

УДК 577:541.124

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ДЕТОНАЦИИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

© 2024 г. В. А. Борисенко

*Саровский физико-технический институт – филиал НИЯУ “МИФИ”, Саров, Россия**E-mail: vaborisenok@mephi.ru*

Поступила в редакцию 22.05.2023;

после доработки 26.09.2023;

принята в печать 20.10.2023

Для верификации гипотезы электрических горячих точек – каналов локальных электрических пробоев – проведены анализ электрических свойств конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) и оценки напряженности электрического поля в ударно-сжатых диэлектриках. Установлено, что в сжатой зоне ВВ могут создаваться условия для электрических пробоев за счет поляризационных явлений (электрическое поле) и ударно-индуцированной электропроводности (свободные электроны). Сформулированы положения электрической модели кинетики детонации. С использованием этой модели объяснены результаты опытов с жидким нитрометаном и монокристаллическим тэном.

Ключевые слова: конденсированные взрывчатые вещества, ударная волна, электрический пробой, детонация, модель кинетики детонации.

DOI: 10.31857/S0207401X24070034

ВВЕДЕНИЕ

Обычным способом инициирования детонации в конденсированном взрывчатом веществе является создание в нем ударной волны (УВ) достаточной интенсивности с помощью капсюля-детонатора в сочетании с усилительным зарядом взрывчатого вещества (ВВ). Детонацию может вызвать также трение, луч огня, импульс света и т.д. Однако и в этих случаях возникновение детонации происходит вследствие образования на заключительных стадиях переходного процесса ударной волны (волны сжатия) с воспламенением, которая и переходит в стационарную детонационную волну [1]. Таким образом, при любом способе инициирования детонация возникает вследствие механического воздействия на ВВ.

В литературе рассматриваются три модели детонации [2]: классическая модель Чепмена–Жуге (ЧЖ), гидродинамическая модель Зельдовича–Неймана–Деринга (ЗНД) и многопроцессная модель Клименко.

В модели ЧЖ постулируется мгновенное протекание химической реакции взрывчатого превращения на фронте ударной (детонационной) волны. Фронт детонационной волны рассматривается как поверхность разрыва, отделяющая ис-

ходное вещество от продуктов взрыва. Второй постулат модели – правило отбора скоростей: нормальная стационарная детонация распространяется с минимальной скоростью, определяемой условием касания волнового луча (прямой Михельсона) детонационной адиабаты. Два этих постулата и есть основа модели.

Модель ЗНД – развитие классической модели ЧЖ. Здесь предполагается, что реакция на фронте ударной волны отсутствует и разложение ВВ происходит после завершения его сжатия. Детонационный комплекс включает в себя ударный скачок, стационарную зону реакции (химпик) и примыкающую к ней автомодельную волну расширения продуктов взрыва (ПВ). Последние считаются некоторой жидкостью с адиабатическим законом расширения из состояния Жуге и соотношением между давлением P и объемом V типа $PV^n = \text{const}$. Для большинства конденсированных ВВ принимается $n \approx 3$.

Многопроцессная модель постулирует разложение ВВ как на фронте ударной волны (УВ), так и за ее фронтом. При низких давлениях детонация развивается из горячих точек (ГТ) – локальных областей с высокой температурой, достаточной для термического разложения ВВ. При высоких давлениях радикалы образуются во фронте УВ.

Большинство моделей кинетики детонации, в которых рассматриваются механизмы зарождения реакции взрывного разложения ВВ и строящийся с помощью этих механизмов детонационный процесс, основаны на концепции ГТ [3]. Их размер, по разным оценкам, может составлять 10^{-9} – 10^{-5} м.

В литературе предложен ряд механизмов образования ГТ. Для жидких ВВ (ЖВВ) в качестве таковых называют коллапс газовых пузырьков и вязкостный разогрев [4]. В твердых ВВ к предполагаемым механизмам образования ГТ относят: коллапс пор [1], трение частиц взрывчатого вещества между собой [3], микрокумулятивные струи при схлопывании пор [5], движение [5] и аннигиляцию [6] дислокаций при быстрой деформации кристаллов. Однако на сегодняшний день нет достаточных оснований считать какой-либо из названных механизмов единственным либо доминирующим. Так, в относительно недавнем обзоре по детонации [7] одним из основных нерешенных вопросов назван механизм образования ГТ.

В математическом плане практически все кинетические модели построены по одному “лекалу”. Построение заключается в составлении и решении уравнения типа

$$\frac{\partial a}{\partial t} = F(a),$$

где α – доля прореагировавшего ВВ, $F(\alpha)$ – некий полином, который авторы каждой конкретной модели составляют, сообразуясь со своим пониманием механизмов образования горячих точек и горения. Практически во всех случаях используют послойное дефлаграционное горение, которое за счет слияния очагов, увеличения давления и температуры в системе должно переходить в режим детонации. В большинстве моделей скорость дефлаграционного горения задается (постулируется) некоторой функцией от давления или температуры без учета механизма передачи тепла от горячей точки к холодному ВВ. Только в некоторых работах этому вопросу уделено внимание. В частности, показано [8, 9], что сама по себе молекулярная теплопроводность не может обеспечить скорость горения, которая необходима для перехода к детонации. Предложения ряда авторов, выдвинутые для устранения этого несоответствия, как то: дробление зерен ВВ инициирующей ударной волной [9], турбулентный механизм переноса тепла [10–

12], электронная теплопроводность [13, 14] и другие – не привели к значительным успехам. Модели кинетики остались моделями феноменологическими с большим числом подгоночных параметров. Эти параметры не могут быть определены в независимых экспериментах. Модели тестируются на результатах экспериментов, однако такая процедура проверки на адекватность не является корректной, поскольку числовые значения констант в уравнениях выбираются из тех же экспериментов, которые затем и описываются. Ни одна из моделей не обладает предсказательной силой.

Другой подход, предложенный в работе [15], основан на предположении о цепном разветвляющемся механизме увеличения числа реакционноспособных частиц. В качестве таковых названы молекулы взрывчатого вещества. Однако этот подход, безусловно интересный по замыслу, не получил должного развития.

Таким образом, можно констатировать, что к настоящему времени строгая теория детонации конденсированных взрывчатых веществ не создана. Основными причинами такого положения вещей, по-видимому, являются неверные предпосылки, на основе которых разрабатывались модели кинетики детонации, что обусловлено отсутствием точных знаний о механизме образования горячих точек и формировании из них детонационной волны. Поэтому можно предположить, что для решения задачи нужно привлекать другие физические эффекты, которые имеют место при нагружении холодного ВВ ударной волной.

В работах [16–21] предложен электрический механизм образования ГТ – локальный электрический пробой. Условия для пробоя создаются за счет поляризационных явлений и электропроводности (изначальной и ударно-индуцированной) в сжатой зоне ВВ.

Каналы локальных пробоев были зарегистрированы группой из Томского политехнического университета в экспериментах по воздействию на диэлектрики импульсов электронов [22–24]. Длительность импульсов составляла 3–12 нс, энергия электронов – 450 кэВ. Исследованы различные диэлектрики: щелочно-галоидные и сегнетоэлектрические монокристаллы, аморфные вещества и ВВ: азиды тяжелых металлов, тэн и гексоген. Результаты исследований систематизированы в работе [23]. Авторами работ [22, 24] высказано

предположение, что горячими точками при иницировании названных ВВ импульсом электронов являются каналы локальных электрических пробоев. Это предположение было экспериментально подтверждено на примере тэна [24].

В работах [22–24] источниками электрического поля являлись инжектированный в диэлектрик отрицательный объемный заряд электронов и, возможно, поляризация материала в ударной волне, формирующейся в зоне поглощения электронов. Согласно автору работы [23], канал локального пробоя является источником вторичной УВ, что подтверждается наличием зоны пластической деформации в его окрестности, и источником электронной эмиссии. Таким образом, канал, по совокупности характеристик, может играть роль горячей точки.

В настоящей работе с целью верификации гипотезы электрических ГТ проведены анализ электрических свойств ВВ и оценки напряженности электрического поля в ударно-сжатых диэлектриках. На основе полученных результатов сформулированы положения электрической модели кинетики детонации.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГОРЯЧИЕ ТОЧКИ

По-видимому, первой работой, в которой в качестве горячей точки предложен канал локального электрического пробоя, является работа [16], опубликованная в 1966 г. Основой для такого предложения послужили результаты экспериментального исследования электрических свойств (пьеzoэффекта) монокристалла октогена.

Электрический механизм образования ГТ при иницировании детонации в β -азиде свинца механическим воздействием предложен авторами работ [17–19], опубликованными в 1988–1992 гг. На основе результатов исследования кристалла β - $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$ высказано предположение, что он обладает пьезо-, пиро- и сегнетоэлектрическими свойствами, за счет которых могут генерироваться поля, достаточные для локальных пробоев [18].

В 2007–2008 гг. опубликованы работы [20, 21] с аналогичным предположением. За основу здесь взяты результаты экспериментов по регистрации локальных источников света в ударно-нагруженном монокристалле кварца [25, 26], причиной появления которых авторы называют локальные пробои. В работах [20, 21] рассмотрены возмож-

ные эффекты, способные приводить к формированию поля в электрически активных и электрически инертных диэлектриках.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВВ

Данные по симметрии кристаллов ряда ВВ представлены в работах [16, 20, 21, 27, 28]. В работе [27] такие данные приведены для 40 типов взрывчатых веществ, пять из которых отнесены к чистым пьезоэлектрикам. Среди них δ -октоген и тэн. Еще 13 кристаллов обладают пироэлектрическими свойствами. Среди них — тротил, α -октоген и α - и β -азид свинца.

Напомню, что кристаллы 21 из 32 кристаллических классов не имеют центра симметрии и у всех, за исключением одного, при воздействии механического напряжения в объеме кристалла возникает электрическое поле, т.е. — это пьезоэлектрики. Классический пример — монокристаллический кварц.

Кристаллы 10 из 20 пьезоэлектрических классов имеют одну полярную ось. Кристаллы, принадлежащие этим классам, называют полярными, потому что они обладают спонтанной поляризацией — электрическим дипольным моментом единицы объема. Поляризация есть функция механического напряжения и температуры. При ее изменении в кристалле возникает электрическое поле. Кристаллы, спонтанная поляризация которых зависит от температуры, называют также пироэлектриками. Все пироэлектрики обладают и пьезоэлектрическими свойствами.

В работе [16] также проведен анализ симметрии кристаллов некоторых твердых ВВ. По результатам этого анализа авторы пришли к выводу, что не только октоген, но и гексоген, тэн, тротил и ряд других ВВ могут быть пьезоэлектриками. Но эксперименты в работе [16] проведены только с октогеном.

В работах [20, 21] для подобного анализа использован справочник [28], из которого взяты пространственные группы симметрии для триа-минотринитробензола (ТАТБ), тротила, гексогена, октогена, тэна и азид свинца. По пространственным группам определены точечные группы симметрии. Результаты проведенных в работах [20, 21] анализов показали следующее: тэн и δ -октоген относятся к пьезоэлектрическим классам симметрии, α -октоген — к пироэлектриче-

скому. Остальные ВВ полярными свойствами не обладают.

Приведенные выше данные указывают на то, что ряд кристаллов ВВ обладает пьезо- и пирозлектрическими свойствами. Отметим, что в отношении некоторых ВВ сведения из разных источников противоречат друг другу, например, для гексогена и тротила. Здесь нужны более тщательные исследования структуры кристаллов и желательна экспериментальная проверка.

Для электрически инертных ВВ механизмом возникновения электрического поля может быть ударно-индуцированная поляризация. Рассмотрим это явление подробнее [29].

Ширина фронта ударной волны в изотропных конденсированных веществах при давлении на уровне 1 ГПа и выше составляет по порядку величины несколько сотен ангстрем. На таком расстоянии вещество приобретает скорость, равную $\sim 10^3$ м/с. Элементарная оценка показывает, что необходимое для этого ускорение составляет $\sim 10^{14}$ м/с². Такой высокий градиент скорости может приводить как к искажению молекулярной структуры вещества, так и деформации самих молекул, а сильная деформация вещества может приводить по тому или иному механизму к объемному разделению связанных зарядов во фронте УВ, т.е. к поляризации среды.

Считается общепринятым, что это явление было открыто в 1961 г. авторами работы [30] для воды и полярных полимеров и получило название “ударная поляризация”. Эти же авторы предложили и первую феноменологическую модель явления, которое связывалось с ориентацией асимметричных молекулярных диполей в поле сил фронта УВ. В дальнейшем был разработан ряд моделей другими авторами [29, 31–33], однако полного понимания механизма поляризации достигнуто не было. К решению этой задачи постоянно возвращаются с целью совершенствования моделей [34, 35]. Экспериментально исследованы различные вещества: низкомолекулярные жидкости, полимеры, щелочные галогениды и другие, в том числе и жидкие ВВ [29, 31–39].

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В УДАРНО-НАГРУЖЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Из приведенного выше рассмотрения следует, что все диэлектрики могут быть разделены на три группы: пьезоэлектрики, пирозлектрики и элект-

рически инертные вещества. Получим выражения для оценки напряженности электрического поля для каждой из этих групп материалов при ударно-волновом нагружении.

Пьезоэлектрики

Рассмотрим плоский конденсатор, заполненный монокристаллическим пьезоэлектриком: емкость конденсатора — C , площадь обкладок — S_0 , толщина диэлектрика — L_0 , между обкладками включено активное сопротивление R . Задачу, следуя данным работы [40], будем решать при следующих условиях:

- нагружение одномерное; вектор волновой скорости $\mathbf{U}$ направлен по оси z и совпадает по направлению с вектором напряженности электрического поля, генерируемого за счет пьезоэффекта;
- электропроводность в материале отсутствует;
- диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \text{const}$;
- сжатием материала можно пренебречь.

Чтобы получить уравнение для напряжения на R воспользуемся уравнением связи между электрической индукцией D , напряженностью электрического поля E и поляризацией P , которое запишем в виде

$$D(z,t) = \epsilon \epsilon_0 E(z,t) + P(z,t), \quad (1)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная.

Так как свободных зарядов в объеме кристалла нет (условие 2) и, следовательно, $\delta D / \delta z = 0$, то, продифференцировав выражение (1) по времени, получим

$$\frac{dD}{dt} = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (2)$$

Плотность тока смещения, dD/dt связана с током $I(t)$ во внешней цепи соотношением

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{I(t)}{S_0} = -\frac{V(t)}{RS_0}, \quad (3)$$

где $V(t)$ — напряжение между обкладками конденсатора.

Подставляя выражение (3) в (2) и интегрируя (2) по z , получим после некоторых преобразований уравнение вида

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{RC} = -\frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^{L_0} \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} dz. \quad (4)$$

При получении (4) учтено, что

$$\int \frac{\partial E(z,t)}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int E(z,t) dz = \frac{dV(t)}{dt}.$$

Уравнению (4) соответствует эквивалентная схема генератора тока, нагруженного R и C . Ток генератора I_0 (ток в короткозамкнутой цепи) равен

$$I_0 = -\frac{S_0}{L_0} \int_0^{L_0} \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} dz. \quad (5)$$

Вид решения уравнения (4) полностью определяется его правой частью, и, следовательно, физическими эффектами, приводящими к изменению поляризации материала при ударном воздействии. В случае чистого пьезоэлектрика выражение для I_0 получено в работе [31] для интервала времени $0 < t < L_0/U$ в виде

$$I_0 = \frac{pS_0 dU}{L_0}, \quad (6)$$

где p — давление во фронте УВ, d — пьезомодуль, $t = 0$ — момент входа УВ в образец, импульс давления — П-образный.

Решение уравнения (4) с учетом выражения (6) имеет вид

$$V(t) = I_0 R (1 - e^{-t/\tau}), \quad (7)$$

где $\tau = RC$.

Предельные случаи выражения (7):

- режим короткозамкнутой цепи ($\tau \rightarrow 0$) $V(t) = I_0 R$; этот режим используется для пьезоэлектрических датчиков давления [29];
- режим разомкнутой цепи ($\tau \rightarrow \infty$, $t/\tau \rightarrow 0$).

Разложив в выражении (7) экспоненту в ряд и учитывая первый по t/τ член, получим

$$V(t) = I_0 R t / \tau = \frac{pS_0 dU}{L_0 C} t. \quad (8)$$

Напряженность поля в кристалле

$$E(t) = \frac{V(t)}{L_0} = \frac{pdU}{\epsilon \epsilon_0 L_0} t. \quad (9)$$

Выражение (9) можно записать в виде

$$E(t) = \frac{kp}{T} t. \quad (10)$$

где $k = d/\epsilon \epsilon_0$ — пьезокоэффициент, $T = L_0/U$ — время пробега УВ по образцу.

Из выражений (9) и (10) следует, что максимальная напряженность поля будет иметь место при $t/T = 1$:

$$E_{\max} = kp. \quad (11)$$

Таким образом, при принятых выше условиях задачи, напряженность электрического поля в чистом пьезоэлектрике — линейная функция времени. Оценка напряженности поля по формуле (9) для условий проведения опыта с монокристаллом кварца [26], в котором зарегистрированы локальные источники света, дает зависимость:

$$E \text{ [В/м]} \approx 10^{14} t. \quad (12)$$

Для оценки использованы следующие значения величин: $P \approx 2$ ГПа, $U \approx 5$ км/с, $L_0 = 4$ мм, $d = 2.3 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н, $\epsilon = 4.5$. Согласно выражению (12), через 0.1 мкс после входа УВ в кристалл $E \approx 10^7$ В/м, в момент выхода из кристалла (при $t \approx 0.8$ мкс) $E = 8 \cdot 10^7$ В/м.

Пирозлектрики

В отличие от пьезоэлектриков здесь у кристалла есть спонтанная поляризация P_s . При воздействии УВ (давление и температура) P_s уменьшается. За счет этого в объеме кристалла появляется электрическое поле. Выражения для напряженности при различных режимах нагружения: продольном (волновая скорость параллельна или антипараллельна поляризации) и поперечном (волновая скорость перпендикулярна поляризации) получены в работе [41]. Для разомкнутой электрической цепи при воздействии только давления:

$$E = \frac{\Delta P_s}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (13)$$

где ΔP_s — приращение спонтанной поляризации, величина которого может изменяться от 0 до значения P_s (полная деполяризация). Оценим ΔP_s , необходимое для получения поля высокой напряженности, при нагружении гипотетического ВВ с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 10$ и 50 (табл. 1).

Согласно данным из работ [29, 32], такие уровни P_s для пирозлектриков вполне достижимы. Для получения окончательного результата нужны экспериментальные данные по P_s для реальных ВВ.

Как сказано выше, пирозлектрики обладают пьезо- и пирозлектрическим эффектами. Вклад

от пьезоэффекта можно не учитывать, так как эффект от деполяризации на несколько порядков величины выше [29]. При нагреве вещества ударной волной поляризация будет уменьшаться за счет пьезоэффекта, что, в свою очередь, будет приводить к увеличению напряженности поля, инициированного давлением.

Электрически инертные диэлектрики

Для этого класса диэлектриков источником возникновения электрического поля может быть только ударно-индуцированная поляризация. Модель этого явления для полимеров опубликована в работе [33], в которой рассматривался короткозамкнутый образец материала. Эта модель [33] отличается от модели для пьезоэлектриков из работы [40] введением релаксации поляризации экспоненциального характера. При времени релаксации, много большем времени пробега УВ по образцу, для описания электрических величин в ударно-сжатом диэлектрике можно воспользоваться и работой [40]. Отметим, что возможность использования модели из работы [33] показана в работе [42], где с ее помощью описаны результаты экспериментов с плексигласом и полистиролом. Эксперименты проведены в режиме короткозамкнутой цепи образца. Авторами работы [36] модель [33] развита для быстро релаксирующих диэлектриков (время релаксации — меньше 10^{-9} с), к которым отнесены и ЖВВ. Там же рассмотрен вариант короткозамкнутого режима образца. Таким образом, ни в одной из имеющихся моделей не получены интересующие нас выражения для электрического поля в режиме разомкнутого образца. Эта задача достаточно сложная, но попытки ее решения предпринимаются.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВВ

В статьях [16, 43] приведены результаты экспериментальных исследований пьезоэлектрических свойств в монокристаллах октогена [16] и тэна [43]. Эти данные позволяют оценить величину напряженности поля в кристаллах при механическом воздействии. Рассмотрим эти работы подробнее.

Авторы работы [16] выращивали большие (размеры не указаны) монокристаллы β -октогена. Кристалл β -октогена обладает малой прочностью и обычно разрушается при небольшой механиче-

Таблица 1. Уровни деполяризации

E , кВ/мм	ΔP_s , мкКл/см ²	
	$\varepsilon = 10$	$\varepsilon = 50$
1	10^{-2}	$5 \cdot 10^{-2}$
10	10^{-1}	$5 \cdot 10^{-1}$
100	1	5

ской нагрузке. Следовательно, измерения его пьезоэлектрических свойств затруднены. Поэтому кристалл из β -фазы переводили в δ -фазу путем нагревания до 250 °С и последующего охлаждения до комнатной температуры. Для этого кристалла получена линейная зависимость электрического поля от приложенной механической нагрузки в диапазоне последней 0–400 г на площади кристалла в 0.42 см². Коэффициент пропорциональности (пьезокоэффициент) $k = 10^{-2}$ В/(м·Па) сравним по величине с коэффициентом классического пьезоэлектрика — монокристалла кварца — при нагружении последнего вдоль кристаллографической оси X ($k_{\text{SiO}_2} = 5 \cdot 10^{-2}$ В/(м·Па)) [32].

Экстраполируя эту зависимость в область больших давлений (~500 кбар), что, по моему мнению, не очень корректно, авторы работы [16] получают при указанном давлении поле с напряженностью $E \approx 10^9$ В/м, что, безусловно, достаточно для пробоя. При относительно низких давлениях напряженность поля также может быть высокой. Например, при давлении 20 кбар напряженность поля $E \approx 2 \cdot 10^7$ В/м (см. выражение (11)), что также может быть достаточно для локального пробоя.

В работе [43] пьезоэффект в монокристалле тэна обнаружен при механическом нагружении, приложенном перпендикулярно кристаллографическим плоскостям (110) и (001). Были измерены пьезомодули и диэлектрические проницаемости: $d_{110} = (3.20 \pm 0.40) \cdot 10^{-13}$ Кл/Н ($\varepsilon = 3.50$) и $d_{001} = (1.50 \pm 0.30) \cdot 10^{-13}$ Кл/Н ($\varepsilon = 4.57$). Эти данные позволяют рассчитать пьезокоэффициенты вдоль направлений нагружения, $k = d/\varepsilon\varepsilon_0$: $k_{110} \approx 10^{-2}$ В/Па·м и $k_{001} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ В/Па·м. Другие кристаллографические направления кристалла не пьезоактивны. Пьезокоэффициенты вдоль указанных направлений будут использованы ниже при анализе результатов опытов с монокристаллами тэна.

Большое внимание было уделено исследованию ударно-индуцированной поляризации в жидких взрывчатых веществах. Для ЖВВ поляриза-

ция — растущая функция давления [36–39]. Наибольшее значение поляризации зарегистрировано для нитрометана: $P = 1.2 \cdot 10^{-2}$ Кл/м² при давлении, равном 6.8 ГПа [39]. У нитроглицерина $P = 6 \cdot 10^{-4}$ Кл/м² при давлении ~ 10 ГПа [38].

Значительное количество экспериментальных работ посвящено исследованию электропроводности ВВ как при нормальных условиях, так и при ударно-волновом нагружении. В частности, автор работы [44] сообщает, что такие представители первичных ВВ, как гремучая ртуть и азид свинца, являются хорошими полупроводниками даже при комнатной температуре, а наиболее чувствительные вторичные ВВ — нитроглицерин, тэн и октоген — типичные изоляторы.

Анализ результатов исследований электропроводности ударно-нагруженных ВВ — предмет отдельного обзора из-за большого числа публикаций. Отмечу только, что общий результат таких исследований ВВ в преддетонационном состоянии — рост электропроводности при увеличении давления во фронте нагружающей УВ. В качестве примера приведу работу [45], в которой получены данные для ТАТБ и показано, что механизм электропроводности — электронный.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ДЕТОНАЦИИ

Из анализа приведенных выше результатов исследований следует, что каналы локальных электрических пробоев с высокой вероятностью могут быть горячими точками при инициировании детонации. Это показано в экспериментах по инициированию тэна импульсом электронов.

Для образования локальных пробоев в ВВ при инициировании его ударной волной необходимо наличие в объеме вещества электрического поля соответствующей напряженности и свободных электронов. В пользу возможности образования локальных пробоев свидетельствует следующая приведенная выше информация:

— анализ данных по симметрии кристаллов взрывчатых веществ показал, что ряд ВВ может обладать пьезо- и пирозлектрическими свойствами. Экспериментально пьезоэффект обнаружен у тэна, δ -октогена и, предположительно, у β -азида свинца. При действии механической нагрузки в объеме таких кристаллов возникает электрическое поле. Для электрически инертных

ВВ механизмом генерирования поля может быть ударная поляризация. Величина пьезо- и ударной поляризации — растущая функция давления;

— общий результат исследований электропроводности ударно-нагруженных ВВ — ее рост при увеличении давления во фронте нагружающей волны. Отмечу, что при нормальных условиях значения электропроводности первичных ВВ (гремучая ртуть, азид свинца) можно отнести к диапазону для типичных полупроводников, а вторичных ВВ (нитроглицерин, тэн, гексоген) — для типичных изоляторов.

Таким образом, имеются предпосылки — электрическое поле и электропроводность — для образования электрических пробоев в ударно-сжатых ВВ.

Для электрического пробоя необходимо, чтобы свободный электрон приобрел за счет поля энергию, равную или большую ширины запрещенной зоны (для кристаллов) или потенциала ионизации. В этом случае имеют место ударная ионизация и образование электронных лавин [46]. В работе [47] проведены оценки длины свободного пробега электрона с нулевой начальной скоростью, λ , требуемой для достижения кинетической энергии, равной потенциалу ионизации атомов углерода или азота (~ 14 эВ) в жидких нитрометане (НМ) и нитроглицерине (НГ). При давлениях во фронте инициирующей УВ (ИУВ) 9 ГПа (НМ) и 11 ГПа (НГ), необходимых для формирования нормальной детонации, значения λ составили $4 \cdot 10^{-4}$ мм (НМ) и $6 \cdot 10^{-3}$ мм (НГ) соответственно. Для оценки напряженности электрического поля в ЖВВ использованы данные по ударной поляризации [29, 37–39]. Напряженность поля составила $4.6 \cdot 10^7$ В/м (НМ) и $3.5 \cdot 10^6$ В/м (НГ).

Аналогичный расчет для монокристалла тэна с использованием данных по пьезоэффекту [43] дал одинаковое для обоих кристаллографических направлений значение λ , равное $3.5 \cdot 10^{-4}$ мм при нагружении УВ с амплитудой 4 ГПа в направлении, перпендикулярном кристаллографическим плоскостям (110) и (001) соответственно. Напряженность поля $\sim 10^7$ В/м. Приведенные оценки показывают, что электроны достигают требуемой для ионизации энергии на малых базах разгона, что делает формирование локальных пробоев вполне реальным.

Время пробега электроном расстояния λ по порядку величины составляет 10^{-12} с [47]. Таким

образом, за короткий промежуток времени в ВВ могут образоваться локальные области, в которых вещество переведено в состояние плазмы, т.е. созданы условия для его быстрого химического превращения. Давление в такой области (канале пробоя), согласно оценке [47], сделанной в предположении, что скорость химических реакций много больше скорости процесса теплопроводности, может составлять до 30 ГПа. Описанные локальные области будем называть электрическими ГТ.

Электрические ГТ позволяют представить процесс формирования взрывчатого превращения при инициировании плоской ударной волной следующим образом. Для определенности рассмотрим гомогенное ВВ (ЖВВ, монокристалл).

После вхождения инициирующей УВ в ВВ в нем появляется электрическое поле за счет поляризации вещества. Направления векторов поляризации и поля однозначно связаны с направлением распространения ИУВ, а величины поляризации и напряженности поля — растущие функции давления. При некотором критическом давлении во фронте ИУВ в сжатой зоне ВВ создаются условия для образования локальных электрических пробоев. В канале пробоя свободные электроны с энергией, большей потенциала ионизации, образуют радикалы и, следовательно, создаются условия для химического превращения. Состояние вещества с высокими термодинамическими параметрами в канале (горячая точка) формируются в основном за счет энергии химических реакций. Это первичные ГТ — микрообласти, характеризующиеся высоким давлением и способностью эмитировать электроны. Область высокого давления формируется за малый промежуток времени, ее границы за время образования практически не смещаются. При последующем расширении вещества такая область может стать источником сферической ударной волны. Следовательно, в окрестности первичной ГТ создается повышенное давление, что должно привести к изменению поляризации — к увеличению в направлении движения ИУВ и уменьшению в обратном направлении.

Это обстоятельство и увеличенная электропроводность за счет эмитируемых электронов создают повышенную вероятность образования ГТ по такому же механизму в области с увеличенной поляризацией. Это вторичная ГТ, она аналогична

первичной горячей точке и также является источником электронов и УВ. Можно предположить, что в сжатой области ВВ создаются условия для образования вторичных ГТ по механизму цепной реакции [48]. Реакция инициируется первичной ГТ, условия для образования которой (условия для пробоя) формируются ИУВ. Условия для образования вторичных ГТ формируются в сжатой зоне вещества за счет УВ и свободных электронов, порожденных первичной ГТ. В зависимости от того, сколько вторичных ГТ образовалось в окрестности первичной горячей точки, реакция будет иметь разветвленный или неразветвленный характер. Вторичные ГТ, в свою очередь, выступают инициаторами последующих звеньев цепи. В зависимости от плотности первичных ГТ и, следовательно, от амплитуды ИУВ этот процесс либо не пойдет, либо будет затухающим, либо выйдет на стационарный режим. Эта волна размножения ГТ и должна описывать взрывчатое превращение ВВ в рамках рассматриваемой модели. С учетом сказанного выше отметим, что такая волна должна распространяться в направлении движения фронта ИУВ.

Таким образом, в основе модели лежат три предположения:

- электрический (пробойный) механизм образования горячих точек;
- образование вторичных ГТ по механизму цепной реакции, инициатором которой является первичная горячая точка;
- волна взрывчатого превращения есть волна размножения ГТ.

В пользу последнего предположения свидетельствуют, например, результаты регистрации свечения в момент выхода детонационной волны на свободный торец цилиндрического заряда ВВ: нитрометана, смеси нитрометана с ацетоном (НМ/АЦ 75/25) и прессованного тротила [49]. Во всех случаях, кроме НМ, свечение — неоднородное, в виде отдельных небольших областей, которые авторы работы [49] связывают с очагами химических реакций. По мнению авторов, недостаточно высокое пространственное разрешение использованного в эксперименте фоторегистратора не позволило зарегистрировать дискретную структуру системы очагов в чистом НМ [49].

Рассмотрим несколько экспериментальных результатов, которые объясним в рамках модели.

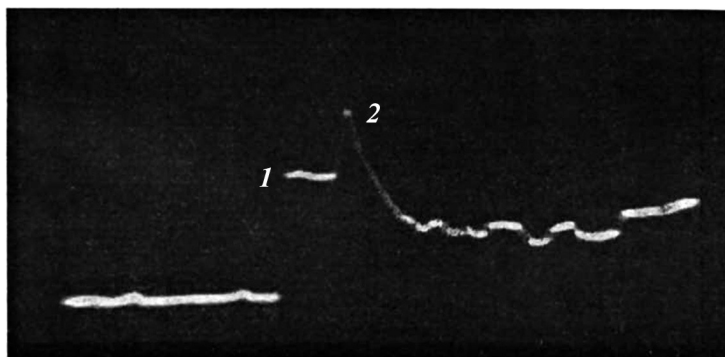


Рис. 1. Профиль массовой скорости в жидком нитрометане [1]: 1 – ИУВ (8 ГПа), 2 – вторая волна.

Опыты с жидким нитрометаном

В работах [1, 5] приведены результаты экспериментов, согласно которым при нагружении НМ ударной волной прямоугольного профиля с давлением во фронте, достаточным для возбуждения детонации, зарегистрированы следующие эффекты:

- через некоторое время после вхождения ИУВ в сжатой зоне возникает свечение, которое состоит из множества локальных очагов и сохраняется вплоть до момента формирования детонации;

- синхронно с началом свечения на границе раздела преграда–нитрометан возникает зона повышенной электропроводности, которая распространяется в сжатом веществе с высокой скоростью в направлении ударного фронта и догоняет его;

- электромагнитным датчиком зарегистрирован двухволновой профиль массовой скорости (рис. 1). Вторая волна имеет резкий передний фронт, распространяется в сжатом ЖВВ с высокой скоростью и догоняет ударный фронт.

Авторы работы [1] предположили, что повышенная электропроводность появляется за счет химических реакций, а вторая волна есть детонационная волна в сжатом ЖВВ, которая возникает под действием теплового взрыва на границе раздела преграда–нитрометан. Механизм образования источников света и их возможное участие в формировании детонационной волны в работе [1] не обсуждаются. Отмечу, что подобное явление (преддетонационное свечение) зарегистрировано также в литом тротиле [50] и монокристалле тэна [51].

С использованием электрической модели приведенные результаты экспериментов с НМ могут быть объяснены следующим образом. При вхождении ИУВ с давлением во фронте, достаточным для инициирования детонации, в сжатой зоне

образца за счет поляризации вещества формируется электрическое поле с напряженностью, достаточной для локальных пробоев (в данном случае – $4.6 \cdot 10^7$ В/м). Так как у НМ низкая исходная электропроводность, то на начальной стадии процесса плотность пробоев (первичных ГТ) мала. Каждая ГТ – источник света, УВ или волны сжатия и свободных электронов. Ударная волна и свободные электроны, как было сказано выше, создают условия для наработки ГТ по механизму цепной реакции. В результате формируется зона с повышенными электропроводностью и давлением, которая движется в направлении фронта ИУВ, т.е. образуется двухволновая конфигурация, аналогичная зарегистрированной в работах [1, 5]. По мере движения плотность ГТ должна возрастать до уровня, определяемого, с одной стороны, ростом поляризации и, следовательно, напряженности поля с возрастанием давления и уменьшением напряженности за счет пробоев, и увеличением электропроводности, с другой стороны. При догоне такой волной фронта ИУВ формируется детонационная волна.

Отметим, что и при давлениях, меньших давления инициирования детонации, импульс давления двухволновой конфигурации зарегистрирован в ряде работ в твердых ВВ. В качестве примера можно привести результаты работы [52], в которой шашка из пластифицированного октогена с размерами $\varnothing 50 \times 8.1$ мм нагружалась ударной волной прямоугольного профиля с амплитудами в диапазоне 1.4–3.2 ГПа и длительностью “ступеньки” ~ 3 мкс. Пьезополимерные датчики давления [29] размещались на границе раздела экран нагружающего устройства–шашка (входные датчики) и на свободной поверхности шашки (выходные датчики). Для регистрации нагружающей волны проведен опыт с “шашкой” из фто-

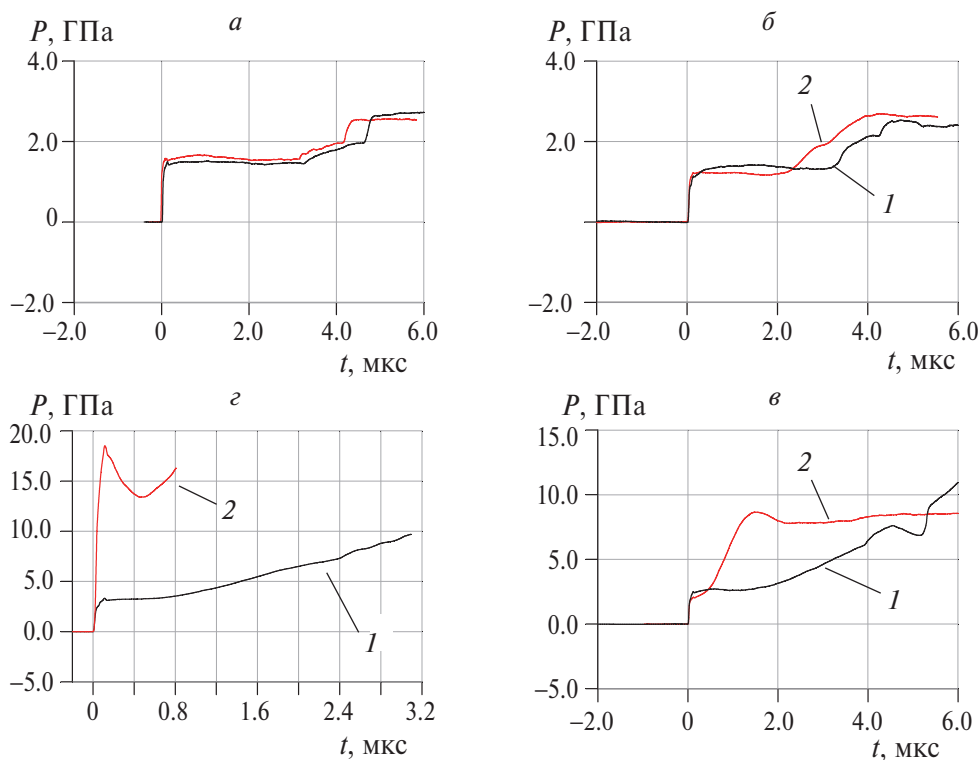


Рис. 2. Результаты опытов с фторопластом (а) и пластифицированным октогеном при амплитудах ИУВ, равных 1.4 (б), 2.5 (в) и 3.2 ГПа (г): 1 – входные, 2 – выходные датчики [52].

ропласта-4. Результаты опытов приведены на рис. 2. Для наглядности начала профилей давления, зарегистрированных входным и выходным датчиками, совмещены.

Как следует из рис. 2, профили зависимостей давления от времени, зарегистрированные входными датчиками, представляют собой часть начальной ступеньки с последующим плавным нарастанием давления. Длительность ступеньки уменьшается с ростом давления во фронте нагружающей УВ. Выходными датчиками при $p_{\text{ИУВ}} < 3.2$ ГПа (рис. 2б, в) зарегистрированы импульсы давления с двухволновой структурой. Длительность фронта второй волны при $p_{\text{ИУВ}} = 2.6$ ГПа составляет ~ 1 мкс, волна движется в направлении ударного фронта нагружающей УВ со скоростью, большей скорости фронта. При $p_{\text{ИУВ}} = 3.2$ ГПа (рис. 2г) наблюдается догон второй волной ударного фронта и формирование волны с фронтом малой длительности (~ 0.1 мкс).

Согласно электрической модели в октогене имеют место процессы, аналогичные описанным выше для нитрометана. Характеристики второй волны полностью определяются давлением во фронте инициирующей волны.

Опыты с монокристаллическим тэном

Электрическая модель позволяет предложить объяснение сильной анизотропии ударно-волновой чувствительности инициирования и свечения в объеме монокристаллов тэна, зарегистрированных в работе [51]. В этой работе срезы кристалла, вырезанные параллельно кристаллографическим плоскостям (100), (101), (001) и (110), нагружались УВ в направлениях, перпендикулярных этим плоскостям. При давлении во фронте инициирующей волны $p_{\text{ИУВ}} \geq 4.2$ ГПа в образце, вырезанном параллельно (110), наблюдалась детонация. Образец, вырезанный параллельно (001), исследован только при двух значениях $p_{\text{ИУВ}}$ – 12 и 19 ГПа. При 12 ГПа детонация наблюдалась, при 19 ГПа она не зарегистрирована. Сильное свечение зарегистрировано в объеме образцов, вырезанных параллельно (110) и (001) при $p_{\text{ИУВ}0} \approx 4$ ГПа. Для других образцов, вырезанных параллельно (100) и (101), во всем диапазоне давлений вплоть до 19 ГПа детонация и свечение не наблюдались.

Таким образом, имеет место четкая корреляция между результатами работ [43] и [51]: детонация и свечение наблюдаются только при нагружении

по тем кристаллографическим направлениям тэна, по которым обнаружены пьезоэлектрические свойства. Оценка напряженности поля при $P_{\text{ИУВ}} = 4 \text{ ГПа}$ с использованием приведенных выше пьезокоэффициентов дала следующие значения: $E_{110} = 4 \cdot 10^7 \text{ В/м}$, $E_{001} = 1.6 \cdot 10^7 \text{ В/м}$. Электрические поля такой напряженности, по нашему мнению, могут быть достаточными для пробоев, т.е. для образования ГТ.

Ранее предпринимались попытки объяснения рассмотренного интересного факта — анизотропии чувствительности тэна. Например, в работе [53] это сделано с использованием полуэмпирической квантовохимической модели. Согласно этой работе, сильная химическая анизотропия ударно-нагруженного тэна определяется в значительной степени различием в локальной поляризации решетки при распространении УВ вдоль различных кристаллографических направлений. Переход изначально неполярной решетки в полярное состояние способствует увеличению скорости разложения ВВ за счет диполь-дипольного взаимодействия. Отметим, что результаты расчетно-теоретических исследований [53] экспериментом не подтверждены.

По нашему мнению, ситуация может быть гораздо проще. При нагружении кристалла вдоль пьезоактивных направлений образуются электрические горячие точки, из которых формируются детонационная волна. Вдоль других направлений этого не происходит.

В заключение раздела отметим, что подход, основанный на разветвленных цепных реакциях, развит для газов [54]. Использование цепного механизма горения газов в режимах распространения пламени, взрыва и детонации позволили автору работы [54] объяснить все основные закономерности этих процессов, не находившие объяснения ранее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по инициированию детонации импульсом электронов показано, что каналы локальных электрических пробоев с высокой вероятностью могут быть горячими точками. Для определения возможности образования пробоев при инициировании детонации ударными волнами проведен анализ электрических свойств ВВ. Установлено, что ряд твердых ВВ обладает пьезо- и

пироэлектрическими свойствами, в конденсированных диэлектриках имеют место ударно-индуцированные поляризация и электропроводность. Вследствие названных эффектов в сжатой ИУВ зоне ВВ могут создаваться условия для электрических пробоев, каналы которых названы электрическими горячими точками. Количество таких ГТ — источников ударных волн и свободных электронов — может увеличиваться по механизму цепной реакции. На основе концепции электрических ГТ сформулированы основные положения модели кинетики детонации, с использованием которой объяснены результаты экспериментов с жидким нитрометаном и монокристаллическим тэном.

Автор благодарит Е.Е. Ломтеву за оформление статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
2. Альтшулер Л.А., Жученко В.С., Левин А.Д. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. Фортова В.Е. и др. М.: Наука, 2000.
3. Харитон Ю.Б. Сборник научных статей. Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 247.
4. Афанасьев Г.Т., Боболев В.К., Дубовик А.В., Жученко В.С. Детонация взрывчатых веществ и безопасность взрывных работ. Сб. №63/20 / Под ред. Дубнова Л.В. М.: Недра, 1967.
5. Dremmin A.M. Toward Detonation Theory. N.Y.: Springer, 1999.
6. Дубнов Л.В., Сухих В.А., Томашевич И.И. // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 1. С. 147.
7. Handley C.A., Lambourn B.D., Whitworth N.J., James H.R., Belfield W.J. // Appl. Phys. Rev. 2018. № 5. 01133.
8. Tarver C.M., Chidester S.K., Nichols A.L. // J. Phys. Chem. 1996. V. 100. № 14. P. 5794.
9. Tarver C.M., Nichols A.L. // Proc. XI Sympos. on Detonation. USA: Snowmass Village, 1998. P. 281.
10. Морозов В.Г., Карпенко И.И. Труды международной конференции “VII Харитоновские тематические научные чтения” / Под ред. Михайлова А.Л. Саратов: ФГУП “РФЯЦ-ВНИИЭФ”, 2005. С. 39.
11. Карпенко И.И., Морозов В.Г., Чернышова О.Н., Янилкин Ю.В. // Хим. физика. 2008. Т. 27. № 3. С. 16.
12. Янилкин Ю.В., Морозов В.Г., Карпенко И.И., Чернышева О.Н. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2015. Вып. 3. С. 37.
13. Гребёнкин К.Ф., Горшков М.М., Жеребцов А.Л. и др. Труды международной конференции “V Харитоновские тематические научные чтения” / Под ред.

- Михайлова А.Л. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 188.
14. Гребёнкин К.Ф., Жеребцов А.Л., Тараник М.В. // Физика горения и взрыва. 2005. № 5. С. 100.
15. Работинский А.Н., Смирнов С.П., Соловьев В.С., Колганов Е.В. // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 1. С. 60.
16. Mauck J.N., Grabenstein D.E. // Science. 1966. V. 152. P. 508.
17. Иванов Ф.И., Сарычев В.Д., Урбан Н.А. // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 3. С. 98.
18. Иванов Ф.И. // Тез. докл. X симпози. по горению и взрыву. Черногоровка: ИПХФ РАН, 1992. С. 64.
19. Иванов Ф.И., Лобова И.С., Назарова Г.В. // Известия АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 6. С. 1180.
20. Борисёнок В.А., Бельский В.М. Труды международной конференции "IX Харитоновские тематические научные чтения" / Под ред. Михайлова А.Л. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. С. 56.
21. Борисёнок В.А., Бельский В.М. // Химическая физика. 2008. Т. 27. № 3. С. 46.
22. Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43. № 5. С. 87.
23. Олешко В.И. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Томск: ТПУ, 2009. Гл. 6, 7.
24. Олешко В.И., Лисицын В.М., Скрипин А.С., Ципилев В.П. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 9. С. 37.
25. Brooks W.P. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. № 9. P. 2788.
26. Graham R.A., Halpin W.J. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 11. P. 5077.
27. Raha K., Chhabra J.S. // Det. Sci. J. (India). 1991. V. 41. № 1. P. 21.
28. Dobratz B.M. LLNL explosive handbook: properties of chemical explosives and explosive simulants. Livermore: University of California, 1981.
29. Электрические явления в ударных волнах: монография / Под ред. Борисенка В.А. и др. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
30. Eichelberger R.J., Hauer G.E. Les Ondes de Detonation. Paris: Centre National de la Recherche Scientifique, 1962. P. 363.
31. Минеев В.Н., Иванов А.Г. // УФН. 1976. Т. 119. Вып. 1. С. 75.
32. Graham R.A. Solids Under High-Pressure Shock Compression. Mechanics, physics and chemistry. N.Y.: Springer, 1993.
33. Allison F.E. // Appl. Phys. 1965. V. 36. № 7. P. 2111.
34. Skryl Yu., Belak A.A., Kuklja M.M. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. 064107.
35. Sedov S.Yu., Borissenok V.A. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. № 11. P. 1547.
36. Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Набатов С.С., Якушев В.В. // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 3. С. 438.
37. Якушев В.В., Дремин А.Н. // Докл. АН СССР. 1974. Т. 216. № 4. С. 857.
38. Набатов С.С., Якушев В.В., Дремин А.Н. // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. № 2. С. 251.
39. Набатов С.С., Якушев В.В., Дремин А.Н. // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 2. С. 300.
40. Graham R.A., Neilson F.W., Benedick W.B. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 1775.
41. Новицкий Е.З., Садунов В.Д. // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 5. С. 104.
42. Hauver G.E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. № 7. P. 2113.
43. Raha K., Chhabra J.S. // Det. Sci. J. (India). 1991. V. 41. № 3. P. 295.
44. Cook M.A. The Science of Industrial Explosives. Salt Lake City: IRECO Chemicals, 1971.
45. Gorshkov M.M., Grebenkin K.F., Zaikin V.T. et.al. // Tech. Phys. Lett. 2005. V. 30. № 8. P. 631.
46. Поплавко Ю.М. Физика диэлектриков. Киев: Вища школа, 1980.
47. Борисенко В.А., Брагунец В.А., Симаков В.Г., Ломтева Е.Е., Дерюгин Ю.Н. // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 3. С. 43.
48. Семенов Н.Н. Цепные реакции. 2-е изд., испр. и доп. М.: Наука, 1986.
49. Буравова С.Н., Веретенников А.А., Дремин А.Н. Детонация взрывчатых веществ и безопасность взрывных работ. Сб. №63/20. М.: Недра, 1967. С. 56.
50. Дремин А.Н., Колдунов С.А. Детонация взрывчатых веществ и безопасность взрывных работ. Сб. № 63/20. М.: Недра, 1967. С. 37.
51. Dick J.J., Mulford R.N., Spencer W.J. et.al. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. № 7. P. 3572.
52. Борисенко В.А., Брагунец В.А., Симаков В.Г. // Хим. физика. 2013. Т. 32. № 2. С. 51.
53. Gruzdkov Yu.A., Gupta Yo.M. // J. Phys. Chem. A. 2000. V. 104. P. 11169.
54. Азатян В.В. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 4. С. 27.

ELECTRICAL MODEL OF DETONATION KINETICS OF EXPLOSIVES

V. A. Borisenok*

*Sarov Institute of Physics and Technology, Branch of National Research Nuclear University "MEPhI",
Sarov, Russia*

**E-mail: vaborisenok@mephi.ru*

To verify the hypothesis of electrical hot spots — channels of local electrical breakdowns — the analysis of the electrical properties of condensed explosives and the evaluation of the electric field strength in shock-loaded dielectrics were carried out. It is established that conditions for electrical breakdowns can be created in the compressed zone of explosives due to polarization phenomena (electric field) and shock-induced electrical conductivity (free electrons). The position of the electric model of detonation kinetics are formulated. The results of experiments with liquid nitromethane and monocrystalline PENT are explained.

Keywords: condensed explosives, shock wave, electric breakdown, detonation, electric model of detonation kinetics.

REFERENCES

1. A.N. Dremine, S.D. Savrov, V.S. Trofimov, K.K. Shvedov. Detonation Waves in Condensed Media. Moscow: Nauka. (1970).
2. L.A. Altshuler, V.S. Zhuchenko, A.D. Levin. Shock Waves and Extreme States of Matter. Ed. by V.E. Fortov et al. Moscow.: Nauka. (2000).
3. Yu.B. Khariton. Collection of Scientific Articles. Sarov. RFNC-VNIIEF. 247 (2003).
4. G.T. Afanasyev, V.K. Bobolev, A.V. Dubovik, V.S. Zhuchenko. Detonation of Explosives and Safety of Explosive Works. Collection of works No. 63/20. Edited by Dubnov L.V. Moscow: Nedra, 86 (1967).
5. A.M. Dremine. Toward Detonation Theory. Springer Science + Business Media. (1999).
6. L.V. Dubnov, V.A. Sukhykh, I.I. Tomashevich // Fiz. Gor. Vzd. 7, 147 (1971).
7. C.A. Handley, B.D. Lambourn, N.J. Whitworth, H.R. James, W.J. Belfield // Appl. Phys. Rev. 5, 01133 (2018).
8. C.M. Tarver, S.K. Chidester, A.L. Nichols // J. Phys. Chem. 100, 5794 (1996).
9. C.M. Tarver, A.L. Nichols // Proc. of 11-th Detonation Symp. Snowmass Villiage. (USA). 281 (1998).
10. V.G. Morozov, I.I. Karpenko. Proc. of the Int. Conf. "VII Khariton Thematic Scientific Readings" / Edited by Mikhailov A.L. Sarov: RFNC-VNIIEF. 5, (2005).
11. Karpenko, V.G. Morozov, O.N. Chernysheva and Yu.V. Yanilkin // Russ. J. Phys. Chem. B. 2, 157 (2008).
12. Yu.V. Yanilkin, V.G. Morozov, I.I. Karpenko, O.N. Chernysheva // VANT, series "Theoretical and Applied Physics". 3, 37 (2015).
13. K.F. Grebenkin, M.M. Gorshkov, A.L. Zherebtsov // Proc. of the Int. Conf. "V Khariton Thematic Scientific Readings" / Edited by Mikhailov A.L. Sarov: RFNC-VNIIEF. 188 (2003).
14. K.F. Grebenkin, A.L. Zherebtsov M.V., Taranik // Fiz. Gor. Vzd. No. 5, 32 (2005).
15. A.N. Rabotinsky, S.P. Smirnov, V.S. Soloviev, E.V. Kologanov // Fiz. Gor. Vzd. 23 (1987).
16. J.N. Maycock, D.E. Grabenstein // Science. 152, 508 (1966).
17. F.I. Ivanov, V.D. Sarychev, N.A. Urban // Fiz. Gor. Vzd. 24, 98 (1988).
18. F.I. Ivanov // Pros. X Symposium on Gorenje and Explosion. Chernogolovka: IPCP. 64 (1992).
19. F.I. Ivanov, I.S. Lobova, G.V. Nazarova // Izvestiya AN SSSR. Ser. Phys. 54, 1180 (1990).
20. V.A. Borisenok, V.M. Bel'skii // Pros. of the International Conference "IX Khariton Thematic Scientific Readings" / Edited by A.L. Mikhailov. Sarov: RFNC-VNIIEF. 56. (2007).
21. V.A. Borisenok, V.M. Bel'skii // Russian Journal of Physical Chemistry B: Focus on Physics. 2, 187 (2008).
22. V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev // Fiz. Gor. Vzd. 43, 87 (2007).
23. V.I. Oleshko. Diss. Doc. of Phys. and Math. Sci. Tomsk: TPU. Gl. 6, 7 (2009).
24. V.I. Oleshko, V.M. Lisitsyn, A.S. Skripin, V.P. Tsipilev // JTF Lett. 38, 37 (2012).
25. W.P. Brooks // J. Appl. Phys. 36, 2788 (1965).
26. R.A. Graham, W.J. Halpin // J. Appl. Phys. 39, 5077 (1968).
27. K. Raha, J.S. Chhabra // Def. Sci. J. 41, 21 (1991).
28. B.M. Dobratz // LLNL Explosive Handbook Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. Livermore (California): University of California. (1981).
29. Electrical Phenomena in Shock Waves. Monograph. Edited by V.A. Borisenok et.al. Sarov. RFNC-VNIIEF. (2005).
30. R.J. Eichelberger, G.E. Hauer. Les ondes de Detonation. Paris: Editions du Centre National de la Recherche Scientifique. 363 (1962).
31. V.N. Mineev, A.G. Ivanov // UFN. 119, 75 (1976).
32. R.A. Graham. Solids Under High-Pressure Shock Compression. Mechanics physics and chemistry. N.Y.: Springer. (1993).

33. *F.E. Allison* // Appl. Phys. 36, № 7, 2111 (1965).
34. *Yu. Skryl, A.A. Belak, M.M. Kuklja* // Phys. Rev. B 76, 064107 (2007).
35. *S.Yu. Sedov, V.A. Borissenok* // Physics of Atomic Nuclei. 82, 11, 1547, (2019).
36. *A.G. Antipenko, A.N. Dremin, S.S. Nabatov, V.V. Yakushev* // Fiz. Gor. Vzd. 11, 438 (1975).
37. *V.V. Yakushev, A.N. Dremin* // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 216, 857 (1974).
38. *S.S. Nabatov, V.V. Yakushev, A.N. Dremin* // Fiz. Gor. Vzd. 2, 251 (1976).
39. *S.S. Nabatov, V.V. Yakushev, A.N. Dremin* // Fiz. Gor. Vzd. 11, 300 (1975).
40. *R.A. Graham, F.W. Neilson, W.B. Benedick* // J. Appl. Phys. 36, 1777 (1965) (2004).
41. *E.Z. Novitsky, V.D. Sadunov* // Fiz. Gor. Vzd. 5, 104 (1985).
42. *G.E. Hauver* // J. Appl. Phys. 36. 2113 (1965).
43. *K. Raha, J.S. Chhabra* // Def. Sci. J. (India). 41, 295 (1991).
44. *M.A. Cook*. The Science of Industrial Explosives. Salt Lake City. (USA): IRECO Chemicals. (1974).
45. *M.M. Gorshkov, K.F. Grebenkin, V.T. Zaikin et al.* // Techn. phys. lett. 30, 631 (2005).
46. *Yu.M. Poplavko*. Physics of dielectrics. Kiev: Vishcha shkola. (1980).
47. *V.A. Borisenok, V.A. Bragunets, V.G. Simakov, E.E. Lomteva, Yu.N. Deryugin* // Khim. Fizika. 33, 43 (2014).
48. *N.N. Semenov*. Chain reactions. Moscow: Nauka. (1986).
49. *S.N. Buravova, A.A. Veretennikov, A.N. Dremin*. Detonation of explosives and safety of explosive works / Edited by Dubnov L.V. Collection of works No. 63/20. Moscow: Nedra, (1967).
50. *A.N. Dremin, Koldunov S.A.* Detonation of explosives and safety of explosive works / Edited by Dubnov L.V. Collection of works No. 63/20. Moscow: Nedra, (1967).
51. *J.J. Dick, R.N. Mulford, W.J. Spencer et al.* // J. Appl. Phys. 70, 3572 (1991).
52. *V.A. Borisenok, V.A. Bragunets, V.G. Simakov* // Khim. Fizika. 32, 51 (2013).
53. *Yu.A. Gruzdkov, Y.M. Gupta* // J. Phys. Chem. A 104, 11169 (2000).
54. *V.V. Azatyan* // Russ. J. Phys. Chem. B 2021. V. 15. № 2. P. 278.