

$V - p$  к значениям удельной внутренней энергии и ее частных производных по  $p$  и  $V$  всегда можно подогнать уравнение Ми — Грюнайзена

$$E = E_x(V) + (p - p_x)V/\Gamma(V), \quad (21)$$

в котором  $E_x$  — удельная внутренняя энергия на кривой холодного сжатия. Коэффициент Грюнайзена определяется известной [8] формулой

$$\Gamma = \frac{k}{2} - \frac{2}{3} - \frac{V}{2} \frac{d^2(p_x V^k)}{dV^2} \bigg/ \frac{d(p_x V^k)}{dV} \quad (22)$$

( $k = 0, 2/3$  или  $4/3$ ), холодное давление задается выражением

$$p_x = A[(V_x/V)^n - (V_x/V)^m], \quad (23)$$

где  $V_x$  — удельный объем среды при нулевых давлении и температуре;  $A, n, m$  — подгоночные константы, удовлетворяющие неравенствам

$$A > 0, n > m \geq 1. \quad (24)$$

Данное предположение исходит из того, что уравнение (21) приблизительно правильно описывает свойства конденсированной среды.

С помощью формул (21)–(23) проверялось выполнение условия (20). Расчеты проведены для значений подгоночных параметров, удовлетворяющих неравенствам (24) и  $n \leq 5$ . Расчеты показали, что нарушение условия (20) возможно лишь при ударном сжатии, близком к предельному, когда  $V_x/V \geq 4,7 - 1,4n + 0,2n^2$ ,  $p_x/p \geq 0,8 + 3,3n - 0,3n^2$ . Согласно имеющимся экспериментальным данным и теоретическим соображениям [2], при детонации конденсированных ВВ такое сжатие не достигается (обычно  $V_x/V \leq 1,5 \div 2$ ,  $p/p_x < 2$ ). Следовательно, анализируя течение среды в детонационных волнах, условие (20) можно считать выполненным. К этому же выводу можно прийти на основании существующих оценок величин  $\Gamma = V \left( \frac{\partial p}{\partial E} \right)_V$ ,  $a = p \left( \frac{\partial V}{\partial E} \right)_p$  [2].

Итак, согласно проведенному анализу на теоретических ударных полярах конденсированных ВВ звуковые точки занимают нормальное положение. Следовательно, для объяснения наблюдаемой в опыте стационарной детонации зарядов без оболочки необходимо допустить, что эти ВВ в момент ударного сжатия претерпевают достаточно глубокое разложение.

Автор благодарит К. М. Михайлюка за помощь в расчетах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Cook. The Science of High Explosives. N.—Y.: Reinhold Publ. Corp., 1958.
2. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
3. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1971, 7, 3, 427.
4. К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. ФГВ, 1977, 13, 4, 606.
5. В. С. Трофимов. ФГВ, 1982, 18, 1, 139.
6. А. Н. Дремин. Тр. Института механики МГУ. № 21. М.: Изд-во МГУ, 1973.
7. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 46, 2, 92.
8. В. Я. Ващенко, В. Н. Зубарев. ФТТ, 1963, 5, 3, 886.

УДК 662.215.12—398

#### ПАРАМЕТРЫ И РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

*Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, В. В. Балалаев,  
Г. С. Доронин, В. С. Жученко*  
(Москва)

**1. Определение давлений детонации и уравнений состояния продуктов взрыва (ПВ) со времени возникновения динамических методов являлось объектом непрекращающихся экспериментальных исследований.**

Состояния стационарной детонации возникают в конечной стадии сложного комплекса химических реакций, идущих с разной скоростью в потоке расширяющихся ПВ. Выявление в этих условиях параметров звуковой плоскости Чепмена — Жуге связано с большими методическими трудностями и до сих пор не привело к однозначным результатам [1—10]. Современное состояние вопроса показывают приведенные в конце статьи диаграммы, обобщающие результаты измерений давления детонации тротила, гексогена и тэна при их разной начальной плотности, выполненных различными способами в течение двух десятилетий. Полосы разброса намного превышают здесь погрешность динамических измерений в инертных материалах [11].

В данной работе параметры детонации нескольких составов определены по методу преград с помощью прецизионных оптических измерений. Наряду с традиционной интерпретацией предложен новый подход, позволивший отделить по «методу слабого пересжатия» состояния Жуге от зоны химического превращения.

**2. Техника эксперимента.** Информация о состояниях, примыкающих к фронту детонации, получена, как и [12], с помощью прецизионных регистраций затухания ударных волн в прозрачных слоистых преградах с микронными зазорами между слоями (рис. 1). Опыты выполнялись с зарядами разной длины при трех способах иницирования: *a* — плоско-волновым генератором с баратоловой линзой; *b* — через шашку из тротила и экран из алюминия или меди; *в* — через иницирующий заряд, создающий в исследуемом образце ВВ слабое пересжатие. При лазерном измерении волновых скоростей (ЛИВС) [13] ударная волна, закрывая оптические поверхности раздела, последовательно уменьшает суммарную интенсивность отраженного светового пучка, направляемого системой линз и зеркал на входное отверстие фотоэлектронного умножителя. Типичная осциллограмма процесса перемещения волны в плексигласовой слойке, записанная таким образом, приведена на рис. 2, *a*. В модифицированном методе вспыхивающих промежутков (МВП) регистрируется собственное свечение воздуха в захлопывающихся зазорах, дающее на осциллограмме наносекундные выбросы (рис. 2, *b*). По сравнению с другими вариантами метода преград ЛИВС и МВП обеспечивают большую точность измерений и снимают информацию о движении волны точно на продолжении осевой линии заряда. Сечение регистрируемого участка волновой поверхности в методе ЛИВС составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-2}$  мм<sup>2</sup>, в МВП —  $\sim 3$  мм<sup>2</sup>.

Высокое временное разрешение методик обеспечивается большой скоростью развертки лучей осциллографа, малыми временными постоянными приборов и газодинамической схемой регистрации (события, происходящие на границе заряда в течение 0,5 мкс, влияют на затухание волн в преграде на толщине  $\sim 10$  мм).

Материалом преграды всегда служил плексиглас с ударной адиабатой, полученной статистической обработкой наиболее достоверных данных аналогично работе [11].

Представляемая в  $D-u$ -координатах двумя отрезками адиабаты плексигласа описывается уравнениями

$$D = 2,580 + 1,525u \quad \text{при } 0,5 < u < 2,68 \text{ мм/мкс} \quad (1)$$

и

$$D = 3,156 + 1,305u \quad \text{при } u > 2,63 \text{ мм/мкс} \quad (2)$$

Параметры Чепмена — Жуге для обычных режимов детонации определялись подбором на  $p-u$ -диаграмме степенной изэнтропы, проходящей через экспериментальную точку на адиабате плексигласа и зеркально отражающей волновой луч в точке Чепмена — Жуге. Для измерения больших давлений отражения между зарядом и плексигласовой слойкой помещались медные диски толщиной 1,5—2,0 мм.

В качестве примера, иллюстрирующего возможности и точность методик, на рис. 3 и 4 приведены кривые затухания ударной волны для за-

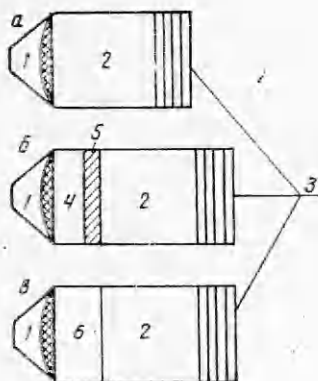


Рис. 1. Схемы опытов.

1 — баратоловая линза; 2 — исследуемый образец ВВ; 3 — плексигласовая слойка; 4 — заряд тротила; 5 — металлический экран; 6 — шашка из гексогена или октогена.

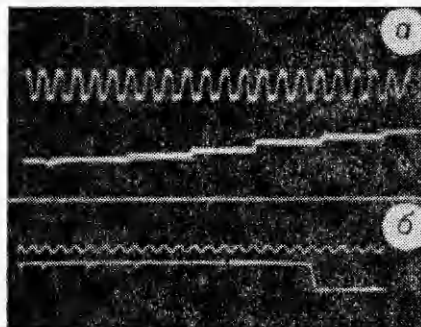


Рис. 2. Осциллограммы движения ударной волны в слоистой преграде. а) ЛИВС; б) МВИ.

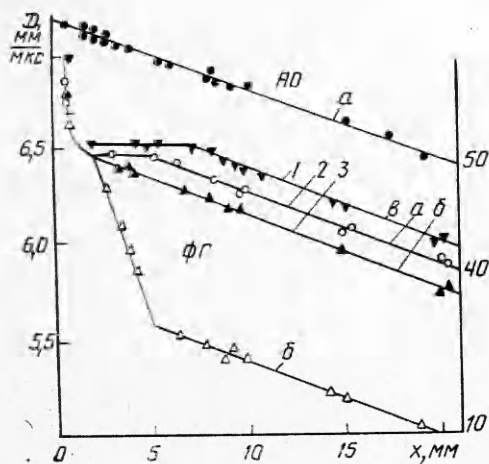


Рис. 3. Кривые затухания ударной волны в плексигласовой преграде для агатированного октогена (АО) и флегматизированного гексогена (ФГ). Цифрами справа указаны длины зарядов в мм, буквами — схемы инициирования по рис. 1.

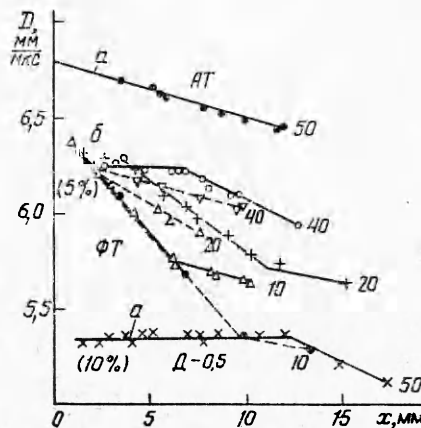


Рис. 4. Кривые затухания ударной волны в плексигласовой преграде для агатированного (АТ) и флегматизированного тэна (ФТ). (Обозначения те же, что на рис. 3. Нижняя кривая — 10% флегматизатора. В серии б сплошные линии — инициирование через экран из алюминия, штриховые — через экран из меди).

рядов из агатированного октогена и агатированного тэна длиной 50 и диаметром 64 мм. Агатированные вещества имеют малую ширину зоны химической реакции, что позволяет при определении состояний Чепмена — Жуге производить экстраполяцию экспериментальных данных к границе преград. Определенные таким образом давления Чепмена — Жуге составляют: для агатированного октогена ( $\rho_0 = 1,873 \text{ г/см}^3$ )  $p_{ж} = 376 \pm 4$  кбар, для агатированного тэна ( $\rho_0 = 1,76 \text{ г/см}^3$ )  $p_{ж} = 303 \pm 5$  кбар.

**3. Детонация тротила и «метод слабого пересжатия».** Исследование детонации тротила производили по трем схемам, представленным на рис. 1. Диаметр заряда составлял 64 мм. Результаты, полученные по схемам б и в, приведены на рис. 5. В серии б с наименьшим давлением инициирования и зарядами длиной 40, 20 и 10 мм преграда подвергалась последовательному воздействию двух волн разгрузки (рис. 6, а): первой, централизованной в полюсе О на границе медь — тротил, и второй, преломленной волны с полюсом С, проходящей

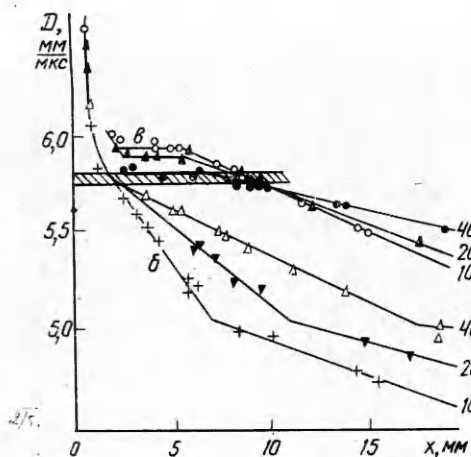


Рис. 5. Кривые затухания ударной волны в плексигласовой преграде для тротила (обозначения те же, что на рис. 3).

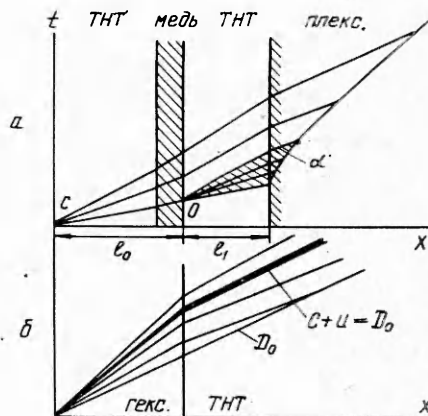


Рис. 6.  $x-t$ -диаграммы  $\alpha$ -характеристик.

а) инициирование через медный экран; б) «метод слабого пересечения».

большой путь ( $i_0 + l_1$ ). Излом кривых затухания, отделяющий их крутые участки от более пологих, возникает на пересечении граничной характеристики  $\alpha$  с фронтом ударной волны.

Кривые серии б на рис. 5, зафиксированные с высокой точностью, находятся в полном соответствии с классической гидродинамической моделью детонации (стационарная зона химической реакции и автомодельная волна расширения продуктов взрыва). Точка разветвления кривых затухания на расстоянии 2,2 мм определяет ширину зоны химической реакции  $\sim 0,7$  мм.

Параметры Челмена — Жуге определялись также по методу слабого пересечения, позволяющему отодвинуть звуковую плоскость от детонационного фронта и зоны реакции. В этом случае в исследуемом заряде с помощью более мощного ВВ генерируется режим слабо пересечатой детонации, модифицирующий волну Тейлора, но практически не меняющий скорость детонации. Для степенного уравнения состояния ПВ  $p = A\rho^n$  при пересечении  $\Delta p = p - p_{ж}$  приращение скорости детонации  $\frac{\Delta D}{D_0} \approx \frac{n+1}{2n} \left(\frac{\Delta p}{p_{ж}}\right)^2$ . Отсюда при пересечении в 10% и  $n = 3$   $\frac{\Delta D}{D_0}$  составляет 0,22%. Как видно из рис. 6, б, волна разгрузки в пересечатом режиме содержит характеристики, пересекающие фронт детонации, характеристики, отходящие от фронта, и граничную звуковую траекторию Челмена — Жуге  $\alpha = u + c = D$ , параллельную фронту детонации. Она отстоит от фронта на расстояние, определяемое режимом течения на границе инициирующего заряда. Для исследуемых образцов ВВ различной длины звуковая характеристика доносит к преградам одинаковые давления, воздействующие на фронт ударной волны, почти на равных расстояниях от поверхности преграды. Поэтому состояние Челмена — Жуге приближенно определяется пересечением кривых затухания для зарядов разной длины.

Метод слабого пересечения был реализован на тротильных зарядах плотностью  $\rho_0 = 1,565$  г/см<sup>3</sup> при инициировании по схемам а и в рис. 1. При использовании баратоловой линзы пересечение кривых  $D(x)$  зафиксировано на расстоянии 3 мм от границы зоны химической реакции. При инициировании гексогеном экспериментальные кривые затухания для зарядов тротила длиной 10, 20 и 40 мм (рис. 5) имеют общую точку пересечения, удаленную от зоны реакции на 6,5 мм. С учетом опытов, проведенных по схеме б в тейлоровском режиме, все результаты укладываются в узкую полосу экспериментального разброса, помеченную на рисунке штриховкой:  $D = 5,78 \pm 0,02$  мм/мкс. Такой скорости ударной

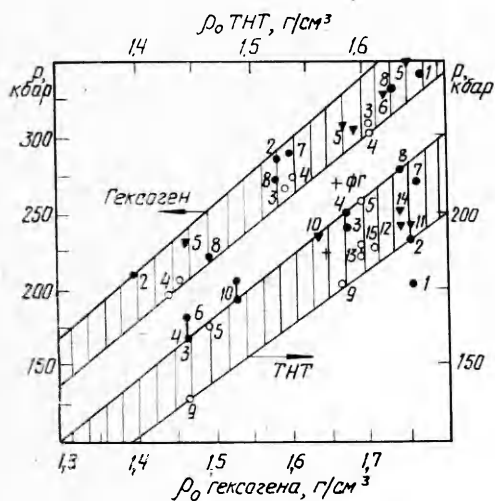


Рис. 7.  $p - \rho_0$ -диаграмма тротила и гексогена.

● — измерения по методу откола; ▼ — регистрации волновых скоростей в преградах; ○ — определения массовых скоростей и давлений внутри зарядов. Данные для тротила: 1 — [17]; 2 — [18]; 3 — [19]; 4 — [19]; 5 — [20]; 6 — [21]; 7 — [22]; 8 — [3]; 9 — [4]; 10 — [23]; 11 — [24]; 12 — [25]; 13 — [26]; 14 — [27]; 15 — [28]. Данные для гексогена: 1 — [18]; 2 — [19]; 3 — [1]; 4 — [15]; 5 — [23]; 6 — [23]; 7 — [23]; 8 — [29]; + — результаты настоящей работы.

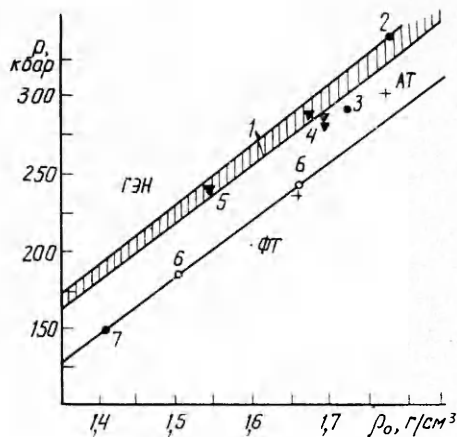


Рис. 8.  $p - \rho_0$ -диаграмма для тэна (АТ — агитированный тэн; остальные обозначения те же, что на рис. 7).

1 — [30]; 2 — [22]; 3 — [23]; 4 — [23]; 5 — [31]; 6 — [15]; 7 — [32].

волны соответствует отмеченное на рис. 7 давление  $p_{ж} - 181 \pm \pm 2$  кбар.

Сильное смещение за счет начальных горизонтальных участков кривых  $D(x)$  при пересечении не описывается математическим моделированием процесса. Это обстоятельство указывает на возникновение на границе гексогенового и тротилового зарядов особых переходных режимов постоянного течения продолжительностью  $\sim 0,2$  мкс.

**4. Детонационные режимы флегматизированных составов.** Сложный процесс детонации флегматизированных составов включает необратимые реакции максимального энерговыделения и замедленное эндотермическое разложение высокомолекулярных добавок. Такая последовательность реакций согласно [14—16] приводит к режиму стационарной недосжатой детонации, впервые обнаруженной в [12] для тэна и гексогена с 5% флегматизатора. Параметры недосжатой детонации определяются пересечением волнового луча, касательного к экзотермической адиабате ВВ, с адиабатой конечного энергетического баланса. Поскольку в точке пересечения  $u + c < D$ , зона химической реакции отделена от газодинамической разгрузки автомодельно расширяющейся областью постоянного течения.

Новые результаты изучения оптическими методами флегматизированного тэна приведены на рис. 4 для разных схем инициирования и различных длин заряда. Отчетливо различаемое горизонтальное плато отсутствия затухания обнаружено для зарядов плотностью  $\rho_0 = 1,575$  г/см<sup>3</sup> с 10% флегматизатора.

Автомодельное увеличение размеров плато зафиксировано в следующей серии опытов, выполненных по схеме б рис. 1 с алюминиевым экраном. На зарядах длиной 20 и 40 мм зарегистрированы горизонтальные участки размером 4 и 7 мм. Аналогичные результаты были получены при инициировании баратоловой линзой.

Неожиданным результатом явилось радикальное изменение характера детонационного процесса при понижении интенсивности инициирования, достигнутом заменой алюминиевого экрана на медный. Полученные для трех длин зарядов кривые затухания рис. 5 подобны кривым тротила и отражают обычное для гидродинамической теории взаимодействие волн Тейлора с преградами. Возможно, такой режим свидетель-

случает об одновременном протекании экзо- и эндотермических реакций и общем уменьшении энерговыделения. Как показало исследование аналогичной ситуации у флегматизированного гексогена, увеличение длины заряда до  $80 \div 100$  мм приводит к стационарной недосжатой детонации.

Результаты оптических измерений для зарядов гексогена длиной 40 мм при трех способах инициирования представлены на рис. 3. Кривая 1 относится к инициированию октогеновой пашкой длиной 10 мм, 2 — баратоловой линзой, 3 — к инициированию через медный экран. Для коротких (10 мм) зарядов опыты проводились по схеме б рис. 1. Как в случае тэна, при уменьшенной амплитуде инициирующего импульса реализуется квазистационарный режим нормальной детонации. Распространение детонации в недосжатом режиме вполне отчетливо фиксируется на зарядах длиной 40 мм при инициировании баратолом и октогеном (кривые 1 и 2).

Для более длинных зарядов давления детонации, как и в [12], с точностью  $+4$  кбар составляют 270 кбар для гексогена с плотностью  $\rho_0 = 1,66$  г/см<sup>3</sup> и 240 кбар для тэна. Последнее значение близко к данным работы [15].

Как показали результаты выполненного исследования, рассогласование различных измерений, образующих на рис. 7 и 8 широкие полосы экспериментального разброса, вызвано для тэна и гексогена в основном разным содержанием флегматизаторов и кинетикой установления стационарных режимов недосжатой детонации.

**5. Основные выводы.** 1. Для индивидуальных ВВ с узкой и широкой зонами химической реакции стационарная детонация описывается гидродинамической теорией Зельдовича — Неймана — Дёринга.

2. Процесс превращения флегматизированных ВВ включает идущие с разной скоростью эндо- и экзотермические реакции и происходит в режиме недосжатой стационарной детонации с автомодельно расширяющейся областью постоянного течения.

3. Уменьшение амплитуды инициирующего импульса приводит у флегматизированных ВВ к возникновению переходного квазистационарного режима неполного энерговыделения.

4. Оптические измерения на слоистых прозрачных преградах по методам ЛИВС и МВП вместе с методом слабого пересечения представляют прецизионные и однозначные способы изучения головных участков детонационных волн, позволившие, в частности, достаточно точно определить давление детонации тротила, тэна, гексогена и октогена.

5. Обнаружены изломы кривых затухания, вызванные воздействием на преграды инициирующих систем. Для коротких зарядов этот эффект ограничивает при определении параметров детонации путь ударной волны несколькими миллиметрами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2, 154.
2. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2, 197.
3. В. G. Graig. 10-th Symp. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1965, 863.
4. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, О. К. Розанов и др. ФГВ, 1965, 2, 3, 3.
5. F. J. Petrone. Phys. Fluids, 1968, 11, 7, 1473.
6. W. C. Davis, D. Venable. 5-th Symp. (Intern.) on Deton. Pasadena, California, 1970, 13.
7. Ch. L. Mader, V. G. Craig. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA — 5865, 1975.
8. В. Н. Зубарев, Н. В. Панов, Г. С. Телегин. ФГВ, 1970, 6, 1, 107.
9. С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев, А. А. Шанин. ФГВ, 1981, 17, 6, 117.
10. В. А. Веретенников. — В кн.: Детонация. Черногоровка, 1980, 3.
11. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, И. П. Дудолодов и др. ПМТФ, 1981, 2, 3.
12. Л. В. Альтшулер, В. В. Балалаев, Г. С. Доронин и др. — В кн.: Детонация. Черногоровка, 1981, 36.
13. В. К. Ашаев, А. Д. Левин, О. Н. Миронов. Письма в ЖЭТФ. 1980, 6, 16, 1005.
14. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.

15. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов, К. К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
16. W. Fickett, W. C. Davis. Detonation, California, 1979.
17. R. D. Cowan, W. Fickett. J. Chem. Phys., 1956, 24, 5, 932.
18. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 27, 3, 796.
19. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 128, 5, 989.
20. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 1339.
21. W. V. Garn. J. Chem. Phys., 1960, 32, 3, 653.
22. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1961, 5, 117.
23. И. М. Воскобойников, А. Н. Кирюшкин, А. Н. Афанасенков и др.— В сб.: Доклады I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. 1974.
24. J. K. Rigdon, I. B. Akst. 5-th Symp. (Intern.) on Deton. Pasadena, California, 1970.
25. B. L. Jameson, A. Hawkins. Ibid, 17.
26. S. J. Jacobs, D. J. Edwards. Ibid, 323.
27. А. А. Евстигнеев, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1976, 12, 5, 75.
28. Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 4, 113.
29. А. С. Державец, Э. Ф. Зарубина, Б. И. Шехтер.— В кн.: Взрывное дело. № 80/37. М.: Недра, 1978.
30. H. Hornig, E. L. Lee, M. Finger, J. E. Kurrle. 5-th Symp. (Intern.) on Deton. Pasadena, California, 1970.
31. И. М. Воскобойников, Н. Ф. Воскобойникова. ФГВ, 1977, 13, 1, 62.
32. A. Persson, P.— A. Persson. Symp. High Dynamic Pressures, Paris, 1967.

УДК 534.222

## ПУЛЬСИРУЮЩИЙ ДЕТОНАЦИОННЫЙ ФРОНТ

*А. Н. Дремин*  
(Черноголовка)

### Введение

Гидродинамическая теория явления детонации предложена и частично доказана в начале нашего столетия [1, 2], а в 40-х годах ее построение было завершено [3—5]. По этой теории, вещество испытывает превращение благодаря высоким температурам во фронте ударной волны, движущейся со скоростью детонации, при этом реакция инициируется и протекает одновременно по всему фронту волны. Вскоре после завершения создания гидродинамической теории обосновано существование пульсирующей детонации в газах [6—8] и обнаружена неустойчивость детонационного фронта в ряде жидких ВВ [9]. Неустойчивость означает, что не во всех физически однородных ВВ детонационный фронт является гладкой поверхностью раздела, что реакция во фронте детонационных волн некоторых ВВ осуществляется не одновременно по сечению заряда. В эксперименте это проявляется в неоднородном свечении и хаотическом искривлении поверхности детонационного фронта.

Гидродинамическая теория не могла дать объяснения новым экспериментальным фактам, оно пришло из эксперимента. При исследовании нестационарных явлений в детонации жидких ВВ открыто явление срыва химической реакции и установлено, что процессы инициирования детонации ударной волной, устойчивость и структура фронта, а также критический диаметр детонации жидких ВВ определяются этим явлением [9—11]. В настоящей работе рассматривается в деталях, хотя и качественно, как явление срыва определяет основные особенности структуры детонационного фронта.

### Явление срыва химической реакции

В чем оно состоит? В большинстве взрывных процессов за фронтом ударных волн движется волна разрежения. Из-за адиабатического расширения вещество в волне разрежения охлаждается. Если это охлаждение превысит саморазогрев среды за счет реакции, она прекратится. Это и есть явление срыва [9—11].