы раздела вставку запаивают медью или серебряным припоем с толщиной запайки, не превышающей 0,05 мм. По микрошлифам, вырезанным из сваренных пластин, определяли смещение. Величину смещения вблизи линии соединения не определяли. Зависимость смещения материала в направлении процесса сварки от расстояния до линии соединения, установленная в данной работе, несколько отличается от (1) и имеет вид

$$x = x_0 \exp(-By). \quad (2)$$

В [3] использовалась методика, подобная [2]. Общий недостаток приведенных методик — нарушение сплошности материала при установке меток, приводящее при последующем соударении к некоторой нерегулярности течения в местах их расположения и, следовательно, затрудняющее определение смещений вблизи соединения, которые играют основную роль в образовании связи между соударяемыми поверхностями.

В настоящей работе для определения пластической деформации в зоне соединения при плакировании взрывом предложен метод измерения деформации в зоне соединения по изменению направления и сечения двойников в материале соударяемых пластин.