

УДК 662.215.1

ДЕТОНАЦИЯ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. П. Ершов¹, В. В. Андреев¹, А. О. Кашкаров¹, Я. Л. Лукьянов¹,
Д. А. Медведев¹, Э. Р. Прууэл¹, И. А. Рубцов¹, Н. П. Сатонкина¹,
С. А. Соловьёв²

¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ers@hydro.nsc.ru

²Бийский олеумный завод, 659315 Бийск

Детонация тэна и октогена с размером частиц около 1 мкм исследована электромагнитным методом. При начальной плотности $0.9 \div 1.2 \text{ г/см}^3$ химпик был или слабо выражен, или вообще не наблюдался. Это указывает на быструю реакцию, время которой находится за пределами экспериментального разрешения (около 5 нс). Измерения электропроводности позволили получить лишь достаточно грубую оценку времени реакции сверху (менее десятков наносекунд). Диагностика плотности с помощью синхротронного излучения показала, что инициирование тэна воздушной ударной волной приводит к практически мгновенному возбуждению детонации, без какого-либо разгонного участка. В целом результаты исследования подтверждают ускорение химической реакции в ультрадисперсных ВВ.

Ключевые слова: детонация, взрыв, наноматериалы.

DOI 10.15372/FGV20210311

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы отмечается интерес к ультрадисперсным взрывчатым веществам (УДВВ). Для них характерны малые критический диаметр и критическая толщина слоя. Эти особенности предполагают резкое ускорение реакции во фронте волны по сравнению с веществами штатной дисперсности, благодаря повышенной плотности горячих точек. В ряде работ перспективы ультрадисперсных ВВ были подтверждены [1–3]. Однако до сих пор такие исследования включали в себя в основном разработку технологий получения материалов и характеризацию дисперсности. Собственно детонационные опыты ограничивались определением чувствительности, критических размеров и измерением скоростей детонации, что для обычных ВВ приблизительно соответствует уровню 1940-х годов. Структура детонационной волны оставалась не изученной современными методами.

Отсутствие данных о структуре детонационных волн в УДВВ связано с трудностью

производства этих материалов в количествах, достаточных для стандартных тестов (порядка 1 кг/опыт при диаметре заряда $60 \div 80 \text{ мм}$ и использовании электромагнитных датчиков с плечом около 1 см). Однако в ожидаемых условиях ускорения реакции требования к размерам зарядов оказываются менее жесткими. Ранее нами была отработана электромагнитная методика [4], позволяющая резко уменьшить габариты зарядов. При длине рабочего плеча датчика $\approx 1 \text{ мм}$ приемлем диаметр зарядов около 20 мм при их массе порядка 10 г. Разработанный ранее метод электропроводности [5, 6] также позволяет работать с небольшими зарядами (несколько граммов). С применением этих методик исследованы детонационные характеристики ультрадисперсных тэна и октогена. Опыты подтвердили ожидаемое ускорение химической реакции во фронте волны.

Проведены также эксперименты по высокоэнтальпийному инициированию тэна потоком горячего газа, который создавался взрывом небольшой навески ВВ. Динамика процесса наблюдалась с помощью просвечивания пучком синхротронного излучения. В отличие от штатного тэна, детонация ультрадисперсного материала развивалась практически мгновенно, без заметного разгонного участка.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-03-00441).

© Ершов А. П., Андреев В. В., Кашкаров А. О.,
Лукьянов Я. Л., Медведев Д. А., Прууэл Э. Р.,
Рубцов И. А., Сатонкина Н. П., Соловьёв С. А., 2021.

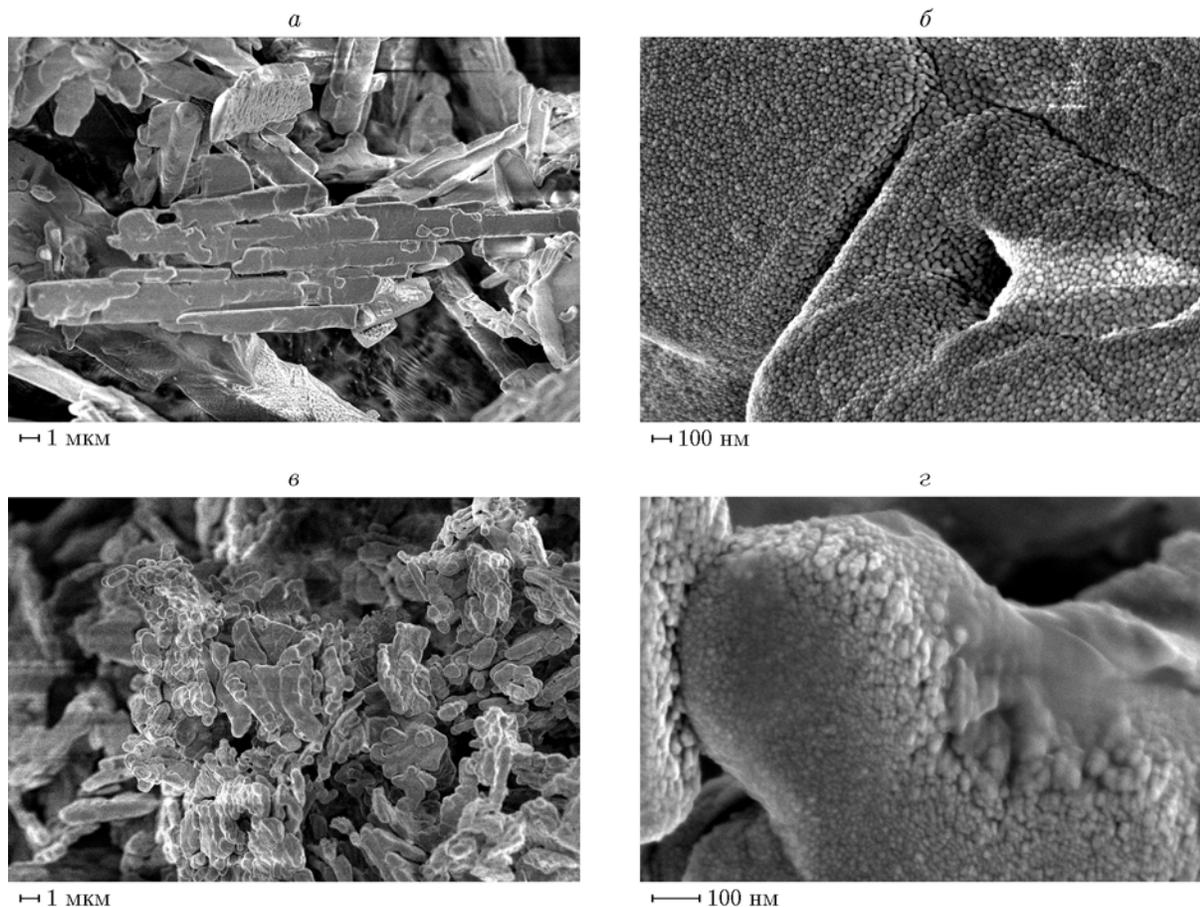


Рис. 1. Частицы УДВВ при различных увеличениях:
а, б — тэн, в, г — октоген

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Ультрадисперсные тэн с удельной поверхностью $10\,000 \div 11\,000 \text{ см}^2/\text{г}$ и октоген с удельной поверхностью $20\,000 \div 21\,000 \text{ см}^2/\text{г}$ приготовлены методом кристаллизации в ФКП «Бийский олеумный завод». Структура материала изображена на рис. 1. Частицы УДВВ представляют собой продолговатые конгломераты микронных размеров, состоящие из зерен с типичным размером в десятки нанометров.

Оба материала в ультрадисперсном состоянии легко электризовались и были склонны к образованию комков и воздушной взвеси. При изготовлении зарядов приходилось прикладывать небольшое давление (например, груз порядка 1 кг для заряда диаметром 18 мм). При этом достигалась плотность около $0.5 \text{ г}/\text{см}^3$. Большие значения плотности получали при прессовании по порциям. Следует отметить, что ультрадисперсный материал прессуется

заметно труднее, а однородность зарядов получается хуже, чем при штатной дисперсности. Несмотря на большую кристаллическую плотность, октоген при сходных нагрузках уплотнялся до меньшей плотности, чем тэн.

ИЗМЕРЕНИЕ МАССОВОЙ СКОРОСТИ

Электромагнитная диагностика подробно описана в [4]. УДВВ заряжалось в цилиндрическую оболочку с внутренним диаметром 18 мм и длиной около 20 мм. Алюминиевый П-образный датчик толщиной 9 мкм с длиной рабочего плеча около 1 мм располагался на блоке из оргстекла толщиной 8 мм, в плоскости торца заряда. Для защиты на датчик наносился эпоксидный слой толщиной $50 \div 100 \text{ мкм}$. Иницирование УДВВ проводилось с противоположного торца специальным малогабаритным генератором плоской волны. Магнитное поле $B = 0.15 \text{ Тл}$ создавалось импульсной одно-

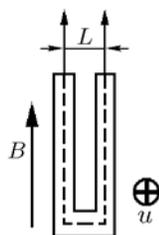


Рис. 2. Форма датчика и его эффективный размер:

указаны направления магнитной индукции B и скорости движения плеча рамки u

разовой катушкой Гельмгольца. Для устранения поляризационной помехи выше по течению и несколько в стороне от датчика (на $2 \div 3$ мм) выставлялся тонкий заземленный алюминиевый электрод. Временное разрешение составляло около 5 нс.

Поскольку ширина подводящих проводников (обычно 0.4 мм) была сравнима с размером плеча рамки, был рассмотрен вопрос об отклике датчика. В приложении приведены расчеты, подтверждающие интуитивно ясное ожидание: датчик работает как узкая рамка, причем эффективная длина плеча L есть расстояние между средними линиями подводящих проводников (рис. 2).

Зависимости скорости границы раздела ВВ и оргстекла от времени для двух опытов с тэном плотности 1.0 г/см^3 показаны на рис. 3,а. Разброс данных, обусловленный трудностями обращения с УДВВ, довольно велик. На рис. 3,б представлены осредненные профили скоростей (по двум опытам каждый) для зарядов плотностью 1.0 и 1.2 г/см^3 .

Время нарастания импульсов около 10 нс, что близко к пределу разрешения методики 5 нс; дополнительное уширение можно объяснить неоднородностью ВВ. Расчетные уровни СЖ скорости границы рассчитывались по распаду разрыва из состояний Чепмена — Жуге, определенных в [7]. Превышение уровня СЖ при плотности 1.0 г/см^3 если и имеет место, то довольно слабое, а с ростом плотности вовсе не наблюдается. Можно предположить, что в уплотненном УДВВ реакция происходит настолько быстро, что химпик становится практически незаметным на фоне экспериментального размазывания профиля. Небольшой дефицит амплитуды сигнала по сравнению с расчетным уровнем на рис. 3,б можно отнести за

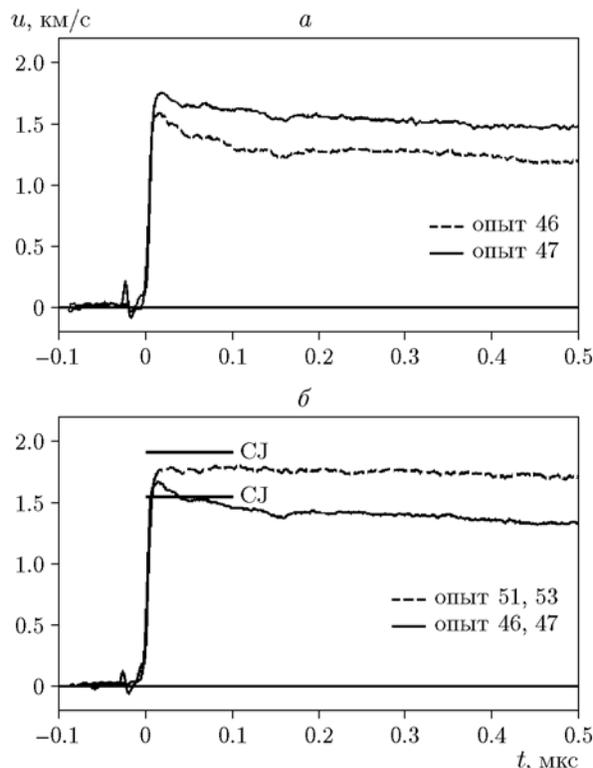


Рис. 3. Профили скорости на границе с оргстеклом при детонации ультрадисперсного тэна:

а — результаты двух опытов при плотности 1.0 г/см^3 , б — осредненные профили при плотностях 1.0 г/см^3 (нижняя кривая) и 1.2 г/см^3 (верхняя кривая); СЖ — расчетные уровни скорости границы для состояний Чепмена — Жуге

счет как неточностей расчета, так и отклонений реальной плотности зарядов в районе датчика от ожидаемой.

Однако при минимальных плотностях, при которых еще можно добиться приемлемой однородности заряда, химпик как в тэне, так и в октогене был выражен довольно ясно, что видно из рис. 4,а: скорость в пике выше уровня СЖ на $\approx 40\%$. Следовательно, с понижением начальной плотности время реакции увеличивается и заметно превосходит разрешение методики. По-видимому, в этих условиях уменьшается концентрация горячих точек, что подробнее обсуждается ниже. С повышением плотности в октогене наблюдается та же картина, что и в тэне, — химпик перестает выделяться (рис. 4,б).

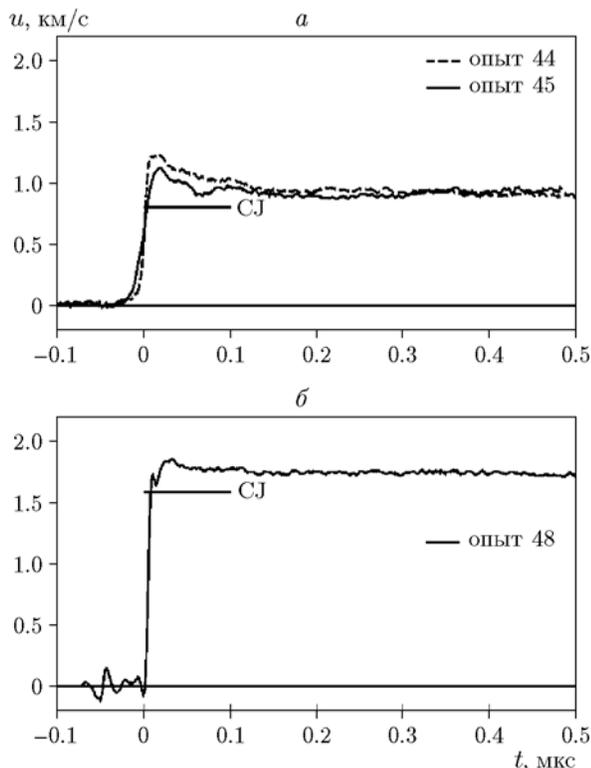


Рис. 4. Профили скорости при детонации: *a* — ультрадисперсные тэн (опыт 44, 0.51 г/см^3) и октоген (опыт 45, 0.47 г/см^3), *б* — ультрадисперсный октоген плотности 0.94 г/см^3 ; CJ — расчетные уровни скорости границы для состояний Чепмена — Жуге

ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Ранее нами было выполнено сравнительное исследование штатных крупнодисперсных тэна, гексогена и октогена (размер частиц — сотни микрометров) и тех же ВВ в мелкодисперсном состоянии (размер частиц — десятки микрометров) [6, 8]. При практически одинаковой амплитуде ширина пика электропроводности, коррелирующего с зоной химической реакции, в мелкодисперсных ВВ оказалась примерно вдвое меньшей. Динамические измерения подтвердили аналогичное сокращение хемпиков [9]. Поэтому очевидный интерес представляло исследование распределений электропроводности в УДВВ.

Результаты двух опытов с тэном и октогеном показаны на рис. 5.

К сожалению, неудобства обращения с УДВВ, упоминавшиеся выше, сказывались на качестве образцов в данных опытах, которые проводились с зарядами небольшого диамет-

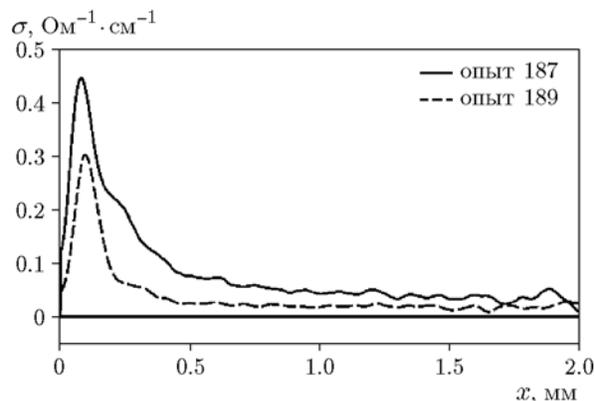


Рис. 5. Профили электропроводности за фронтом детонации УДВВ плотности 1.1 г/см^3 : верхняя кривая — тэн, нижняя — октоген

ра (8 мм) в толстой медной оболочке. Заряды имели явную неоднородность плотности, что порождало заметный разброс. Тем не менее можно провести сравнение с данными, полученными для ВВ с размером частиц в десятки микрометров [6]. При практически одинаковой плотности амплитуда пика в ультрадисперсном тэне в среднем вдвое меньше, чем при дисперсности 80 мкм. В ультрадисперсном октогене пиковая проводимость на порядок меньше, чем при размере частиц 21 мкм. Ширина пика в обоих случаях заметно не изменилась и составила порядка $0.2 \div 0.3 \text{ мм}$.

Возможно, пики в ультрадисперсных материалах еще более узкие, но в этих опытах мы, по существу, вышли за предел разрешения метода. Результаты можно согласовать с данными [6], если допустить небольшой перекокс фронта волны. Измерительная ячейка записывает электропроводность в фиксированной плоскости, перпендикулярной оси заряда. Если нормаль к фронту отклоняется от оси на угол $\theta \approx 1^\circ$, то при диаметре заряда $d = 8 \text{ мм}$ перекокс увеличит ширину пика на $d\theta \approx 0.14 \text{ мм}$. Тогда реальная ширина пика может быть $0.06 \div 0.16 \text{ мм}$, т. е. в $2 \div 3$ раза меньше, чем дают измерения. Соответственно реальная амплитуда электропроводности будет в несколько раз больше измеряемой и приблизится к результатам [6]. По опыту, с ультрадисперсными ВВ гораздо труднее достичь хорошей однородности заряда и искажения фронта волны из-за местных колебаний плотности практически неизбежны. Таким образом, данные по электропроводности не исключают возможности весьма быстрой реакции (ширина зо-

ны менее 0.1 мм, а время менее нескольких наносекунд).

ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ УДВВ

В работах [10, 11] описаны результаты исследований по возбуждению детонации при воздействии на заряд порошкообразного тэна насыпной плотности высокоэнтальпийного потока газа. При штатной дисперсности тэна (размер частиц около 0.3 мм) инициирующий поток, созданный взрывом навески ВВ, фильтруется в поры заряда и одновременно несколько уплотняет порошок. При достаточной интенсивности потока (при давлении в падающей на порошок ударной волне около 10 МПа) в порошке начинается реакция и процесс переходит в детонацию за время около 10 мкс на базе порядка 20 мм. Наиболее полные данные удалось получить методом синхротронного просвечивания. Естественно было применить этот опыт к исследованию УДВВ.

Постановка экспериментов с использованием синхротронного излучения (СИ) подробно описана в [11]. В данных опытах использовалась продольная регистрация: ось заряда располагалась в плоскости пучка СИ, что напоминает оптическую щелевую фоторегистрацию. Изменение плотности вещества при прохождении волны влияло на интенсивность прошедшего через каждое сечение излучения, которое воспринималось линейным многоканальным детектором.

Результаты опытов представлены на рис. 6. Показаны данные для УДВВ и для сравнения результаты для штатного тэна. Заряды помещались в пластиковые оболочки с внутренним диаметром 15 мм. Начальные плотности выбраны минимально возможными, при которых достигается приемлемая однородность заряда. Параметры воздействия были одинаковы для обоих зарядов и соответствовали околосреднему инициированию штатного тэна.

Видно резкое различие в поведении ультрадисперсного и штатного тэна. В крупнодисперсном штатном ВВ волна разгоняется постепенно (скорость на начальном участке около 0.8 км/с, в конце записи 1.25 км/с). Это совпадает с нашими предыдущими измерениями [11]. В ультрадисперсном тэне практически сразу развивается нормальная детонация

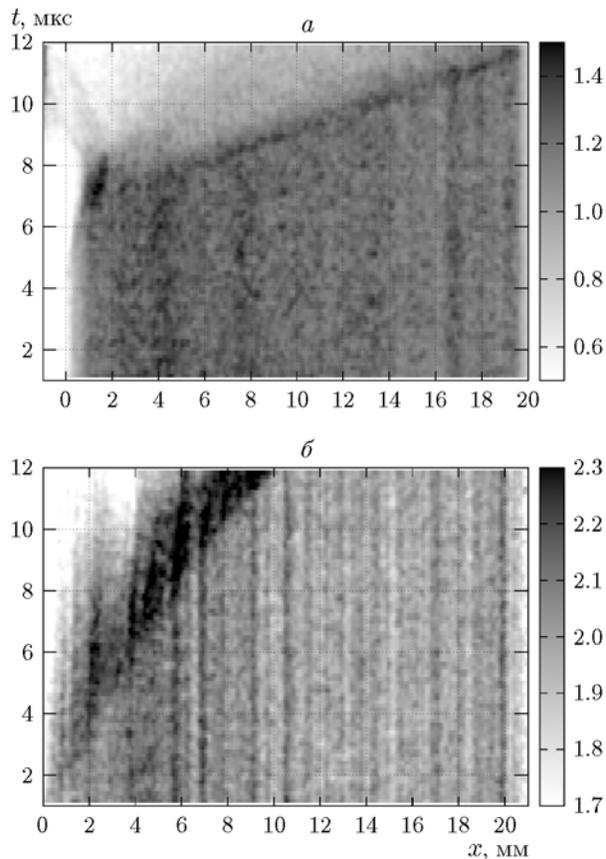


Рис. 6. Развертки высокоэнтальпийного инициирования детонации:

a — ультрадисперсный тэн (0.5 г/см^3), *б* — штатный тэн (1.0 г/см^3); шкалы справа — масса на луче ρd , г/см^2

со скоростью 3.8 км/с, а участок разгона, если он и присутствовал, не удается различить. Как и следовало ожидать, ультрадисперсный материал оказывался более активным.

Механизм инициирования УДВВ на данном этапе пока не ясен. Возможно как прямое ударное воздействие, так и развитие реакции по двухфазному механизму, как в штатном ВВ, но гораздо более быстрое из-за высокой дисперсности материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены эксперименты по определению детонационных параметров ультрадисперсных ВВ. Полученные результаты указывают на заметное ускорение реакции за фронтом детонации по сравнению с теми же веществами при обычной дисперсности. При уплотнении УДВВ до $\approx 1 \text{ г/см}^3$ и выше химик практически не вы-

делялся на профилях скорости. По-видимому, реакция происходит за время, меньшее разрешения метода (несколько наносекунд). Это укладывается в общепринятую схему разгорания вещества из горячих точек, плотность которых в ультрадисперсном ВВ сравнительно высока. Данные метода электропроводности не противоречат этому выводу, если учесть возможность перекосов фронта волны из-за неоднородности ультрадисперсного материала. «Исчезновение» химпика при сравнительно невысоких плотностях наблюдалось ранее [12] в мелкозернистом гекогене (размер частиц 5 мкм, плотность 1.3 г/см³).

Напротив, при низких плотностях (≈ 0.5 г/см³) реакция замедляется и удается наблюдать химпик. Это можно объяснить понижением эффективности механизма горячих точек. Действительно, начальная плотность материала 0.5 г/см³ соответствует пористости около 70 %. Даже в пике сжатия плотность возрастает всего в ≈ 1.5 раза, а пористость уменьшается до 40 ÷ 50 %, т. е. общий объем пор уменьшается менее чем вдвое. Поэтому достаточный разогрев возможен только в малой доле пор, где достигается существенное сжатие. Из-за падения концентрации эффективно работающих очагов реакции разгорание из них занимает большее время. Не исключено, что определенную роль играет также уменьшение скорости распространения горения из очагов при сравнительно низком давлении.

При высокоэнтальпийном инициировании детонация в ультрадисперсном материале развивается значительно быстрее, чем в штатном ВВ. Отсюда следует, что переходные процессы критически зависят от размера частиц взрывчатого вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ihnen A., Fuchs B., Petrock A., Samuels P., Stepanov V., Stasio A. D., Lee W. Inkjet printing of nanocomposite high-explosive materials // Proc. of 14th Int. Detonation Symp., Coeur d'Alene, ID, 2010. — ONR 351-10-185. — P. 37–40.
2. Knepper R., Marquez M. P., Tappan A. S. Effects of confinement on detonation behavior of vapor-deposited hexanitroazobenzene films // Proc. of 15th Int. Detonation Symp., San Francisco, CA, 2014. — ONR 43-280-15. — P. 557–565.
3. Мильченко Д. В., Губачев В. А., Андреевских Л. А., Вахмистров С. А., Михайлов А. Л., Бурнашов В. А., Халдеев Е. В., Пятойкина А. И., Журавлев С. С., Герман В. Н. Наноструктурированные ВВ, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 96–101.
4. Ершов А. П., Рубцов И. А. О детонации низкоплотных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 1. — С. 128–135. — DOI: 10.15372/FGV20190113.
5. Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Иванов Г. М. Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // Хим. физика. — 2007. — Т. 26, № 12. — С. 21–33.
6. Ershov A. P., Satonkina N. P. Electrical conductivity distributions in detonating low-density explosives — grain size effect // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 5. — P. 1022–1026. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.11.011.
7. Tanaka K. Detonation properties of condensed explosives computed using the Kihara — Hiki-ta — Tanaka equation of state // Techn. Rep. Nat. Chem. Lab. for Industry, Tsukuba Research Center, Tsukuba, Japan, 1983.
8. Ershov A. P., Satonkina N. P. Electrical conductivity profiles in detonating low-density explosives of various grain sizes // Proc. of 14th Int. Detonation Symp., Coeur d'Alene, ID, 2010. — ONR 351-10-185. — P. 302–305.
9. Ershov A. P., Kashkarov A. O., Prueel E. R., Satonkina N. P., Sil'vestrov V. V., Yunoshev A. S., Plastinin A. V. Nonideal detonation regimes in low density explosives // J. Appl. Phys. — 2016. — V. 119, N 7. — P. 075903(1–6). — DOI: 10.1063/1.4942359.
10. Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р., Кашкаров А. О., Тен К. А. Абляционное горение вторичных порошковых взрывчатых веществ // ПМТФ. — 2010. — Т. 51, № 4. — С. 5–16.
11. Ершов А. П., Кашкаров А. О., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р. Иницирование детонации пористого взрывчатого вещества высокоэнтальпийным потоком газа // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 1. — С. 91–105.
12. Utkin A. V., Kolesnikov S. A., Pershin S. V., Fortov V. E. Influence of initial density on the reaction zone for steady-state detonation of high explosives // Proc. of 12th Int. Detonation Symp., San Diego, CA, 2002. — P. 175–182.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОТКЛИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ДАТЧИКА

При малом размере рамки ее проводники не могут быть сделаны пренебрежимо узкими из соображений живучести. Например, при полной ширине датчика 1.4 мм ширина проводников рамки была около 0.4 мм. Это требует четкого определения эффективного размера рабочего плеча L . Если рассуждать в терминах изменения магнитного потока через движущийся контур рамки, то возникает вопрос о выборе этого контура, скажем, по внешнему краю рамки или по внутреннему. Естественно было предположить, что правильная длина L соответствует средней линии, показанной на рис. 2. Это предположение вполне подтвердилось при условии, что длина подводящих проводников рамки велика по сравнению с их шириной s .

Пусть П-образный датчик вначале расположен в горизонтальной плоскости xy , его перекладина (размещенная в центре заряда) начинает движение в направлении оси z со скоростью U (рис. 7). Выводы датчика тоже движутся, причем их скорость u зависит от места (координаты y), так что вне заряда скорость обращается в нуль (см. график справа на рис. 7). Магнитное поле B направлено вдоль оси y , параллельно выводам датчика. Плотность тока в движущемся проводящем материале

$$\mathbf{j} \propto Bue_x - \nabla\varphi,$$

где φ — потенциал электрического поля, e_x — единичный вектор в направлении оси x . Из уравнения неразрывности $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ следует, что φ подчиняется уравнению Лапласа

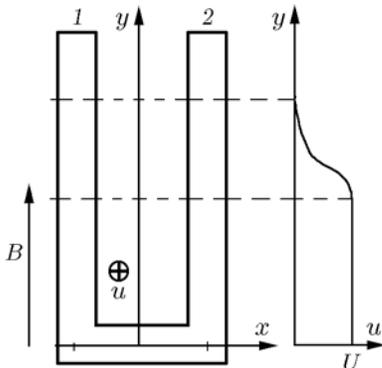


Рис. 7. Геометрия расчета

$\nabla^2\varphi = 0$. На границах рамки нормальная компонента плотности тока равна нулю. В результате на вертикальных (на рис. 7) границах $\frac{\partial\varphi}{\partial x} = Bu$. На этих границах в той их части, где $u \neq 0$, возникают заряды (положительного знака на правых краях выводов и отрицательного на левых), которые и формируют распределение потенциала и сигнал рамки.

Чтобы избавиться от граничных условий, представим потенциал φ в виде

$$\varphi = Bu(y)x + \psi,$$

$$\nabla\varphi = Bu(y)e_x + Bx\frac{du}{dy}e_y + \nabla\psi.$$

Тогда на всех участках границы нормальная производная ψ равна нулю (в районе перекладины $u = U = \text{const}$, так что вертикальная производная на перекладине также нулевая). Уравнение для поправки ψ имеет вид

$$\nabla^2\psi = -Bx\frac{d^2u}{dy^2}, \quad (1)$$

т. е. ψ порождается пространственным зарядом, сосредоточенным в области изменения скорости. Ниже этой области $\psi = 0$. Считаем, что скорость u резко меняется в узком интервале при $y = R \dots R - \varepsilon$ (вблизи границы заряда), и в нем

$$\nabla^2\psi \approx \frac{d^2\psi}{dy^2} = -Bx\frac{d^2u}{dy^2}.$$

Тогда на этом слое набирается разность потенциалов

$$\psi(R) - \psi(R - \varepsilon) =$$

$$= -Bx(u(R) - u(R - \varepsilon)) = BUx.$$

Следовательно, значение ψ на верхней границе интервала изменения скорости $\psi(y = R) = BUx$. Поскольку далее $u = 0$, таким же будет значение потенциала φ : $\varphi(y = R) = BUx$.

Остается определить потенциал φ при $y > R$. Именно значением потенциала на удалении от границы заряда, где присоединяются измерительные контакты, определяются показания датчика. Рассмотрим правый вывод (2 на рис. 7). В области $y > R$ имеем уравнение Лапласа для φ и единственное ненулевое условие на нижней границе:

$$\varphi(x, y = R) = BUx =$$

$$= BU\frac{L}{2} + BU\left(x - \frac{L}{2}\right) = BU\frac{L}{2} + BU\xi.$$

Второе слагаемое определяет переменную часть потенциала. Разлагая его в ряд Фурье на интервале $-s/2 < \xi < s/2$, где s — ширина проводника, с соблюдением условий $\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} = 0$ при $\xi = \pm s/2$, получим

$$BU\xi = BU s \frac{4}{\pi^2} \left(\sin\left(\frac{\pi\xi}{s}\right) - \frac{1}{9} \sin\left(\frac{3\pi\xi}{s}\right) + \frac{1}{25} \sin\left(\frac{5\pi\xi}{s}\right) - \dots \right).$$

Решение уравнения Лапласа, затухающее с увеличением y , имеет вид

$$\varphi = BU\frac{L}{2} + BU s \frac{4}{\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)^2} \times \sin\left(\frac{(2k+1)\pi\xi}{s}\right) \exp\left(-\frac{(2k+1)\pi(y-R)}{s}\right).$$

Первое слагаемое в сумме убывает медленнее последующих, так что при $y - R \gg s$ имеем

$$\varphi = BU\frac{L}{2} + BU s \frac{4}{\pi^2} \sin\left(\frac{\pi\xi}{s}\right) \exp\left(-\frac{\pi(y-R)}{s}\right).$$

Например, при $y - R = 2$ мм, $s = 0.4$ мм переменная поправка имеет порядок 10^{-7} , т. е. при разумных значениях параметров выходной потенциал проводника 2 можно считать равным $\varphi_2 = BUL/2$. Аналогично для проводника 1 $\varphi_1 = -BUL/2$, а полное выходное напряжение $\varphi_2 - \varphi_1 = BUL$.

Для контроля проводились численные расчеты. Решалось уравнение (1) в прямоугольной полосе, причем скорость $u(y)$ на участке спада задавалась гладкой функцией, имеющей ограниченную вторую производную. Расчеты подтвердили аналитические асимптотики, приведенные выше. Таким образом, рамка с проводниками конечной ширины эквивалентна бесконечно узкой рамке, как представлено на рис. 2. Ошибка такого приближения экспоненциально убывает с удалением контактов рамки от границы заряда и на практике всегда пренебрежимо мала. Заметим, что эффективное плечо L не обязано быть значительно больше ширины выводов s , а зазор между выводами может быть даже практически нулевым, если только при движении рамки не происходит замыкания выводов.

Поступила в редакцию 01.06.2020.

После доработки 30.07.2020.

Принята к публикации 31.07.2020.