

(точка H , 175 кбар), но выше, чем статические линии гистерезиса 4 и 5. Уже говорилось, что кратковременность ударного сжатия способствует расширению зоны гистерезиса, а интенсивные пластические деформации — ее сужению. Очевидно, что в данном случае значение первого фактора все же преобладает и предположение о том, что динамическая зона гистерезиса шире, чем статическая, оправданно. Снижение линии гистерезиса «по сохранению» относительно данных об ударной сжимаемости также понятно, так как в экспериментах по сохранению время действия динамических давлений заметно больше. Насколько велики в данном случае были температурные неоднородности, можно судить по тому, что в некоторых образцах регистрировалось появление небольших количеств фазы β , через область стабильности которой ударная адиабата не проходит, а локальное повышение температуры может ее и захватить.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность А. В. Ананьину, А. Н. Дремину, В. Н. Дробышеву, С. В. Першину и В. Ф. Тацию за неоднократные дискуссии и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Col R. S., Patterson M. S. J. Geophys. Res., 1969, 74, 4921.
2. Альтшулер Л. В. УФН, 1965, 85, 2, 197.
3. Дремин А. Н., Бреусов О. Н. Успехи химии, 1968, 37, 5, 898.
4. Альтшулер Л. В. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
5. Эстрин Э. Н. Проблемы металловедения и физики металлов.— М.: Металлургия, 1973.— № 2.
6. Эстрин Э. Н. Там же.— 1975.— № 5.
7. Ададулов Г. А., Бавина Т. В., Бреусов О. Н. ФГВ, 1981, 17, 2.
8. Дулин Н. Н., Альтшулер Л. В. и др. ФТТ, 1969, 11, 5, 1252.
9. Бреусов О. Н. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
10. Бреусов О. Н., Дробышев В. Н. ЖНХ, 1979, 11, 3128.
11. Колесников А. В. Канд. дис. . . — Черноголовка, 1981.
12. Bundy F. P. Пат. США 3212852.
13. Wackerly J. J. Appl. Phys., 1962, 33, 922.
14. Ананьин А. В., Бреусов О. Н., Дремин А. Н. и др. ФГВ, 1974, 10, 3, 426.
15. Ананьин А. В., Бреусов О. Н., Дремин А. Н. и др. ФГВ, 1974, 10, 4, 578.
16. Grady D. E. J. Appl. Phys., 1982, 53, 11, 7350.
17. Мирошниченко Н. С. Закалка из жидкого состояния.— М.: Металлургия, 1982.
18. Пятернев С. В., Пернин С. В., Дремин А. Н. ФГВ, 1986, 22, 6, 125.
19. Кутсар А. Р., Герман В. Н. Физика импульсных воздействий, 1979, 44, 74.

Поступила в редакцию 5/IV 1987,
после доработки — 6/X 1987

УДК 534.222.2 + 661.215.1

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев
(Новосибирск)

Реальные импульсные инициаторы различных типов характеризуются определенными законами энерговыведения, проявляющимися в том, что запасенная энергия E_0 выделяется в течение времени t_0 в конечной области V_0 :

$$E_0 = \int_0^{t_0} \int_0^{V_0} \varepsilon(t, V) dt dV.$$

Здесь $\varepsilon(t, V)$ — пространственно-временная функция энерговыведения. В [1] экспериментально исследовано влияние временной компоненты

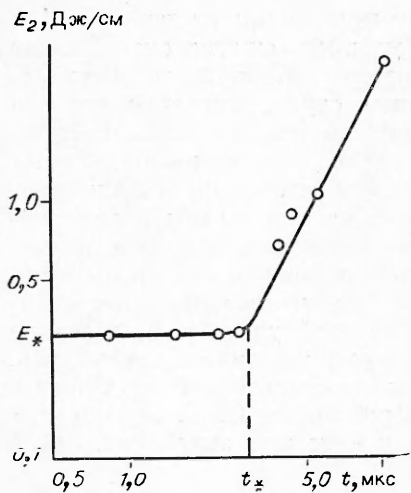


Рис. 1. Зависимость критической энергии иницирования цилиндрической детонации от времени энерговыделения.

энерговыделения. Установлено (рис. 1), что при коротких временах разряда иницирование детонации определяется единственным параметром — критической энергией E_* , являющейся некоторой постоянной взрывчатой смеси (полезной энергией считается первая четверть периода разрядного тока). В области $t \leq t_*$ $E_* = \text{const}$, при $t > t_*$ для возбуждения детонации требуется энергия $E > E_*$, т. е. E_* , по существу, минимальная энергия, необходимая для иницирования смеси, а t_* — время, когда энерговыделение еще можно считать «мгновенным» (по аналогии с моделью «сильного взрыва» [2]). Условия «точечности» и «мгновенности» выделения энергии при возбуждении детонационной волны (ДВ) сформулированы в [3, 4], где полагается, что влияние пространственной компоненты энерговыделения аналогично воздействию временной (замена t на r на рис. 1). Данная работа посвящена экспериментальной проверке этого предположения.

Возможность варьирования размера и формы зоны энерговыделения в широких пределах обеспечивают лишь два инициатора: заряды ВВ и возбуждение детонации при переходе ДВ из трубки диаметром d в объем взрывчатой смеси. ВВ наиболее пригодны для возбуждения детонации в топливно-воздушных смесях, где несложно выполнить условие «точечности». Однако для топливно-кислородных смесей более предпочтительна вторая методика, поскольку ВВ из-за малости E_* (или массы заряда m_+), которая на несколько порядков меньше, чем для топливно-воздушных смесей, уже не обеспечивают надежного контроля и повторения (для многих смесей m_+ заряда значительно меньше массы детонатора, возбуждающего этот заряд). В лабораторных условиях поэтому лучше использовать методику «выхода».

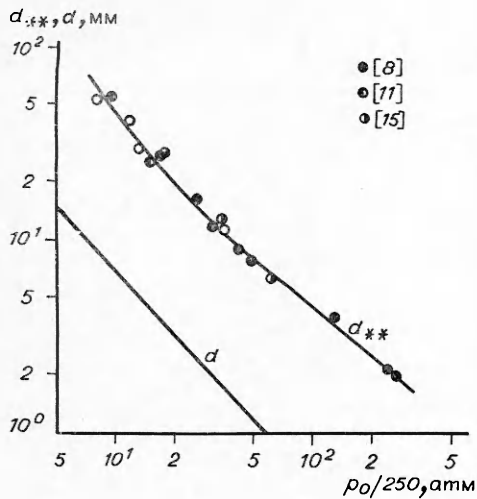
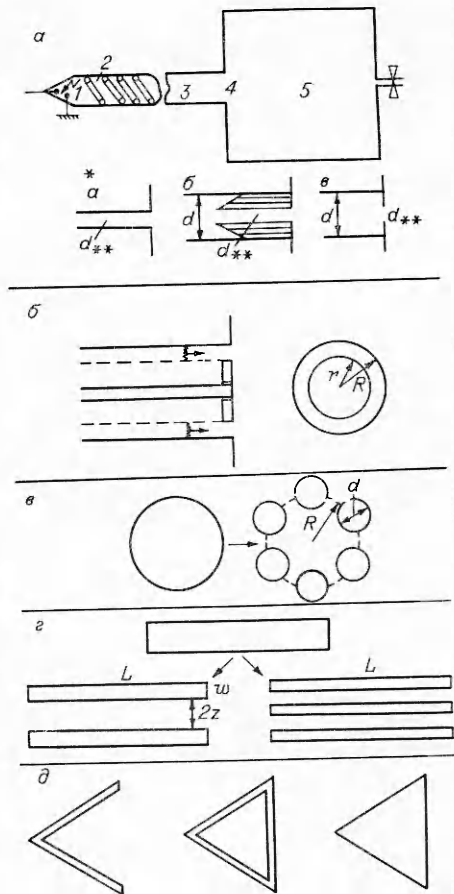
Суть ее в следующем. Детонация в объеме взрывчатой смеси возбуждается при условии, что диаметр подводящей трубки $d \geq d_{**}$ [5]. Критический диаметр d_{**} выступает в роли эквивалента E_* . Экспериментальные исследования, обзор которых дан в [6, 7], показали, что величина d_{**} (характерный размер инициатора при данном способе возбуждения ДВ) связана с характерным размером ячейки a соотношением $d_{**} \simeq (6 \div 25)a$, причем наименьший из коэффициентов пропорциональности получен на смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ [8]. Данный инициатор не является «точечным» (согласно постулатам [9] условие «точечности» выполняется при $d < 3,5a$), поэтому с его помощью построить линию $E(r)$ в области $0 < r < r_*$ (подобную рис. 1) не удастся. Тем не менее в области $r > r_*$ в силу своей простоты метод «выхода» наиболее удобен при исследованиях влияния на величину E_* пространственной формы инициатора, варьировать которой можно видоизменением сечения трубки, по которой ДВ подводится к объему взрывчатой смеси. С технологической точки зрения гораздо проще использовать трубку круглого сечения с $d > d_{**}$, а изменять форму инициатора с помощью тонких металлических мембран, устанавливаемых в плоскости выходного отверстия трубки и имеющих сквозные отверстия различной формы.

Подобный способ использовался в [8, 10–12] с предварительной проверкой эквивалентности трубки диаметром d_{**} мембране с отверстием d_{**} (рис. 2, а), т. е. в обоих случаях иницирование ДВ в смеси

Рис. 2. Схемы экспериментальной установки и исследуемых инициаторов.

происходит при одинаковом давлении. Более строго об эквивалентности мембраны и трубки следует говорить лишь в том смысле, что информация о дифракции волны при выходе ее в объем распространяется на весь фронт за время, достаточное для реинициирования детонации. На более поздних стадиях на газодинамику течения будут влиять нестационарные волны, возникающие при отражении от мембраны, и о строгой эквивалентности говорить нельзя.

Экспериментальная установка (см. рис. 2) состоит из секции инициирования 3 ($d=40$ мм, $l=2000$ мм) и объема 5 (взрывная камера с исследуемой взрывчатой смесью, диаметр и длина камеры 200 мм). Мембрана 4 — диск толщиной 3 мм и диаметром 150 мм — со стороны взрывной камеры имела гладкую поверхность для устранения возможности реинициирования на ее неоднородностях, крепежные винты с потайными головками располагались на периферии. Вблизи электродов 1 секции инициирования находился турбулизатор 2. Взрывная камера имела оптические окна, через которые проводилась теневая съемка процесса инициирования ДВ (ИАБ-458, СФР в режиме развертки, подсветка — импульсная лампа ИФП-250). Рабочая смесь — $C_2H_2 + 2,5O_2$ — готовилась примерно за сутки до экспериментов, газы — из технических баллонов, состав определялся по парциальным давлениям компонентов. Давление контролировалось образцовым вакууметром с ценой деления $1/250$ атм. В экспериментах выявлялось критическое давление p_* , при котором во взрывной камере равновероятно наблюдались процессы возбуждения или срывы детонации. Характерный размер ячейки a устанавливался с помощью традиционной следовой методики.



Результаты контрольной серии экспериментов по определению базовой величины d_{**} для смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ при различных p_0 представлены на рис. 3. Труба круглого сечения с \bar{a}_{**} или мембрана с круглым отверстием \bar{a}_{**} представляют собой симметричные инициаторы с однородным распределением энергии для возбуждения сферической детонации. Согласно рис. 3, уменьшение площади S однородного круг-

Рис. 3. Зависимость \bar{a}_{**} и a от p_0 .

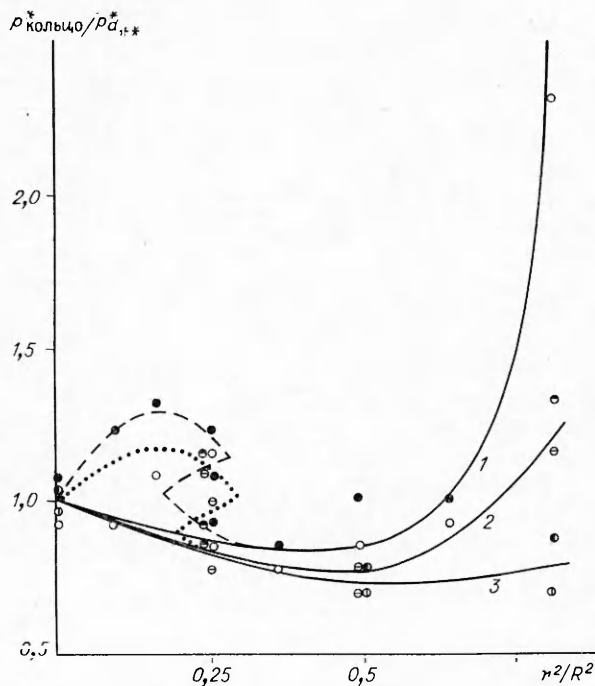


Рис. 4. Иницирование кольцевым зарядом.

лого инициатора требует повышения p_* ($p_* \sim \sim 1/\sqrt{S} \sim 1/d_{**}$).

В [13] предполагается, что основную роль в иницировании детонации при «выходе» ДВ из трубки в объем играют продукты. Согласно же [3, 8], ведущая роль в иницировании и распространении ДВ приписывается не продуктам детонации, а столкновениям поперечных волн (ПВ) непосредственно на самом фронте ДВ, т. е. возбуждение ДВ происходит за счет суммарной энергии соударения ПВ, сосредоточенных на поверх-

ности иницирующей волны диаметром d_{**} . Согласно этой концепции, энергия иницирования пропорциональна площади выходного отверстия $S = \pi d_{**}^2/4$, а по [13] E_* пропорциональна объему конуса с основанием $S = \pi d_{**}^2/4$ и высотой, определяемой скоростью детонации \bar{D} и временем $t^0 \simeq d_{**}/2c_*$, где c_* — скорость звука в продуктах (совпадающая со скоростью фронта аксиальной волны разрежения).

В [10] авторы [13] отказались от идеи об определяющей роли продуктов детонации в процессе иницирования ДВ данным способом и пришли к выводу о ведущей роли фронта ДВ. При этом считали, что в роли инициатора выступают не сами поперечные волны и их соударения, а энергия газа в поверхностном «тонком» слое детонационной волны, что, как и в [3, 8], дает $E_* \sim S$. Сохранение S при варьировании формы инициатора, по- существу, и обеспечивает пространственное перераспределение энерговыделения, а параметром эффективности инициатора могут служить давления p_* , при которых наблюдается возбуждение ДВ. При одинаковых p_* эффективность можно оценить сравнением площадей инициаторов.

Простейший случай нарушения однородности энергораспределения симметричного инициатора достигается при замене круглого инициатора на кольцевой (см. рис. 2, б). На рис. 4 представлены результаты исследований (темные точки — детонация). Линия 1 соответствует возбуждению детонации при выходе ДВ из кольцевого зазора ($R = 15 \text{ мм} = \text{const}$). Зазор образован иницирующей трубкой и длинной концентрической вставкой (штриховая линия на рис. 2, б). Вставка в трубке центрировалась двумя тонкими диаметрными спицами, соприкасающимися на оси. При небольших r иницирование наблюдается при более высоких давлениях по сравнению с круглым инициатором (подобно однородному инициатору при уменьшении площади заряда). По мере увеличения r характер зависимости усложняется: при $r/R \simeq 0,5$ фиксируются две области (по p_*) иницирования. Для объяснения этого рассмотрим основные механизмы возбуждения ДВ.

Для однородного инициатора (круг) реиницирование связано с самовоспламенением смеси после истечения периода индукции за расходящейся иницирующей волной либо со случайным столкновением

ослабленных ПВ, практически всегда присутствующих на расходящемся фронте. Первый механизм характерен для смесей с регулярной структурой ячеек, второй проявляется заметнее для нерегулярных структур. Для неоднородного инициатора (кольцевой заряд) наряду с перечисленными выше возникает еще один механизм возбуждения — за счет соударения сходящейся к оси симметрии ударной волны (УВ), которая выполняет роль вторичного инициатора, срабатывающего с некоторой задержкой относительно исходного. При малых r/R время задержки мало, УВ успевает вовлечь лишь небольшое количество взрывчатой смеси и «вторичный» источник оказывается слабым. С повышением r/R его роль возрастает. По-видимому, равенство воздействий для кольцевого заряда достигается при $r/R = 0,5$, что в силу равновероятности возбуждения за счет любого механизма (самовоспламенение или же соударение УВ на оси) и привело к образованию двух областей иницирования. Область срыва между ними вероятно, связана с перестройкой регулярности ячеистой структуры ДВ в кольцевом зазоре: одна область — $\Delta = R - r = 2a$, вторая — $\Delta = 1,5a$, т. е. $2a \rightarrow 1,5a$.

Линия 2 на рис. 4 — данные для случая, когда кольцевой зазор образуется лишь в выходном сечении (центральный тонкий диск радиуса r закреплен на длинном тонком стержне, расположенном на оси трубы (см. рис. 2, б)). Центровка стержня и вставки идентичны. Видно, что эффективность кольцевого заряда, образованного тонким диском, выше, чем в случае длинной вставки, т. е. в отличие от рассмотренного случая эквивалентности круглого отверстия в диафрагме и трубы для кольцевых инициаторов строгой эквивалентности нет. В первую очередь это связано с тем, что при использовании длинной вставки ДВ в узком ($\Delta \sim a$) зазоре успевает снизить скорость распространения из-за потерь в стенки кольцевого канала, вследствие чего укрупняются ячейки и уменьшается количество ПВ, укладываемых на площади кольца. Для компенсации потерь требуется увеличить p_0 . В случае же диска потери минимальны, поэтому эффективность оказывается выше.

Так, при кольцевом зазоре, образованном вставкой, детонация иницируется при $r/R \approx 0,8$, когда площадь кольца составляет примерно $1/3$ площади круга того же радиуса R (сравнивается иницирование при одинаковом p_*), причем $\Delta \approx 0,6a$. Одинаковое p_* для сплошного круга и кольцевого заряда, образованного диском, наблюдается, если $r/R \approx 0,9$, а площадь кольца примерно в 5 раз меньше площади круга, $\Delta \approx 0,4a$. В области $r/R = 0,5 \div 0,8$ эффективность кольцевых зарядов определяется не только за счет уменьшения площади кольца, но и за счет понижения p_* (последнее с помощью рис. 3 можно перевести на соотношение площадей между кольцом и кругом, обеспечивающим возбуждение ДВ при меньшем p_*). Следует отметить увеличение в определенных пределах эффективности кольцевых зарядов с ростом R — масштабный фактор (линия 3 на рис. 4 соответствует $R = 20$ мм). Данные о воздействии кольцевых зарядов независимо получены в [11] для топливно-воздушных смесей.

Таким образом, на простейшем примере кольцевого инициатора установлено, что пространственное перераспределение энерговыведения оказывает заметное влияние на иницирование ДВ и может привести к увеличению эффективности возбуждения.

Один из примеров неоднородного распределения энергии — многоточечная схема иницирования (см. рис. 2, в), суть которой заключается в замене одиночного инициатора (например, круг) на несколько (n) зарядов, располагающихся в пространстве по определенному закону (например, по окружности радиуса R) [3]. При этом могут варьироваться число зарядов n , их размер d , пространственное расположение. В серии экспериментов, когда круговой заряд площади S_0 заменялся на n зарядов с условием, что их суммарная площадь равна S_0 , установлено, что при варьировании R эффективность многоточечной схемы в определен-

ной области R оказывается выше (по p_*) по сравнению с круговым зарядом из-за коллективного воздействия отдельных инициаторов. При достаточно больших R коллективное воздействие ослабляется настолько, что инициирование ДВ осуществляется независимо каждым из n зарядов, вследствие чего повышается p_* или заметно снижается эффективность по сравнению с исходным одиночным инициатором.

Из данных о влиянии n на возбуждение детонации приведены лишь соответствующие случаю, когда суммарная площадь инициаторов многоточечной схемы выбрана равной площади кольцевого заряда с $r/R = 0,9$ ($R = 20$ мм). При $n = 12$ ($d = 5$ мм) эффективность по p_* практически не изменялась (увеличение примерно на 10 %). Аналогичен результат и для $n = 6$ ($d = 7,1$ мм), т. е. эффективность кольцевого заряда и многоточечной схемы оказалась одинаковой ($S_0 = \text{const}$, $R = \text{const}$). Но многоточечная схема, как и кольцевой заряд, может оказать неадекватное воздействие на инициирование ДВ. Так, если в схему с $n = 12$ ввести еще шесть таких зарядов ($d = 5$ мм), расположив их на окружности $R/2 = 10$ мм, то вместо уменьшения p_* (за счет увеличения в 1,5 раза суммарной площади) наблюдаются заметное его возрастание и сближение с критическим давлением, соответствующим инициатору в виде сплошного круга, т. е. явное падение эффективности. Причиной этого может быть лишь ослабление эффективности из-за столкновения ударных волн от отдельных источников.

Неоднородное распределение энергии при возбуждении цилиндрической детонации можно осуществить по схеме многощелевого инициатора (см. рис. 2, *г*): исходный сплошной заряд прямоугольной формы с размером $L \times (nw)$ разбивается на n линейных зарядов $L \times w$, сдвинутых относительно друг друга на расстояние $2z$. На рис. 5 представлены результаты экспериментов для случаев $L \times w = 30 \times 6$ мм, $n = 2$ (линия 1) и $L \times w = 30 \times 4$ мм, $n = 3$ (2); $S_0 = L \times (nw) = \text{const}$. Как и в случае перечисленных выше схем многоточечного и кольцевого возбуждения ДВ обнаруживается распределение линейных зарядов, когда процесс инициирования оказывается более эффективным, нежели от одиночного заряда.

Оптимальные условия инициирования в предыдущей схеме обеспечиваются автоматически, если в схеме с $n = 2$ линейные заряды расположить не параллельно друг другу, а под некоторым углом (см. рис. 2, *д*) — уголкового инициатора. Тогда ударные волны, распространяясь от каждого из линейных зарядов уголкового инициатора, могут оказать дополнительное воздействие на инициирование ДВ за счет кумулятивного воздействия сталкивающихся на оси симметрии УВ, а также из-за образования маховской конфигурации. Эффективность возбуждения ДВ возрастает, если уголкового инициатора дополнить еще одним линейным зарядом так, чтобы образовался инициатор в виде замкнутой треугольной цепи (см. рис. 2, *д*). Эксперименты показали, что для такого инициатора эффективность увеличивается примерно на порядок (по сравнению с воздействием сплошного треугольного заряда тех же внешних размеров (см. рис. 2, *д*)).

Следует сделать одно замечание, касающееся эффективности сплошного заряда. В [10, 12] установлено, что треугольный инициатор эффективнее круглого той же площади при возбуждении сферической детонации.

Причина этого, по мнению автора, заключается в том, что для симметричного инициатора в виде круга градиенты спада параметров за выходящей в объем волной определяются сферической симметрией, а в случае треуголь-

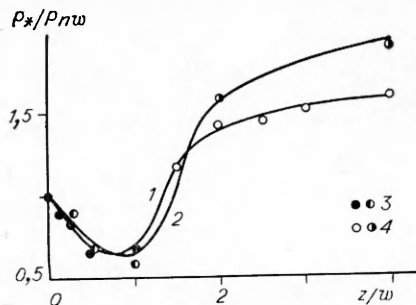


Рис. 5. Иницирование системой линейных зарядов (3 — $d = 40$ мм, 4 — $d = 100$ мм).

ника спад параметров за волной от отдельного линейного участка описывается цилиндрической симметрией. Это в свою очередь означает, что в направлении, перпендикулярном стороне треугольного инициатора, параметры газа падают медленнее и, следовательно, период индукции истечет быстрее, что в итоге приведет к большей вероятности возбуждения ДВ.

Таким образом, в работе экспериментально показано, что пространственное распределение энерговыделения оказывает заметное влияние на процесс возбуждения ДВ. На простейших схемах установлено, что эффективность инициирования может быть увеличена вплоть до порядка. Экспериментально подтверждена неадекватность влияния временной и пространственной компонент энерговыделения. Определение оптимальных конфигураций инициирующих зарядов требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee J. H. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1965.
3. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1979, 15, 6, 94.
4. Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1980, 16, 4, 79.
5. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. ЖТФ, 1959, 26, 8, 1744.
6. Lee J. H. Ann. Rev. Fluid Mech., 1984, 16, 311.
7. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. ФГВ, 1987, 23, 5, 109.
8. Васильев А. А., Григорьев В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 117.
9. Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1981, 17, 2, 127.
10. Lui Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Comb. Flame, 1984, 56, 215.
11. Moen J. O., Sulmistaugas A. et al. // Prog. Astron. Aeron.— N. Y., 1986.— V. 106.
12. Васильев А. А. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1987.— Вып. 80.
13. Lee J. H., Matsui H. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
14. Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
15. Matsui H., Lee J. H. // 17th Symp. (Intern.) on Combustion, 1978.

Поступила в редакцию 30/X 1987,
после доработки — 28/III 1988

УДК 534.522.2

РЕЖИМЫ НОРМАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ В РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Ю. В. Казаков, А. В. Федоров, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Создание ряда устройств новой техники, функционирование которых связано с использованием горючих смесей газа с твердыми частицами, делает актуальным исследование гетерогенной детонации. Обзор возможных типов процессов в таких средах проведен в [1—4]. Наиболее простыми для анализа представляются модели детонации горючего газа с примесью инертных твердых частиц [2,5—10] и детонации в среде с колебательной релаксацией. Наличие в среде релаксационных процессов приводит к дисперсии скорости звука и неидеальности детонации. Общие основы теории неидеальной детонации с немонотонным тепловыделением заложены в работах [11, 12].

Основное отличие детонации в среде с релаксацией от неидеальной [11, 12] состоит в том, что функция тепловыделения за фронтом волны меняется в зависимости от скорости волны и от соотношения между характерными масштабами тепловыделения τ_q и релаксации τ_r . С точки зрения механики очевидно, что если $\tau_q \ll \tau_r$, то теплотери за счет релаксации в зоне реакции малы и процесс может быть описан в рамках замороженной по релаксации модели. В случае $\tau_q \gg \tau_r$ пригодна равновесная по релаксации модель и отбор скорости нормальной (самоподдерживающейся) детонации должен проводиться из условия равен-