

Максимальное значение динамического пьезомодуля среди исследованных кристаллов имеет германат висмута — $13 \cdot 10^{-3}$ Кл/(м² · КПа), что в 6 раз превышает пьезомодуль кварца.

Поступила в редакцию
22/II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Graham, F. W. Neilson, W. B. Benedick. J. Appl. Phys., 1965, 36, 1775; R. A. Graham. Phys., 1972, Rev. B., 6, 4779.
2. I. R. Hearst, G. B. Irani, L. B. Geesaman. J. Appl. Phys., 1965, 36, 3440.
3. R. A. Graham, R. D. Jacobson. Appl. Phys. Lett., 1973, 23, 584; R. A. Graham. J. Appl. Phys., 1977, 48, 2153.
4. Н. П. Хохлов, В. Н. Минеев, А. Г. Иванов — В сб.: Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. Т. 1. М., 1974.
5. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов, Г. Я. Карпенко. ФГВ, 1978, 14, 2, 250.
6. P. J. A. Fuller, J. H. Price. Brit. J. Appl. Phys., 1964, 35, 1471.
7. Г. И. Капель. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. Препринт. Черноголовка, 1973.
8. Г. В. Симаков, М. Н. Павловский и др. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, 8, 11.
9. J. Y. W. Seto. J. Appl. Phys., 1976, 47, 4780.
10. D. E. Grady, M. J. Ginsberg. J. Appl. Phys., 1977, 48, 2179.
11. R. J. Eichelberger, G. E. Hauver. In.: Les ondes de detonation. Paris, 1961.
12. Н. А. Фот, В. П. Алексеевский и др. — В сб.: Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям, М., 1974.
13. М. Оное, A. W. Warner, A. A. Ballman. IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-14, 165, 1967.
14. E. G. Spencer et al. Appl. Phys. Lett., 1965, 7, 67; 1966, 8, 81; 1966, 9, 290.
15. E. A. Kraut et al. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 271.
16. М. Д. Волнянский, О. А. Гржегоржевский и др. ФТТ, 1976, 18, 863.
17. Ю. С. Кузьминов. Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. М., Наука, 1975.
18. Ю. Н. Вепевцев, С. А. Федулов и др. — В сб.: Титанат бария. М., Наука, 1973.
19. А. Г. Смагин, М. И. Ярославский. Пьезоэлектричество кварца и кварцевые резонаторы. М., Энергия, 1970.
20. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Синицын. ФТТ, 1963, 5, 269.
21. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов. УФН, 1976, 119, 75.
22. Е. З. Новицкий, В. В. Колесников, Р. В. Ведринский. ФГВ, 1973, 9, 6, 887.
23. В. В. Якушев. ПМТФ, 1972, 4, 155.
24. G. A. Jones, W. J. Halpin. Rev. Sci. Instr., 1968, 39, 258.
25. Е. З. Новицкий, О. А. Клещевников и др. ФТТ, 1973, 15, 310.
26. P. L. Stanton, R. A. Graham. Appl. Phys. Lett., 1977, 31, 723.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ СТРУКТУРЫ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

В. Ю. Ульяников
(Новосибирск)

Многочисленные исследования спиновой детонации, проводившиеся до настоящего времени, касались в основном структуры и параметров фронта вблизи поверхности трубы. Наиболее полные эксперименты такого рода проведены в [1, 2]. В [1] предложена также газодинамическая модель течения в указанной области, которая находится в полном соответствии с экспериментом. Попытки изучения объемной структуры ограничивались лишь получением торцевых отпечатков на закопченной

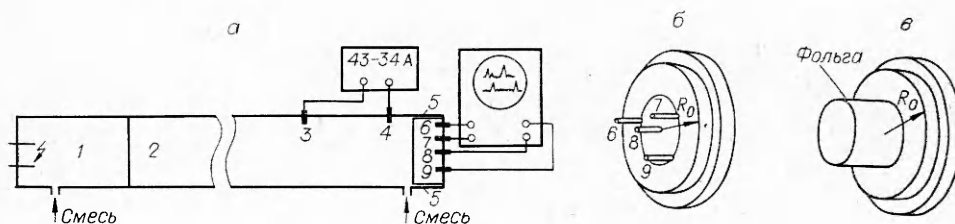


Рис. 1.

фольге, на основании которых можно было сделать вывод, что в смеси $2\text{CO} + \text{O}_2 + 3\% \text{H}_2$ поперечная волна простирается от стенки к центру до радиуса порядка $1/3 R_0$ (R_0 — радиус трубы) [1]. Применение голографической съемки [3] подтвердило ранее полученную качественную ударно-волновую структуру фронта, но не ответило на вопрос какова же объемная структура спиновой детонации. Знание же объемной структуры необходимо для построения замкнутой теории спиновой детонации и, в частности, для проверки предложенной на основе использования метода трехмерных детонационных поляр трехмерной структуры течения в области фронта спиновой детонации [4].

В настоящей работе для исследования переднего фронта спиновой детонации и структуры течения за ним использовалась экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1. Детонационная труба имела внутренний диаметр 80 мм и длину 6 м. В качестве рабочей использовалась смесь $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$. Иницирование производилось переходом детонационной волны из секции иницирования 1 в рабочую секцию, отделяющуюся тонкой мембраной. Секция иницирования длиной 300 мм заполнялась смесью $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$, которая иницировалась электрическим разрядом.

Для фиксации переднего фронта использовались пьезокерамические датчики давления. Четыре датчика устанавливались на торцевой крышке детонационной трубы так, как показано на рис. 1, б. Измерение интервалов между моментами прихода различных участков фронта на датчик производилось с помощью двухлучевого дифференциального осциллографа С1-42. Датчик 8, установленный в центре, выбирался в качестве базового. Датчики 6, 7, 9 располагались по окружности фиксированного радиуса на одинаковом расстоянии друг от друга.

Фаза прихода волны на датчик определялась с помощью следовых отпечатков. Для этого на одном радиусе с датчиком 9 на крайней окружности устанавливался тонкий стержень, оставлявший след на закопченной фольге 5. Получавшийся после прохождения спиновой детонации следовой отпечаток давал положение (фазу) датчика 9 относительно излома переднего фронта.

Необходимая для восстановления пространственной формы переднего фронта величина скорости детонации измерялась также с помощью пьезодатчиков 3, 4. Расстояние между датчиками составляло 1000 мм, что соответствовало четырем полным периодам обращения спина. Такая установка позволяла избежать погрешности в определении скорости, которая могла возникнуть из-за различия фазы прихода фронта детонации на датчик. Время прохождения детонационной волной расстояния между датчиками измерялось с помощью частотомера ЧЗ-34А.

Спиновый режим детонации на описанной установке наблюдался при начальном давлении смеси p_0 от 45 до 20 торр. Наиболее стабильно распространение спина при $p_0 = 33$ торр. В этом случае траектория движения головы спина практически абсолютно прямолинейна и ее направление на стенке трубы составляло угол $\varphi = 46^\circ 35'$ с осью трубы. Средняя по большому числу экспериментов (более 20) скорость распростра-

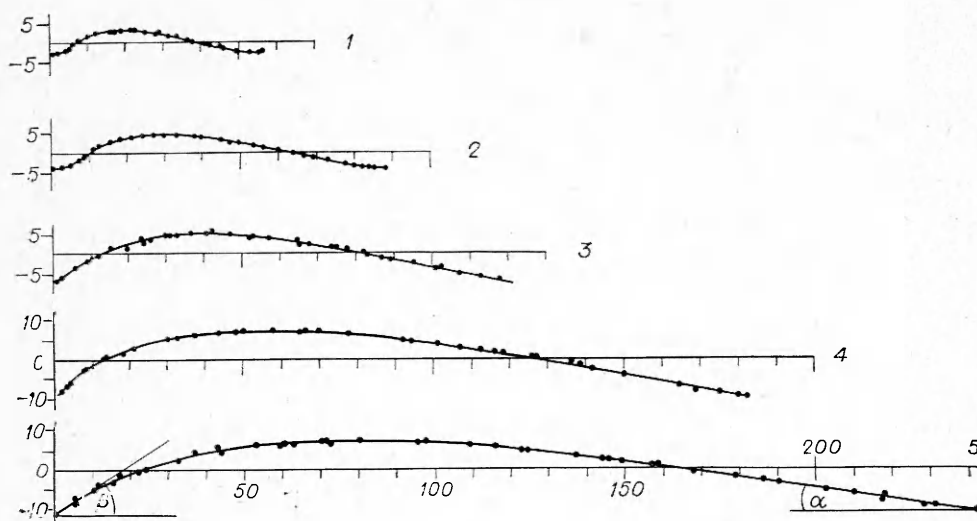


Рис. 2.

нения детонации вдоль трубы при $p_0 = 33$ торр составляла 1366 м/с, среднеквадратичное отклонение скорости — около 1%.

По предложенной методике в ходе одного эксперимента определяется положение трех точек кривой, описывающей цилиндрическое сечение поверхности переднего фронта относительно центральной точки (точки пересечения фронта осью трубы). Исследования показали, что форма фронта не меняется от эксперимента к эксперименту (при одинаковой фазе прихода волны на датчики показания осциллографа для различных экспериментов не отличались в пределах разрешающей способности датчиков). Погрешность определения положения поверхности переднего фронта определялась в основном разрешающей способностью датчиков, поскольку погрешности измерения скорости и базовых расстояний были на порядок меньше. Разрешающая способность в этих экспериментах не хуже поперечного размера датчика $a = 1$ мм.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные для цилиндрических сечений поверхности переднего фронта: 1—5 — $r_c = 9,1, 14, 19,3, 29$ и 38,5 мм соответственно (r_c — радиус окружности, проходящей через центры датчиков 6, 7, 9). Кривые являются развертками сечений, нулевая линия соответствует уровню центральной точки. Рисунок показывает, что экспериментальные данные с отклонениями, не превышающими разрешающую способность датчика (размер точки соответствует размеру датчика в масштабе рисунка), укладываются на плавную кривую. Углы падающей волны α и маховской волны β с плоскостью поперечного сечения для различных сечений составляют: $\alpha_3 = 11^\circ 20'$, $\beta_3 = 41^\circ 30'$; $\alpha_4 = 10^\circ 10'$, $\beta_4 = 47^\circ 50'$; $\alpha_5 = 8^\circ$, $\beta_5 = 34^\circ 30'$ — для сечений 3, 4, 5 соответственно.

Для исследования структуры течения во внутренней области за передним фронтом применялась известная методика следовых отпечатков. С этой целью на торцевой крышке детонационной трубы (рис. 1, б) концентрично боковой поверхности закреплялась цилиндрическая вставка из закопченной фольги (толщина фольги 0,05 мм). Следовой отпечаток в этом случае кроме траектории движения «головы» спиновой детонации фиксирует также характерную структуру взаимодействия спиновой конфигурации с отраженной волной, возникающей при соударении переднего фронта с торцевой крышкой. Схема такого взаимодействия в окрестности тройной точки представлена на рис. 3. При столкновении участков AA_1 и AA_2 переднего ударного фронта с торцевой стенкой OO_1



следового отпечатка типа $AMC'B'D'$ указывает на то, что ударно-волновая конфигурация на соответствующем радиусе качественно подобна конфигурации A_1AA_2BC .

Полученные экспериментальные данные позволили полностью восстановить форму переднего фронта спиновой волны. На рис. 5 приведена фотография макета. Темные линии соответствуют экспериментальным кривым рис. 2. Линия излома переднего фронта в пределах точности эксперимента лежит в плоскости радиального сечения цилиндра и четко фиксируется вплоть до $r_c = R_0/2$. Так, например, линия сечения переднего фронта цилиндром радиуса $r_c = 0,48 R_0$ и больше имеет четкий излом в нулевой точке (см. рис. 2, 3—5). При $r_c = 0,36 R_0$ и меньше излом не фиксируется, в нулевой точке наблюдается плавное сопряжение фронта кривых (см. рис. 2, 1, 2). Наличие излома переднего фронта при $R_0 < r_c \leq R_0/2$ и отсутствие при $0,36 R_0 > r_c > 0$ подтверждается также и следовыми отпечатками.

Расчет показывает, что для использовавшейся смеси в системе фронта скорость потока газа, пересекающего передний фронт по линии цилиндрического сечения радиуса $r < 0,4 R_0$, в любой точке за фронтом



оказывается меньшей или равной местной скорости звука, что исключает возможность существования в этой области неподвижной относительно фронта ударной волны, т. е. действительно поперечная волна и излом переднего фронта в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ не могут простираться глубже, чем до $r \approx 0,4 R_0$. Анализ следовых отпечатков (см. рис. 4) показывают, что до тех пор, пока поперечная волна существует, ударно-волновая структура качественно не меняется и полностью соответствует схеме с двумя тройными точками в верхней части, предложенной в [4]. В направлении центра трубы несколько изменяются относительные размеры «носика» и поперечной волны. Если вблизи поверхности трубы «носик» много меньше поперечной волны, то к центру размер его увеличивается.

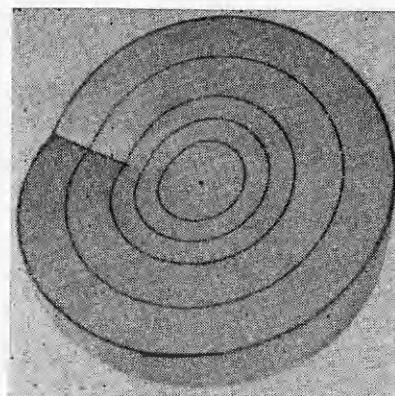


Рис. 5.

По следовым отпечаткам удалось также установить, что в любой точке за передним фронтом фронт горения отстает не более, чем на расстояние, равное размеру поперечной волны, что составляет для использовавшейся смеси величину порядка $1,1 R_0$. Подобные эксперименты в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ [5] давали величину порядка $2R_0$, однако в этой смеси спиновый режим характеризуется сильной неустойчивостью.

Эксперименты показали, что передний ударный фронт в каждой точке на боковой поверхности трубы подходит к этой поверхности перпендикулярно, что опровергает предлагаемую в [4] трехмерную модель, в основе которой лежит отражение переднего фронта от боковой поверхности трубы под углом $\delta = 35 \div 40^\circ$. Внутренняя структура, полученная в экспериментах, тоже не соответствует модели [4].

Одновременно с изучением структуры спина проведены исследования устойчивости движения головы спина вдоль траектории.

В [1, 2, 6, 7] отмечается, что в большинстве смесей траектория спина имеет характерные изломы, повторяющиеся примерно через $0,65T_0$, где T_0 — период обращения спина. Отсутствие таких изломов наблюдалось лишь в смеси $3 \div 5\% \text{H}_2 + 2\text{CO} + \text{O}_2$ и в смесях, сильно разбавленных аргоном.

В настоящей работе в результате точного подбора начального давления удалось получить режим без изломов траектории во всех использовавшихся смесях (см. таблицу). На рис. 6 приведены схемы следовых отпечатков для двух смесей, в которых наиболее трудно достигается

Смесь	p_0 , торр	D , м/с	φ
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	27	2350	$47^\circ 24'$
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$	23	1500	$45^\circ 10'$
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$	46	1366	$46^\circ 35'$
$\text{H}_2 + \text{воздух (стех.)}$	53	1690	$46^\circ 6'$
$3\% \text{H}_2 + 2\text{CO} + \text{O}_2$	53	1660	$45^\circ 00'$
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух (стех.)}$	38	1580	$47^\circ 6'$
$2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2 + 25\text{Ar}$	15	1300	$48^\circ 00'$
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + 3\text{Ar}$	20	1630	$46^\circ 20'$

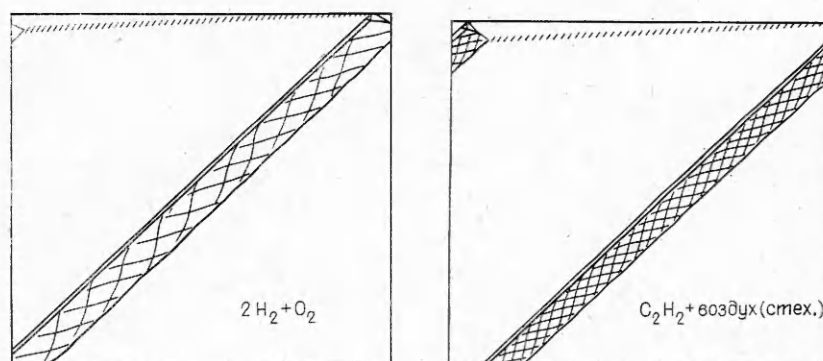


Рис. 6.

устойчивый режим. Эксперименты проводились в трубе диаметром 40 мм, длиной 4 м. Отпечаток траектории фиксировался на длине трех периодов обращения спина в конце трубы. Стационарность распространения спина вдоль трубы контролировалась по изменению скорости в начале и в конце. Отпечатки получены при изменении скорости, не превышавшем 1—2% на длине всей трубы. Оказалось, что для смесей, в которых устойчивый режим движения «головы» ранее не фиксировался, интервал начальных давлений, где такой режим осуществляется, очень узок (порядка $\pm 2 \div 3$ торр в трубе $d = 40$ мм), чем и объясняется трудность его обнаружения. Известно также, что неустойчивый режим осуществляется и в тех смесях, где раньше фиксировался устойчивый режим. Эксперименты показали, что в смеси $3 \div 5\% \text{H}_2 + 2\text{CO} + \text{O}_2$ и в составах, сильно разбавленных аргоном, интервал начальных давлений устойчивого режима составлял ± 10 торр.

Таким образом, неустойчивость движения головы спина наблюдается в промежуточных режимах между одно- и двухголовым спином, и как это уже отмечалось в [6], объясняется, по-видимому, существованием в этих условиях второй вырожденной поперечной волны, движущейся навстречу основной.

Такая природа неустойчивости подтверждается также и эволюцией изломов траекторий: по мере повышения начального давления от значения, соответствующего стаціонарному режиму (прямолинейной траектории), глубина изломов увеличивается и при давлениях, близких к двухголовому режиму, период повторения этих изломов приближается к $0,5T_0$, т. е. с повышением начального давления вторая слабая поперечная волна усиливается, а при давлении, соответствующем двухголовому режиму, становится равноценной первой.

Отсутствие решения со стаціонарной спиновой конфигурацией для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ и $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2 + 25\text{Ar}$ в [7] объясняется, по-видимому, тем, что в качестве исходных данных в [7] брались осредненные параметры нестационарного промежуточного между одно- и двухголовыми спинами режима в этих смесях. Механизм вспышки, предложенный в [7] в качестве генерирующего механизма неустойчивости, может быть существенным в начальный момент формирования неустойчивого спинового режима, в то время как в развитом режиме основную и стабилизирующую роль играет вторая вырожденная поперечная волна.

В таблице приведены экспериментально измеренные скорость распространения вдоль трубы, угол траектории по отношению к оси трубы и начальное давление, соответствующее стаціонарному спиновому режиму для использовавшихся смесей.

В заключение автор выражает благодарность М. Е. Топчиану за внимание к работе и полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
6/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиан. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. G. L. Schott. The Physics of Fluids, 1965, 8, 5.
3. В. Е. Гордеев. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3.
4. A. K. Macpherson. J. of Fluid Mechanics, 1969, 5, 3.
5. А. А. Борисов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1963, 149, 3.
6. В. И. Манжалеи, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
7. М. Е. Топчиан, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1976, 12, 6.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЖИДКИХ РАСТВОРАХ НИТРОБЕНЗОЛА В ТЕТРАНИТРОМЕТАНЕ И ФТОРНИТРОФОРМЕ

Е. В. Зотов, Г. Б. Красовский, В. Н. Рыжова
(Москва)

Многие смеси (растворы) тетранитрометана с органическими веществами являются взрывчатыми, при этом по мощности они заметно превосходят тротил [1]. Однако такие смеси высокочувствительны и имеют очень малый критический диаметр ($d_{кр}$). Например, для стехиометрической смеси тетранитрометана (ТНМ) с нитробензолом (НБ) $d_{кр} = 0,05$ мм [2], для смеси ТНМ с дизельным топливом $d_{кр} \leq 0,5$ мм [3]. У смеси ТНМ с бензолом (87/13)¹ фронт нормальной детонации гладкий, что свидетельствует о таком малом времени реакции на фронте волны, когда ширину зоны тепловыделения практически не удастся зарегистрировать [4].

Наличие жестких оболочек, с одной стороны, позволяет отдалить момент прихода волн боковых разгрузок, влияющих, согласно принципу Харитона, на тепловыделение в зоне реакции, с другой стороны, может приводить к потерям за счет теплопроводности [5, 6]. При совокупности перечисленных факторов представляет большой интерес изучение предельных условий распространения детонации в очень тонких слоях ЖВС, ограниченных тонкими стенками.

Методика эксперимента

Поскольку наличие оболочки приводит к заметному уменьшению величины критического диаметра [2, 7], при выборе методики проведения опытов с раствором ТНМ + НБ возникают определенные трудности. Они связаны, во-первых, со способом получения постоянного диаметра ЖВС, меньшего 0,05 мм, на достаточно большой длине, во-вторых, со способом регистрации процессов, происходящих в таких тонких капиллярах, из-за недостаточной интегральной яркости свечения детонационного фронта. Информация же о прохождении детонации по капилляру, по деформации пластинок из фольги, подкладываемых под заряд, явно недостаточна.

¹ Здесь и дальше приведено массовое соотношение компонентов.