

СПИНОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Г. Д. Козак, Б. Н. Кондриков, В. Б. Обломский

(Москва)

В [1] при детонации зарядов из смеси тротила с пикратом калия получены наклонные полосы на прилегающих к заряду металлических пластинах, свидетельствующие о существовании поверхностных волн, давление во фронте которых существенно выше, чем среднее боковое давление при детонации заряда. В данной работе это явление изучено более подробно на обычных взрывчатых системах — тротил — гексоген и тротил — тэн. В дальнейшем используются обозначения: ТГ-12,5, ТГ-15 — литые смеси тротила с гексогеном, содержащие соответственно 12,5 и 15 % гексогена, ТТ-13 — сплав тротила с тэном (13 % тэна, эвтектическая смесь [2]).

Эксперимент. Заряды получали, заливая суспензию ТГ или раствор ТГ при 85—90 °С в цилиндрические стеклянные оболочки. После кристаллизации и охлаждения цилиндр выталкивали из оболочки, верхнюю и нижнюю части отливки отрезали, торцы шлифовали наждачной бумагой. Длина зарядов 100—150 мм, поверхность гладкая, блестящая. Плотность поверхностного слоя толщиной 0,5—1 мм на 0,05—0,1 г/см³ выше плотности центральной части цилиндра.

Заряд прикрепляли к медной или латунной пластине-свидетелю так, чтобы между образующей цилиндра и пластиной оставался зазор ~5 мм (если зазор отсутствует, следы на пластине обрываются вблизи линии соприкосновения пластины с поверхностью заряда). Иницирование проводили шашкой из флегматизированного гексогена плотностью 1,65—1,67 г/см³. Диаметр шашки равен диаметру заряда или несколько больше его. Съемка осуществлялась прибором СФР-2 в режиме фоторазвертки. Зеркало, установленное под зарядом под углом 45° к его оси, позволяло регистрировать свечение в зазоре между зарядом и пластиной и судить о форме детонационного фронта при его выходе на торец цилиндра.

Результаты. Зависимость критического диаметра детонации $d_{кр}$ составов ТГ от содержания гексогена имеет ступенчатый вид (рис. 1): после резкого падения при введении небольшого количества гексогена наблюдается площадка (в интервале 10—20 %), после чего $d_{кр}$ вновь плавно уменьшается. Точками 4 на рис. 1 показаны результаты измерений, выполненных в нашей лаборатории двадцать лет назад методом телескопических зарядов. Скорость детонации в средней части указанного интервала содержания гексогена близка к термодинамически «идеальной» (рассчитанной по методу [3]), кроме области, непосредственно примыкающей к критическому диаметру, где наблюдается необычно большой (от -600 до +250 м/с) разброс результатов.

При детонации зарядов из ТГ-12,5 и ТГ-15 обнаруживается отчетливая неоднородность детонационного фронта: поверхность пластины-

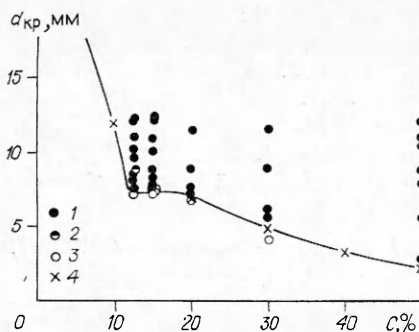


Рис. 1. Зависимость $d_{кр}$ составов ТГ от содержания гексогена.

1 — детонация; 2 — затухание; 3 — отказ; 4 — $d_{кр}$, определенный методом телескопических зарядов.

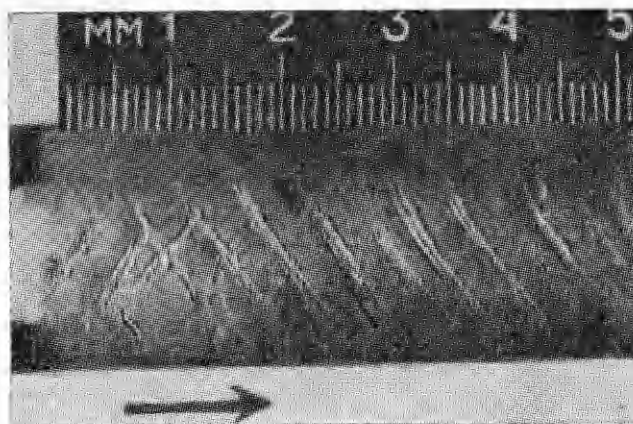


Рис. 2. Фотография типичной пластины-свидетеля после опыта.

свидетеля покрыта узкими бороздками шириной 1—2 и глубиной 0,5—1 мм, расположенными под углом 45—60° к оси заряда (рис. 2). Направление бороздок может быть любым: иногда получается система параллельных полосок, чаще — перекрещивающихся. Структура свечения на регистрограммах также неоднородна: от линии фронта отходят струи светящихся продуктов детонации, чередующиеся с темными участками. Расстояние между струями, измеренное вдоль оси заряда, в среднем (хотя и с большим разбросом) отвечает расстоянию между бороздками на пластине. При пониженных значениях скорости детонации на линии детонационного фронта наблюдаются изломы с шагом 10—12 мм (соответствующим шагу на пластине-свидетеле). При детонации состава ТТ-13 результат в целом получается таким же, как при детонации составов ТТ-12,5 и ТТ-15: переход от смеси к сплаву на конечный результат опыта почти не влияет.

При увеличении содержания гексогена в составах до 20 % и более полосчатая система следов на пластине размывается, свечение на фоторегистрограммах становится более однородным — получается обычная, многократно наблюдавшаяся картина детонационного превращения.

Заряды в виде удлиненного параллелепипеда квадратного сечения (8×8 и 10×10 мм) из составов ТТ-12,5, ТТ-15 и ТТ-13 при их расположении гранью к пластине-свидетелю не дают упорядоченных следов. Если заряды укреплены ребром к пластине, картина также менее четкая, чем для цилиндрических зарядов.

Проведение опытов с цилиндрическими зарядами при пониженном давлении (заряд вместе с пластиной-свидетелем помещался в вакуумируемую стеклянную трубку внутренним диаметром 40 мм, остаточное давление 10—15 мм рт. ст.) или нанесение на поверхность тонкого (15—20 мкм) слоя парафина не повлияло на систему следов, остающихся на пластине, хотя характер свечения разлетающихся продуктов при этом меняется. В «вакууме» сплошное свечение возникает при соударении продуктов детонации со стенками стеклянной трубы; парафин существенно ослабляет свечение продуктов. Оболочка из бумаги (калька толщиной 33 мкм) или полиэтилена (толщиной 45 мкм) нивелирует воздействие детонации на пластину-свидетель: бороздки исчезают, остается гладкий, ровный, покрытый черным налетом фон. Распространения детонации оболочка, разумеется, не ухудшает.

Повреждение поверхностного слоя заряда негативно влияет на распространение детонации. Достаточно удалить с поверхности цилиндра диаметром $d = 12$ мм из ТТ-12,5 ($d_{кр} = 7,4$ мм, см. рис. 1) слой толщиной $\Delta = 0,15$ мм, чтобы детонация затухла. Такой же результат наблюдался и в случае $d = 16$ мм, $\Delta = 0,75$ мм. При $\Delta = 1,4$ мм и $d = 18,6$ мм

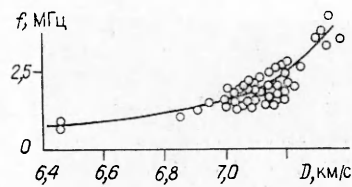


Рис. 3. Связь частоты пульсаций состава ТГ-15 со скоростью детонации.

заряд детонировал на затухающем режиме (скорость процесса 4—5 км/с, пластина-свидетель изрыта кавернами и покрыта гарью). Поверхностный слой на детонацию состава ТГ-30, не оставляющего характерных борозд на пластине, не повлиял: при удалении с поверхности заряда с $d = 12,3$ мм слоя толщиной ~ 2 мм (остался цилиндр диаметром 8,4 мм) детонация была полной. Скорость близка к «идеальной».

Восстановление поверхностного слоя погружением обточенного заряда из ТГ-12,5 в суспензию такого же состава или даже в чистый расплавленный тротил приводит к восстановлению его детонационной способности. Помещение обточенного заряда в стеклянную оболочку толщиной 1 мм также возобновляет детонацию. Для состава ТГ-13 эффект более слабый: чтобы прекратить детонацию заряда $d = 12$ мм, требуется удалить слой толщиной 1,1 мм. Замена стеклянной матрицы для отливки зарядов на бумажную устраняет гладкую блестящую поверхность заряда и так же, как обтачивание, приводит к резкому увеличению критического диаметра: при отливке в бумажную оболочку заряд ТГ-12,5 диаметром 12 мм не детонировал.

Результаты опытов свидетельствуют о том, что в определенном интервале соотношения компонентов по гладкой образующей цилиндрического заряда из составов ТГ и ТТ распространяется система поверхностных волн в спиновом или в спиново-пульсирующем режиме. Частота пульсаций f — частное от деления скорости детонации на расстояние между бороздками пластины (или струями светящихся продуктов на фоторегистрограмме) — определенным образом связана со скоростью детонации D : при увеличении D величина f растет (рис. 3).

Тонкая структура поверхностных волн выявлена опытами, проведенными следующим образом: заряд из ТГ или ТТ вставляли в толстостенную латунную втулку, диаметр которой был на 15—20 мм больше диаметра заряда. Изнутри вплотную к стенке втулки помещали трубку-свидетель, свернутую из листовой меди. Распространяющийся по поверхности заряда волновой процесс оставлял след на свидетеле. Зеркалом, установленным под сборкой, на приборе СФР регистрировалось свечение в зазоре между медным свидетелем и образующей заряда. После опыта трубку извлекали из втулки, рихтовали и фотографировали. Опыт становился более трудоемким, но удалось проследить за развитием каждой поверхностной волны от места ее возникновения до точки, в которой она погибает, при постоянном (в отличие от плоской пластины) зазоре. Кроме того, в этом случае легко связать каждую точку возникновения свечения в зазоре с соответствующей отметкой на свидетеле в плоскости, проходящей через щель фоторегистра.

Результат одного из таких опытов показан на рис. 4. На поверхности пластины остается картина следов, самый глубокий из которых, в форме «галки», — в верхней части пластины. При небольшом увеличении видно, что этот глубокий след как бы вырыт фрезерным канавкопательем: струи продуктов детонации одна за другой волнообразно «вымывают» медь с поверхности свидетеля. Шаг волны порядка $1/3$ ширины борозды. Выше «отфрезерованного» таким образом углубления расположена зона, изрытая небольшими хаотически расположенными кавернами с темным налетом сажи и наблюдаемыми в некоторых местах под микроскопом мелкими оплавленными частицами непрореагировавшего вещества. Ниже глубокой борозды расположена обширная область с относительно гладкой поверхностью. Затем картина повторяется. Сопо-

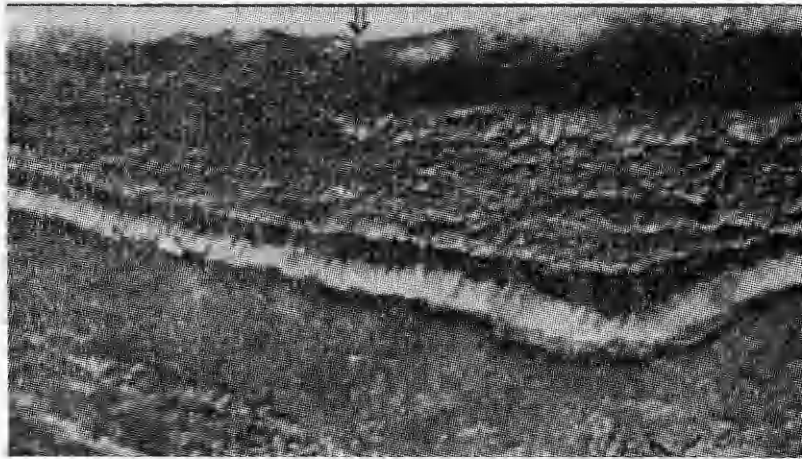


Рис. 4. Следы, оставленные в верхней части медной пластины, помещенной в латунную втулку, при детонации заряда ТГ-12,5, с $d = 12,3$ мм (увеличено в 3 раза). Стрелка указывает направление распространения детонации.

ставление следов на пластине и свечения в зазоре показало, что борозда находится вблизи начала интенсивного свечения.

Из опытов, проведенных в латунных втулках, с несомненностью следует, что поверхностные процессы имеют спиновый характер: волна бежит по цилиндрической поверхности заряда по спирали под углом $25-45^\circ$ к его оси (чему соответствует угол $45-65^\circ$ на поверхности свидетеля).

Опыт, доказавший спиновую природу процесса и позволивший сформулировать его четкую физическую модель, проведен следующим образом. На поверхности заряда острым резцом прорезали тонкую спиральную канавку треугольного сечения глубиной $0,5-0,7$ мм. В разных опытах шаг спирали меняли от 15 до 45 мм. Незатухающий процесс распространялся при шаге более 20 мм. На пластине-свидетеле оставался четкий спиральный след (рис. 5), структура которого ничем не от-

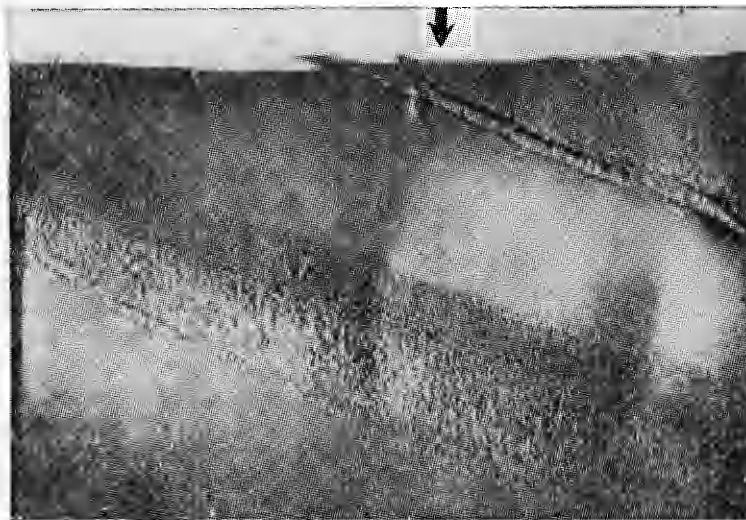


Рис. 5. Фотография распрямленной трубки-свидетеля после опыта с искусственным срывом реакции на краю заряда (состав ТГ-12,5, $d = 12,2$ мм).

личается от только что описанной, но является более упорядоченной. Повреждение оболочки прерывает процесс, распространяющийся по поверхности заряда. На фоторегистрограмме в этот момент свечение прерывается и возникает темная зона, на свидетеле — зона затухания. Детонационный фронт отходит от стенок заряда. Поверхностный слой реагирует в затухающем режиме, разбрасывается, образуя на свидетеле характерную рябь. При этом детонационный фронт у края заряда вырождается в ударный и формирует (совместно с действующими в виде поршня продуктами детонации) слой ударно-сжатого непрореагировавшего вещества. Спустя некоторое время (период индукции) по этому слою со скоростью, на 20—40 % большей скорости нормальной детонации, пробегает спиновая детонационная волна (ДВ), давление в которой в 1,7—2,8 раза выше давления в точке Жуге при нормальной детонации (скорость спиновой волны доходит до 10 км/с, нормальная скорость детонации — 7,1 км/с). Поскольку при детонации ударно-сжатого вещества свечение слабое, движущаяся с большой скоростью струя продуктов спиновой ДВ сама по себе почти не светится, но вырывает глубокую борозду на поверхности медного свидетеля. С другой стороны, спиновая волна как бы инициирует процесс, идущий по оболочке: после нее оболочка реагирует вместе со всем остальным веществом — свидетель деформируется равномерно.

Когда процесс, идущий по оболочке, доходит до спиральной канавки на поверхности заряда, вся последовательность событий повторяется. Шаг спиновой детонации в этом случае задается шагом спиральной канавки. Если спиральные канавки прорезать в противоположных направлениях, следы на пластине образуют ромбовидную сетку перекрещивающихся борозд с заданным шагом.

Обсуждение результатов. При инициировании промежуточным детонатором из флегматизированного гексогена в верхней части литого цилиндрического заряда возникает пересжатая ДВ, распространяющаяся слегка искривленным фронтом по всему сечению заряда. По мере выхода волны из пересжатия кривизна фронта возрастает и условия инициирования реакции у поверхности цилиндра ухудшаются. Тонкая бороздка треугольного профиля со стороной 0,5—0,7 мм на поверхности заряда или коническая выемка глубиной 1,5—2 мм, полученная с помощью сверла диаметром 1,5 мм, безотказно приводят к срыву реакции. (Хорошо известно, что дефект размером порядка ширины зоны реакции существенно влияет на распространение детонационной волны.)

Возникшая зона пониженного давления распространяется в глубь заряда и по поверхности цилиндра, создавая у поверхности спиралевидный слой сжатого непрореагировавшего вещества. Через некоторое время после появления «волны отсутствия реакции» в этом слое вновь возникает ДВ. Волна в сжатом слое движется с большой скоростью по спиральной линии до тех пор, пока не обгонит основной детонационный фронт или не столкнется с такой же волной, идущей в противоположном направлении (см., например, рис. 2). В точке, где спиновая волна догоняет основной детонационный фронт, возникает местное пересжатие, поддерживающее распространение центральной ДВ. Процесс принимает спиново-пульсирующий характер. Если частота пульсаций мала, волна замедляется, детонация затухает. Если велика — скорость процесса возрастает. С другой стороны, величина D влияет на частоту пульсаций: чем больше D , тем выше давление, температура сжатого слоя, меньше период индукции (и зажигания, и адиабатического воспламенения) и больше f (см. рис. 3). Связь между D и f получается в последнем случае на основе простых соотношений.

Расстояние между точками возникновения пульсаций вдоль оси заряда $h = Dt_*$, где D — скорость нормальной детонации; t_* — характерное время, по порядку величины близкое к периоду индукции адиабатического теплового взрыва в сжатом периферийном слое, температура

которого в теории [4] обозначается T_3 :

$$t_* \simeq t_a = \frac{Rc_v T_3^2}{QE k_0} e^{E/RT_3}$$

(все обозначения — обычные для теории теплового взрыва [5]).

Если принять $T_3 \simeq ap_3$ и $p_3 = \kappa \rho_0 D^2 / (n+1)$ (для жидкого тротила $\kappa = 0,7$ [6]), получим

$$\ln f = \ln(D/h) = -\ln t_a = A - B/D^2, \quad (1)$$

$$A = \ln \frac{QE k_0 (n+1)^2}{Rc_v (a\kappa \rho_0)^2 D_0^4}, \quad B = \frac{E(n+1)}{Ra\kappa \rho_0} + \frac{4D^2 \Delta D}{D_c}.$$

Здесь D_0 — «идеальная» скорость детонации; $\Delta D = D - D_0$; D — скорость детонации в данном опыте.

Для исследуемых составов величины, входящие в константы A и B , имеют значения: $\bar{Q} = 5,4 \cdot 10^6$ Дж/кг, $n = 3,2$, $D_0 = 7100$ м/с (расчет по методу [3]), $c_v = 2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К), $a = 1 \cdot 10^{-7}$ К/Па, $\rho_0 = 1600$ кг/м³,

$\Delta D = \begin{vmatrix} +250 \\ -600 \end{vmatrix}$ м/с. Используя эти величины, получим $A = \ln 1,5 \times 10^{-3} Ek_0/R$, $B = 37500 E/R + (7,62 \pm 0,2) \cdot 10^6$.

Значение k_0 (предэкспоненциальный член в кинетическом уравнении Аррениуса) существенно зависит от молекулярности, порядка реакции. Для мономолекулярной реакции первого порядка $k_0 = 10^{12} \div 10^{15}$ с⁻¹, для бимолекулярной реакции квазипервого порядка $k_0 = k_{02} C_0 \sim 10^8 \div 10^{11}$ с⁻¹, где $k_{02} = 10^8 \div 10^{10}$ л/(моль · с) — константа скорости бимолекулярной реакции второго порядка; $C_0 = 1 \div 10$ моль/л — концентрация компонента, находящегося в избытке.

Результаты рис. 3 представлены в координатах $1/D^2$, $\ln f$ на рис. 6. Экспериментально полученные частоты (за исключением четырех точек при очень малой скорости) образуют область между прямыми:

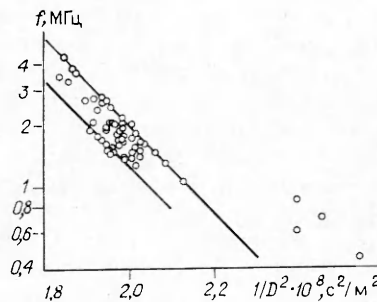
$$\text{верхняя } \ln f = 24,4 - 4,9 \cdot 10^8/D^2, \quad (2)$$

$$\text{нижняя } \ln f = 23,9 - 4,9 \cdot 10^8/D^2.$$

Уравнение для нижней прямой менее надежно, чем для верхней. Угловый коэффициент $B = 4,9 \cdot 10^8$ м²/с² дает $E = 110$ кДж/моль. Эта величина близка к полученной при горении нитросоединений [7] и приписываемой бимолекулярной реакции окисления. При снижении скорости детонации, при движении в правую часть рис. 6, угловый коэффициент в соответствии с формулой (1) имеет тенденцию уменьшаться. Величина $k_0 = 2 \cdot 10^9$ с⁻¹, полученная из свободного члена уравнения (2), находится в пределах интервала значений для константы бимолекулярной реакции.

С помощью соотношения (1) можно приближенно найти верхнюю границу существования спиново-пульсирующего режима. Если шаг пульсаций $h \lesssim 1$ мм, спиновые волны сливаются в один общий поверхностный волновой процесс ($h_* \approx 1$ мм). Тогда предельная скорость детонации $\bar{D}_* = \sqrt{B/(A - \ln D/h_*)} = 7,6 \div 7,8$ км/с.

Рис. 6. Связь частоты пульсаций с величиной $1/D^2$ (состав ТГ-15, данные рис. 3).



На начальных этапах работы предполагалось, что полученный эффект имеет специфическую природу, в частности связан с тем обстоятельством, что внешние слои зарядов из состава ТГ и ТТ образуют оболочку вокруг менее плотной сердцевины. Последующее изучение явления не подтвердило этого предположения, и предлагаемая модель его не содержит. Модель носит общий характер. Единственное, что необходимо, достаточная степень гомогенности поверхностного слоя (в противном случае поверхностные волны не распространяются). Для проверки проведены 2 опыта с гомогенными цилиндрическими зарядами из пороха НБ диаметром 9,4 мм и плотностью 1,63 г/см³. В первом, проведенном при комнатной температуре заряда, детонация оставила характерную спиновую насечку в верхней части пластины-свидетеля, но затухла. Выбранное значение d оказалось чуть ниже критического. Второй опыт проведен при температуре заряда $\sim 60^\circ\text{C}$. Детонация прошла до конца (скорость процесса 7,35 км/с), оставив сетку бороздок на всей пластине. Угол наклона и глубина бороздок такие же, как при детонации составов ТГ и ТТ, шаг ~ 3 мм.

В тонкой парафинированной бумажной трубке со стеклянным дном получена спиновая волна и в зарядах из нитрометана. Так, при $d = 17,2$ мм на медной пластине-свидетеле возникли две глубокие борозды, идущие под углом 60 и 75° к оси заряда. Тонкая структура борозд подобна показанным на рис. 4 и 5. На торцевой развертке в этих местах наблюдаются характерные треугольные волны отсутствия реакции [8]. Боковая развертка показала некоторое превышение скорости при выходе спиновой волны в несжатое вещество.

Таким образом, модель спиново-пульсирующей детонации твердых ВВ согласуется с теорией детонации вблизи предела в жидких взрывчатых веществах [4, 6, 8, 9] и существенно ее дополняет. Подчеркнем новые моменты.

Волна отсутствия реакции, зародившись в некоторой точке на поверхности, распространяется не только в глубь заряда, но и по его поверхности по спиральной линии, наклон которой к оси заряда определяется соотношением между скоростью волны прекращения реакции и скоростью ДВ.

После реинициирования ДВ, идущая по сжатому веществу, в цилиндрическом случае распространяется не по прямой, а вдоль образующей, по линии затухания реакции, т. е. становится спиновой ДВ.

Возникновение волны отсутствия реакции оказывается возможным не только при плоском, но и при искривленном детонационном фронте. Слабое нарушение гладкой поверхности заряда приводит к устранению реинициирования ДВ, детонация затухает ($d_{кр}$ резко растет). При детонации литых зарядов, возможно, играет роль неоднородность фронта, связанная с крупнокристаллической структурой центральной части заряда.

Несомненно, что спиновые поверхностные волны существенно облегчают распространение детонации, уменьшая значение $d_{кр}$. Это следует из рис. 1 для составов ТГ. Аналогичная зависимость $d_{кр}(C)$ получена и для смеси тротила с пикратом калия [1]. Область, где наблюдаются спиновые волны (30—40 % пикрата калия), выпадает из общей зависимости критического диаметра от содержания пикрата. Получается площадка, такая же, как при содержании 10—20 % гексогена (см. рис. 1). Возможно, что резкий рост $d_{кр}$ при содержании гексогена менее 10 % (см. рис. 1) связан с переходом от спиново-пульсирующей детонации к детонации с гладким фронтом (который, как показано в [10], характерен для литых тротильных зарядов) при одновременном увеличении размеров кристаллов тротила в отливке в результате снижения концентрации частиц гексогена.

Результаты рассмотренных выше опытов, по мнению авторов, можно считать первым безусловным доказательством распространения спиновых волн при детонации высокоплотного твердого вещества. Следы,

оставляемые на поверхности металлической оболочки, и неоднородности свечения фронта получены в работах [11, 12]. Однако ни в одной из них они не носят упорядоченного спинового характера. Описаны спиновые и пульсирующие явления при детонации пористых малоплотных зарядов, смесей аммиачной селитры с дизельным топливом и смесевых ВВ с добавками воды или твердых инертных компонентов [13—15], но, как нам представляется, механизм их получения существенно отличен от рассмотренного в данной работе.

Опыты с нитрометаном показали, что механизм возникновения неустойчивости детонационного фронта для твердых и жидких ВВ примерно одинаков и что в случае жидких ВВ наряду с пульсациями фронта наблюдаются спиновые детонационные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козак Г. Д., Кондратьев В. В., Кондриков Б. П. и др. // Первый Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— Т. 1, ч. 2.
2. Орлова Е. Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ.— Л.: Химия, 1973.
3. Кондриков Б. Н., Сумин А. И. ФГВ, 1987, 23, 1, 117.
4. Дремин А. Н. Докл. АН СССР, 1962, 142, 4, 820.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
6. Дремин А. Н., Трофимов В. С. ПМТФ, 1964, 1, 126.
7. Кондриков Б. Н., Райкова В. М., Самсонов Б. С. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
8. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
9. Enig J. W., Petron F. J. // Proc. Vth Symp. (Intern.) on Detonation.— Arlington, Virginia, 1970.
10. Дремин А. Н., Нелин В. М., Трофимов В. С. ФГВ, 1977, 13, 5, 746.
11. Dunn V. V. Science, 1970, 167, 3921, 1124.
12. Howe P., Frey R., Melani G. Comb. Sci. Techn., 1976, 14, 63.
13. Даниленко В. А., Афанасенков А. Н. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 1, 35.
14. Даниленко В. А., Кудинов В. М. ФГВ, 1980, 16, 5, 56.
15. Даниленко В. А., Кудинов В. М. ФГВ, 1983, 19, 2, 101.

Поступила в редакцию 1/Х 1987,
после доработки — 5/IV 1988

УДК 534.222.2

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПРИ МНОГОСТАДИЙНОМ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ

Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, С. А. Цыганов
(Москва)

Основы теории детонации в двигателях заложены в [1, 2]. Стук в двигателе внутреннего сгорания (ДВС) в [1, 2] рассматривался как следствие образования ударных (УВ) и детонационных (ДВ) волн в конечных локальных объемах топливовоздушного заряда. При этом решающая роль отводится процессу низкотемпературного многостадийного самовоспламенения. Согласно [2], при быстром сгорании вещества на границах объема образуется резкий перепад давления и создается УВ — необходимый элемент детонационного взрыва в двигателе. Высокотемпературное одностадийное самовоспламенение носит точечный характер, что ограничивает его роль в образовании УВ в обычных условиях сгорания.

В [3] предложен другой механизм образования детонации в локальном объеме взрывчатой смеси. Рассмотрев задачу об одностадийном самовоспламенении вещества при наличии градиента температуры, ав-