

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева  
Сибирского отделения Российской академии наук

*На правах рукописи*

**Сатонкина Наталья Петровна**

**Физическая модель электропроводности при детонации  
конденсированных взрывчатых веществ вида  $C_aH_bN_cO_d$**

1.3.17 – Химическая физика, горение и взрыв,  
физика экстремальных состояний вещества

Диссертация

на соискание степени доктора физико-математических наук

Новосибирск

2023

## Оглавление

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> . . . . .	6
<b>Глава 1. МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ</b> . . . . .	14
1.1. Литературный обзор . . . . .	14
1.2. Постановка эксперимента . . . . .	23
1.2.1. Методика измерений и обработки данных . . . . .	25
1.2.2. Способ инициирования . . . . .	29
1.2.3. Влияние толщины диэлектрика, характер искажений профиля электропроводности . . . . .	31
1.3. Моделирование электродинамического эксперимента . . . . .	35
1.4. Выводы по главе 1 . . . . .	44
<b>Глава 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ</b>	46
2.1. Результаты исследования индивидуальных веществ со средним содержанием углерода . . . . .	47
2.1.1. Особенности эксперимента . . . . .	47
2.1.2. Влияние плотности ВВ на профиль электропроводности при детонации	49
2.1.3. Сравнение с результатами измерений из литературных источников . .	54
2.1.4. Длительность зоны высокой электропроводности, влияние плотности	55
2.2. Результаты исследования триаминотринитробензола . . . . .	58
2.3. Распределение электропроводности при детонации бензотрифуроксана . . . . .	62
2.3.1. Особенности эксперимента . . . . .	65
2.3.2. Результаты экспериментального исследования . . . . .	66
2.4. Динамика появления проводимости при детонации . . . . .	67
2.4.1. Схема и обработка . . . . .	67
2.4.2. Влияние плотности ВТФ на время включения проводимости при детонации . . . . .	70
2.4.3. Динамика напряжения при детонации гексогена и октогена . . . . .	72
2.5. Результаты исследования тринитротолуола . . . . .	74
2.5.1. Электропроводность при насыпной плотности заряда, влияние воды .	74

2.5.2.	Влияние плотности и стеклянных микросфер на профиль электропроводности при детонации . . . . .	77
2.5.3.	Профиль электропроводности литого и прессованного TNT . . . . .	78
2.5.4.	Сравнение результатов измерений электропроводности при детонации тротила . . . . .	82
2.5.5.	Длительность зоны реакции при детонации заряда тротила . . . . .	82
2.6.	<b>Электропроводность при детонации гексанитростильбена</b> . . . . .	85
2.7.	<b>Распределение электропроводности при детонации взрывчатого вещества с низким содержанием углерода</b> . . . . .	88
2.7.1.	Постановка эксперимента . . . . .	89
2.7.2.	Результаты экспериментов и обсуждение . . . . .	92
2.7.3.	Электропроводность при детонации эмульсионного ВВ с добавлением алюминия . . . . .	97
2.8.	<b>Выводы по главе 2</b> . . . . .	99
<b>Глава 3. МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ</b> . . . . .		101
3.1.	<b>Зона реакции и область высокой электропроводности</b> . . . . .	101
3.1.1.	Сравнение профилей электропроводности и массовой скорости . . . . .	102
3.1.1.1.	<i>ВВ насыпной плотности</i> . . . . .	102
3.1.1.2.	<i>Плотные ВВ</i> . . . . .	105
3.1.2.	Обсуждение . . . . .	107
3.2.	<b>Геометрия конденсированного углерода в сохраненных продуктах детонации богатых углеродом ВВ</b> . . . . .	109
3.2.1.	Предпосылки существования в сохраненных продуктах детонации протяженных структур . . . . .	109
3.2.2.	Сохраненные продукты детонации, данные просвечивающей электронной микроскопии . . . . .	113
3.3.	<b>Природа электропроводности при детонации органических взрывчатых веществ</b> . . . . .	118
3.3.1.	Электропроводность и термодинамические параметры . . . . .	118
3.3.2.	Связь элементного состава и продуктов ВВ с электропроводностью . . . . .	121
3.3.2.1.	<i>Вода</i> . . . . .	121
3.3.2.2.	<i>Углерод и его соединения</i> . . . . .	125

3.3.2.3.	<i>Распределение электропроводности при детонации ВВ с высоким содержанием углерода</i>	127
3.4.	Модель электропроводности	132
3.5.	<b>Выводы по главе 3</b>	138
<b>Глава 4. ДИАГНОСТИКА КИНЕТИКИ ЗОНЫ РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ</b>		
		140
4.1.	<b>Кинетика зоны реакции конденсированных ВВ при детонации</b>	140
4.1.1.	Современное состояние исследований	142
4.1.2.	Инструмент диагностики зоны реакции при детонации высокоплотных ВВ, сравнение экспериментальных данных разных методик	145
4.1.3.	Длительность зоны химической реакции. Сравнение экспериментальных данных по электропроводности с результатами расчетов с использованием кинетики Аррениуса	148
4.2.	<b>Влияние размера зерна на кинетику зоны реакции</b>	151
4.2.1.	Об интерпретации экспериментальных данных по распределению электропроводности при детонации ВВ насыпной плотности	152
4.2.2.	Влияние дисперсности зерна на электропроводность при детонации RDX	153
4.2.3.	Анализ экспериментальных данных	156
4.2.4.	Обсуждение	157
4.3.	<b>Влияние характера неоднородностей заряда тротила разного способа изготовления на кинетику химических реакций</b>	161
4.3.1.	Особенности эксперимента	166
4.3.1.1.	<i>Изготовление зарядов</i>	166
4.3.1.2.	<i>Метод томографического исследования</i>	167
4.3.2.	Результаты томографического исследования плотности заряда тротила разного способа изготовления	168
4.3.3.	Статистический анализ	169
4.3.4.	Кинетика зоны реакции детонирующего тротила разного способа изготовления в рамках теории горячих точек	174
4.4.	<b>Феноменологическое описание кинетики и дискуссия</b>	176
4.4.1.	Ударно – волновая чувствительность монокристалла PETN	177
4.4.2.	Механизм запуска химической реакции при детонации	179

4.5. Выводы по главе 4 . . . . .	182
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> . . . . .	184
Список условных обозначений, сокращений, терминов . . . . .	186
Список литературы . . . . .	189
Приложение . . . . .	216

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых интересных и загадочных физических явлений является детонация. Несмотря на широкое применение конденсированных взрывчатых веществ (КВВ), есть ряд недостаточно изученных процессов. К ним относятся механизм запуска химической реакции и переход в детонационный процесс, детали формирования наноалмаза в детонационной волне, а также подробности кинетики химических реакций. В настоящее время рабочей моделью физики процесса является модель Зельдовича – Неймана – Дёринга [1, 2, 3, 4], согласно которой детонационная волна состоит из ударного фронта, зоны химической реакции (химпика или пика Неймана), плоскости Чепмена – Жуге (ЧЖ) и волны разгрузки Тейлора. Первая публикация [1] относилась к газовой детонации, с тех пор были открыты спиновая и многофронтная детонация, показавших сложную структуру зоны реакции в газах. В конденсированных ВВ исследование химпика ведется преимущественно численными методами. Сложность экспериментального изучения зоны реакции при детонации КВВ связана с крайне агрессивной средой, образующейся во взрывном процессе, к тому же происходящем в экстремально узких временных рамках – за микросекунды. Дополнительным стимулом для исследования химпика является то, что в результате детонации органических веществ именно в зоне реакции образуется такой уникальный физический объект, как детонационный наноалмаз (ДНА).

Состояние вещества в химпике не соответствует плазме, газу, жидкости или твердому телу. Отсутствие достоверного теоретического описания вместе с перечисленными факторами делают задачу развития методов экспериментального исследования крайне востребованной.

В данной работе предлагаются результаты экспериментального исследования электрических характеристик при детонации широкого круга ВВ при варьировании начальных условий. На базе экспериментальных данных построена модель электропроводности, которая позволяет использовать электрические характеристики как инструмент для диагностики зоны реакции в реальном времени.

### **Актуальность темы исследования**

Работа посвящена исследованию электрических свойств при детонации органических конденсированных взрывчатых веществ и определению ведущего механизма проводимости. Актуальность исследования определяется широким функциональным потенциалом модели

электропроводности, в частности, возможностью теоретической оценки электрических характеристик по химической формуле вещества. На профиле электропроводности выделяется узкий пик, который коррелирует с зоной реакции, благодаря этому, электропроводность может быть использована как инструмент для диагностики зоны реакции при детонации.

Еще один аспект актуальности связан с ультрадисперсными алмазами, образующимися в процессе детонации богатых углеродом ВВ. Детальное описание процесса формирования ДНА представляет собой важную научно – техническую проблему. Очевидно, что к образованию наноалмазов ведет процесс конденсации углерода, который, в свою очередь, связан с кинетикой химических реакций. Экспериментальное исследование кинетики затруднено в силу особенностей быстропротекающих процессов – малые времена и агрессивность исследуемой среды. Об особенностях кинетики судят по конечному результату, исследуя структуры, выделяемые из продуктов детонации (ПД) после химической обработки. Экспериментальных методов исследования зоны реакции, напрямую связанных с химическим составом, немного, метод меченых атомов и анализ сохранных продуктов детонации. Эти способы дают интегральную информацию, искаженную химической обработкой и процессами догорания в волне Тейлора, не позволяя проводить исследование в реальном времени. Необходимо развитие альтернативных методов исследования, одним из которых является диагностика электропроводностью.

### **Степень разработанности тематики**

Изучение электрических свойств детонирующих взрывчатых веществ началось около 70 лет назад, когда была обнаружена неожиданно высокая электропроводность. За долгую историю исследований о механизме проводимости были высказаны следующие гипотезы: хемоионизация вследствие химической реакции, ионизация при высоких термодинамических параметрах, термоэмиссия и термоионизация при высокой детонационной температуре, долгое время было принято объяснять высокую проводимость ионизацией воды, которой в продуктах традиционных ВВ содержится около 20%. В 1965 году Б. Хейзом было получено  $100 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при детонации жидкого тротила, этот результат невозможно объяснить упомянутыми механизмами, и Хейзом было высказано предположение о существовании углеродных сеток в детонационной волне, причем в качестве источника указывался так называемый свободный углерод – образующийся в продуктах детонации после окончания зоны реакции. В 2001 году С.Д. Гилёвым и А.М. Трубачевым была опубликована работа, в которой при детонации тротила получено еще большее значение –  $280 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , говорится о необходимости существования протяженных структур с почти металлической проводимо-

стью, на роль структур подходят углеродные фракталы. Несмотря на достаточно большую историю исследования процесса, модели, имеющей предсказательную силу, так и не появилось, систематических исследований проведено не было. Настоящей работой этот пробел восполнен.

**Задача** – всестороннее исследование электрических характеристик детонирующих органических ВВ, получение профиля для разных начальных условий.

**Цель работы** – построение модели электропроводности конденсированных индивидуальных ВВ вида  $C_aH_bN_cO_d$ , верификация всеми доступными методами.

### **Научная новизна**

Результаты диссертации, выносимые на защиту, являются новыми.

Создана база экспериментальных данных по электропроводности для большого круга конденсированных взрывчатых веществ и широкого диапазона начальных условий.

Предложена модель контактной проводимости по углеродным структурам, формирующимся за ударным фронтом и пронизывающим детонационную волну как в области химпика, так и за точкой Чепмена–Жуге.

Предложен и обоснован метод диагностики зоны реакции в процессе детонации по электропроводности, которая отслеживает проводящую форму углерода.

**Теоретическая значимость работы** определяется потребностью развития фундаментальных знаний о природе взрывного превращения. Исследование электрических свойств при детонации позволит существенно обогатить наши знания об этом физическом явлении через использование электропроводности как высокочувствительного инструмента для диагностики наноструктурных изменений в среде ВВ.

**Практическая значимость работы** определяется, в первую очередь, необходимостью обеспечить максимальную безопасность при обращении с ВВ. Применение результатов данной работы возможно для создания быстродействующих взрывных размыкателей тока в схемах формирования сильноточных импульсов заданной формы, для гашения электрической дуги детонационной волной, для оптимизации магнитогидродинамических генераторов. Разработанная модель будет полезна для диагностики и понимания механизма развития и передачи детонации, что позволит оптимизировать взрывные устройства. Будет полезна для разработки миниатюрных взрывных устройств различного назначения: малогабаритных устройств взрывной логики [5], для локального взрывного воздействия на носители информации [6], устройств для прецизионного воздействия на химические и биологические объекты [7].



## **Методология и методы исследования**

Использована общенаучная методология. Для экспериментального исследования использован специальный метод измерения электропроводности высокого разрешения, разработанный ранее автором диссертации в соавторстве с А.П. Ершовым и Г.М. Ивановым. С помощью метода получено распределение электропроводности для большого круга веществ и широкого спектра начальных условий. Основываясь на этой базе данных, с использованием сравнительного анализа и комплексного подхода построена модель электропроводности детонирующих твердых органических веществ. Способность диагностировать зону реакции детонационной волны электропроводностью доказана сравнением с результатами других методик, подтверждается согласованностью данных разных экспериментальных методик и корреляцией с результатами других работ.

### **Положения диссертации, выносимые на защиту:**

- 1. Результаты экспериментального исследования электропроводности при детонации гексогена (RDX), октогена (HMX), тэна (PETN), бензотрифуроксана (BTF), тротила (TNT), гексанитростильбена (HNS), триаминотринитробензола (ТАТВ) и ВВ на его основе, эмульсионного ВВ (ЭмВВ) при разной плотности.**
- 2. Модель электропроводности при детонации твердых взрывчатых веществ вида  $C_aH_bN_cO_d$ . Проводящие свойства конденсированных взрывчатых веществ при детонации определяются формированием за фронтом углеродных структур, пронизывающих все пространство детонационной волны.**
- 3. Диагностика кинетики зоны реакции в процессе детонации конденсированных ВВ с использованием электропроводности.**

### **Степень достоверности результатов**

Достоверность результатов обеспечена проверкой с использованием численных методов на точных решениях, тщательным анализом экспериментальных подходов, подтверждается внутренней согласованностью данных разных экспериментальных методик и корреляцией с результатами других работ.

### **Апробация результатов работы**

Основные результаты докладывались на конференциях и семинарах, в числе которых:

- ✧ V, VI, X, XI, XIII, XIV, XV Международная конференция «Забабахинские научные чтения» (Снежинск, 1998, 2003, 2010, 2012, 2017, 2019, 2021).
- ✧ XII Симпозиум по горению и взрыву «Химическая физика процессов горения и взрыва». (Москва, 1999).
- ✧ VIII, X, XIIV, XIV, XVII, IXX, XXI, XXII Международная конференция «Харитоновские научные тематические чтения. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны.» (Саров, 2001, 2005, 2009, 2011, 2015, 2017, 2019, 2021).
- ✧ XII Международный симпозиум по детонации. (Сан – Диего, Калифорния, США, 2002).
- ✧ Международная конференция «Ударные волны в конденсированных средах». (Санкт–Петербург, 2004).
- ✧ XI Всероссийская школа-семинар «Современные проблемы математического моделирования», Абрау – Дюрсо, 2005.
- ✧ XIII Международный симпозиум по детонации. (Норфолк, Вирджиния, США, 2006).
- ✧ Международная конференция «Ударные волны в конденсированных средах» (Санкт-Петербург, 2006).
- ✧ XII Международная конференция по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам (Новосибирск, 2008).
- ✧ XI Всероссийская школа – конференция молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (2010).
- ✧ VIII, IX Международная конференция «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике», (Новосибирск, 2010, 2015, 2020).
- ✧ XXVI, XXX, XXXII, XXXV International Conference on Equations of State for Matter (Elbrus, 2011, 2014, 2017, 2020).
- ✧ Международная конференция «Ударные волны в конденсированных средах» (Киев, Украина, 2012).
- ✧ VI, X Всероссийской конференции с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения» (Новосибирск, 2013, 2018).

- ✧ XV, XVI International Detonation Symposium (San Francisco, USA, 2014, Cambridge, USA, 2018).
- ✧ Fifth International Symposium on Explosion, Shock wave and High-strain-rate Phenomena (Beijing, China, 2016).
- ✧ Международная конференция «Современные углеродные наноструктуры» (Санкт – Петербург, 2017).
- ✧ Всероссийская конференция с международным участием, посвященная 60-летию Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН «Современные проблемы механики сплошных сред и физики взрыва» (Новосибирск, 2017).
- ✧ 14th Biennial International Conference, Advanced carbon nanostructures (St. Petersburg, 2019).
- ✧ Всероссийская конференция «Физика взрыва: теория, эксперимент, приложения». (Новосибирск, 2018).
- ✧ III Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, 2018).

Основные результаты докладывались на научных семинарах Института гидродинамики СО РАН (семинар взрывных отделов под руководством академика РАН В.М. Титова 2008, 2014, 2018, под руководством зам. директора к.ф.-м.н. Э.Р. Прууэла 2019, 2021, общепрофессиональный семинар по результатам года 2010, 2014, 2016, 2019, 2020, 2022).

Тема диссертационной работы соответствует ”Приоритетным направлениям развития науки, технологии и техники в Российской Федерации“ – ”1. Безопасность и противодействие терроризму“, а также ”Основным направлениям фундаментальных исследований“: ”1.4.1.5. Процессы горения и взрыва“.

Материал диссертационной работы связан со следующими темами НИОКР Института гидродинамики СО РАН:

3.5.6.1. Исследование детонационных процессов в газовых, гетерогенных и конденсированных средах, в том числе для создания фундаментальных основ технологий, 2005–2008 гг.

III.19.6.1. Исследование высокоэнергетических воздействий на вещества для создания научных основ построения функциональных материалов, 2009–2012 гг.

III.22.2.2. Исследование высокоэнергетических воздействий на материалы и конструкции с

целью создания научных основ новых технологий, 2013–2016 гг.

III.22.2.2. Развитие научных основ физики и механики детонации высокоэнергетических материалов и скоростного воздействия на инертные материалы для разработки принципов управления и повышения эффективности их практического использования, 2017–2020 гг.

2.3.1.2.5. Развитие научных основ физики и механики детонации высокоэнергетических материалов и скоростного воздействия на инертные материалы для разработки принципов управления и повышения эффективности их практического использования, 2021–2024 гг.

### **Публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 28 печатных работах [8–35]; все работы из приведенного списка опубликованы в журналах (все входят в систему Scopus), рекомендованных ВАК, 7 работ – в журналах первого квартиля, 5 статей без соавторов.

### **Личный вклад автора**

Диссертационная работа выполнена в Институте гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской Академии наук. Результаты, опубликованные в [20, 22, 24, 26, 30], получены без соавторов. Участие автора диссертации в совместных работах отражено в прилагаемой справке о личном вкладе.

### **Соответствие специальности 1.3.17 – химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества**

Диссертационная работа соответствует п. 1 "физика и физические теории химических реакций и экспериментальные методы исследования динамики химических превращений", п. 5 "экспериментальные методы исследования химической динамики", и п. 7 "Закономерности и механизмы распространения, структура, параметры и устойчивость волн горения, детонации, взрывных и ударных волн; связь химической и физической природы веществ и систем с их термохимическими параметрами, характеристиками термического разложения, горения, взрывчатого превращения; термодинамика, термохимия и макрокинетика процессов горения и взрывчатого превращения;" паспорта научной специальности 1.3.17 – химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества (отрасль науки – физико–математические).

### **Благодарности**

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2020-781), Российского фонда фундаментальных исследований (15-03-01039-а, 18-03-00441-а, 18-03-00227-а руководитель), Сибирского отделения РАН (2009–2011, номер проекта 4.5).

Я хочу искренне горячо поблагодарить Александра Петровича Ершова за совместную плодотворную работу, поддержку, проявленное терпение и глубокую мудрость истинного Учителя.

Моего любимого мужа Тодышева Корнелия Юрьевича за колоссальную поддержку, как близкого человека, так и профессионала своего дела.

За предоставленные с микроскопа фотографии благодарю Ярослава Львовича Лукьянова, за результаты просвечивающей электронной микроскопии – Кашкарова Алексея Олеговича.

Эксперименты проведены в разное время, в них участвовали Эдуард Рейнович Прууэл, Алексей Олегович Кашкаров, Иван Андреевич Рубцов, львиная доля – совместно с Александром Петровичем Ершовым, огромное им спасибо. Выражаю признательность Дмитрию Александровичу Медведеву и Александру Леонидовичу Куперштоху за совместную работу, ценные обсуждения и поддержку.

К сожалению, с нами нет Геннадия Матвеевича Иванова, который внес значительный вклад в экспериментальные исследования.

## Глава 1

# МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

При хорошем методе и не очень талантливый человек может сделать много. А при плохом методе и гениальный человек будет работать впустую и не получит ценных, точных данных

---

Академик И. П. Павлов

## 1.1. Литературный обзор

Исследование проводимости при детонации конденсированных ВВ началось в 50-х годах прошлого столетия. Первыми работами по исследованию электрических свойств ВВ являются [36, 37], в которых получена пропорциональность тока и напряжения детонационной волны, говорится о проводимости продуктов детонации.

В работе [38] обнаружена высокая электропроводность при исследовании насыпных зарядов RDX, TNT, PETN, тетрила и азида свинца, а также высокоплотного сплавов ТГ. Используются контактная диагностика и электромагнитный метод бесконтактной диагностики высокой проводимости. Упоминается о термической ионизации, оценка электропроводности по этому механизму составляет  $10^{-3} \div 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что не объясняет полученных высоких значений: для насыпных зарядов ВВ удельное сопротивление составило  $\rho_R = 1 \div 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , эти данные позднее нашли подтверждение. В пределах ошибки измерений (10 нс) найдено, что область высокой электропроводности совпадает с фронтом детонации. Измеренная при детонации ТГ высокая электропроводность  $100 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  в данной работе объясняется высоким давлением без дальнейшей детализации.

В [39] определена зависимость длительности проводящей зоны от степени расширения продуктов детонации, отмечена разная толщина зоны проводимости на разном расстоянии от оси цилиндрического заряда.

В работах Р. Шалля [40, 41] проведено исследование нескольких ВВ, использован кольцевой концентрический зонд с пространственным разрешением около 1 мм. По полученным значениям электропроводности произведена оценка концентрации электронов, отмечается, что экспериментальная величина на несколько порядков выше, чем рассчитанные по уравнению Саха. Говорится о том, что для низкотемпературных тротила и азида свинца электропроводность значительно выше, чем при детонации высокотемпературного тэна. Проводимость считается ионной. Отмечается, что "область сильной ионизации приблизительно совпадает с зоной реакции... Ионизация тесно связана с химическим превращением, в процессе которого образуются промежуточные ионы и свободные электроны, рекомбинирующие с большим трудом вследствие их ограниченной подвижности в условиях высокого давления." О связи проводимости в области химпика с хемоионизацией при газовой детонации указывается в работе [42].

В работе [43] исследована проводимость тротила, нагруженного слабыми ударными волнами, показано, что при детонации тротила максимум электропроводности достигается вблизи детонационного фронта на некоторой глубине, которая находится внутри зоны реакции.

В работе [44] проведено исследование электропроводности вещества без водорода – тетранитрометана  $C(NO_2)_4$ . Установлено, что высокая электропроводность сосредоточена в узкой зоне за фронтом шириной не более 1 мм. Оценка величины максимальной проводимости составила  $\sigma \geq 0.1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . В качестве носителей тока рассматриваются ионы, возникающие при диссоциации окиси азота.

В работе [45] при исследовании электрических свойств детонирующего тротила получено время запаздывания максимума электропроводности относительно фронта ударной волны в зависимости от интенсивности: при давлении 3.6 Па на 0.46 мкс, при  $P = 19 \text{ ГПа}$  – на 70 нс. Так как давление близко к детонационному, а, как известно, зона реакции тротила больше 100 нс, то можно говорить, что максимум достигается внутри зоны реакции.

В работе [46] проведено исследование проводимости при детонации композита Б (тротил / гексоген) и пентолита (тротил / тэн), подтверждено близкое пространственное положение фронта детонации и области высокой проводимости. Сделан вывод о том, что удельное сопротивление является характеристикой взрывчатого вещества, а не геометрии

зонда. Результаты согласуются с работой [47], в которой измерена массовая скорость волны проводимости.

Большая работа проделана Б.Хейзом [48, 49, 50]. Впервые проведено измерение удельной электрической характеристики – электропроводности, получен профиль. Разработана экспериментальная схема с рекордным пространственным разрешением – 0.25 нс. Для этого были использованы алюминиевые зонды с полусферическим закруглением, минимальный из использованных диаметров составил 75 мкм. После прихода детонационной волны на зонд электрическая цепь замыкалась и ток растекался на коаксиально расположенный второй электрод значительно большего диаметра. Полезный сигнал заканчивался после погружения полусферы в ДВ. Проводящая среда описывалась как слоистая структура, в которой каждый слой имел собственную электропроводность. Была учтена деформация электрода при натекании детонационной волны. Впервые упоминается об искажении линий электрического поля в слоистой структуре с разной  $\sigma(x)$ .

Б. Хейзом в работе [50] получено распределение электропроводности для нитрометана, жидкого тротила, композита Б и тэна, отмечена корреляция между максимальной величиной электропроводности при детонации и содержанием свободного углерода в продуктах детонации (ПД) ВВ, предложен контактный механизм проводимости по углеродным сеткам – сквозным наноструктурам, которые служат углеродными ”проводами“. Отметим также, что эта работа – единственная, где исследовался расплавленный тротил.

В работе [51] магнитогидродинамическим и электроконтактным методами получено распределение электропроводности при детонации композита Б. Результаты подтверждали друг друга. На базе 2.4 мм получено значение электропроводности  $\sigma \approx 9.8 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

В работе [52] сделана попытка использовать электрические свойства для накачки детонационной волны газовой детонации энергией через подведения токопроводящих линий, получен отрицательный результат.

В работе К. Танаки [53] проведено исследование наличия медленно меняющейся электропроводности вдоль распространения детонационной волны на схеме, состоящей из двух проволочек, схема позволяет фиксировать узкую зону высокой электропроводности, при дифференцировании проводимости получается оценка электропроводности. Также получено влияние инертных добавок (поваренной соли и парафина) на значение электропроводности.

В работе [54] исследовалась проводимость зарядов тэна и гексогена насыпной плотности. Схема эксперимента состояла из круглого конденсатора со стальными обкладками, меж-



ду обкладками помещалось ВВ, инициирование заряда производилось из центра. Для получения профиля электропроводности производилось дифференцирование проводимости. Обнаружено две области электропроводности в детонационной волне (ДВ).

В работе [55] для исследования электропроводности впервые предложена измерительная ячейка с аппаратным дифференцированием сигнала. В настоящей работе результаты исследования получены с использованием схемы, которая является усовершенствованной постановкой, предложенной в работе [55]. Подробное обсуждение содержится в этой главе ниже.

Теоретический анализ силовых линий электрического поля в дифференциальной ячейке [56] показал, что такая постановка имеет ряд преимуществ: минимизированы газодинамические возмущения, в процессе измерений происходит слабое вмешательство в исследуемый процесс, диагностика производится непосредственно в области высоких давлений в режиме реального времени. Дифференциальная ячейка позволяет производить измерения электропроводности с субмиллиметровым разрешением. В работах [56, 57, 58] эта методика была применена А.П. Пинаевым и А.И. Сычевым при исследовании газовой детонации [59, 60, 61].

В [62] проведен теоретический анализ имеющихся на тот момент экспериментальных данных; исходя из разных механизмов, произведена оценка концентрации носителей в зоне реакции и волне Тейлора для тротила и гексогена; в рамках некоторой корреляции электропроводности с углеродом подробно рассмотрен механизм термоэмиссии электронов с углеродных частиц.

Позднее, основываясь на данных работы [62], в работе [63] предложена улучшенная использованием элементов квантовой механики модель электропроводности вследствие термической ионизации при газовой детонации, удовлетворительно объясняющая наблюдаемые значения. Сравнение с экспериментом показывает отличное согласие. Используемая модель основана на наличии свободных электронов в продуктах. Применяемая формула получена в приближении случая редких соударений, что верно для газовой детонации, но неприменимо для конденсированных взрывчатых веществ, плотность которых на три порядка больше. При внешней схожести процесса детонации в газах и КВВ природа электрических свойств этих сред различна, отличие значений электропроводности составляет три порядка.

В [64] проводящие свойства детонационной волны исследованы при приложении напряжений порядка 10 кВ, предложено использовать результаты для применения в качестве размыкателя больших токов.

В [65] исследована электропроводность зарядов большого диаметра, для этого разработана специальная дифференциальная ячейка, подходящая для измерений в большом диаметре (70 мм). Подтверждается существование так называемой равновесной электропроводности за областью высоких значений для гексогена и тэна. Обсуждается механизм высокой проводимости. Работа [66] обзорная, рассмотрены и обсуждены все результаты, известные к тому моменту.

В докладе [67] приведены результаты измерений сплава ТГ и октогена. Экспериментально изучено влияние инертных добавок на электрические характеристики ВВ.

В работах [68, 69] получена электропроводность газовой кумулятивной струи, образующейся при детонации заряда тротил/гексоген. Величина электропроводности составила от 100 до 1000 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. Говорится об отсутствии объяснения столь высокой величины. Эффект предложено использовать для взрывных МГД генераторов.

В работе С.Д. Гилева и А.М. Трубачева [70] измерена электропроводность литого тротила, использована схема постоянного тока. На профиле распределения электропроводности выделяется область высоких значений (до 280 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>) длительностью около 0.1 мкс, далее следует так называемая равновесная электропроводность  $\approx 30$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup> длительностью несколько мкс. Величина равновесной электропроводности соответствует данным, изложенным в настоящей работе ниже. Для интерпретации данных по тротилу, как возможность, упоминается проводимость по углеродным сеткам в химпике, произведена оценка величины максимальной электропроводности с учетом всего углерода по модели перколяционной проводимости в случае его равномерного распределения, получено, что его недостаточно, автор говорит о необходимости существования протяженных структур "с почти металлической проводимостью", на роль которых подходят вытянутые углеродные частицы. Максимум электропроводности связывается со свободным углеродом, образовавшимся к точке Чепмена–Жуге (ЧЖ).

В работах [43, 71] замечено, что электропроводность нитрометана за инициирующей ударной волной в отсутствие заметной реакции и за фронтом волны с реакцией отличается по величине на пять порядков.

В работе А.Н. Дремина и В.В. Якушева [72] при натекании детонационной волны получены электрохимические потенциалы ( $\sim 1$  В) на электродах из разнородных материалов. Исследованы тротил, сплав ТГ и ДИНА. Проводится аналогия с жидкими диэлектриками, для объяснения электропроводности ВВ предложен ионный механизм. Произведена оценка проводимости, исходя из того, что ионы в продуктах детонации поставляют вода. В работе Б.

Хейза [73] также отмечено влияние разного материала электродов на результат измерений. Гипотеза ионной проводимости при диссоциации воды в волне Тейлора развита в работе [74], согласно работам [75, 76] при детонационных давлениях диссоциация воды заметна.

В работе [77] для исследования электропроводности применена следующая схема: на торец цилиндрического заряда ВВ помещался экран из тефлона, вблизи центра располагались две проволоочки длиной несколько мм и диаметром около 1 мм, которые в эксперименте были погружены во взрывчатое вещество, инициирование заряда осуществлялось с обратной стороны заряда. В момент достижения детонационной волной проволоочек происходило замыкание электрической цепи, между электродами наблюдалась заметная проводимость длительностью несколько микросекунд. Для тэна и гексогена получена длительность области высокой электропроводности приблизительно равная радиусу заряда. Это находится в противоречии с более поздними работами [65, 66], в которых на зарядах большого диаметра показано существование двух областей электропроводности, и ширина высокопроводящей существенно меньше.

В [78] проведен анализ известных экспериментальных данных. Выполнено исследование влияния вторичного сжатия ПД на электропроводность, полученное уменьшение сопротивления интерпретируется как подтверждение равновесного характера проводимости. Для смеси нитрометан/тетранитрометан 67/33 при детонации величина электропроводности составила  $1.4 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . В работе [79] при исследовании этого же состава получено, что продукты детонации обладают прозрачностью, что рассматривается как подтверждение ионного механизма проводимости. Для вакууммированного и заряда с воздухом в порах ярко выраженного влияния на электрохимические потенциалы не выявлено. Делается заключение о двойственной природе проводимости: одновременно возможно существование ионной, от которой вклад является основным, а в других ВВ, наряду с ионной, существуют контактная и термоэмиссия.

В работе [80] приведен обзор экспериментальных подходов для исследования электрических явлений: электропроводности, сопротивления, электрохимических потенциалов, поляризации.

Особо нужно выделить работу [81], в которой детонационная волна исследовалась электромагнитным излучением. Проведены измерения при детонации тротила и сплава тротил/гексоген. Результат измерения электропроводности по сравнению с данными, известными из литературы, ниже минимум на три порядка. Причина такого расхождения пока остается открытой.

В работе [82] исследованы литой тротил и сплав тротил/гексоген с массовым содержанием RDX от 0.1 до 0.6. Величина электропроводности составила от 2 до 4 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. При росте доли гексогена происходит уменьшение характерного времени спада проводимости.

Интерес к электропроводности подогревается в связи с таким интересным аспектом взрыва как образование наноалмаза в процессе детонации взрывчатых веществ, содержащих в своем составе углерод, изображение детонационных наноламазов приведено на рисунке 1.1.

Хотя в научных кругах упоминается о том, что наноалмаз был обнаружен в продуктах в 60-х годах прошлого столетия, первые публикации на эту тему появились значительно позднее [83, 84, 85]. Так как ранее была замечена некоторая корреляция электропроводности и углерода, возникло желание провести диагностику формирования наноалмаза в процессе детонации по электрическим характеристикам.

В работах [86, 87, 88] используя методику, аналогичную [77], исследованы ТГ, тротил, пикриновая кислота, тетрил, динитродиазопентан. Получено немонотонное изменение сопротивления от плотности: при росте плотности от насыпной сначала сопротивление уменьшается, а далее увеличивается, существование минимума сопротивления объясняется началом образования при детонации алмазной фазы.

Как показано в работе [89], для сплава ТГ, тротила и гексогена немонотонная зависимость электропроводности от плотности не подтвердилась. В работе [90] в цилиндрической геометрии в специальных опытах с укороченным электродом для средней плотности заряда тротила получено увеличение электропроводности вследствие отражения детонационной волны от оргстеклянной пробки.

В работе [91] проведены измерения проводимости тонкого образца ВВ на основе ТАТБ при ударном нагружении разной интенсивности. Получены две области роста электропроводности. Амплитуда максимума составила порядка десятка Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. Вторую медленную стадию авторы объяснили термическим механизмом проводимости, которая может быть следствием увеличения температуры при коагуляции углеродных частиц в продуктах взрыва (ПВ).

В работе [92] исследована электропроводность смеси ВВ с металлическими добавками, для этого разработана специальная схема измерений, позволившая фиксировать высокую электропроводность. В качестве ВВ использованы тротил, гексоген и октоген, по сравнению с чистыми ВВ получен рост электропроводности на три порядка. Основная область проводимости шириной 1 мм расположена за фронтом и соответствует зоне реакции.

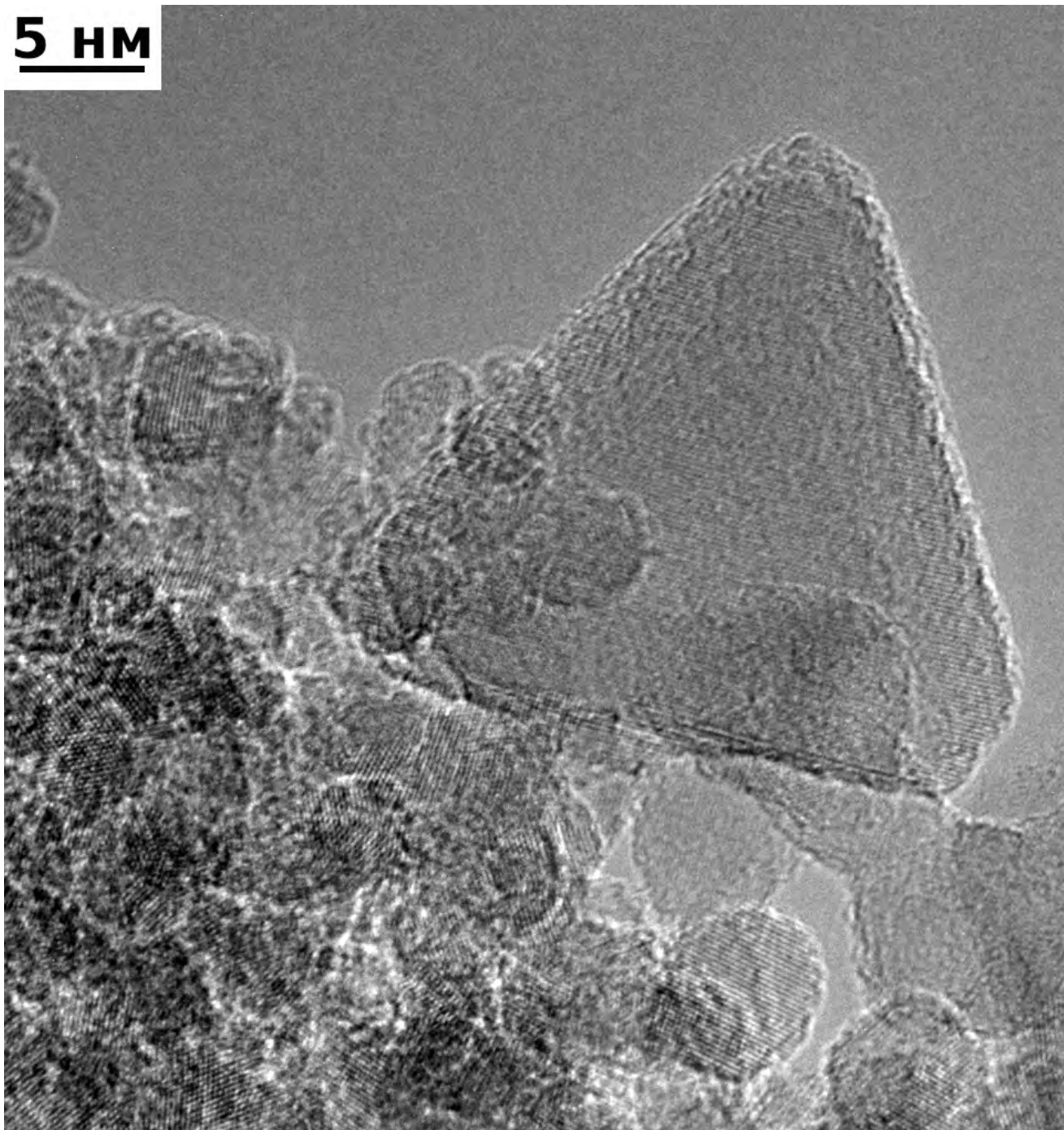
**5 нм**

Рис. 1.1. Фото россыпи ультрадисперсных алмазов, полученных при детонации тетрила, допированного бором, показан наноалмаз уникальной формы, близкой к равностороннему треугольнику со стороной около 25 нм. Публикуется с разрешения Валерия Юрьевича Долматова, ФГУП «СКТБ «Технолог», г. Санкт-Петербург.

В работе [93] проведены исследования тротила с добавкой 20% алюминия, электропроводность для ВВ с алюминием возросла на 3 порядка, сделан вывод об электронной проводимости, поставщиком электронов выступает алюминий. В работе [94] такой же эффект получен при добавлении в тротил KCl. В работе [95] суммированы результаты, рассмотрено

влияние алюминия на электропроводность смеси с тротилом в диапазоне 0 – 20%, сделан вывод о реакции алюминия не в химпике, а за точкой ЧЖ.

В 2003 году была доработана схема высокого разрешения [57, 56, 58] по измерению электропроводности детонирующих КВВ. С ее использованием получен профиль электропроводности для гексогена, октогена, тэна, ВВ на основе ТАТБ, тротила, бензотрифуроксана, гексанитростильбена, эмульсионного ВВ при разной плотности [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35]. Установлена связь величины электропроводности с углеродом. Для гексогена, октогена, тэна и БТФ при варьировании плотности от насыпной до близкой к максимальной длительность зоны высокой электропроводности составляет около 40 нс. Для большинства исследованных ВВ профиль электропроводности качественно выглядит одинаково: быстрый рос, область высоких значений, спад, градиент которого зависит от вида ВВ, область слабо меняющейся электропроводности, пространственно соответствующая волне Тейлора. Для ВВ с высоким содержанием углерода – тротила – получена сильная зависимость профиля от способа изготовления заряда, что позволяет производить диагностику динамики кинетики, распределение электропроводности не содержит узкого пика. Для гексогена получено наибольшее количество данных при разных плотностях и дисперсности зерна ВВ. Методами статистического анализа (критерий  $\chi^2$ , критерий Вилькоксона) доказано с вероятностью более 80% влияние дисперсности зерна не только при насыпной плотности заряда, получено сокращение длительности зоны высокой электропроводности во всем диапазоне исследованных плотностей. Естественным следствием этого является предположение о влиянии дисперсности на чувствительность при традиционно используемых больших плотностях для изготовления, например, боеприпасов. Можно говорить о мезокинетике, определяемой размером зерна ВВ. Описанное влияние дисперсности дает основание предположить, что размер детонационного наноалмаза (ДНА) может также зависеть от дисперсности. В работах [96, 97] получено, что при увеличении дисперсности ВВ в смеси тротил/гексоген и тротил/октоген до 40 нм произошло уменьшение размера алмаза с 4 нм до 2.8 нм.

Таким образом, вопрос электропроводности оказался тесно связан как с фундаментальным исследованием процесса взрывного превращения, так и с синтезом детонационного наноалмаза.

## 1.2. Постановка эксперимента

На рисунке 1.2 показана экспериментальная схема. Взрывчатое вещество помещалось в толстостенную медную оболочку с внешним диаметром 40 мм, диаметр заряда ВВ (внутренний диаметр оболочки) составлял  $b = 8$  мм. Оболочка служила внешним электродом, состояла из двух деталей, обозначенных как 1 и 2, детали соединялись резьбой, в полости располагался датчик напряжения 7 – катушка тороидальной формы. Между деталями внешнего электрода размещался диэлектрик 6, толщина которого обычно была меньше 1 мм. Центральный электрод 3 из меди диаметром  $c = 2$  мм располагался соосно с внешней цилиндрической оболочкой, был закреплен в оргстеклянной пробке 4, фиксировался медным болтом 5, который резьбой соединялся с цилиндрической оболочкой. Коэффициент взаимной индукции  $M$  между контуром с ВВ и тороидальной катушкой 7 определялся в каждом эксперименте и составил  $\approx 15$  нГн. Инициирование детонации осуществлялось высоковольтным детонатором через оргстеклянную пробку 8 специальной формы, полость которой была заполнена гексогеном насыпной плотности.

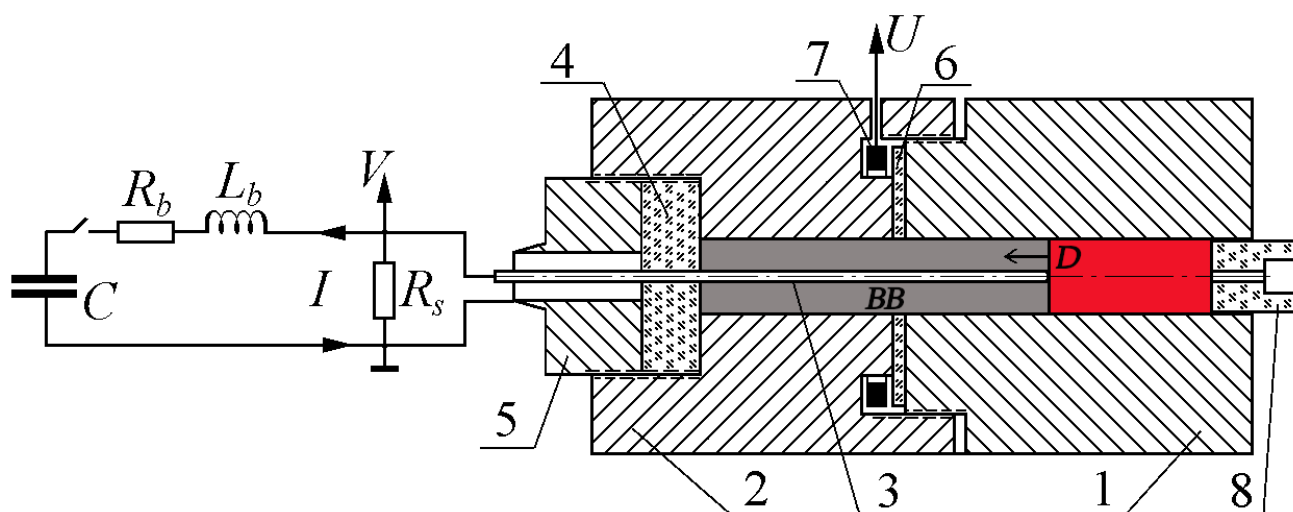


Рис. 1.2. Геометрия экспериментальной ячейки и схема цепи питания.

Для изготовления заряда заданной плотности взрывчатое вещество запрессовывалось в медную оболочку с закрепленным центральным электродом отдельными порциями, прессование производилось на специализированном прессе при давлении около 300 атмосфер, для контроля плотности высота порции определялась ограничительными кольцами высотой 5 мм. Количество порций на заряд было 10 – 11 штук.

До прихода детонационной волны ВВ является диэлектриком. В момент достижения детонацией центрального электрода (изображено на рисунке 1.2) экспериментальная ячейка

ка, включенная параллельно сопротивлению шунта  $R_s$  и находящаяся под напряжением  $V_0$ , начинает пропускать ток через детонационную волну, движущуюся вдоль электродов. Вследствие появления тока и возрастания магнитного потока на катушке 7 появляется импульс напряжения  $U$ . При прохождении фронтом детонации диэлектрика ток, протекающий через деталь 1, переключается на деталь 2. В результате магнитный поток уменьшается, создавая импульс обратной полярности на профиле напряжения  $U$ . Величина электропроводности при прохождении ДВ диэлектрика выражается формулой

$$\sigma(x) = \frac{\ln(b/c) U(t)}{2\pi DM V}, \quad (1.1)$$

где  $D$  – скорость распространения детонации,  $x$  – местонахождение фронта в момент времени  $t$ ,  $V$  – напряжение на экспериментальной ячейке,  $M$  – коэффициент взаимной индукции между контуром с ВВ и тороидальной катушкой.

В эксперименте напряжение на катушке  $U_{in}$  сглажено вследствие влияния индуктивности (около 1 мкГн), поэтому для нахождения электропроводности напряжение корректировалось, в формуле 1.1 использовано исправленное значение  $U = U_{in} + (L/R)dU_{in}/dt$ , где  $R = 50$  Ом – входное сопротивление осциллографа,  $L$  – индуктивность измерительной катушки. Для подавления мелких шумов производилось слабое сглаживание.

Приведенная экспериментальная схема впервые предложена в работе [56], но в менее удачной постановке. Так, система не была полностью коаксиальной, измерительная катушка была вынесена за пределы внешнего электрода, производилось измерение магнитного потока, возникающего вследствие перетекания тока не вдоль всего внешнего периметра, как в схеме рисунка 1.2, а по соединяющему детали 1 и 2 проводнику. Аналогичная схема в плоской геометрии также была использована в работе [98].

Еще одним преимуществом схемы является подавление газодинамических возмущений. Вследствие тяжелой оболочки и малого диаметра заряда боковая разгрузка минимальна, тонкий диэлектрик, расположенный между деталями оболочки, слабо влияет на детонационный процесс.

Большинство вторичных ВВ уверенно детонирует при диаметре заряда 8 мм. В работе [99], показано, что в тяжелой оболочке критический диаметр уменьшается в  $6 \div 8$  раз, таким образом, в используемой медной толстостенной оболочке всегда происходила устойчивая детонация.

Временное разрешение методики и экспериментально зафиксированное минимальное время роста электропроводности подробно обсуждаются в разделе 2.4. Пространственное



разрешение, оцененное при моделировании отклика экспериментальной ячейки и описанное в параграфе 1.4, составило четверть толщины диэлектрика.

### 1.2.1. Методика измерений и обработки данных

На рисунке 1.3 приведена экспериментальная запись напряжений с датчика  $U$  и с измерительной ячейки  $V$  для заряда прессованного до плотности  $1.59 \text{ г/см}^3$  тэна, масштабы напряжений различны. До момента прихода детонационной волны и замыкания электрической цепи через реагирующее вещество ячейка с ВВ находится под напряжением, обозначенным на рисунке как  $V_0$ . В момент появления тока (вблизи  $t = 0 \text{ мкс}$ ) величина напряжения  $V$  по модулю уменьшается, синхронно возникает сигнал на катушке  $U$  отрицательной полярности по форме близкий к треугольнику. Этот пик не пригоден для расчета электропроводности, так как в момент касания ДВ центрального электрода ток начинает растекаться вглубь детонационной волны, иллюстрация искривленных силовых линий электрического поля и растекание тока приведена на рисунке 1.4. В работе [11] использована аналогичная схема, пригодная для оценки величины электропроводности, разрешение метода составляет порядка диаметра электрода. Подробно этот вопрос обсуждается в работе [10]. В настоящей работе первый пик использовался для нахождения взаимной индукции, производилось варьирование величины  $M$  при решении уравнения

$$V = V_0 - \frac{R_b R_s}{(R_b + R_s)M} \int_0^t U dt - \frac{L_b R_s}{R_b + R_s} \frac{U}{M} - \frac{L_b}{R_b + R_s} \frac{dV}{dt}.$$

Критерием служило совпадение значения фактического напряжения  $V(t)$  и рассчитанного калибровочного  $V_c(t)$  с использованием задаваемой величины  $M$ , при этом точность определения  $M$  была не хуже  $10^{-3}$ . Использование такой процедуры оправдано повышением точности расчета, так как в электрической схеме рисунка 1.2 происходило некоторое изменение величины тока  $I$ , в то время как напряжение на конденсаторе  $C = 100 \text{ мкФ}$  практически не менялось. Параметры схемы следующие: индуктивность внешней цепи  $L_b \approx 15 \text{ мкГн}$ , что достаточно для ограничения скорости нарастания тока в момент появления проводимости, сопротивление  $R_b \approx 17 \text{ Ом}$ .

Для нахождения электропроводности по формуле 1.1 использован сигнал  $U(t)$  при  $t \approx 2.2 \text{ мкс}$ , это момент достижения ДВ разреза внешнего электрода. Вследствие изменения тока при его переключении с детали 1 на деталь 2 магнитный поток внутри контура катушки уменьшается, возникает сигнал полярности обратной первому пику (рисунок 1.3  $U > 0$  при  $t > 2.2 \text{ мкс}$ ). Силовые линии электрического поля вблизи разреза внешнего электрода практически параллельны, в отличие от момента  $t = 0 \text{ мкс}$  (ср. рисунки 1.4 и 1.15(a)).

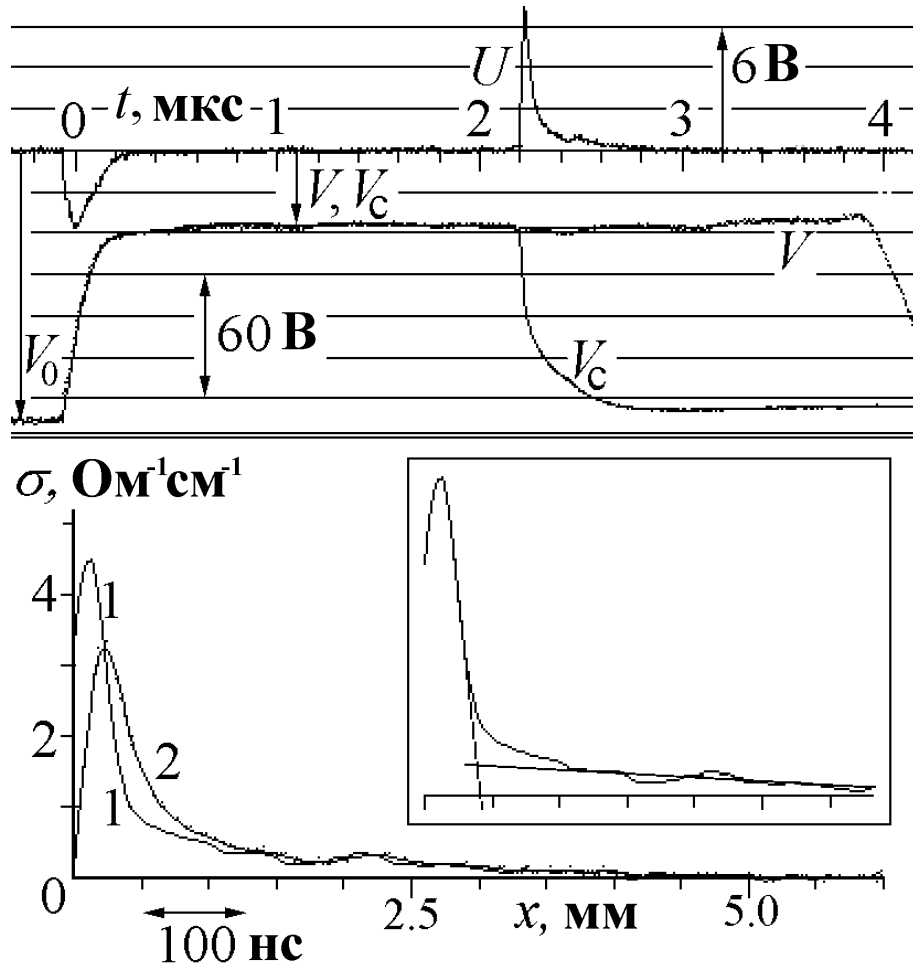


Рис. 1.3. **Сверху** – экспериментальные осциллограммы напряжений  $U$  и  $V$  при детонации заряда тэна,  $V_c$  – линия калибровки. **Снизу** – профиль электропроводности при начальной плотности заряда тэна  $1.59 \text{ г/см}^3$  (линия 1) и профиль без поправки на индуктивность катушки (линия 2).

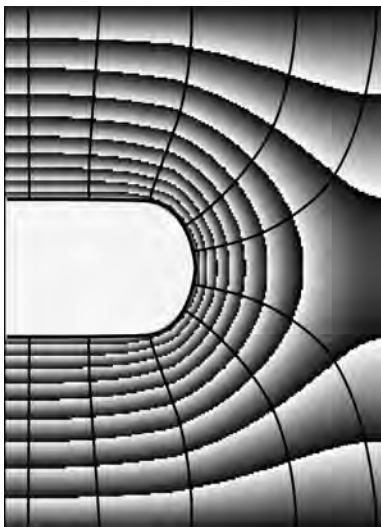


Рис. 1.4. Визуализация в разрезе силовых линий и эквипотенциальных поверхностей интегральной ячейки, использованной в работе [11], белым в центре обозначен центральный электрод коаксиальной цилиндрической системы, сверху и снизу расположена внешняя оболочка.

В этот момент калибровочная линия  $V_c$  отделяется от линии напряжения  $V(t)$ . В идеале  $V_c$  должна выйти на начальный уровень напряжения  $V_0$ , это означало бы, что площади пер-

вого пика и второго одинаковые. При  $t > 3$  мкс калибровочное напряжение  $V_c \approx V_0$ , что показывает пренебрежимо малую деформацию контура к этому моменту. В случае раннего замыкания, например, для тонкого диэлектрика, возврат  $V_c$  к уровню начального напряжения не происходил, на сигнале момент замыкания хорошо различим, измерения до этого момента можно считать достоверными. Необходимо заметить, что после окончания детонации при  $t > 3.9$  мкс напряжения на измерительной катушке не наблюдалось, что показывает достаточную развязку электрической цепи и измерительного контура. В части экспериментов на сигнале  $U(t)$  на поздних стадиях наблюдались всплески большой амплитуды, что, по-видимому, связано с разрушением датчика.

Скорость детонации  $D$  определялась из длины электрода и известных расстояний. Электропроводность  $\sigma(t)$ , полученная из формулы 1.1 без учета индуктивности катушки, показана на рисунке 1.3 снизу линией 2, скорректированная обозначена как 1. Так как градиент сигнала большой, скорректированное значение максимума и характеристики области высокой электропроводности заметно отличаются. Далее приводятся скорректированные на индуктивность датчика профили электропроводности. В этом эксперименте разрешение составило  $0.25 \cdot 0.6 = 0.15$  мм. На профиле ярко выделяется узкий пик высоких значений шириной около 0.5 мм, далее следует "хвост" с величиной электропроводности в несколько раз меньше максимума. На врезке приведена процедура определения ширины области высокой электропроводности – аппроксимация прямыми линиями участков с разными градиентами.

В специальных опытах с центральным электродом длиной меньше расстояния между разрезом и торцом заряда сигнал на датчике не возникал. Следовательно, эффекты поляризации взрывчатого вещества и диэлектрика в детонационной волне были незначительны.

На рисунке 1.5 приведены осциллограммы напряжения (а), (б) двух экспериментов с зарядами высокоплотного НМХ и соответствующие им распределения электропроводности (в). Напряжение с ячейки  $V$  для более высокоплотного (б) ниже по модулю, чем для случая (а), что указывает на большее значение электропроводности в случае (б). Тем не менее, при обычной обработке получено большее значение электропроводности для случая (а) на рисунке 1.5(в). Кроме того, прямое сравнение сигнала  $U$  при  $t > 1.9$  мкс показывает меньшее амплитудное значение. Это противоречие объясняется возникновением перетекания и несвоевременным переключением тока на деталь 2, результат иллюстрирует кривая калибровки  $V_c$ : для обоих зарядов не наблюдается возврат на начальный уровень напряжения  $V_0$ , а также хорошо видно замыкание в момент  $t \approx 2.2$  мкс, после которого напряжение на датчике  $U = 0$ .

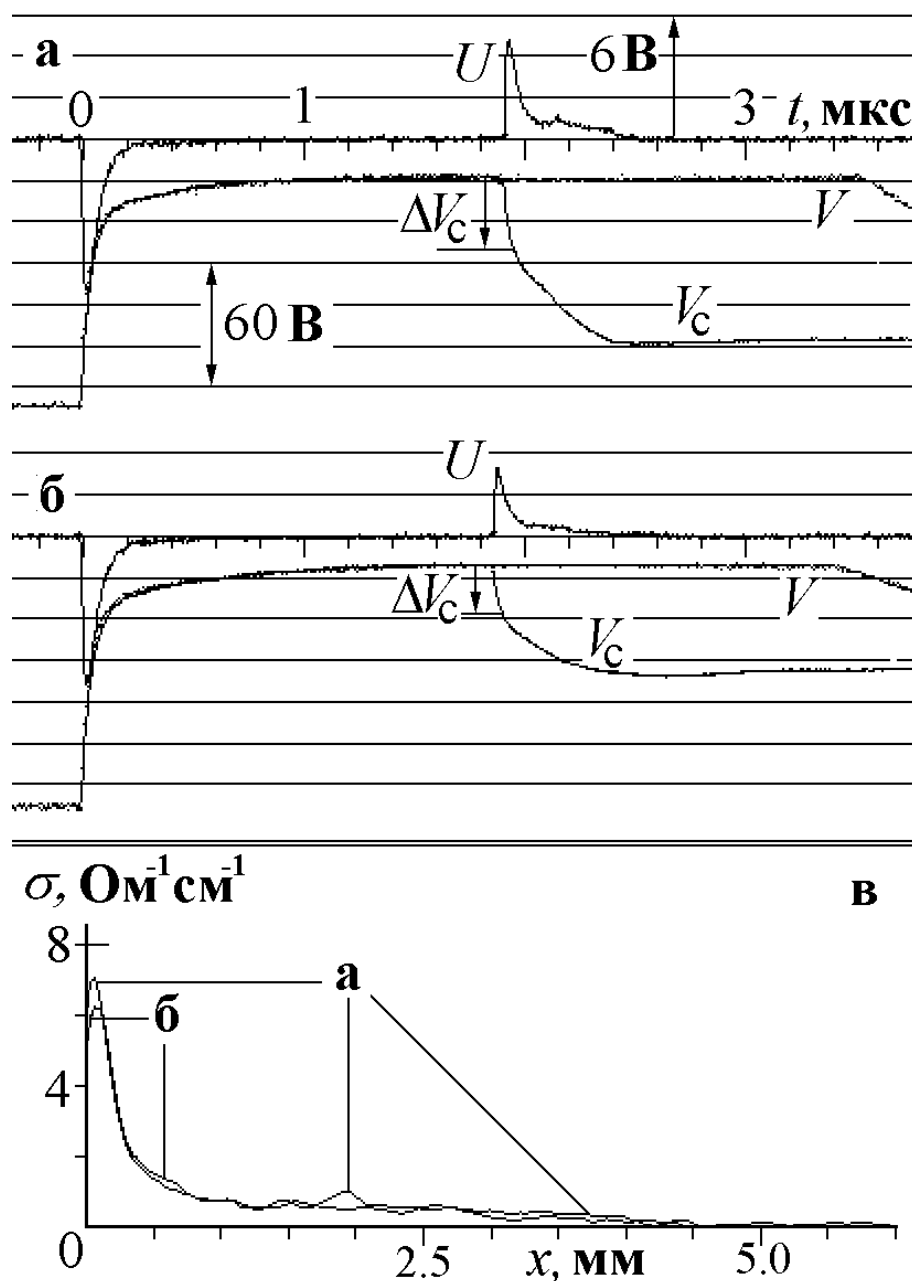


Рис. 1.5. Экспериментальная запись напряжений  $U$  и  $V$  при детонации зарядов октогена: (а) –  $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$ , (б) –  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ , толщина диэлектрика  $0.6 \text{ мм}$ ; (в) – профили электропроводности этих экспериментов.

Подобное значительное отклонение калибровки от начального напряжения сильнее всего проявилось в экспериментах с высокоплотным октогеном. Напомним, что это самое мощное ВВ из широко применяемых, и его параметры возрастают с плотностью. Анализ напряжения дает основание предположить, что при детонации заряда с плотностью  $1.8 \text{ г/см}^3$  произошел переход материала диэлектрика в проводящую форму, эта среда замкнула детали 1 и 2, что уменьшило напряжение  $U$  и амплитуду электропроводности. Из данных про-

филя напряжения  $V$  рисунка 1.5 можно заключить, что для возврата калибровочной линии  $V_c$  к начальному напряжению  $V_0$  нужно увеличить амплитуду напряжения  $U(t)$  примерно в 1.5 раза, что соответствует амплитудному значению электропроводности  $10 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Ранее максимум электропроводности величиной  $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при детонации заряда октогене с плотностью  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$  был получен В.В. Якушевым [100].

Таким образом, для мощного октогена при достижении рекордных термодинамических параметров наблюдается некоторое искажение данных, которое можно скорректировать, используя результаты измерения напряжения  $V$ .

### 1.2.2. Способ иницирования

Существенным является способ иницирования: в первых экспериментах иницирование проводилось электродетонатором через отрезок детонирующего шнура без центрирования, что приводило к иницированию основного заряда на некотором расстоянии от оси (вплоть до радиуса).

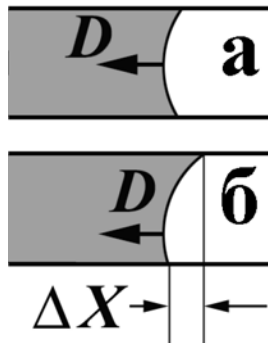


Рис. 1.6. Фронт при центральном иницировании (а) и перекося фронта при нецентральном иницировании (б).

Это явление иллюстрирует рисунок 1.6, на части (а) приведен результат иницирования на оси заряда, (б) – ”разноместность“ прихода волны  $\Delta X$  при иницировании на некотором расстоянии от оси  $b_l$ . Согласно формуле, основанной на оптической модели распространения детонации, ”разноместность“  $\Delta X$  прихода детонационной волны равна

$$\Delta X = \frac{1}{2L_d}((r + b_l)^2 - (r - b_l)^2) \approx \frac{2rb_l}{L_d},$$

где  $L_d = 40$  мм от точки иницирования до области измерений,  $r = 4$  мм радиус заряда,  $b_l = 0$  соответствует иницированию на оси, при максимально возможном  $b_l = 4$  мм перекося составляет  $\Delta X = 0.81$  мм ( $\approx 0.1$  мкс при скорости 8 км/с). Поэтому заряды иницировались электродетонатором через специальный боевик в виде оболочки из оргстекла с внутренним каналом диаметра 2.4 мм, заполненной гексогеном и центрированной по оси заряда. Таким

образом, основной заряд инициировался не далее  $b_l = 1.2$  мм от оси, при этом в районе щели перекося фронта не превышает 0.24 мм ( $\approx 30$  нс).

Результаты влияния нецентрального инициирования показаны на рисунках 1.7, 1.8, 1.9. На рисунке 1.7, несмотря на практически одинаковую плотность, при центральном и нецентральном способе инициирования ширина области высокой электропроводности и максимум отличаются в полтора раза.

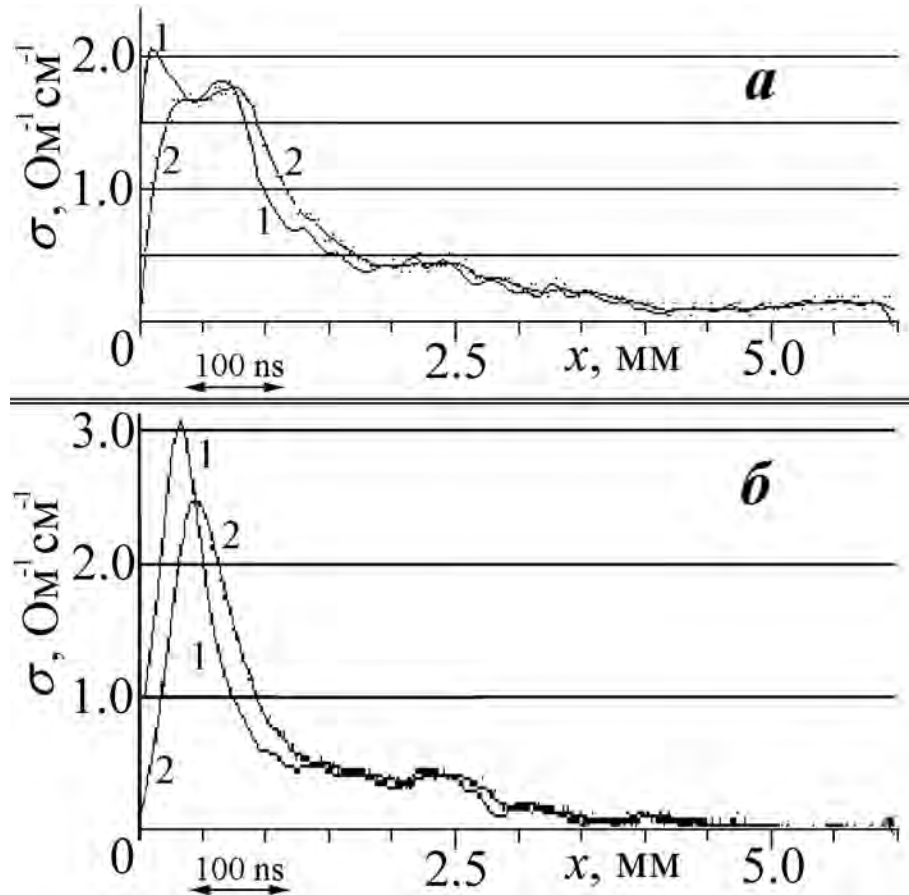


Рис. 1.7. Гексоген: (а) – профиль электропроводности (кривая 1) и сглаженный индуктивностью (кривая 2),  $\rho = 1.63$  г/см<sup>3</sup>, инициирование через ДШ; (б) – то же для  $\rho = 1.65$  г/см<sup>3</sup>, центрированное инициирование.

Строго говоря, при нецентрированном инициировании возможно инициирование детонации в области радиусом 1.2 мм, вероятность этого равна отношению площадей окружностей  $P = b_l^2/r^2 = 1.2^2/4^2 = 0.09$ . То есть при равновероятном попадании в любую точку сечения примерно каждый десятый эксперимент должен инициироваться в области оси заряда площадью  $S = \pi \cdot 1.2^2$  мм<sup>2</sup>. На рисунке 1.8 слева показаны два профиля при детонации зарядов октогена с одинаковой плотностью и разным способом инициирования, которые демонстрируют полное совпадение. На рисунке 1.8 справа приведены профили, соответствующие

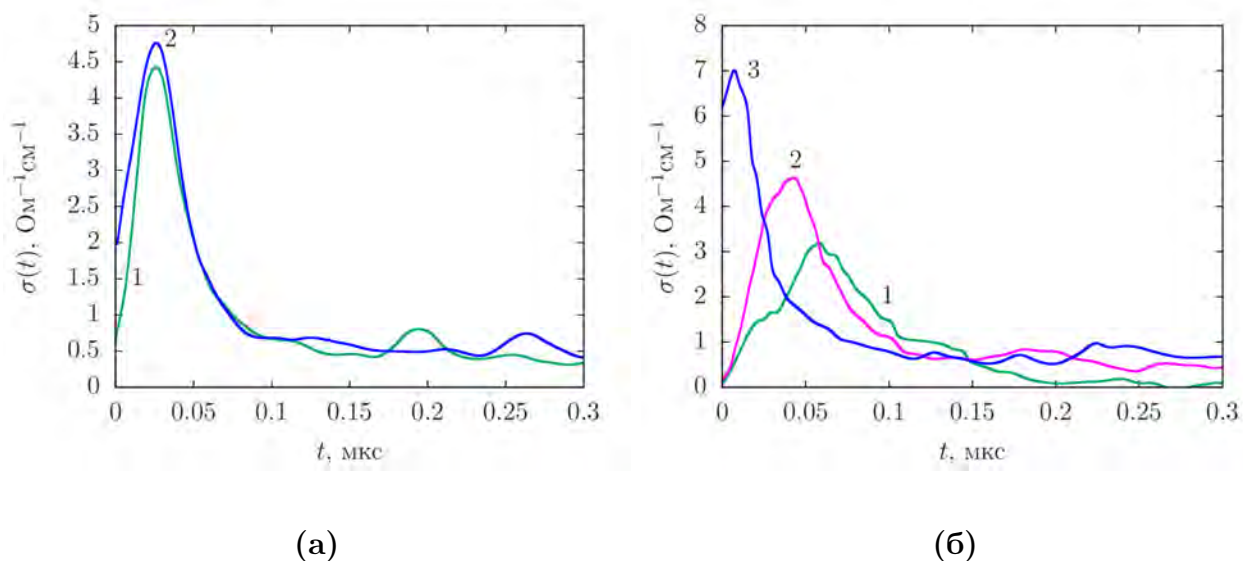


Рис. 1.8. (а) – сравнение результатов для октогена с плотностью заряда  $1.8 \text{ г/см}^3$ : 1 – нецентральное инициирование, 2 – центральное;

(б) три профиля электропроводности при детонации октогена с плотностью заряда  $1.8 \text{ г/см}^3$ : 1, 2 – нецентральное инициирование, 3 – центральное.

щие разному расстоянию инициирования  $b$  от оси заряда, причем профиль 1 отличается по длительности от профиля 3 примерно на 100 нс, что является результатом инициирования вблизи медной стенки оболочки заряда.

Рисунок 1.9 иллюстрирует характер искажения результатов измерения при разном способе инициирования, а также роль диэлектрика. Справа приведены все результаты по гексогену, при нецентральном инициировании происходит уширение области высокой электропроводности с занижением максимального значения (за исключением точки (41;7.9), для которой реализовалась вероятность 9% попаданию в область вблизи оси), разброс длительности от 40 нс до 150 нс. Это подтверждает выводы о возможности увеличения длительности высокой электропроводности при инициировании заряда на краю на 100 нс.

### 1.2.3. Влияние толщины диэлектрика, характер искажений профиля электропроводности

Для улучшения разрешения методики и повышения точности измерений нужно использовать минимально возможную толщину диэлектрика. Но агрессивная детонационная среда не допускает использование бесконечно тонкого диэлектрика, тем самым накладывая огра-

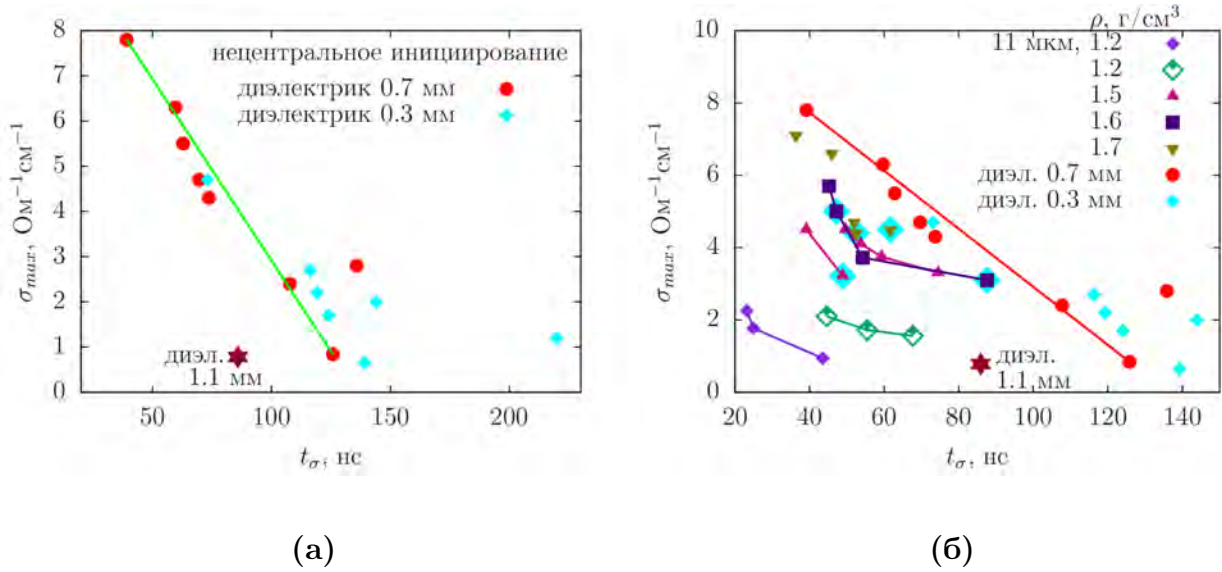


Рис. 1.9. Максимальная электропроводность  $\sigma_{max}$  от длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  при разной плотности заряда гексогена: (а) – нецентральное инициирование, указана толщина диэлектрика; (б) – те же данные (за исключением точки (220;0.75)) с сохранением обозначений вместе с результатами при центральном инициировании.

ничения через раннее замыкание и перетекание тока. Это ведет к некоторому искажению данных. Обсудим выбор оптимальной толщины диэлектрика.

На графиках 1.9(а) приведены результаты для гексогена с использованием указанной толщины диэлектрика для нецентрального инициирования. Для более тонкого  $2a = 0.3$  мм, формально соответствующего лучшему разрешению, данные преимущественно расположены правее, чем для 0.7 мм, что соответствует занижению значения  $\sigma_{max}$  при увеличении длительности высокой электропроводности  $t_\sigma$ . На рисунке 1.9(б) большинство экспериментов с центральным инициированием и плотностью заряда больше насыпной проведено с диэлектриком толщиной  $2a = 0.6$  мм, что для гексогена соответствует оптимальному значению. Отметим наличие на графике точки с толщиной диэлектрика 1.1 мм, которая выпадает из общей картины в сторону еще большего искажения результата.

Приведем пример влияния на результаты измерения диэлектрика с толщиной значительно больше ширины зоны реакции. На рисунке 1.10 показано напряжение на экспериментальной ячейке  $V(t)$  и на датчике – катушке  $U(t)$  в эксперименте с зарядом высокодисперсного гексогена насыпной плотности. В краткосрочных взрывных экспериментах ток идет в слое вблизи поверхности проводника, не используя все сечение, на рисунках 1.11 и 1.12 схематически изображена траектория тока. Точка **A** на рисунке 1.10 отмечает момент, когда



детонационная волна дошла до диэлектрика (рисунок 1.11), **В** – область высокой электропроводности по всему периметру заряда переместилась в локализацию диэлектрика. Точка **С** отмечает момент, когда детонационная волна прошла весь диэлектрик, этот момент иллюстрирует рисунок 1.12, показаны линии тока, происходит увеличение напряжения  $V(t)$ , что является следствием увеличения сопротивления детонационной волны, в следующий момент область высокой электропроводности достигнет детали 2 внешнего электрода и ток переключится на нее.

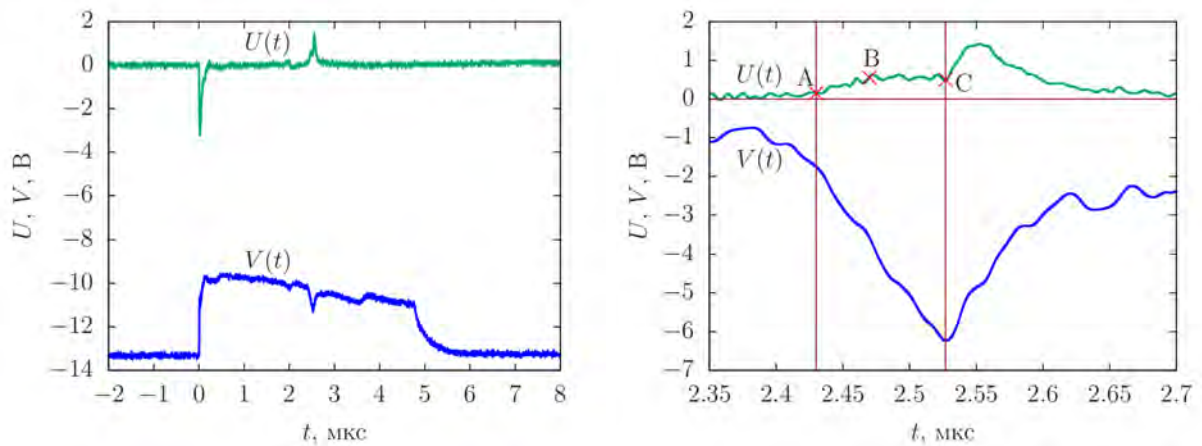


Рис. 1.10. Эксперимент с толстым диэлектриком при узкой проводящей зоне гексогена с насыпной плотностью заряда и высокой дисперсностью зерна, приведено при разном масштабе, справа напряжение  $V(t)$  для визуализации растянуто и сдвинуто по оси ординат.

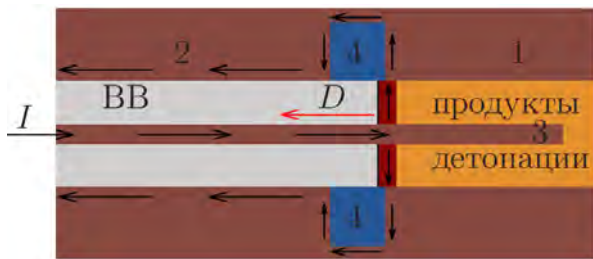


Рис. 1.11. Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока в момент, когда детонационная волна идет вдоль внутренней поверхности детали 1 внешнего электрода; обозначения: 1, 2 – детали внешнего электрода, 3 – внутренний электрод, 4 – диэлектрик, между продуктами детонации и ВВ красным цветом изображена узкая область высокой электропроводности.

Расстояние между точками **А** и **С** составляет 0.6 мм, что равно толщине использованного в эксперименте диэлектрика. Расстояние между точками **А** и **В** соответствует

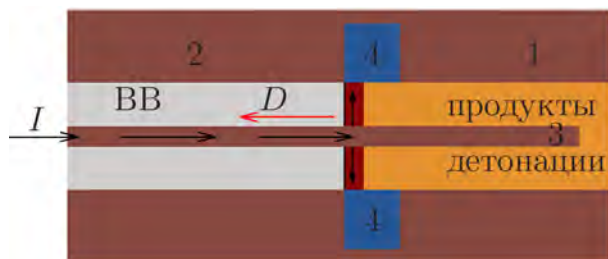


Рис. 1.12. Заряд в разрезе. Схематическое изображение траектории тока при нахождении узкой зоны высокой электропроводности в области диэлектрика, обозначения такие же, как на рис. 1.11.

перемещению узкой проводящей зоны вдоль диэлектрика по всему периметру заряда и составляет 0.25 мм, то есть это толщина высокопроводящей зоны. При этом, вследствие подавления тока, на внешнем электроде происходит рост напряжения  $V(t)$  (момент времени  $2.43 < t < 2.57$ ). Для сравнения, в случае меньшей толщины диэлектрика в "обычном" эксперименте с зарядом высокодисперсного гексогена толщина высокопроводящей зоны равна  $0.16 \div 0.28$  мм (Приложение таблица 4.10).

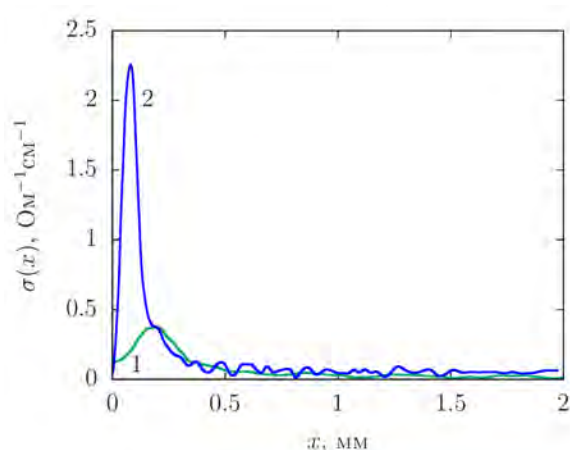


Рис. 1.13. Профили электропроводности при детонации заряда высокодисперсного RDX насыпной плотности с использованием толстого (1) и подходящего (2) диэлектриков.

На рисунке 1.13 приведены профили электропроводности при детонации заряда высокодисперсного гексогена, полученные при толщине диэлектрика 0.6 мм (линия 1) и 0.3 мм (линия 2): для профиля 1 характерны медленный рост, максимальное значение в шесть раз меньше полученного в аналогичном эксперименте, но с использованием более тонкого диэлектрика, а также бóльшая ширина зоны высокой электропроводности. Существенно меньшее значение  $\sigma_{max}$  объясняется фактом уменьшения величины тока при росте сопротивления вследствие перемещения высокопроводящей области вдоль диэлектрика. То есть падение величины тока, которое должно было произойти в момент выхода высокопроводящей зоны на медную поверхность второй части внешнего электрода, началось в момент, когда произошло подавление тока при его перемещении вдоль диэлектрика, что уменьшило максимум электропроводности. Измеренная ширина области высокой электропроводности при правильно подобранной толщине диэлектрика находит подтверждение результатов с ис-

пользованием другой постановки. Моделирование отклика экспериментальной ячейки для разной толщины диэлектрика обсуждается в разделе 1.3.

### 1.3. Моделирование электродинамического эксперимента

В процессе детонации заряда конденсированного ВВ, находящегося в толстостенной медной оболочке, происходит агрессивное воздействие высоких давлений на внутреннюю поверхность внешнего электрода, вследствие чего оболочка деформируется. В результате деформации оболочки заряда может происходить некоторое искажение истинных значений измеряемых величин. В работе [90] выполнено моделирование деформации толстой медной оболочки в близкой к использованной постановке. На рисунке 1.14 показана рассчитанная зависимость радиуса деформации от расстояния до фронта  $x$  [90].

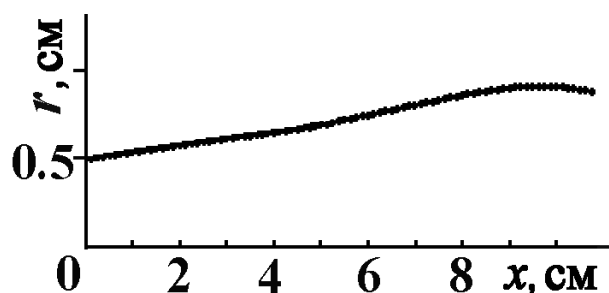


Рис. 1.14. График зависимости радиуса деформации толстой медной оболочки от расстояния до фронта  $x$ .

Таким образом, результаты газодинамического моделирования деформации медной оболочки заряда показывают, что в области химпика, расположенного за фронтом на расстоянии несколько миллиметров, деформацией оболочки можно пренебречь.

**Дифференциальная схема измерения электропроводности в плоской постановке.**

Проведено моделирование отклика экспериментальной ячейки для случая плоской геометрии. Основная неоднородность поля сосредоточена в окрестности диэлектрика, искажение линий электрического поля схематически показано на рисунке 1.15, обозначения 1 и 2 соответствуют деталям внешнего электрода. Задано вертикальное электрическое поле  $E_0$  вдали от диэлектрика (рисунок 1.15 справа). На электродах 1 и 2 задается нулевой потенциал, на поверхности изолятора – нулевая нормальная производная. Для расчета выбрана область  $200 \times 200$  ячеек, размер счетной ячейки по обеим координатам  $h = 0.02$  мм. Численно решалась электростатическая задача о распределении потенциала  $\varphi(x, y)$ :

$$\operatorname{div}(\sigma E) = 0.$$

На внешнем разрезном электроде  $\varphi = 0$ , на внутреннем  $\varphi = 1$ , на фронте детонации – условие непротекания  $\partial\varphi/\partial y = 0$ . Такое же условие задавалось на достаточно большом расстоянии  $l$  от фронта. Продольный размер  $l = 4$  мм. Толщина диэлектрика равна  $2a$ . Использовалась центрированная разностная схема. Распределение потенциала при данном положении диэлектрика находилось методом итераций, затем вычислялся ток на детали внешнего электрода при заданной модельной электропроводности  $\sigma(x)$ . Такие расчеты проводились при разном положении диэлектрика.

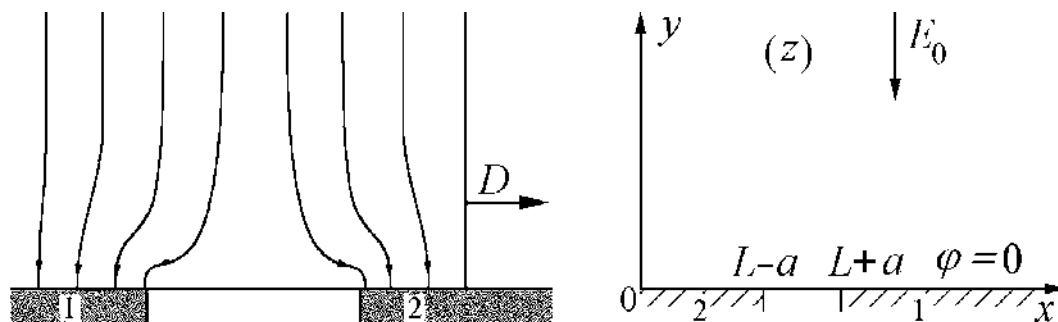


Рис. 1.15. Слева: картина линий тока в окрестности диэлектрика, находящегося между деталями внешнего электрода 1 и 2. Справа: геометрия плоской задачи. Ось  $y$  совпадает с фронтом детонации.

Для случая постоянной электропроводности среды в работе [10] получено аналитическое решение плоской задачи, это позволило провести тестирование результатов моделирования. На рис. 1.16(а) показан график производной тока  $dJ/dt$ , полученного моделированием при заданной постоянной  $\sigma = 1$ . Кривая 1 – аналитическая зависимость из работы [10], точки – результаты моделирования для разной расчетной сетки. Наблюдается прекрасное согласие аналитической зависимости и результатов моделирования. Отклонение результатов моделирования от идеальной  $\sigma$  на 20% достигается при расстоянии от фронта, равном четверти ширины диэлектрика. При удалении ДВ от зазора ошибка определения электропроводности спадает как  $(a/2Dt)^2$ .

На рисунке 1.16(б) приведен расчетный отклик ячейки для электропроводности, заданной экспонентой  $\sigma = \sigma_0 \exp^{-x/\Delta}$  при характерной ширине спада электропроводности в  $e$  раз равной  $\Delta = 2.5a$ . Соответствие результатов моделирования и заданной электропроводности в этом случае лучше, для постоянной  $\sigma$  заметно влияние границы, которое подавлено для экспоненциального распределения. Точность 20% также достигается при  $x = 0.5a$ .

**Квазитрехмерное моделирование дифференциальной ячейки, цилиндрическая геометрия**

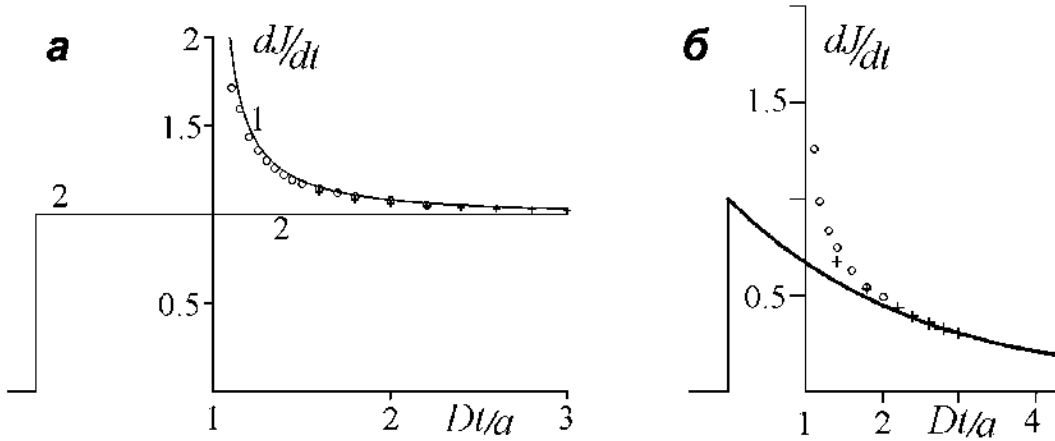


Рис. 1.16. Рисунок (а) – отклик ячейки при постоянной электропроводности (кривая 1). Кривая 2 – единичный скачок, начало которого ( $Dt = 0$ ) отнесено к середине щели; (б) – то же для экспоненциально спадающей электропроводности при  $\Delta = 2.5a$ . Точки – результаты численных расчетов.

Аналогичные расчеты проведены для получения отклика экспериментальной ячейки при разной зависимости электропроводности среды  $\sigma(x)$  в цилиндрической геометрии. Считается, что детонационная волна одномерная, при фиксированной координате  $x$  потенциал  $\varphi$  и плотность тока не зависят от угла.

На рисунке 1.17 представлена геометрия задачи, обозначения соответствуют рисунку 1.2, верхний электрод разрезной, детали 1 и 2 разделены диэлектриком, приведена зависимость электропроводности от координаты  $\sigma(x)$ , где  $x$  отсчитывается от фронта детонации, показано направление распространения детонации со скоростью  $D$ . На боковых границах и на диэлектрике принято условие непротекания  $\partial\varphi/\partial x = 0$ . Расчетная область равна 850 на 400 ячеек с шагом  $\Delta x = \Delta r = 0.01$  мм. Длина области по  $x$  выбрана из соображения полученной в эксперименте области значительной электропроводности – в случае тротила значение  $\sigma = 0$  достигается при  $x = 7.5$  мм.

Методом простых итераций решалось уравнение

$$\operatorname{div}(\sigma(x)E(x, r)) = 0$$

Использована следующая разностная схема ( $i$  изменяется вдоль  $x$ ,  $j$  – вдоль радиуса  $r$ ,  $\widehat{\varphi(i, j)}$  – значение потенциала на новом шаге по времени)

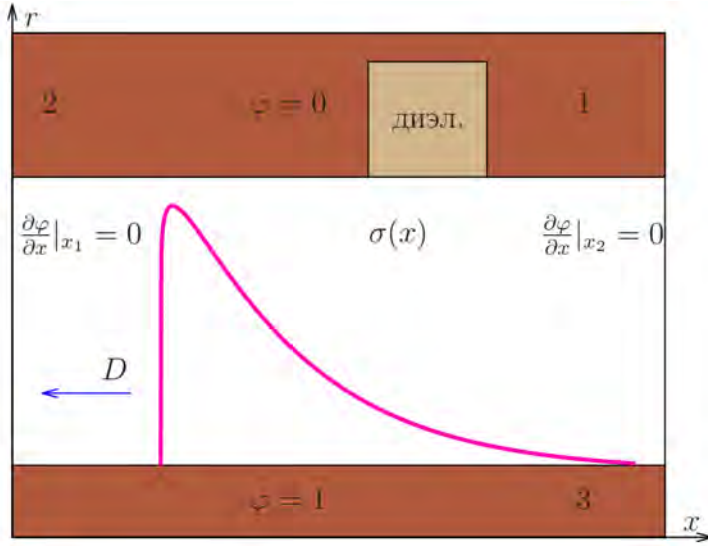


Рис. 1.17. Геометрия расчетной области, обозначения соответствуют приведенным на рисунке 1.2: 1, 2 – две детали внешнего электрода, 3 – центральный электрод.

$$\widehat{\varphi(i, j)} = 0.5 \cdot \left\{ \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta r)^2} \right\}^{-1} \cdot \left( \frac{\varphi(i, j+1) - \varphi(i, j-1)}{2\Delta r} \cdot \frac{1}{j} + \frac{\varphi(i+1, j) + \varphi(i-1, j)}{(\Delta x)^2} + \frac{\varphi(i, j+1) + \varphi(i, j-1)}{(\Delta r)^2} + \frac{\varphi(i+1, j) - \varphi(i-1, j)}{2\sigma(i, j)\Delta x} \cdot \frac{\sigma'(i)}{\sigma(i)} \right) \quad (1.2)$$

Электропроводность задана аналитически формулой

$$\sigma_1(x) = \alpha \cdot x^{0.1} \cdot \exp(-0.005 \cdot x) - \beta. \quad (1.3)$$

График электропроводности приведен на рисунке 1.18 слева. Функция достигает максимального значения  $\sigma_{1,max} = 1$  в точке  $x = 20$  ячеек (0.2 мм) вблизи  $x = 0$ , на расстоянии 8.5 мм электропроводность уменьшается практически до нуля  $\sigma_1 = 4 \cdot 10^{-6}$ , перегиб  $\partial^2 \sigma_1 / \partial x^2 = 0$  происходит при  $x = 83$  ячейки, падение значения электропроводности в  $\epsilon$  раз соответствует координате  $x = 261$  ячейка (2.61 мм). Для аналитически заданной функции визуально определить точку перегиба на графике функции не представляется возможным, после достижения максимума поведение производной монотонно и не содержит особенностей. При этом, характерная ширина области высокой электропроводности (местоположение где значение функции меньше максимального в  $\epsilon$  раз) находится вблизи пересечения аппроксимационных прямых и соответствует проводимости 75% от максимальной. Приведенные аргументы демонстрируют, что математический формальный подход может быть не так продуктивен, как физический. Определение ширины области высокой электропроводности с использованием аппроксимационных кривых показывает лучший результат для нахождения величины зна-

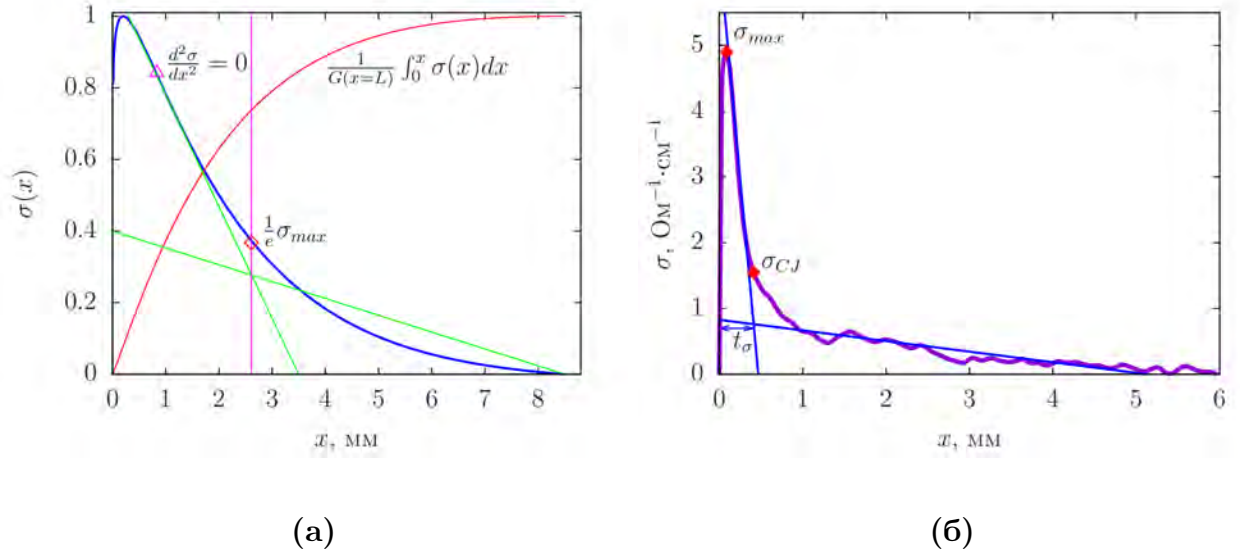


Рис. 1.18. (а) Экспоненциальное распределение электропроводности  $\sigma_1(x)$  (формула 1.3), показаны точка перегиба  $x = 83$  ячейки, характерная ширина высокой электропроводности ( $x = 2.61$  мм), нормированная проводимость  $G(x)$  и способ определения длительности высокой электропроводности по двум аппроксимационным прямым.

(б) Профиль электропроводности при детонации гексогена с плотностью заряда  $1.7$  г/см<sup>3</sup> и характерные обозначения:  $\sigma_{max}$  – максимум электропроводности,  $\sigma_{CJ}$  – электропроводность в точке ЧЖ,  $t_\sigma$  – длительность высокой электропроводности.

чительного вклада в проводимость области высоких значений, чем чисто математический. На рисунке 1.18 справа приведено распределение электропроводности, полученное при детонации гексогена, с узкой зоной высокой электропроводности. Показан способ определения зоны высокой электропроводности (пересечение прямых). Далее эта процедура используется для определения местоположения точки  $\sigma_{CJ}$ . Такой профиль характерен для ВВ со средним содержанием углерода, после точки перегиба значение  $\sigma(x)$  линейно спадает и обращается в ноль при  $x \approx 5$  мм.

Ток на детали 1 и 2 считался отдельно по формулам

$$I_1 = -2\pi r_1 \int_{x_1}^{a/2} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx, \quad I_2 = 2\pi r_1 \int_{a/2}^{x_2} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx,$$

расчет проведен по линии на расстоянии половины ширины диэлектрика, учтена горизонтальная составляющая тока. Сумма токов на детали 1 и 2 сравнивалась с суммарным током вблизи внутреннего электрода. Критерием окончания счета была их разница – не больше  $5 \cdot 10^{-6}$ . Выбранные параметры схемы позволяют получить удовлетворительную точность.

Для определения профиля электропроводности насчитанный ток  $I_1$  дифференцировался и масштабировался.

Для тестирования результатов моделирования было проведено сравнение рассчитанного при заданной электропроводности тока в отсутствие диэлектрика с аналитическим значением. Результат моделирования приведен на рисунке 1.19: слева показаны цилиндрические эквипотенциальные поверхности в координатах  $(x, r)$  при  $\theta = \text{Const}$  между верхним электродом с потенциалом  $\varphi = 0$  при  $r = 400$  ячеек или 4 мм и внутренним с потенциалом  $\varphi = 1$  радиусом  $r_0 = 100$  ячеек или 1 мм. Токи, найденные на разном расстоянии от центра при моделировании  $I_{\text{tot}}$ ,  $I_{\text{tot2}}$ ,  $I_{\text{tot3}}$  и теоретический  $I_{\text{teor}}$ , совпали в пределах точности расчета.

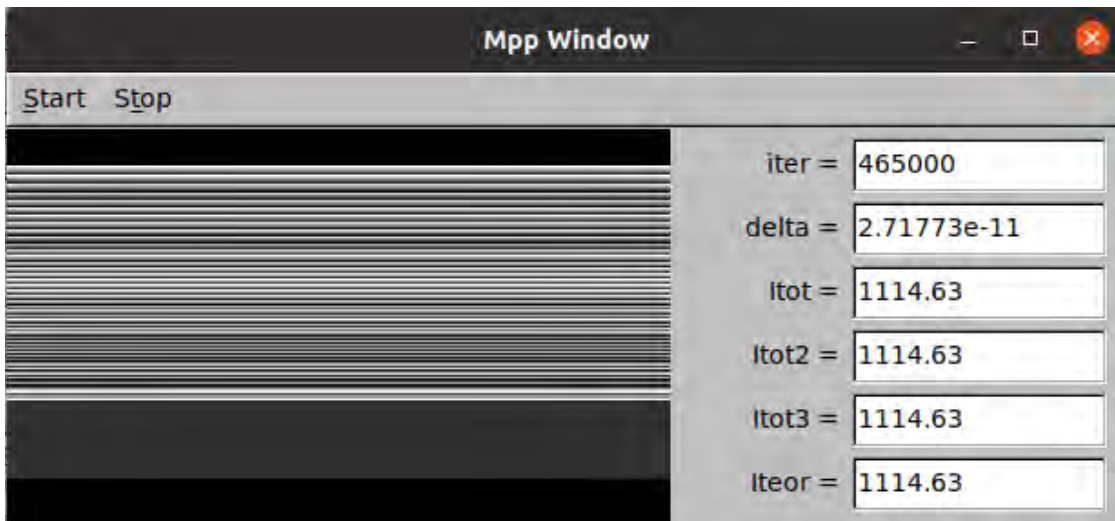


Рис. 1.19. Результат моделирования отклика ячейки при экспоненциальном распределении электропроводности согласно формуле 1.3 для случая цилиндрической геометрии, визуализация эквипотенциальных поверхностей, сверху электрод с потенциалом  $\varphi = 0$ , снизу центральный электрод с потенциалом  $\varphi = 1$  (изображен однородным серым), справа даны **iter** – количество итераций, **delta** – максимальная среди всех точек расчетной области разница потенциала между значением на новом шаге по времени и предыдущем, **Itot**, **Itot2**, **Itot3** – ток на трех радиусах (вблизи внутреннего электрода, внешнего и при  $r = 3$  мм), **Iteor** – теоретическое значение тока для заданной электропроводности.

На рисунке 1.20 приведены эквипотенциальные поверхности для разрезного внешнего электрода и экспоненциального распределения электропроводности. Как уже упоминалось, наибольшее искажение силовых линий тока (перпендикуляра к эквипотенциалам) по сравнению с отсутствием диэлектрика (рисунок 1.19) происходит вблизи диэлектрика.



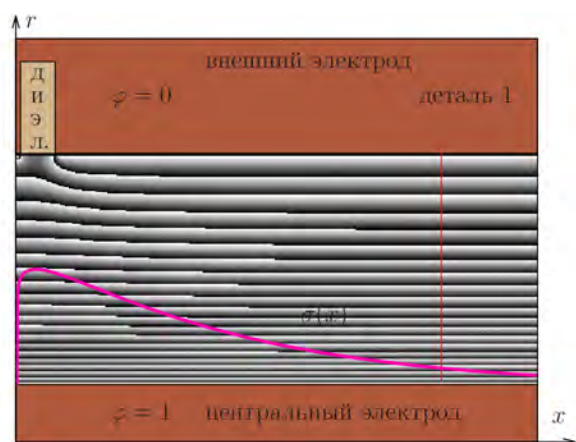


Рис. 1.20. Эквипотенциальные поверхности при расчете отклика ячейки и экспоненциальном распределении электропроводности для случая цилиндрической геометрии и разрезного внешнего электрода с толщиной диэлектрика 60 ячеек (показан сверху слева).

На рисунке 1.21 приведен отклик экспериментальной ячейки для заданной формулой 1.3 электропроводности в идеальном случае при отсутствии реактивных параметров электрической цепи и одномерной детонации, модельная электропроводность сдвинута на половину ширины диэлектрика. Как и для плоского случая, точность 20% достигается при  $x = 0.5a$ . Максимум наблюдается в момент выходе "детонации" на второй электрод. В экспериментах максимальное значение достигалось за фронтом на некотором удалении, что может быть связано с другим градиентом роста "истинного" распределения электропроводности. Отличие расчетной и аналитической электропроводности быстро уменьшается с увеличением пройденного детонацией расстояния.

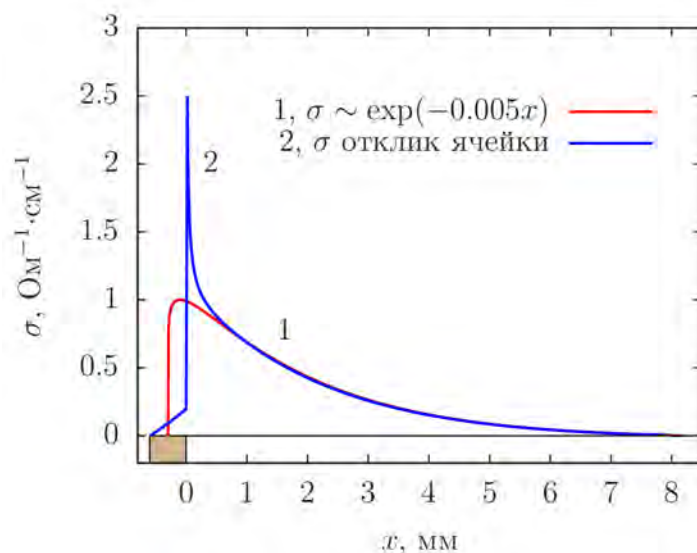


Рис. 1.21. Приведены заданная аналитически формулой 1.3 электропроводность, сдвинутая влево на половину ширины диэлектрика и обозначенная как 1, и результаты моделирования 2, в начале координат показан диэлектрик толщиной 0.6 мм.

В реальном эксперименте в случае распределения электропроводности, подобного заданному экспоненциальному с быстрым ростом, появлению узкого пика, приведенного на рисунке 1.21, будут мешать паразитные элементы электрической цепи, существенная трехмерность детонационной волны и неоднородность заряда, эти факторы уменьшают максимальное значение. Так как фронт волны плоским не является, фронт выходит на диэлектрик по периметру не одновременно, а на протяжении некоторого времени, что влияет на время достижения максимального значения. При этом, в случае реального наличия быстрого роста электропроводности при погружении электрода в детонационную волну экспериментальная схема позволяет его зафиксировать, как было для заряда детонирующего бензотрифуроксана (раздел 2.4). Максимальное значение электропроводности при отклике экспериментальной ячейки зависит от "истинного" распределения электропроводности и толщины диэлектрика, как и время спада сигнала. Восстановление реального профиля электропроводности из отклика является обратной задачей. Ценность экспериментальных данных заключается в сравнении профилей для разных веществ и условий. Так, при более широком распределении и пологом росте электропроводности рост и спад моделируемого профиля более плавный. В работе [101] проведено похожее моделирование в аналогичной геометрии для случая проводящего заряда ВВ, результаты удовлетворительно согласуются с настоящим моделированием.

**Моделирование отклика ячейки при толщине диэлектрика больше, чем характерная ширина зоны высокой электропроводности.**

Рисунок 1.22 иллюстрирует характер искажения сигнала в случае использования слишком толстого диэлектрика. Приведены две аналитически заданные зависимости электропроводности:  $\sigma_1$  формула 1.3 (маркер 1) и  $\sigma_2$  (маркер 3), которая задана выражением

$$\sigma_2(x) = \xi \cdot (x \cdot \exp(-0.02x) - \eta \cdot x + \varsigma), \quad (1.4)$$

с максимумом на расстоянии от фронта в точке  $x = 0.5$  мм и характерной шириной области высокой электропроводности  $\Delta x \approx 1.68$  мм. Профиль электропроводности  $\sigma_2$  более узкий с резким спадом после достижения максимума. Площадь под графиком  $\sigma(x)$  является проводимостью (величина обратная сопротивлению) и составляет  $G_1 = \int \sigma_1(x)dx = 245$  условных единиц,  $G_2 = \int \sigma_2(x)dx = 167$  условных единиц.

Приведены соответствующие заданным  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  отклики экспериментальной ячейки при толщине диэлектрика 4 мм, значительно превышающей ширину области высокой электропроводности (маркеры 2 и 4, соответственно).

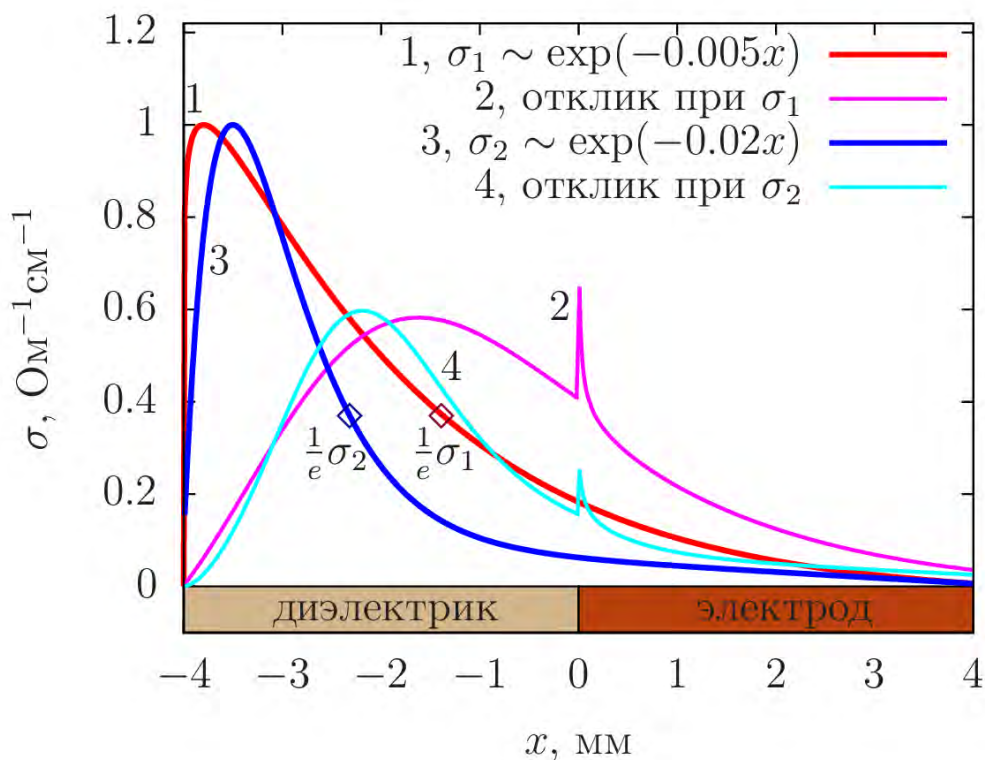


Рис. 1.22. Приведены электропроводность  $\sigma_1$ , заданная формулой 1.3 с характерной шириной спада 2.61 мм и максимумом на расстоянии от фронта  $x = 0.2$  мм (маркер 1),  $\sigma_2$  задана формулой 1.4, характерная ширина спада 1.68 мм, максимум на графике при  $x = -3.5$  мм (маркер 3). Маркеры 2 и 4 – отклик экспериментальной ячейки при заданном распределении электропроводности  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , соответственно. Толщина диэлектрика 4 мм.

В случае тонкого диэлектрика полезный сигнал начинается в момент выхода детонационной волны на деталь 2 при  $x = 0$  мм (рисунок 1.21), линейное увеличение электропроводности  $\sigma(x)$  при  $x < 0$  мм небольшой амплитуды появляется вследствие некоторого увеличения сопротивления при перемещении высокопроводящей области профиля  $\sigma_1(x)$  вдоль диэлектрика. На рисунке 1.22 при  $x > 0$  наблюдаются небольшие выбросы, причем в отличие от ситуации с тонким диэлектриком, их характер не отражает параметров истинного сигнала, значение максимумов меньше, чем для модельных зависимостей.

В случае толстого диэлектрика ”полезный“ сигнал начался при  $x > -4$  мм при перемещении области высокой электропроводности вдоль диэлектрика, график отклика значительно шире, чем для модельных зависимостей  $\sigma_{1,2}$ , максимальное значение меньше заданных  $\sigma_{1,max} = \sigma_{2,max} = 1$ . Заметим, что площади под графиком заданных аналитически и полученных откликов ячейки соответствуют друг другу, что хорошо видно по рисунку, но произошло перераспределение площади, основная часть которой набирается при  $x < 0$ . Максимум

откликов расположен вблизи характерной ширины области высокой электропроводности (на рисунке показано точками на графиках  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ ). Таким образом, по экспериментальной записи можно оценить ширину области высокой электропроводности.

Подобное искажение наблюдается в эксперименте с толстым диэлектриком и приведено на рисунке 1.13, на котором дано сравнение распределения электропроводности, полученное при одинаковых плотности и структуре заряда, но с диэлектриком разной ширины. Момент прохода областью высокой электропроводности диэлектрика иллюстрирует рисунок 1.12, соответствующие экспериментальные сигналы напряжения показаны на рисунке 1.10, когда вследствие увеличения сопротивления увеличивается напряжение  $V(t)$  на измерительной ячейке.

Таким образом, в случае использования слишком толстого диэлектрика происходит существенное искажение истинного сигнала. Тем не менее, по этому сигналу можно сделать вывод о характерной ширине зоны высокой электропроводности. Выводы получены в эксперименте и подтверждены численным моделированием.

### **Ошибки**

Инструментальная ошибка составляет около 10%. Основная ошибка измерений связана с неоднородностью заряда, которую трудно избежать, при изготовлении методом прессования возможно образование локальных уплотнений, а также при средней плотности возможна и наблюдается неоднородность, вызванная увеличением плотности заряда вблизи уплотняющей поверхности, что хорошо видно на таких рисунках, как 2.20. Вносит погрешность неплоскостность фронта, нецентральное инициирование. Таким образом, суммарную ошибку можно оценить в 20%.

## **1.4. Выводы по главе 1**

- ✧ Развита методика измерения электропроводности для исследования структуры детонационных волн в плотных ВВ. Измерительная ячейка осуществляет аппаратное дифференцирование проводимости четко выделенного объема среды. Разрешение метода зависит от толщины диэлектрика и составляет около 0.1 мм.
- ✧ Для достижения наилучшего результата необходимо использовать максимально тонкий диэлектрик, толстый диэлектрик ведет к искажению профиля электропроводности – снижению максимального значения  $\sigma_{max}$  и уширению области высокой электро-

проводности. В условиях агрессивной среды детонационной волны слишком тонкий диэлектрик может быть причиной раннего замыкания вплоть до полной потери полезного сигнала. Следовательно, необходим подбор подходящей толщины диэлектрика, исходя из паритета высокого разрешения схемы эксперимента и достаточной длительности сигнала.

- ✧ Влияние нецентрального инициирования более значительное, чем толщины диэлектрика. В некоторых экспериментах с нецентральным инициированием результаты повторяют "хорошие" эксперименты, но вероятность удачного инициирования составляет 10%, поэтому требуется использование специального боевика, обеспечивающего инициирование вблизи оси заряда.
- ✧ При запрессовке ВВ в оболочку в одном сечении возможно наличие локальных уплотнений и областей с пониженной плотностью, что порождает неоднородности и ускорение/замедление местной скорости детонации и ведет, в частности, к неплоскостности фронта. Эти неоднородности вызывают разность прихода волны по периметру не больше, чем 0.24 мм. Способ инициирования играет более важную роль для плоскостности фронта, чем локальные неоднородности плотности.
- ✧ Результаты газодинамического моделирования деформации медной оболочки заряда показывают, что в области химпика, расположенного за фронтом на расстоянии несколько миллиметров, деформацией оболочки можно пренебречь.
- ✧ Проведено численное моделирование отклика экспериментальной ячейки в плоском и квазитрехмерном приближении. Объяснены экспериментальные эффекты, подтверждена эффективность экспериментальной методики.

## Глава 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАНИЯ

Когда под рукой нет глины – фактов,  
из чего лепить кирпичи?

---

Артур Конан Дойл "Берилловая  
диадема"

В таблице 2.1 приведены характеристики экспериментально исследованных взрывчатых веществ. Приняты следующие обозначения:  $\rho_{max}$  – максимальная плотность,  $r_C$  – массовая доля углерода в молекуле, КБ – кислородный баланс,  $D$  и  $P_{CJ}$  – скорость детонации и давление в точке ЧЖ, соответственно, при плотности  $\rho$ . Колонки 6–8 приведены по данным работы [102], для CL-20 использована расчетная работа [103].

Таблица 2.1.

1	2	3	4	5	6	7	8
ВВ	$\rho_{max}$ , г/см <sup>3</sup>	хим. формула	$r_C$	КБ, %	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$P_{CJ}$ , ГПа
RDX	1.82	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> N <sub>6</sub> O <sub>6</sub>	0.162	-21.6	1.8	8.743	33.6
HMX	1.905	C <sub>4</sub> H <sub>8</sub> N <sub>8</sub> O <sub>8</sub>	0.162	-21.6	1.9	9.074	39.3
CL-20	2.044	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> N <sub>12</sub> O <sub>12</sub>	0.164	-10.9	2.035	9.50	46.6
PETN	1.77	C <sub>5</sub> H <sub>8</sub> N <sub>4</sub> O <sub>12</sub>	0.19	-10.1	1.76	8.29	30.3
TATB	1.93	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> N <sub>6</sub> O <sub>6</sub>	0.279	-55.8	1.86	7.93	29.3
BTF	1.903	C <sub>6</sub> N <sub>6</sub> O <sub>6</sub>	0.286	-38	1.86	8.19	32.8
TNT	1.66	C <sub>7</sub> H <sub>5</sub> N <sub>3</sub> O <sub>6</sub>	0.37	-74	1.64	6.97	20.3
HNS	1.74	C <sub>14</sub> H <sub>6</sub> N <sub>6</sub> O <sub>12</sub>	0.373	-67.6	1.74	7.18	23.1

## 2.1. Результаты исследования индивидуальных веществ со средним содержанием углерода

### 2.1.1. Особенности эксперимента

Для экспериментального исследования использованы взрывчатые вещества с разным размером зерна – так называемое штатное и высокодисперсное, изготовленное из штатного ВВ. Для этого ацетон ОСЧ (особой чистоты) нагревался в воде до температуры кипения – около  $56^{\circ}\text{C}$ , далее в ёмкость с ацетоном добавлялось ВВ в количестве, достаточном для полного растворения. Потом в колбу с раствором добавлялась охлаждённая дистиллированная вода, что приводило к выпадению в осадок частиц ВВ. Осадок отцеживался и высушивался в течение нескольких суток.

Фотографии под микроскопом зерен ВВ разной дисперсности приведены на рисунках 2.1, 2.2, 4.6, 4.7. Зерна штатного размера НМХ (рисунок 2.1 слева) и РЕТН (рисунок 2.2 левый верхний) имеют гладкую поверхность, форму близкую к правильной, небольшой разброс дисперсности. Высокодисперсный октоген (рисунок 2.1 справа) четко разделен на отдельные частицы. Высокодисперсный тэн (рисунок 2.2, все кроме левого верхнего) отличается разнообразием форм и размеров, хорошо просматривается слоистая структура, выделить отдельную частицу сложно, нет четкой границы, отделяющей одно зерно от другого. Структура мелкого тэна похожа на полученную при изготовлении методом термовакuumной возгонки в работе [104].

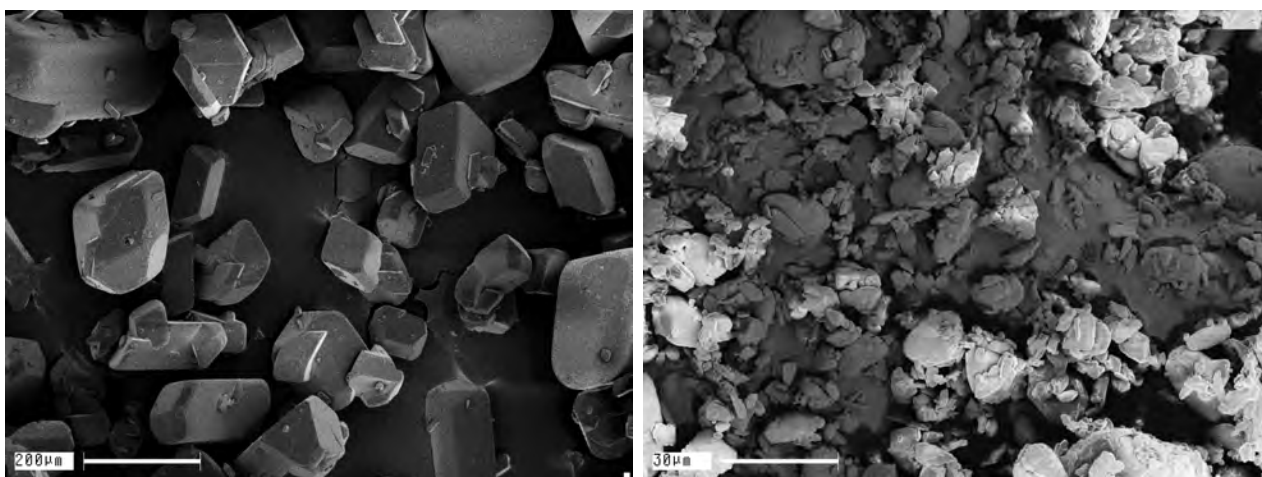


Рис. 2.1. Фотографии зерен НМХ: слева штатного со средним размером частиц  $\langle d \rangle = 430$  мкм, справа высокодисперсного с  $\langle d \rangle = 21$  мкм.

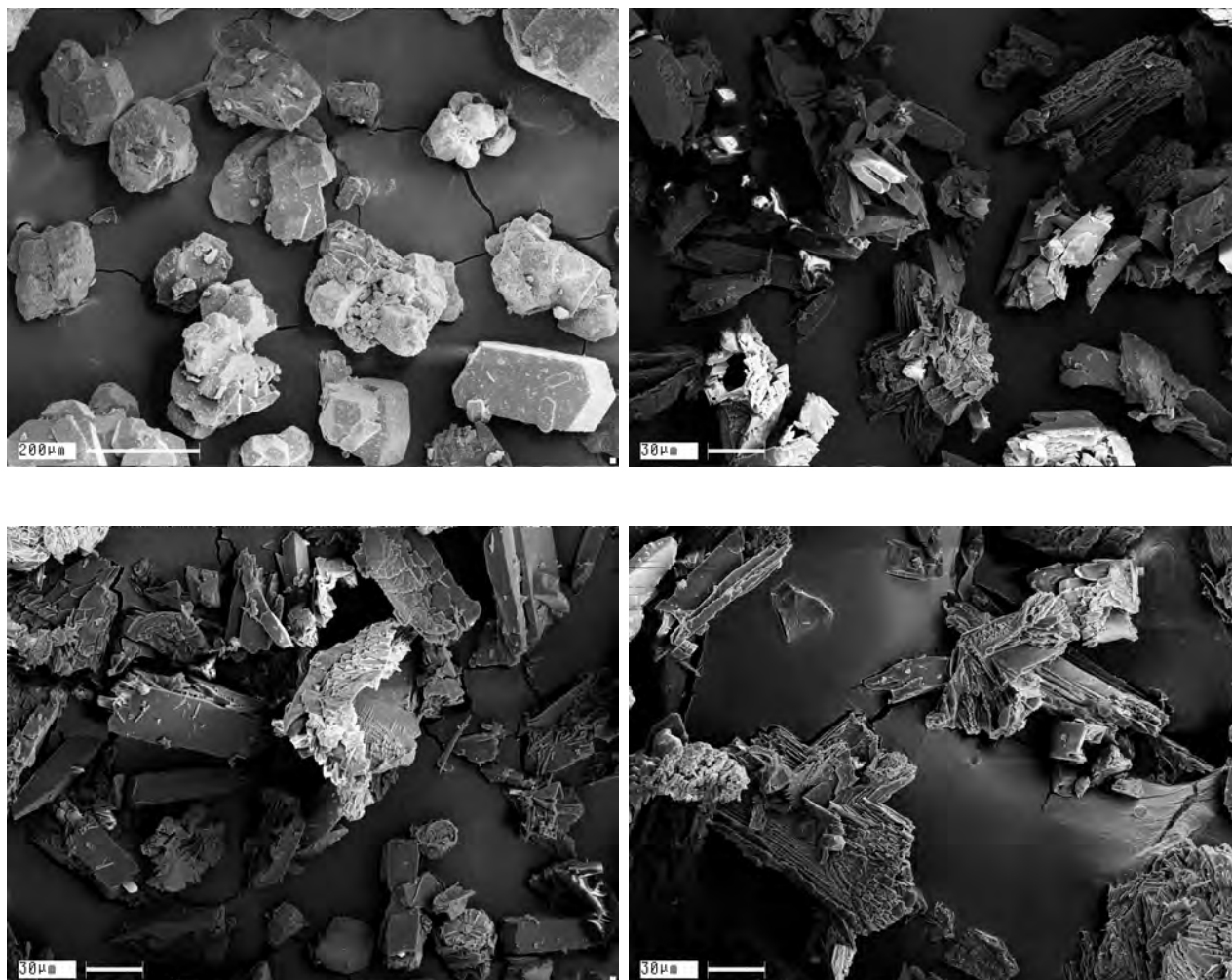


Рис. 2.2. Фотографии зерен РЕТН: слева сверху штатного со средним размером частиц  $\langle d \rangle = 260$  мкм, на остальных фотографиях приведен высокодисперсный тэн с  $\langle d \rangle = 80$  мкм.

В разделе 4.2 подробно обсуждаются результаты экспериментального исследования ВВ насыпной плотности при разной дисперсности. Здесь приведено их сравнение с данными для других плотностей заряда.

Экспериментальные данные приведены в соответствии с опубликованной работой [10]. Для корректного определения плотности заряда применялась следующая последовательность действий. По известным длинам и времени распространения ДВ между реперными точками на осциллограммах напряжения определялась скорость распространения детонационного процесса  $D$ . Полученная скорость отличалась от детонационной в зарядах предельного диаметра в меньшую сторону. Так, для эксперимента с зарядом РЕТН #75 (Приложение) загружаемая при прессовании плотность была  $\rho_e = 1.6$  г/см<sup>3</sup>, при этом детонационная скорость составила  $D = 7.67$  км/с, что отвечает плотности  $\rho_D$  на 1.2% ниже [105]. Таким



образом, для зарядов тэна полученная взаимосвязь между плотностями ожидаемой в эксперименте и измеренной выражается отношением  $\rho_D = 0.982\rho_e$ , для RDX  $\rho_D = 0.953\rho_e$ , для НМХ  $\rho_D = 0.944\rho_e$ . Причиной систематического отличия может быть следующее: а) уменьшение массы вещества вследствие потерь в процессе прессования; б) использование диаметра заряда меньше предельного, то есть в области зависимости скорости детонации от диаметра; в) небольшие колебания плотности заряда по сечению и вдоль порции. Оценка потери вещества при прессовании дала ошибку около 1%. Далее в разделе 2.1.2 за истинную начальную плотность  $\rho$  принимается  $(\rho_e + \rho_D)/2$ ; ошибка такого определения не превышает половины различия  $\rho_e$  и  $\rho_D$  (для тэна – около 1%). В экспериментах с малоплотными ВВ плотность определялась по скорости детонации без процедуры усреднения с загрузочной  $\rho_e$ , использована зависимость скорости детонации от плотности из работы [105].

Занижение скорости детонации вследствие использования диаметра заряда меньше предельного обосновано следующими соображениями: в работе [39] содержатся экспериментальные зависимости скорости детонации от диаметра заряда ВВ без оболочки, для гексогена с плотностью 1.2 г/см<sup>3</sup> предельный диаметр составил 1.5 см. При помещении заряда в толстую медную оболочку предельный диаметр уменьшается в 6 – 8 раз, зависимость  $D$  от диаметра сокращается (теория критического диаметра Кобылкина [99, 106, 107], а также [39]). Кроме того, с увеличением плотности также сокращается участок между критическим диаметром и предельным, разница скоростей становится все менее драматичной [108]. Упомянем также, что соотношение  $D(d)$  зависит от дисперсности зерна [39, 104], которое в представленных экспериментах было разным. Таким образом, ошибка определения плотности в 1% выглядит вполне разумно.

### 2.1.2. Влияние плотности ВВ на профиль электропроводности при детонации

На рисунках 2.3, 2.4 и 2.5 приведены результаты экспериментов при трех указанных плотностях с использованием штатного размера зерна для трёх указанных в подписи ВВ<sup>1</sup>. Характер влияния плотности и дисперсности одинаков: на профиле контрастно выделяется область высоких значений длительностью около 50 нс (процедура определения длительности приведена на рисунке 1.18, справа). Как показано в разделе 3.1, область высокой электропроводности вызвана химической реакцией, и, таким образом, отслеживает химик. Максимум достигается внутри зоны реакции и больше для бóльшей плотности, что харак-

<sup>1</sup> Данные по всем экспериментам при детонации гексогена, октогена и тэна приведены в Приложении, таблицы 4.9, 4.10, 4.11

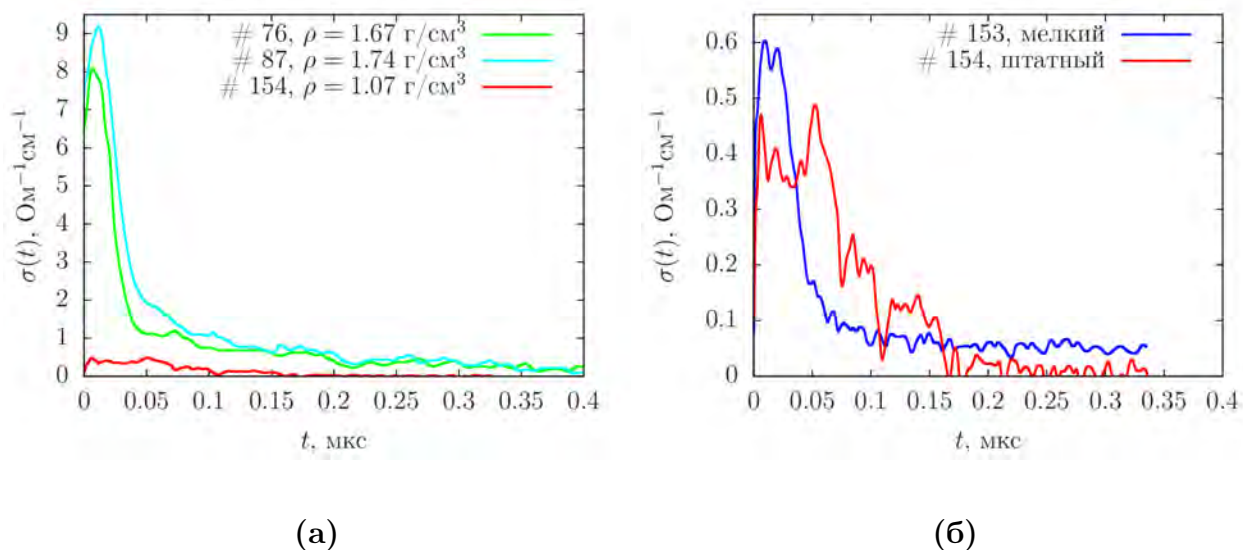


Рис. 2.3. (а) Профили электропроводности при детонации тэна разной плотности; (б) влияние размера зерна на профиль при насыпной плотности PETN, "штатный" – размер зерна  $\langle d \rangle = 260 \text{ мкм}$ , "мелкий" –  $\langle d \rangle = 80 \text{ мкм}$ .

терно для всех исследованных индивидуальных ВВ. За пиком следует зона, пространственно соответствующая волне разгрузки Тейлора, электропроводность в которой на порядок ниже амплитудного значения.

При насыпной плотности ( $\approx 1 \text{ г/см}^3$ ) проявляется влияние дисперсности<sup>2</sup> – рисунки 2.3, 2.4 и 2.5, справа. Для штатного размера октогена и тэна наблюдаются сильные колебания, что характерно для всех аналогичных экспериментов. Для высокодисперсного сигнал уже и более гладкий, что отражает большую однородность заряда. Отличие амплитудных значений высокоплотного и насыпного тэна составляет 20 раз.

Для определения плотности необходимо проведение манипуляций с экспериментально измеренными величинами, в то время как скорость детонации получена в тех же экспериментах и вследствие линейной зависимости  $D(\rho)$  [102] является ее аналогом, который не нуждается в пересчете. Кроме того, установившаяся скорость детонации зависит от диаметра заряда и дисперсности [104, 109], то есть при идеальных условиях  $D$  для заряда диаметром  $b = 8 \text{ мм}$  может быть меньше идеальной. Поэтому для единообразия лучше рассматривать максимальную электропроводность  $\sigma_{max}$  от скорости  $D$ , что и показано на рисунке 2.6 для трех ВВ (зависимость  $\sigma_{max}$  от плотности приведена в работе [10]). По графику  $\sigma_{max}(D)$

<sup>2</sup> Данные по всем экспериментам при детонации гексогена и октогена с разной дисперсностью приведены в Приложении, рисунки 4.19, 4.20.

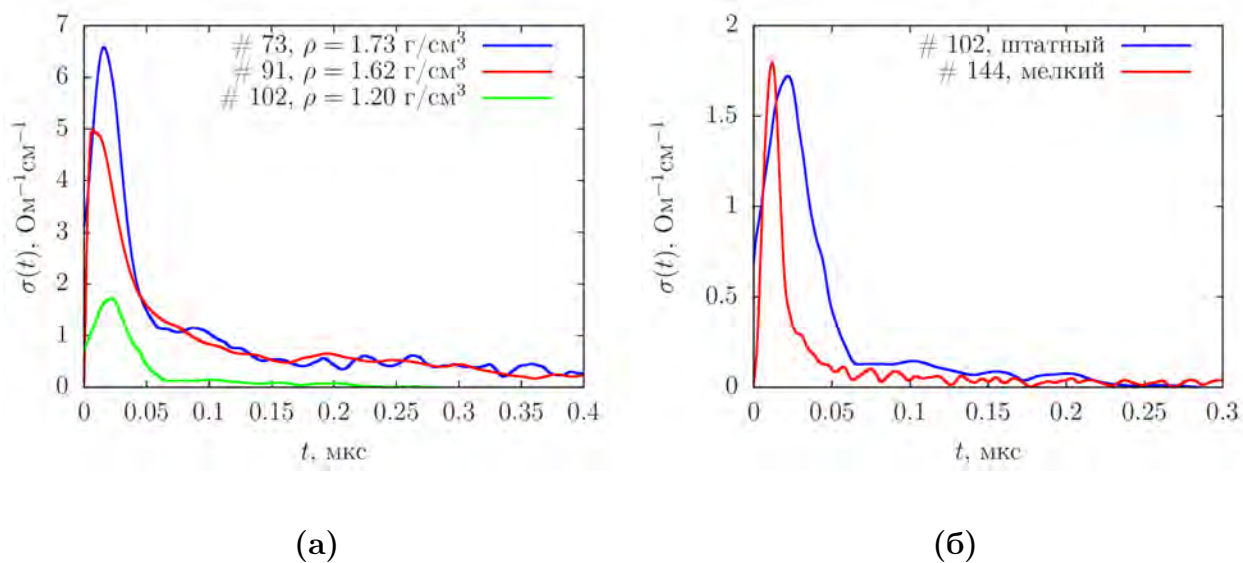


Рис. 2.4. (а) Профили электропроводности при детонации гексогена разной плотности; (б) влияние размера зерна на профиль при насыпной плотности RDX, "штатный" – размер зерна  $\langle d \rangle = 160$  мкм, "мелкий" –  $\langle d \rangle = 11$  мкм.

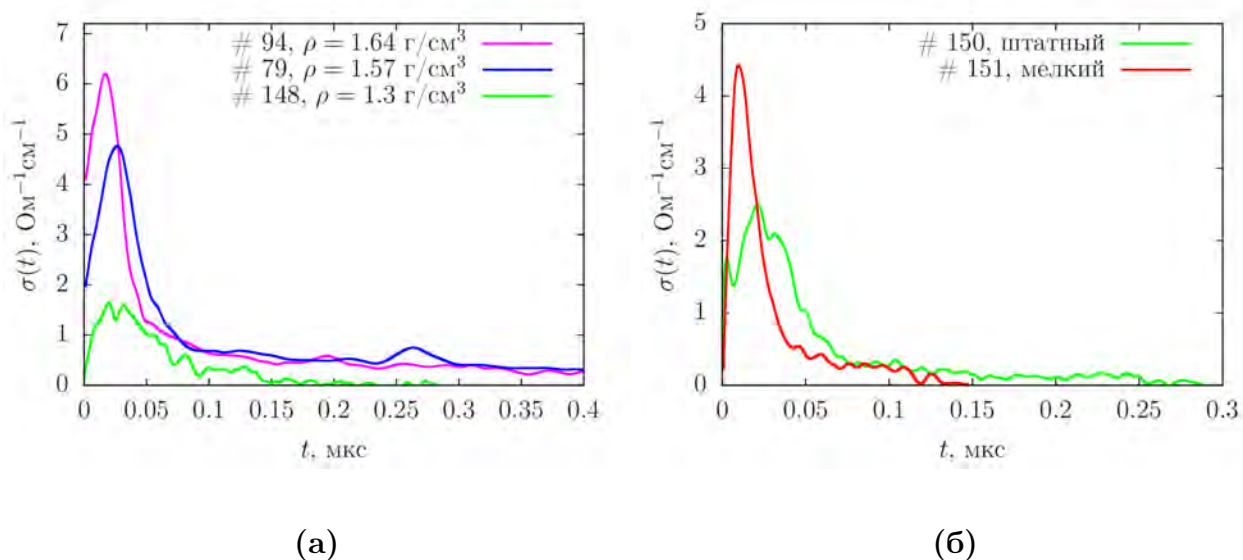


Рис. 2.5. (а) Профили электропроводности при детонации октогена разной плотности; (б) влияние размера зерна на профиль при насыпной плотности HMX, "штатный" – средний размер зерна  $\langle d \rangle = 430$  мкм, "мелкий" –  $\langle d \rangle = 21$  мкм.

прослеживается увеличение максимума с ростом скорости детонации (с плотностью), данные для гексогена и октогена близки, что связано с их одинаковым элементарным составом, отличие заключается в более плотной упаковке октогена. Значение  $\sigma_{max}$  растет со скоростью детонации линейно, угол наклона линейной зависимости  $\sigma_{max}(D)$  для зарядов HMX

и RDX меньше, чем для заряда PETN, для которого доля углерода в молекуле больше, а кислородный баланс ближе к нулю (таблица 2.1). Наблюдается значительный разброс значений – около 20%, данные для высокодисперсного зерна не отличаются от результатов для штатного. При этом, инструментальная ошибка при измерении  $\sigma(t)$  составляет 12%. Столь большой разброс связан с высокой чувствительностью электропроводности к способу инициирования, неоднородностям заряда и неплоскостности фронта. В разделе 4.2 экспериментальные данные по электропроводности детонирующего гексогена разделены согласно дисперсности зерна, для интегральной величины  $\sigma_{max} \cdot \tau$  и инструментальной ошибки 12% вероятность чувствительности проводимости к дисперсности составила величину, близкую к 100% (таблица 4.3).

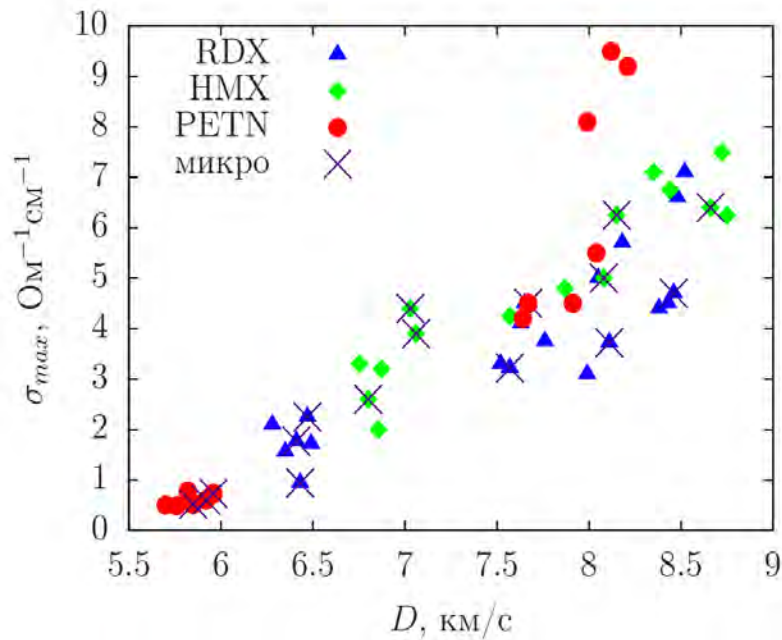


Рис. 2.6. Максимум электропроводности  $\sigma_{max}$  от скорости детонации  $D$  для трех ВВ, высокодисперсное зерно обозначено как  $\times$ .

На рисунке 2.7 приведена проводимость  $\sigma_{max} \cdot t_{\sigma}$  от скорости детонации  $D$ . Можно выделить следующие закономерности:

1. увеличение дисперсности при фиксированной плотности ВВ не ведет к изменению максимального значения электропроводности (рисунок 2.6), в отличие от проводимости  $\sigma_{max} t_{\sigma}$ , на рисунке 2.7 точки для зарядов с высокодисперсным ВВ расположены ниже, чем для штатных, для мелкого зерна существенно уменьшился разброс, что является результатом лучшей однородности заряда;

2. разброс значений как  $\sigma_{max}$ , так и проводимости для зарядов октогена со штатным размером зерна составляет около 20%, результаты расположены чуть выше данных по гексогену и имеют бóльший разброс, что связано с более крупным размером зерна октогена;
3. по приведенным данным можно констатировать влияние дисперсности и, как следствие, структуры заряда на зону реакции не только при насыпной плотности, но и для высокоплотных зарядов ВВ;
4. наблюдаемые более высокие значения электропроводности  $\sigma_{max}$  и проводимости  $\sigma_{max}t_{\sigma}$  при детонации зарядов тэна по сравнению с гексогену и октогену объясняются бóльшей долей углерода в молекуле тэна.

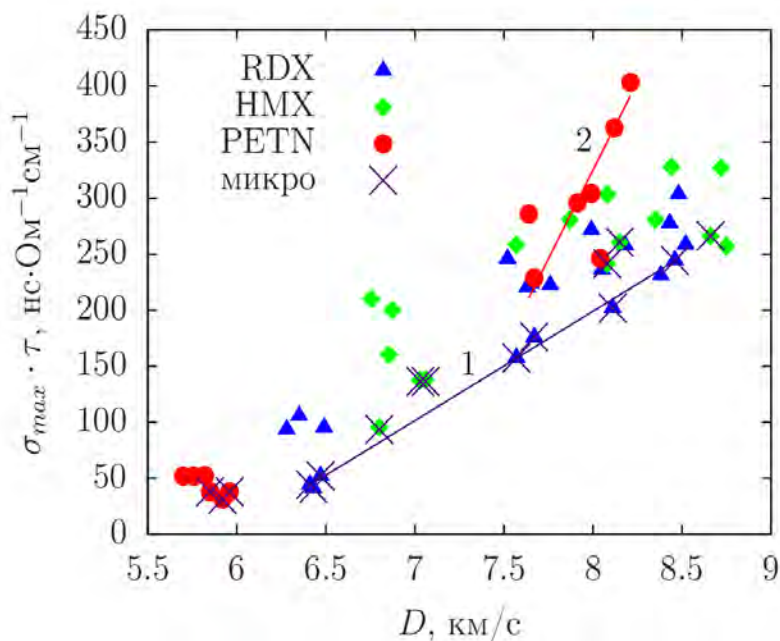


Рис. 2.7. Интегральная величина  $\sigma_{max} \cdot t_{\sigma}$  от скорости детонации  $D$  для трех ВВ, высокодисперсное зерно обозначено как  $\times$ , приведены аппроксимации: 1 – по высокодисперсному гексогену, 2 – по высокоплотному тэну.

Таким образом, диагностика интегральной величины  $\sigma_{max} \cdot t_{\sigma}$  существенно снижает экспериментальный разброс значений, связанный с неоднородностями заряда и неплоским фронтом. Приведенные данные указывают на зависимость  $\sigma_{max}$  от  $t_{\sigma}$ . Для RDX, HMX и PETN проводимость растет с плотностью.

### 2.1.3. Сравнение с результатами измерений из литературных источников

На рисунке 2.8 приведены экспериментальные данные по электропроводности гексогена (■), октогена (▲) и тэна (●), синим цветом даны результаты настоящей работы, сплошные символы соответствуют максимуму электропроводности, пустые – точке ЧЖ. Результаты настоящей работы представлены двумя группами символов, расположение которых сдвинуто относительно друг друга, это отражает тенденцию более низкого значения электропроводности за зоной реакции, что выполняется для всех исследованных индивидуальных ВВ. Чем медленней измерение, чем больше ширина зоны усреднения, тем измеренное значение электропроводности ближе к так называемому равновесному, соответствующему локализации волны Тейлора. С учетом сказанного, результаты измерений из разных работ хорошо согласуются между собой.

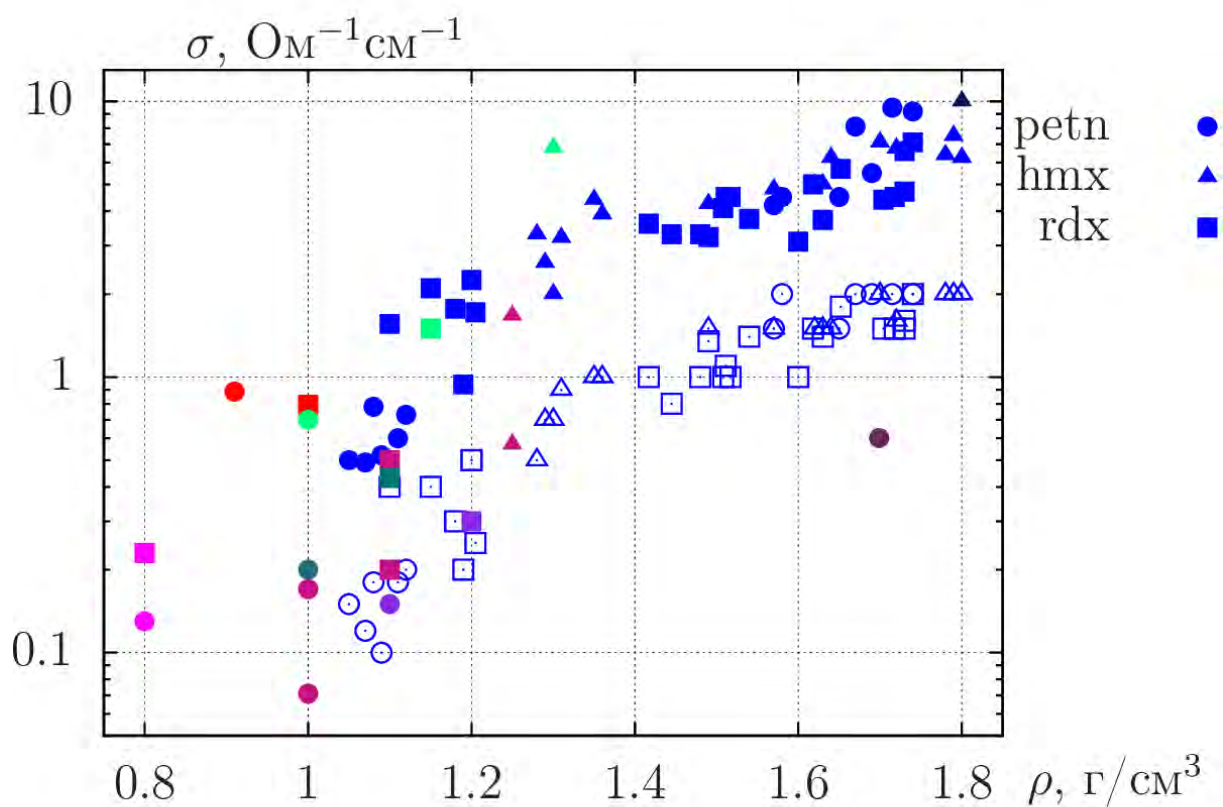


Рис. 2.8. Максимум электропроводности – сплошные символы, электропроводность в точке ЧЖ – пустые символы той же формы, цветом выделены результаты работ [38, 39, 50, 54, 56, 77, 100, 110].

#### 2.1.4. Длительность зоны высокой электропроводности, влияние плотности

Как будет показано ниже, область высокой электропроводности при детонации конденсированных ВВ со средним содержанием углерода пространственно соответствует зоне реакции. В контексте этой связи уместно сравнить полученные экспериментальные данные с имеющимися. Как известно, впервые структура ДВ, соответствующая современным представлениям, предложена в работе [1]. При этом, работа была посвящена газовой детонации и не содержала аналитических выражений характеристик зоны реакции от параметров заряда. С тех пор приложено много усилий для исследования химика (зоны реакции) с целью выявления ее структуры и параметров. Определение особенностей зоны реакции ведется с использованием разных методов [111]. Трудоемкое исследование ряда ВВ электромагнитным методом изложено в книге [112]. Разрешение метода со временем возросло до нескольких нс [113, 114, 115]. В настоящее время получили широкое распространение оптические методы, разрешение которых в некоторых случаях достигло долей наносекунд [116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127]. Появились исследования с использованием свечение ударного фронта в жидкости [128, 129] и скорость прошедшей волны [130].

Для широко применяемых и интенсивно исследуемых ВВ типа гексогена и октогена получена длительность зоны реакции около 100 нс [112]. Позднее с развитием оптических методов время реакции несколько сократилось. В обзорных работах ярко видны имеющиеся противоречия между результатами, полученными разными методиками. Как указано в работе [129], это связано не столько с несовершенством измерений, сколько объясняется разными структурой и параметрами зарядов. В этой работе проведена систематизация данных авторов, которая позволила им вывести универсальную зависимость времени реакции  $t_J$  от давления  $P_J$  в точке ЧЖ.

На рисунке 2.9, слева приведена обобщенная зависимость  $t_J(P_J)$  для нескольких веществ (ТНТ, гексоген, тэн, октоген, тетрил, дина и составы на их основе), время реакции  $t_J$  аппроксимируется выражением [129]

$$t_J = 0.7 \exp(-P_J/14),$$

где  $P_J$  давление в точке ЧЖ, выраженное в ГПа,  $t_J$  в мкс. Среднеквадратичное отклонение точек данной зависимости составило 20%, что примерно равно экспериментальной погрешности. Из общей зависимости выпадают данные для ТАТВ (обозначенные сплошными треугольниками), отмечается, что угол наклона аппроксимационной прямой такой же, как для

других ВВ, то есть длительность зоны реакции увеличивается с уменьшением давления в точке ЧЖ. Механизм зависимости  $t_J$  от  $P_{CJ}$  авторы связывают с ростом амплитуды ударной волны, ведущей детонацию, и температуры ВВ на фронте, что должно способствовать повышению скорости реакции и, следовательно, сокращению длительности зоны реакции. Мнение об увеличении длительности зоны реакции с падением давления высказывалось в работах [112, 121, 127, 129] и широко распространено.

Необходимо отметить, что по данным работы [102] с уменьшением плотности температура в точке ЧЖ для гексогена, октогена и тэна растет, что связано с ростом пористости при снижении плотности. И, следовательно, аргумент о росте температуры с давлением на ударном фронте является спорным.

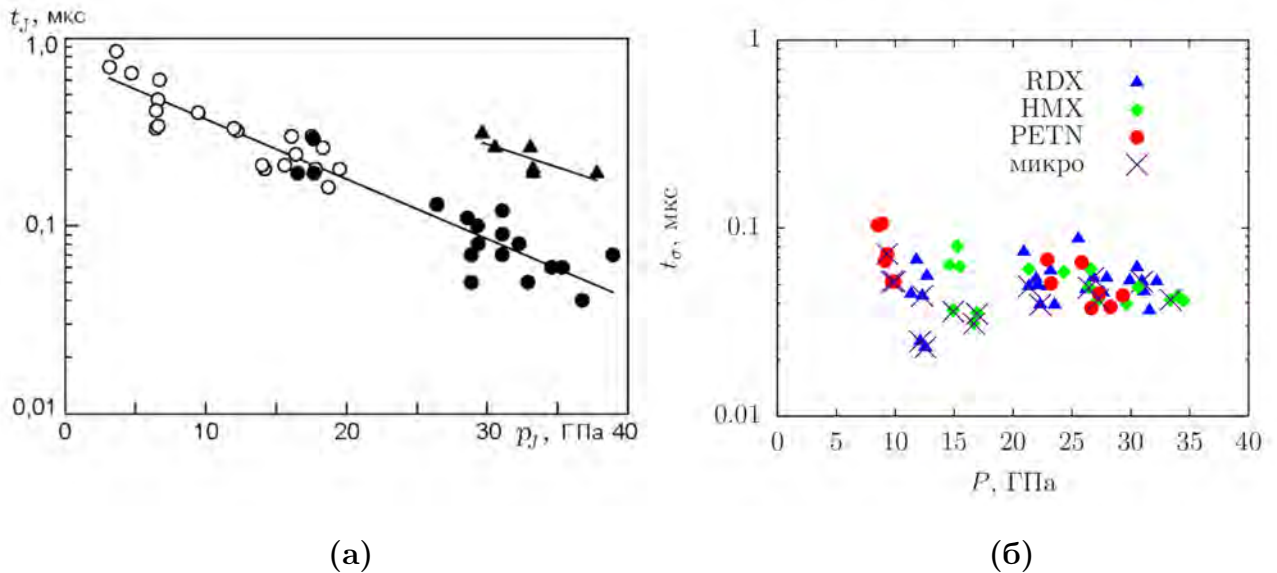


Рис. 2.9. (а) Приведена обобщенная зависимость времени реакции  $t_J$  от давления в точке ЧЖ  $P_J$  для ТНТ, гексогена, тэна, октогена, тетрила, дины и составов на их основе, обозначение  $\blacktriangle$  соответствует результатам для ТАТВ, цитирование работы [129];

(б) дана длительность высокой электропроводности  $t_\sigma$  от давления в точке ЧЖ  $P_{CJ}$ , рассчитанного по формуле  $P_{CJ} = 0.25\rho_0 D^2$ , приведены данные для трех ВВ, высокодисперсное зерно обозначено как  $\times$ .

На рисунке 2.9, справа приведены результаты экспериментального исследования длительности высокой электропроводности  $t_\sigma$  от давления в точке ЧЖ  $P_{CJ}$  для трех ВВ (октоген, гексоген, тэн), масштаб графиков одинаковый. По графику  $t_\sigma(P_{CJ})$  видно слабое влияние давления на зону высокой электропроводности. Разброс экспериментальных данных такой же, как на левом графике. Аппроксимация данных дает близкое к константе значение,



наблюдается даже некоторое снижение  $t_\sigma$  с уменьшением давления для высокодисперсного зерна. Так, при насыпной плотности длительность зоны реакции тэна со 110 нс уменьшается до 50 нс при том же давлении  $P_{CJ} = 8$  ГПа. Причем близкое значение  $t_\sigma = 38$  нс наблюдается и при давлении в 3.75 раза больше ( $P_{CJ} = 30$  ГПа). Длительность  $t_\sigma$  для высокодисперсного в зарядах насыпной плотности систематически меньше, чем для штатного размера зерна. В работе [14] по результатам экспериментов со штатным размером и с высокодисперсным при плотности  $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup> с использованием t-критерия Стьюдента показано, что вероятность определяющего влияния размера зерна на длительность зоны высокой электропроводности близка к 100%, значение максимума электропроводности  $\sigma_{max}$  при анализе не учитывалось. В работе [21] для тех же ВВ в близкой постановке подтверждено сокращение зоны реакции на профиле массовой скорости с увеличением дисперсности. В разделе 4.2 показано влияние дисперсности зерна, использованного при прессовании гексогена до плотности близкой к кристаллической, на зону химической реакции при детонации.

В отличие от левого графика, на котором минимальное время меньше максимального в 25 раз, на правом графике максимальный разброс значений наблюдается при насыпной плотности зарядов и одинаковом давлении, и составляет  $\approx 5$  раз (110 нс и 23 нс для тэна и гексогена, соответственно), причем диапазон значений сокращается с ростом давления. Таким образом, обнаруживается противоречие между характером зависимости времени реакции от давления по данным работы [129] и длительности высокой электропроводности.

Необходимо отметить, что по литературным данным нет согласия между длительностью зоны реакции, для одного ВВ и близких параметров заряда при использовании разных методик измерения зона реакции может отличаться больше, чем на порядок. В рамках изложенного, можно констатировать удовлетворительное соответствие длительностей зоны реакции и высокой электропроводности, последняя имеет среднее значение между максимальным и минимальным.

Нет единого мнения о том, что происходит с зоной реакции при детонации зарядов с плотностью, близкой к максимально достижимой  $\rho_{TMD}$  (theoretical maximum density). Есть работы, в которых наблюдается скачкообразное сокращение зоны реакции [129], увеличение в несколько раз [132], а также исчезновение химпика [125, 127]. Для облегчения получения более высокой плотности в некоторых случаях в процессе прессования в ВВ добавляется ацетон, в результате получается заряд с почти кристаллической плотностью и высокой прозрачностью. В работах [118, 130] для подобного высокоплотного ВВ химпик также не

наблюдался. Подробно кинетика зоны реакции, длительность и диагностика обсуждаются в главе 4.

Итак, демонстрируемая несогласованность литературных данных между собой показывает отсутствие консенсуса не только по поводу изменения параметров зоны реакции в зависимости от структуры и свойств заряда, но и просто общепризнанного значения ширины зоны реакции.

## 2.2. Результаты исследования триаминотринитробензола

Постановка эксперимента аналогична описанной в разделе 1.2. Частицы ВВ на основе ТАТВ, использованные в экспериментах, имеют слоистую структуру (рисунок 2.10), благодаря чему ВВ легко уплотняется. Средний размер частиц около 10 мкм. Плотность 1.3 г/см<sup>3</sup> близка к насыпной и получена при легком уплотнении под весом пуансона, однородность удовлетворительная. Для получения плотности 1.8 г/см<sup>3</sup> прессование производилось порциями по 5 мм на специализированном прессе.

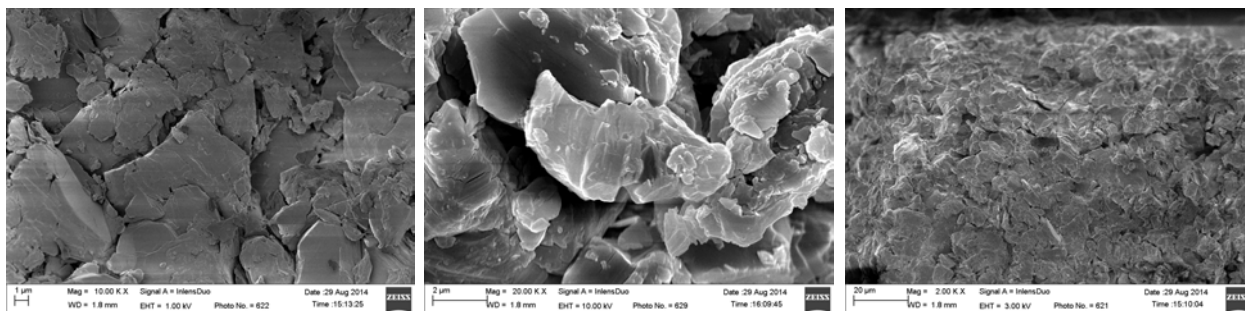


Рис. 2.10. Микрофотографии исходного зерна ВВ на основе ТАТВ.

Экспериментальная запись напряжений для высокоплотного вещества показана на рисунке 2.11. Сигнал  $U$  в момент 37.2 мкс индуцирован стартовым током при достижении детонационной волной центрального электрода, в этот момент напряжение  $V$  начинает спадать. Наблюдается хорошая однородность заряда. Основной сигнал  $U$  обратной полярности с катушки начинается около 39 мкс. В момент 42.6 мкс волна детонации дошла до торца заряда.

Профиль электропроводности, соответствующий эксперименту, изображенному на рисунке 2.11, приведен на рисунке 2.12 (маркер 3). На этом же рисунке приведены профили всех удачных экспериментов, 1 – 4 – с ВВ на основе ТАТВ, 5 – с чистым. Для удобства восприятия начало сигналов сдвинуто в ноль. Для высокоплотных 3 и 4 выделяется область

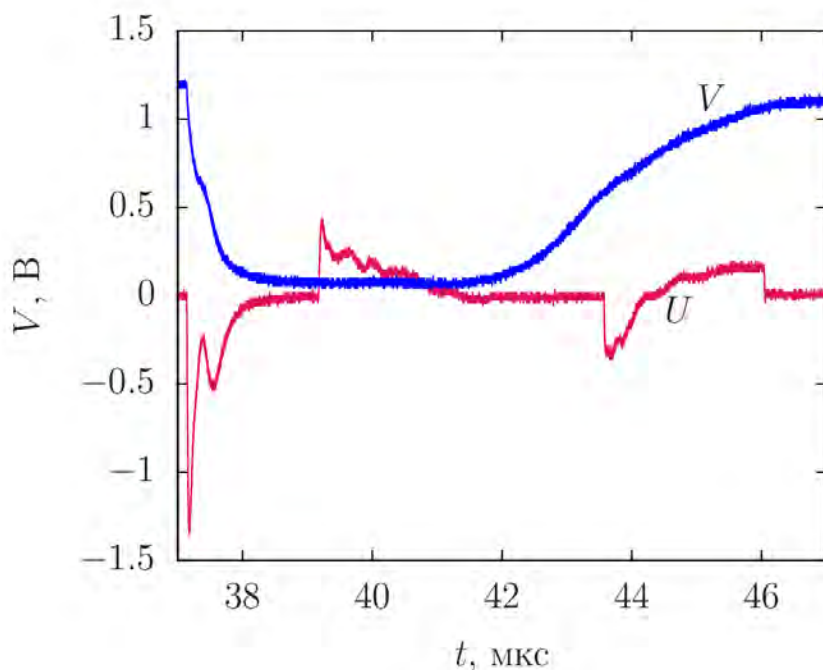


Рис. 2.11. Экспериментальные записи напряжения с ячейки  $V$  и с тороидальной катушки  $U$  при детонации ВВ на основе ТАТВ с плотностью  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ .

длительностью  $100 \div 150 \text{ нс}$ , далее следует несколько ступенек. Профили 3 и 4 хорошо повторяют друг друга. Период колебаний составляет несколько мм, не соответствует высоте порций при прессовании, не коррелирует с границами порций. "Ступеньки", которые выделяются на профилях, могут быть как отражением существенной трехмерности, то есть существования продольных волн, так и быть следствием неравномерной реакции, развивающейся в местах неоднородности заряда. Возможна многостадийность реакции, а также раздельное реагирование компонентов.

Так как это составное ВВ, возможно, наличие пика вызвано реакцией в сенсibiliзирующей добавке. Этот вывод подтверждает профиль 5 для чистого ВВ, который демонстрирует то же значение  $\sigma$ , что и линии 3, 4 при  $t > 150 \text{ нс}$ , но более широкую область относительно высоких значений. Длительную нерегулярную реакцию до момента  $t \approx 1.4 \text{ мкс}$  можно объяснить экстремально низкой чувствительностью ВВ, для которого используемый диаметр может быть мал, по данным работы [131], критический диаметр зарядов из составов X-0219 и X-0290 на основе ТАТВ с плотностью  $\approx 1.9 \text{ г/см}^3$  составляет 15 мм и 9 мм, соответственно, при этом скорость детонации равна 7.63 км/с и 7.71 км/с. По зафиксированной скорости процесса в проведенных экспериментах можно уверенно утверждать, что это детонация (таблица 2.2). Заметим, что в экспериментах с этим ВВ было 3 отказа для плотности  $\rho \geq 1.8 \text{ г/см}^3$ , детонация затухала. Реализовать детонацию в эксперименте N 5 удалось

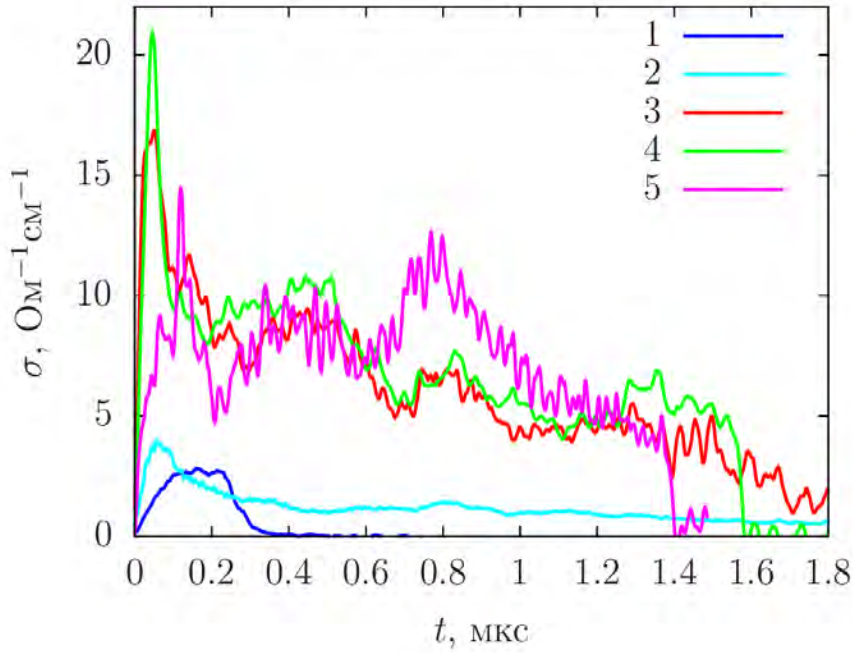


Рис. 2.12. Профиль электропроводности при детонации ВВ на основе ТАТВ: 1, 2 – с плотностью  $\rho = 1.3 \text{ г/см}^3$ , 3, 4 – с плотностью  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ , 5 – чистый ТАТВ с плотностью  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ .

благодаря снижению плотности до  $1.7 \text{ г/см}^3$  в последней порции во время запрессовки и дополнительной подсыпке из гексогена насыпной плотности. Растянутая во времени реакция выглядит правдоподобно. Кроме того, при сравнении данных по длительности зоны реакции для ТАТВ обычно приводятся результаты для ВВ с сенсбилизатором, что сокращает зону реакции. Так, в работе [132] эксперименты проведены с ВВ на основе ТАТВ 90/10, длительность зоны реакции составила 620 нс.

Таблица 2.2. Экспериментальные данные для детонирующего ВВ на основе ТАТВ 1 – 4, для чистого – 5, нумерация соответствует рисунку 2.12

	N 1	N 2	N 3	N 4	N 5
$\rho, \text{ г/см}^3$	1.3	1.3	1.8	1.8	1.8
$D, \text{ км/с}$	5.3	5.3	7.3	6.9	6.9
$\sigma_{max}, \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	2.8	4	17	21	14
$\sigma(150 \text{ нс} < t < 600 \text{ нс})$	–	1.1	8	10	8
диэлектрик, мм	0.3	1.32	1.39	1.12	1.36

Для плотности  $1.3 \text{ г/см}^3$  профили 1 и 2 имеют меньшее значение  $\sigma_{max}$ , чем для высокоплотных. Выделяется область длительностью  $150 \div 250 \text{ нс}$ , которую можно соотнести с зоной реакции. Так как химпик в малоплотном ТАТВ ранее не изучался, сравнить полученное значение не с чем. Данные по всем приведенным на рисунке 2.12 экспериментам сведены в таблицу 2.2. Дана толщина диэлектрика, которая в эксперименте N 1 была недостаточной, что привело к раннему замыканию (рисунок 2.12 метка 1).

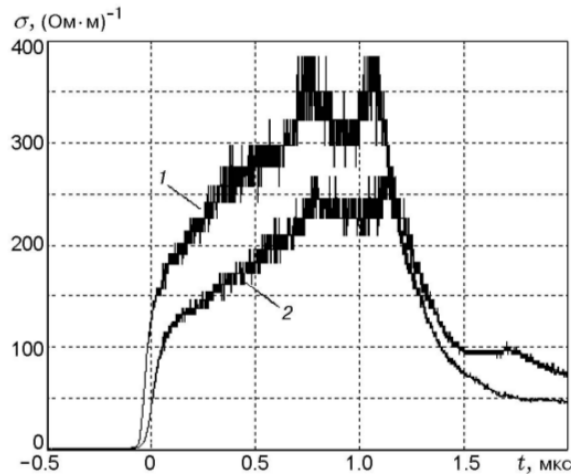


Рис. 2.13. "Зависимость удельной электропроводности от времени в опытах с давлением на фронте ударной волны, равным 34.3 ГПа (линия 1) и 28.6 ГПа (линия 2)", цитирование работы [91].

Ранее исследование электрических свойств ТАТВ проведено в работе [91], тонкая пластина ВВ нагружалась ударной волной разной интенсивности при минимизации изменения объема. В рамках верификации данных рассмотрим более подробно результаты этой работы.

Размер образца пластифицированного ТАТВ  $25 \times 4 \times 0.75 \text{ мм}$ . На рисунке 2.13 представлена проводимость образца от времени при воздействии ударной волной с амплитудами 34.3 ГПа и 28.6 ГПа. Получено "две области роста проводимости" – быстрая длительностью 0.1 мкс и медленная около 1 мкс. Результаты медленной стадии роста интерпретируются как термический механизм проводимости в ПД при медленном энерговыделении вследствие экзотермического процесса укрупнения наночастиц углерода за пределами зоны реакции.

Один эксперимент проведен с давлением 28.6 ГПа, что чуть ниже давления в т. ЧЖ (около 30 ГПа [129]), второй при 34.3 ГПа, что ниже давления в пике Неймана (38 ГПа [124]). Таким образом, установившаяся детонация не реализуется, что ведет к измененной кинетики при реагировании ВВ по сравнению с нормальной детонацией. Время прохождения образца толщиной 0.75 мм при скорости 7.6 мм/мкс (детонационная скорость из работы

[129] при давлении 33.3 ГПа) составляет 99 нс, что соответствует времени быстрого роста проводимости. Время выхода на полочку  $t \approx 0.75$  мкс объясняется окончанием реакции и соответствует значению 620 нс работы [132]. Таким образом, выводы работы [91] о наличии двух зон проводимости демонстрируют хорошее качественное согласие с представленными в настоящей работе экспериментальными данными.

Итак, при детонации ВВ на основе ТАТВ получены профили электропроводности для двух плотностей. Для высокой плотности на профиле выделяется область высоких значений длительностью около 100 мкс, далее следует область слабо меняющихся значений от  $10 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  до  $5 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  длительностью больше микросекунды. Для чистого ТАТВ высокой плотности динамика электропроводности отличается слабо, в основном, в области пика. Максимум электропроводности растет с плотностью.

### 2.3. Распределение электропроводности при детонации бензотрифуроксана

Бензотрифуроксан – одно из самых мощных взрывчатых веществ с рядом описываемых ниже особенностей, которые могут повлиять на значение электропроводности при детонации. Поэтому исследование его электропроводности представляет определенный интерес.

Один из возможных механизмов высокой электропроводности в ВВ был предложен Дреминым и Якушевым [74, 77]. Они считали, что типичные значения электропроводности легко объяснимы диссоциацией воды в продуктах. Так как в молекуле ВТФ нет водорода, проводимость при детонации ВТФ может значительно отличаться от полученных для других взрывчатых веществ, содержащих водород.

В ряде работ отмечается высокая температура при детонации ВТФ (4900 К [102], 5700 К [133], 4250 ( $\rho = 1.9 \text{ г/см}^3$ ) ÷ 4750 ( $\rho = 1.0 \text{ г/см}^3$ ) [134]). Но недавние исследования [135, 136] показали, что температура при детонации ВТФ около 4100 К. Это близко к значению для других ВВ (3500 ÷ 4000 К [102]). Несмотря на некоторый разброс, ВТФ имеет рекордную температуру при детонации, что может повлиять на значение электропроводности.

Около трех десятков лет сохраняется интерес к детонационному углероду [83, 84]. Исследован широкий круг взрывчатых материалов, в продуктах детонации обнаружены углеродные структуры с разнообразным фазовым составом (аморфный углерод, алмаз, луко-

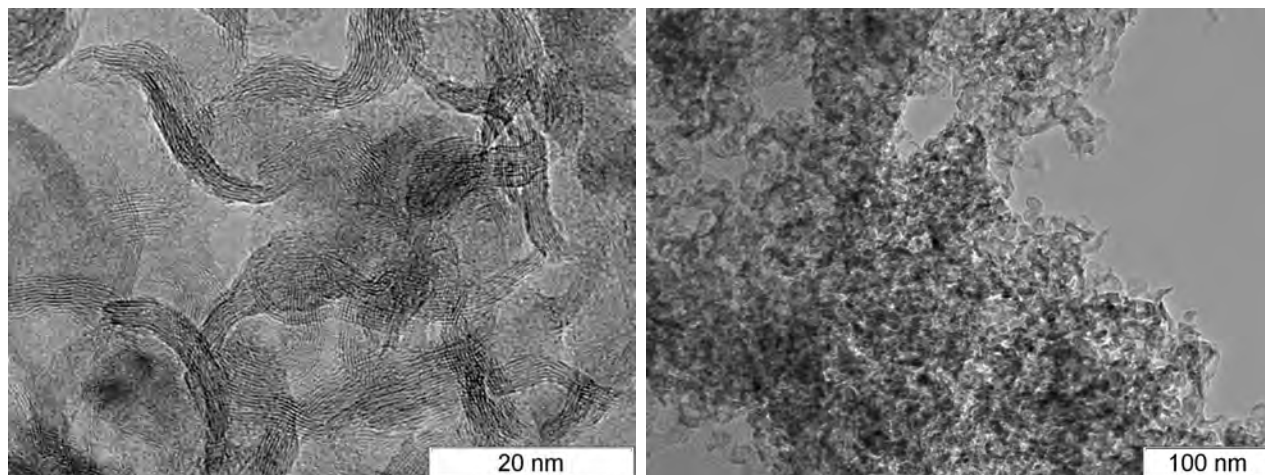


Рис. 2.14. Фотографии углеродного остатка продуктов детонации ТАТВ.

вичные структуры, волокна), характерный размер частиц составляет несколько нанометров [137, 138, 139, 140].

Конденсированный углерод, формирующийся в продуктах детонации ВТФ, разительно отличается от производимого большинством ВВ (раздел 3.2). При детонации ВТФ формируются крупные (десятки и сотни нанометров) округлые частицы со сложной внутренней структурой. На фотографиях представлены характерные формы углеродных частиц, наблюдаемых в продуктах детонации ТАТВ (рисунки 2.14, 3.9, 3.10) и ВТФ (рисунки 2.15, 2.16, 3.11, 3.12, 3.13) [141]. При одинаковой доле углерода в молекуле (таблица 2.1), продукты двух ВВ отличаются формой, размером, фазовым составом. Для ВТФ большая часть конденсированного остатка (рисунки 2.15 и 2.16) содержится в виде крупных, округлых частиц с внутренними лепестками, похожими на лепестки георгина (рисунок 2.16 справа), в то время как для ТАТВ (рисунок 2.14) присутствуют как компактные частицы размером 20 нм, так и ярко выраженные протяженные волокна<sup>3</sup>. В связи с рекордно большим размером конденсированного остатка можно ожидать нехарактерные особенности на профиле электропроводности.

В работе [143] было предположено, что к сферической форме конденсированного углерода в продуктах ВТФ приводит более высокая температура детонации (4900 К [102], 5700 К [133]), благодаря которой состояние углерода на фазовой диаграмме попадает в область, соответствующую жидкой фазе [144, 145, 146]. В работе [147] выдвинуто предположение о том, что большой размер наноалмазов связан с отсутствием в молекуле ВТФ

<sup>3</sup> Данные электронной микроскопии доступны по ссылке [142].

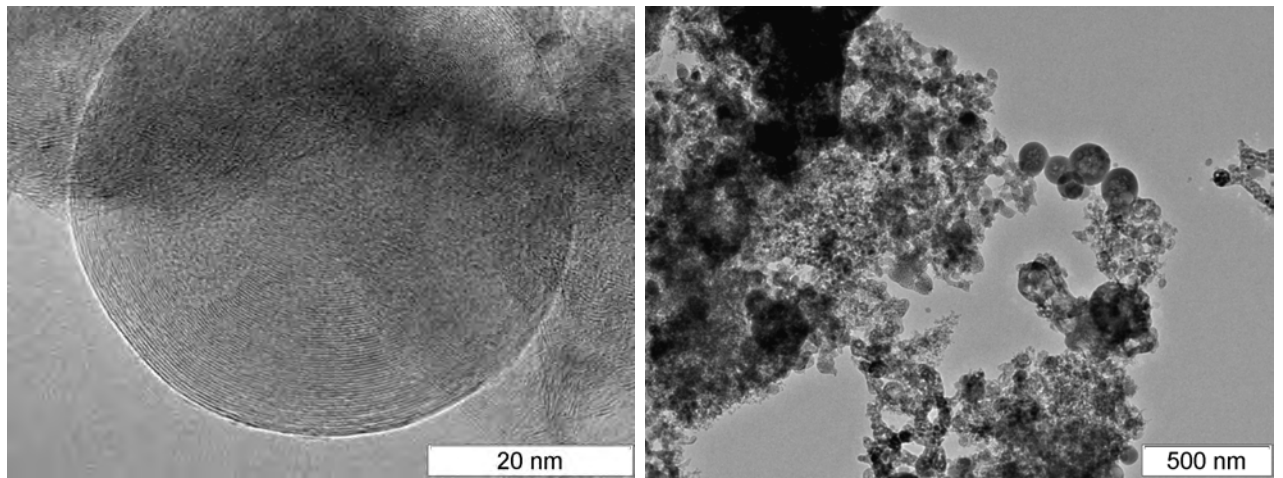


Рис. 2.15. Фотографии сохраненных продуктов детонации ВТФ.

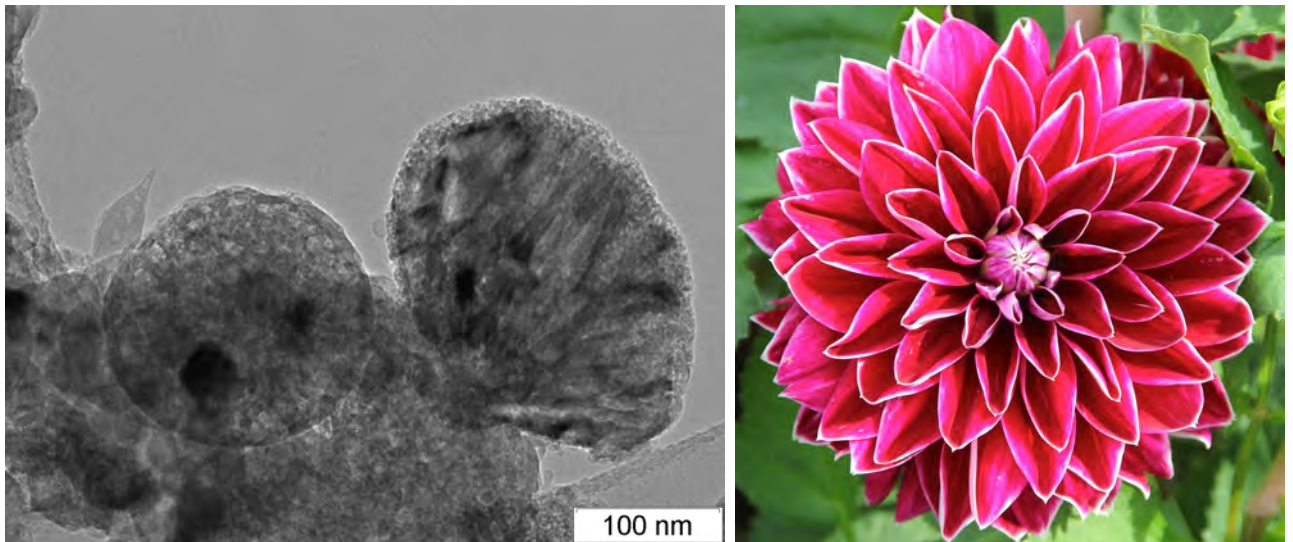


Рис. 2.16. Слева фотография сохраненных продуктов детонации ВТФ с лепестками, справа – георгина.



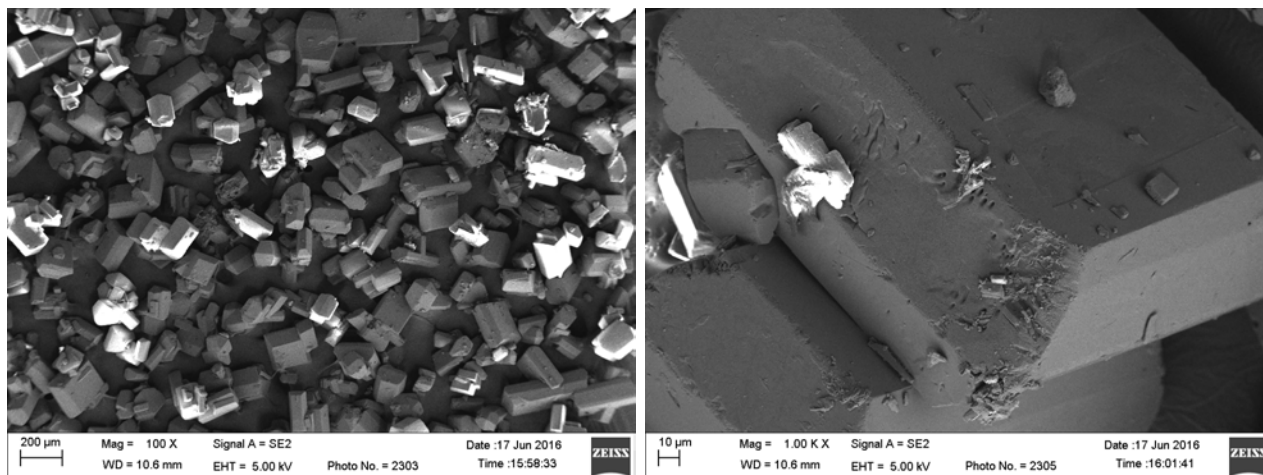


Рис. 2.17. Исследуемое вещество при разном масштабе, фото с микроскопа.

водорода. При отслеживании динамики углерода методом электропроводности это также должно найти отражение на профиле.

### 2.3.1. Особенности эксперимента

Взрывчатое вещество загружалось отдельными порциями, прессование производилось при давлении около 300 атмосфер, для контроля плотности высота порции определялась ограничительными кольцами. Наилучшая однородность получена при максимальной плотности. Замечена корреляция колебаний напряжения  $V(t)$  с порциями при загрузке, что является следствием высокой чувствительности электропроводности к плотности. Для высокой плотности количество порций для всего заряда постоянно и равно 10, высота каждой порции 5 мм, за исключением первой, которая была около 2 мм. Плотность  $1.1 \text{ г/см}^3$  близка к насыпной и получена при легком уплотнении, однородность удовлетворительная. Для насыпного ВВ количество порций было близко к 20. Инициирование заряда производилось гексогеном через осевой канал диаметром 2.4 мм в пробке из оргстекла. При каждой плотности проведено 3 эксперимента. В качестве диэлектрика использован полиэтилен толщиной 0.3 мм для насыпной плотности и 0.6 мм для высокоплотного ВВ.

Как показано в разделе 4.2, длительность зоны высокой электропроводности при детонации зависит от дисперсности используемого ВВ. На рисунке 2.17 приведены фотографии порошка ВТГ при разном масштабе. Средний размер частиц около 150 мкм. На снимках хорошо различима форма усеченной пирамиды с квадратным основанием. При насыпной плотности начальная форма отдельных частиц не меняется, при прессовании происходит разрушение индивидуальных частиц и формирование новых более мелких структур.

### 2.3.2. Результаты экспериментального исследования

Влияние плотности на распределение электропроводности демонстрирует рисунок 2.18. Как и для всех исследованных ранее ВВ, максимальное значение электропроводности растет с плотностью. Наибольшая величина  $20.5 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  получена при плотности  $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ . Для всех  $\rho$  хорошо выделяется область высокой электропроводности, которая коррелирует с зоной химической реакции. Величина электропроводности в волне Тейлора для высокой плотности небольшая. Для  $\rho = 1.1 \text{ г/см}^3$  область остаточной электропроводности значительно ниже, чем для высокой плотности.

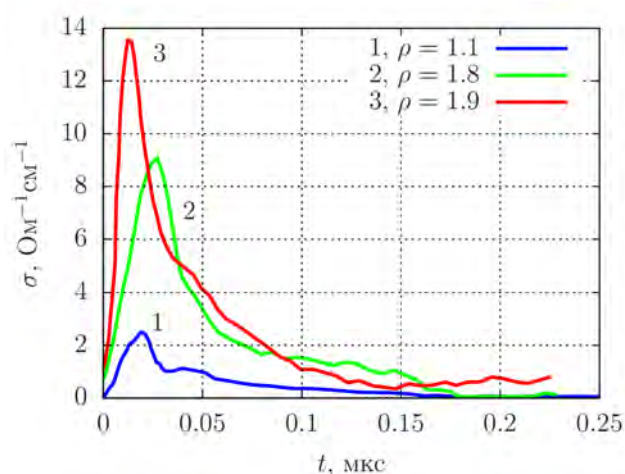


Рис. 2.18. Профиль электропроводности при детонации ВТФ с разной плотностью заряда.

В таблице 2.3 приведены экспериментальные данные, приняты следующие обозначения: по горизонтали приведен порядковый номер эксперимента, по вертикали  $\rho$  – плотность в  $\text{г/см}^3$ ,  $D$  – скорость детонации в  $\text{км/с}$ ,  $\sigma_{max}$  – максимальная электропроводность в  $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ ,  $t_\sigma$  – длительность области высокой электропроводности в  $\text{нс}$ .

По результатам предыдущих экспериментов с разными ВВ установлено, что для одинаковой плотности большее значение  $\sigma_{max}$  соответствует меньшей длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$ . Связь одной величины с другой говорит о том, что вследствие неоднородности заряда происходит деформация плоскости фронта, приводящая к увеличению  $t_\sigma$  и снижению  $\sigma_{max}$ . Исходя из корреляции области высокой электропроводности и химика, можно говорить, что длительность зоны реакции в БТФ составляет около 40 нс, что близко к значениям для других ВВ [10, 14, 24, 129, 131, 148].

Несмотря на экзотический состав ВТФ, распределение электропроводности похоже на полученные для других ВВ (НМХ, РЕТН, RDX, ТАТВ). На профиле выделяется зона высокой электропроводности длительностью около 40 нс. С ростом начальной плотности проис-

Таблица 2.3. Экспериментальные данные для ВТФ

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\rho$	1.8	1.8	1.8	1.9	1.9	1.9	1.1	1.1	1.1
$D$	8.3	8.3	8.3	8.6	8.6	8.6	5.9	5.9	5.8
$\sigma_{max}$	20.5	9.2	8.5	7.7	13.8	11	3.1	2.9	2.7
$t_\sigma$	28	48	47	59	38	60	35	77	89

ходит увеличение максимального значения  $\sigma_{max}$ . Электропроводность в волне Тейлора при высокой начальной плотности около  $1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , для насыщенной при  $t > 0.1$  мкс величина  $\sigma$  меньше точности метода.

Поскольку отсутствие водорода не вызывало других качественных различий, диссоциация воды или других соединений, содержащих водород, не дает решающего вклада в проводимость обычных взрывчатых веществ CHNO.

Наиболее вероятный механизм проводимости при детонации БТФ, как и для других богатых углеродом взрывчатых веществ, является образование проводящих сеток или цепочек из углеродных частиц, образующихся за фронтом детонации.

## 2.4. Динамика появления проводимости при детонации

Так как проводимость определяется углеродом, по электропроводности можно диагностировать конденсацию и образование углеродных структур. В работе [135] особенности углерода сохраненных продуктов детонации (СПД) ВТФ объяснены длительным спадом давления и достаточно долгим временем, пригодным для формирования углеродных структур. В работе [147] было предположено, что это связано с отсутствием в молекуле ВТФ водорода.

### 2.4.1. Схема и обработка

Использована ранее описанная экспериментальная схема 1.2, для диагностики времени включения проводимости достаточно сигнала  $V(t)$  со второго канала. Эквивалентная схема приведена на рисунке 2.19. Геометрия заряда и характеристики электрической цепи сохранены.

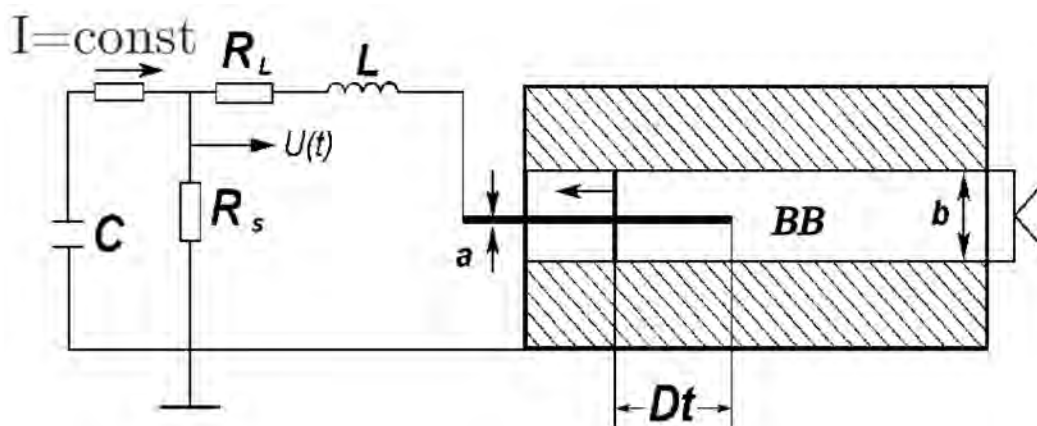


Рис. 2.19. Электрическая схема и интегральная экспериментальная ячейка.

Типичная осциллограмма напряжения при детонации ВТФ насыпной плотности приведена на рисунке 2.20. Сигнал  $U$  в момент времени 34.8 мкс индуцирован стартовым током при достижении детонационной волной центрального электрода, в этот момент напряжение  $V$  начинает спадать. Наблюдается хорошая однородность заряда. Основным сигналом  $U$  обратной полярности с катушки начинается около 37.5 мкс. В момент 40 мкс детонационная волна доходит до торца заряда и детонация заканчивается. По колебаниям напряжения  $U(t)$  и  $V(t)$  можно сделать вывод о существовании узкой высокопроводящей области электропроводности за фронтом: напряжение  $V(t)$  состоит из ступенек, каждая из которых соответствует загруженной в медную болванку порции ВВ, значение  $U(t)$  за областью высокой электропроводности зануляется и даже переходит нулевое значение, что формально соответствует отрицательной  $\sigma$ , а физически отражает высокую чувствительность электропроводности даже к небольшому изменению плотности.

Для всех экспериментов с высокой плотностью ВТФ было замечено, что в момент появления проводимости на ячейке наблюдаются высокочастотные колебания. На рис. 2.21 приведено напряжение  $V(t)$  с ячейки для плотности ВТФ  $\rho = 1.9 \text{ г/см}^3$ . По этим данным произведено усреднение, позволившее оценить скачок напряжения при быстром изменении сопротивления заряда –  $\Delta V = 0.12 \text{ В}$ , это составляет 71% от разницы  $\Delta V_{max}$  между уровнем напряжения до касания детонацией центрального электрода и после погружения электрода в ДВ на полную глубину проводимости. После скачка происходит дальнейшее падение напряжения, то есть в тонком слое за фронтом расположена высокопроводящая узкая область, за которой следует зона с незначительной электропроводностью. Колебания  $V(t)$  происходят около уровня сглаживания, затухая к моменту  $t \approx 31.88 \text{ мкс}$ , амплитуда колебаний в два раза больше разницы между начальным напряжением в момент  $t \approx 31.79 \text{ мкс}$

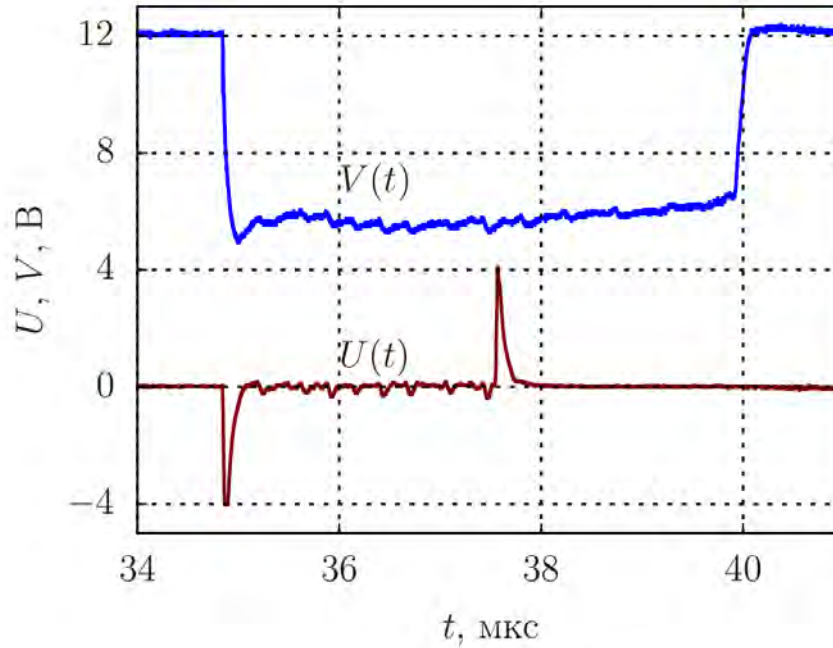


Рис. 2.20. Осциллограммы напряжения с экспериментальной ячейки  $V(t)$  и с измерительной катушки  $U(t)$  (схема 1.2), полученные при детонации ВТФ с плотностью заряда  $\rho = 1.1 \text{ г/см}^3$ .

и конечным при  $t \approx 31.9$  мкс. Напряжение  $V(t)$  хорошо аппроксимирует функция

$$f(t) = 8.56 + 2.5 \cdot \exp \frac{-(t - 31.8)}{0.03} \cdot \cos(10^3 \cdot t),$$

которая также показана на рис. 2.21. Период колебаний  $V(t)$  не зависел от плотности заряда в пределах погрешности.

Характер изменения напряжения указывает на колебательный контур, в котором начинается перетекание заряда при появлении проводимости за время меньше периода собственных колебаний. Очевидно, что характер сигнала связан с переходным процессом при малом (по сравнению с периодом колебаний) времени появления проводимости. Функция  $f(t)$  является решением уравнения вида

$$\ddot{Q} + 2\delta\dot{Q} + \omega^2_0 Q = 0$$

где  $Q$  – заряд на конденсаторе,  $\omega = 2\pi/T$  – частота контура,  $\delta = R/2L$  – параметр электрической цепи.

Колебания производятся паразитными элементами в измерительной цепи. Шунт  $R_s$  нельзя разместить слишком близко к заряду, потому что, если шунт будет разрушен, высокое напряжение может повредить вход осциллографа. Таким образом, шунт был связан с ячейкой либо короткой линией коаксиального кабеля, либо плоской линией длиной около 20

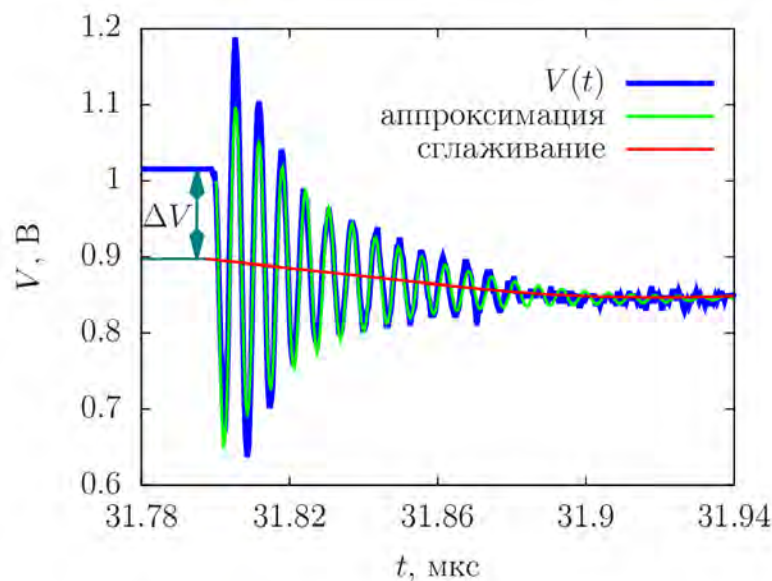


Рис. 2.21. Экспериментальная запись напряжения с ячейки  $V(t)$  при детонации БТФ с плотностью  $\rho = 1.9 \text{ г/см}^3$ , аппроксимация напряжения  $f(t)$  и сглаживание,  $\Delta V = 0.71\Delta V_{max}$  – скачок напряжения при изменении сопротивления заряда за время меньше периода собственных колебаний контура.

см. Эта сопротивление обладает заметную емкость, и контур соединения, хотя и небольшой, имеет паразитную индуктивность. Частота колебаний  $\omega \approx 1 \text{ ГГц}$  соответствует контуру, индуктивность которого составляет  $50 \text{ нГн}$ , а емкость —  $20 \text{ пФ}$ . Характеристики колебательного контура следующие: характерное время спада экспоненты  $1/\delta = \tau \approx 30 \text{ нс}$ , собственный период колебаний контура  $T = 2\pi/\omega \approx 6 \text{ нс}$ . Время включения конечного сопротивления  $t$  меньше периода собственных колебаний. Таким образом, при скачке напряжения за время меньше периода колебаний возникли колебания, что дает нам оценку времени включения — меньше  $6 \text{ нс}$ , или пространственно соответствует  $\approx 50 \text{ мкм}$ .

Колебания исчезают после первых  $100 \text{ нс}$ , то есть они не влияют на измерения максимума электропроводности в момент времени  $t \approx 34 \text{ мкс}$ . Удивительно, что паразитные параметры, обычно рассматриваемые как недостаток измерительной схемы, выявили крутой фронт проводимости, который не обнаруживается обычной процедурой.

#### 2.4.2. Влияние плотности ВТФ на время включения проводимости при детонации

Влияние плотности на появление колебаний демонстрирует рисунок 2.22, приведено напряжение  $V(t)$  с ячейки при разном масштабе. Начальный уровень напряжения ( $t <$

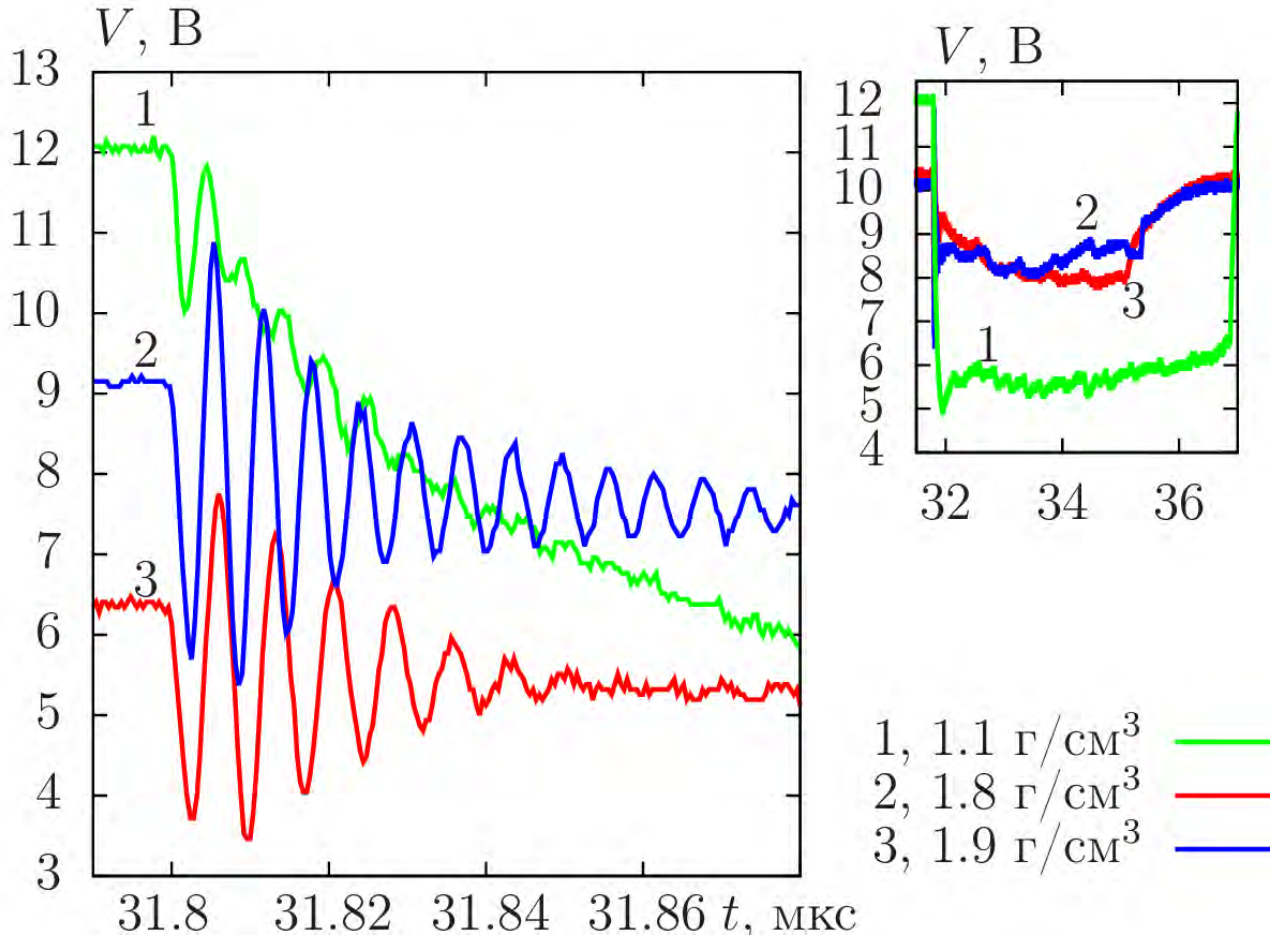


Рис. 2.22. Напряжение с ячейки  $V(t)$  при разной плотности заряда ВТФ, для лучшей визуализации на левом графике напряжения  $V_2$  и  $V_3$  сдвинуты относительно друг друга по оси ординат.

31.8 мкс) определяется сопротивлением шунта, которое для эксперимента N 1 было  $R_s = 2.5$  Ом, для N 2, 3 –  $R_s = 0.084$  Ом. Изменение уровня напряжения при  $32 < t < 35$  мкс демонстрирует высокую чувствительность электропроводности к плотности, наблюдается корреляция с границами порций при загрузке. Для больших плотностей напряжения  $V_2$  и  $V_3$  отличаются слабо, что означает одинаковое интегральное сопротивление заряда. Соответствующие графикам профили электропроводности приведены на рисунке 2.18, метки 2, 3.

На левом графике рисунка 2.22 для удобства восприятия сигналы смещены по оси напряжения. Одинаковый период колебаний всех трех сигналов соответствует близким значениям реактивных параметров цепи с быстрым появлением проводимости даже для насыщенной плотности. При этом, время затухания, зависящее от сопротивления, существенно отличается. Для насыщенной плотности (метка 1) колебаний практически нет, прослеживается постепенное уменьшение сопротивления заряда при  $t \in [31.8; 31.88]$  мкс. Чем выше начальная плотность, тем ближе к фронту формируется высокопроводящая область.

Необходимо упомянуть о следующей обстоятельстве. Приведенные выше рассуждения касаются момента касания детонационной волной центрального электрода и дают масштаб появления высокой проводимости или достижение максимума около 6 нс, а время достижения максимальной электропроводности по рис. 2.18 составляет  $20 \div 30$  нс. Это объясняется следующим образом. При касании в начальный момент ток идет по области вблизи фронта на глубину порядка 50 мкм (скорость детонации домноженная на период колебаний). При этом неровности фронта не важны, так как ток выбирает путь наименьшего сопротивления, поэтому происходит скачок, который не находит своего отражения во втором пике, так как способ измерения отличается усреднением результата, что становится существенным в случае очень тонкой высокопроводящей зоны, примыкающей к фронту.

### 2.4.3. Динамика напряжения при детонации гексогена и октогена

Замечено, что слабо выраженные колебания в ряде случаев наблюдались при касании центрального электрода детонационной волной для гексогена, октогена, тэна и ВТФ с крупным (штатным) размером зерна при насыпной плотности (рисунки 2.22, метка 1 и 2.23 слева метка 2), характер функции  $V(t)$  практически не зависел от ВВ. С уменьшением размера зерна при той же плотности возникали заметные колебания (рисунок 2.23 слева метка 1). Это эквивалентно более быстрому формированию проводимости, косвенно подтверждает уменьшение длительности зоны реакции [14, 30, 33] и интерпретируется как реакция во фронте, которая интенсифицируется для высокодисперсного вещества.

Сравнение напряжения на ячейке высокоплотных детонирующих ВТФ 2.22 метки 2, 3 и RDX 2.23 справа показывает, что происходит скачок сопротивления, но характер  $R(t)$  существенно отличается. Для ВТФ колебания напряжения около уровня аппроксимации происходят с амплитудой больше  $\Delta V_{max}$ , в то время как для RDX наблюдаются колебания вокруг аппроксимации с амплитудой, составляющей  $0.2\Delta V_{max}$ , причем аппроксимация показывает медленное изменение сопротивления. Подобный характер описан в работе [33], где приведены результаты моделирования колебаний напряжения при сопротивлении, которое было задано экспоненциальной функцией с разным характерным временем спада  $\tau$ . Даже при плавном, без скачков, изменении сопротивления в контуре возникают колебания, амплитуда которых увеличивается с уменьшением  $\tau$ , при этом оставаясь меньше максимального скачка напряжения между начальным уровнем и аппроксимационным.

Таким образом, при сравнении динамики напряжения для разных веществ, можно сделать вывод о быстром, меньше 6 нс, времени формирования основного углеродного каркаса



при детонации высокоплотного ВТФ, для других ВВ динамика изменения сопротивления, и, следовательно, конденсации углерода в проводящие структуры, более медленная и лучше отслеживается электрическими измерениями.

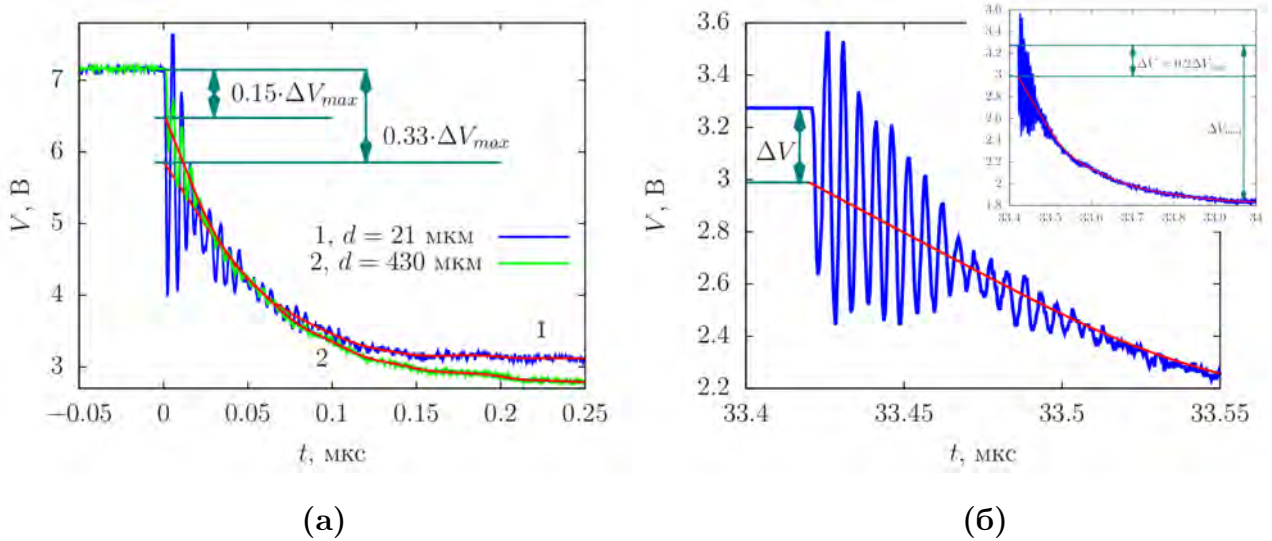


Рис. 2.23. Динамика напряжения при детонации НМХ разной дисперсности  $d$  с плотностью заряда  $\rho = 1.3 \text{ г/см}^3$  (а) и RDX с плотностью заряда  $\rho = 1.7 \text{ г/см}^3$  (б) .

Анализ особых колебаний, сопровождающих электрические измерения проводимости в прессованном бензотрифуроксане, позволил оценить время нарастания проводимости за фронтом детонационной волны. Это время не может превышать нескольких нс, а пространственное расстояние между фронтом волны и областью высокой проводимости составляет 50 мкм или меньше. ВТФ отличается от обычных взрывчатых веществ необычайно крупными углеродными частицами, образующимися при его детонации. Поскольку конденсированный углерод известен как важный фактор, обеспечивающий высокую электропроводность в детонационных волнах, эти две аномалии, по-видимому, тесно связаны. И то, и другое можно объяснить отсутствием водорода в молекуле ВТФ. Атомы водорода и / или молекулы, прилипающие к поверхности углеродных кластеров, могут замедлять рост частиц в обычных взрывчатых веществах. В результате должно быть затруднено высвобождение свободного углерода, а также образование проводящей сетки. В зоне реакции ВТФ без водорода частицы углерода свободно соединяются и растут быстрее, в результате чего образуются крупные частицы, способные образовывать проводящую сетку за более короткое время.

## 2.5. Результаты исследования тринитротолуола

Тротил интересен, в первую очередь, как вещество с высоким содержанием углерода, массовая доля которого составляет 0.37, и в рамках гипотезы контактной проводимости по углеродным структурам при детонации должны достигаться рекордные значения электропроводности.

На рисунках 2.24, 2.25 приведены фотографии с электронного микроскопа измельченного TNT, использованного для изготовления прессованных зарядов разной плотности (раздел 2.5.3), а также в экспериментах с добавлением инертнов (разделы 2.5.1 и 2.5.2). Средний размер зерна около несколько десятков мкм. Для измельчения штатный чешуированный тротил перемалывался в керамической ступке пестиком. При этом происходит сильное измельчение, но остается небольшое количество частиц с относительно крупным размером, их массовая доля по отношению к общей массе незначительна.

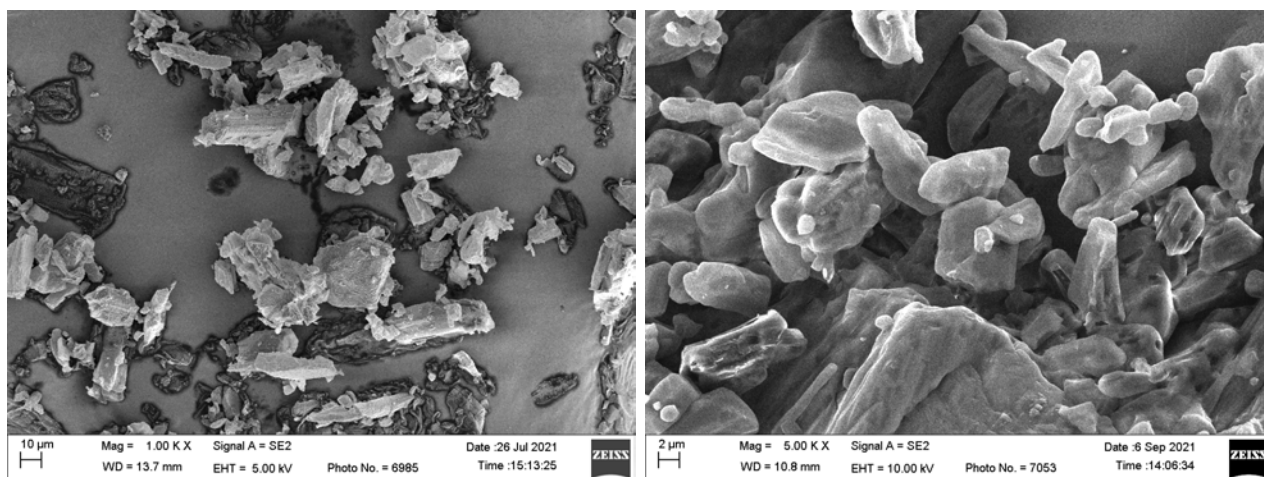


Рис. 2.24. Фотографии с электронного микроскопа измельченного зерна TNT.

### 2.5.1. Электропроводность при насыпной плотности заряда, влияние воды

На рисунке 2.26 приведены результаты для тротила насыпной плотности и с добавлением воды, экспериментальные данные сведены в таблицу 2.4. На профилях чистого ВВ выделяется область высоких значений длительностью около 280 нс и перегиб при  $t \approx 800$  нс, максимум  $\sigma_{max}$  составляет  $\approx 15 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , контрастность области высокой электропроводности ниже, чем для ВВ со средним кислородным балансом, градиент спада более скромный, даже за время 1.6 мкс электропроводность не зануляется и имеет довольно высокое значение –  $3 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Для близких плотностей наблюдается хорошая повторяемость профилей.

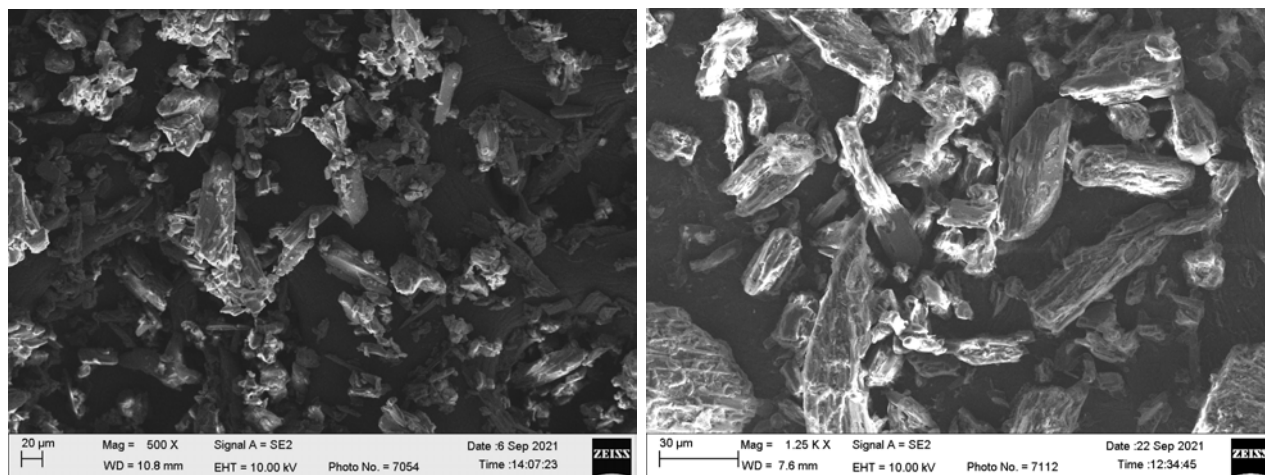


Рис. 2.25. Фотографии с электронного микроскопа измельченного зерна TNT.

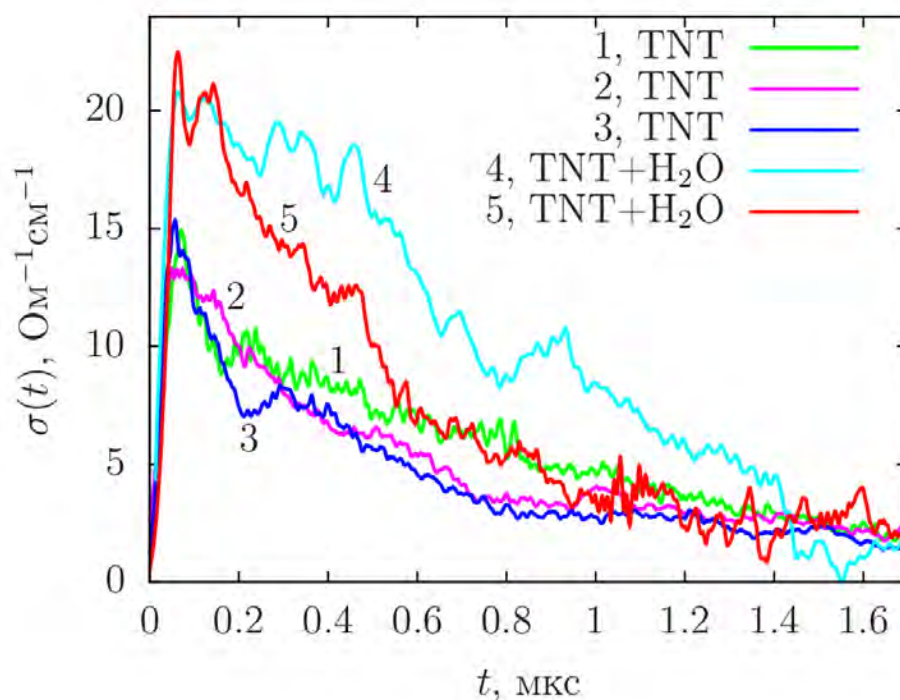


Рис. 2.26. Профили электропроводности при детонации тротила насыпной плотности маркеры 1 – 3 и с добавлением воды 4, 5. Характеристики заряда соответствуют приведенным в таблице 2.4.

На графике также приведены результаты детонирующей смеси из воды и тротила. Напомним, что содержание воды в продуктах чистого высокоплотного TNT составляет  $16 \div 19\%$  (рисунок 3.17, [102]), что формально достаточно для обеспечения проводимости. В проведенных экспериментах смесь тротила с водой составлена так, чтобы вода занимала примерно 30% объема, в этом случае доля объема, занимаемого ВВ, примерно такая же, как при

насыпной плотности, поры заполнены водой. Таким образом, количество реагирующего вещества на всех приведенных на графике экспериментах примерно одинаковое. Тем не менее, наблюдается значительное увеличение электропроводности в максимуме – до  $21 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Так как ранее электропроводность при детонации было принято объяснять водой, возникает соблазн и этот эффект увеличения  $\sigma$  связать с добавкой. Но по данным работы [149] электропроводность воды при соответствующем давлении, достигаемом в точке ЧЖ, составляет  $0.21 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  (таблица 3.2), то есть в эксперименте получено значение, превосходящее  $\sigma_{H_2O}$  в 10 раз, и наличие воды не может объяснить наблюдаемый эффект.

Таблица 2.4. Данные по экспериментальному исследованию тротила

N	состав	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	диэлектрик, мм
1	TNT	1.094	5.063	15	0.87
2	TNT	1.15	4.95	14.2	0.97
3	TNT	1.1	4.63	15.1	1.04
4	TNT+H <sub>2</sub> O	≈ 1.43	5.90	20.8	1.08
5	TNT+H <sub>2</sub> O	≈ 1.44	5.23	22.5	0.97

Эффект увеличения  $\sigma_{max}$  для смеси тротил+вода в рамках гипотезы о ключевой для проводимости роли углерода объясняется так: при детонации смеси в результате реакции тротила происходит увеличение давления, продукты детонации TNT поджаты по отношению к такому же количеству активного вещества в случае детонации насыпной плотности, занимаемый тротилом объем становится меньше, это ведет к более эффективному образованию сквозных углеродных структур. Перемешивание тротила и воды в ДВ происходит только на границе соприкосновения [11, 150], то есть ВВ слабо взаимодействует с водой. Таким образом, вода является слабо реагирующей средой, функция которой сводится к занятию объема. Тогда полученное  $\sigma_{max}$  соответствует бóльшей эффективной плотности TNT, что полностью согласуется с результатом увеличения электропроводности при росте плотности.

Вопрос о взаимосвязи воды и электропроводности обсуждается также в разделе 3.3.2.1.

### 2.5.2. Влияние плотности и стеклянных микросфер на профиль электропроводности при детонации

Так как тротил обладает довольно низкой чувствительностью к детонации [131, 151, 152], возникла идея проверить влияние добавления сенсibilизатора. В качестве сенсibilизатора было предложено использовать полые стеклянные микросферы (мксф) с толщиной стенки 1 – 2 мкм и средним размером 58 мкм. Такие микросферы используют для сенсibilизации эмульсии, которая в чистом виде даже при интенсивности ударного нагружения 40 ГПа не реагирует (раздел 2.7). Стеклянные мксф обладают низкой механической прочностью и в ДВ легко разрушаются. Таким образом, ожидалось, что увеличение вследствие наличия мксф количества пор, которые в рамках модели горячих точек являются местами разгорания химической реакции, приведет к интенсификации детонационной кинетики. Наименее чувствителен к ударному воздействию литой тротил. При изготовлении методом литья легкие мксф всплыли, контролировать однородность заливки оказалось невозможно. Тем не менее, заливка производилась небольшими порциями в расчете на то, что в месте измерения (при прохождении ДВ разреза внешнего электрода) будет несколько слоев ВВ, содержащих мксф. Результаты приведены на рисунке 2.27: метки 1, 2 – профили электропроводности литого заряда, метки 3, 4 – литого с добавлением по массе 3% мксф.

Результаты оказались неожиданными. Кроме отсутствия явного влияния на чувствительность и интенсификацию реакции, мксф проявили себя через снижение скорости детонации, что эквивалентно добавлению инертного вещества и уменьшению удельной массы активного. Причем слоистое расположение мксф в TNT демонстрирует сигнал с маркером 3: рядом с областью, содержащей мксф, расположены высокоплотные слои с бóльшей электропроводностью. При этом, максимум электропроводности 3 и 4 близок к величинам профилей 1 и 2 для чистого тротила. Такой результат показывает, что механизм развития химической реакции в детонационном процессе для эмульсионного ВВ и тротила существенно отличается.

Проведены эксперименты с TNT насыпной плотности с добавлением разной массовой доли мксф, результаты показаны на рисунке 2.28. Максимум  $\sigma_{max}$  наблюдается для чистого ВВ, при добавлении мксф происходит монотонное снижение значений, для 10% мксф детонация не развилась. Так как, как показано выше, мксф для тротила сенсibilизатором не являются, их роль, как и в случае литого, свелась к занимаемому им объему и снижению за счет этого количества реагирующего ВВ.

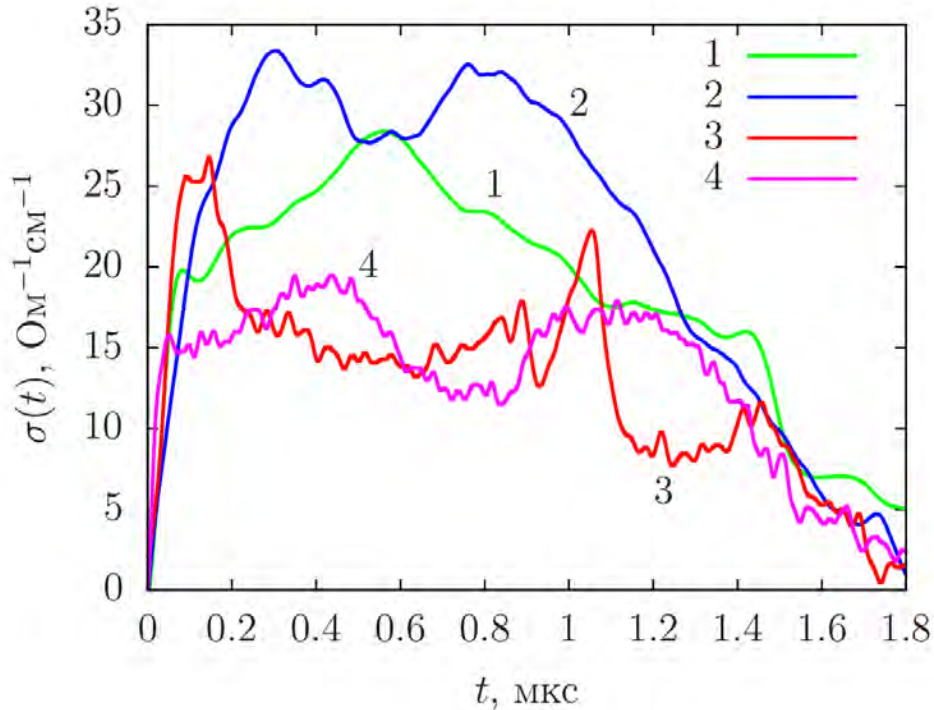


Рис. 2.27. Профили электропроводности при детонации литого тротила с плотностью  $\rho = 1.6 \text{ г/см}^3$  метки 1, 2, литого заряда с добавлением 3% микросфер с плотностью  $\rho = 1.39 \text{ г/см}^3$  метки 3, 4.

### 2.5.3. Профиль электропроводности литого и прессованного TNT

Так как электропроводность осуществляется по структурам, которые являются результатом конденсации углерода, она должна отслеживать детали химической реакции при наблюдаемой достаточно широкой зоне реакции. Тротил – уникальное вещество, при детонации которого наблюдается сильная зависимость кинетики химика от структуры вещества. Как показано в работах [153, 154], скорость химических реакций для литого и прессованного TNT отличается примерно в 6 раз, что должно найти отражение на профиле  $\sigma(t)$ .

В таблице 2.5 приведены результаты экспериментального исследования высокоплотного тротила с разной структурой заряда. На рисунке 2.29 показаны соответствующие профили при детонации прессованного TNT (метка 1), литого (2, 3), литого при ударном воздействии высокой интенсивности, данные работы [70] (метка 4) и жидкого, данные работ [50, 73] (метка 5). Профиль 5 очень короткий – 20 нс – и практически совпадает с началом сигнала 1.

Максимальное значение электропроводности для детонирующего литого TNT, полученное с использованием дифференциального метода высокого разрешения, подтверждается результатами измерений интегральной методикой и описаны в работе [11], профиль представ-

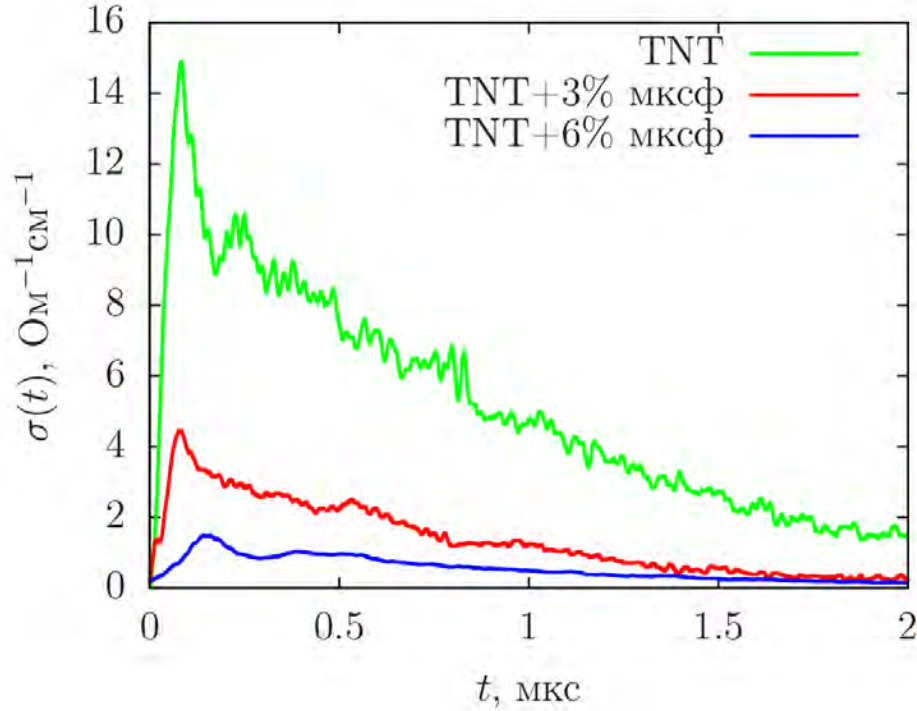


Рис. 2.28. Профили электропроводности при детонации тротила насышной плотности ( $\rho_{TNT} = 1.09 \text{ г/см}^3$ ), с добавлением 3% микросфер (плотность тротила  $\rho_{TNT} = 0.97 \text{ г/см}^3$ ) и 6% микросфер (плотность тротила  $\rho_{TNT} = 0.78 \text{ г/см}^3$ ).

Таблица 2.5. Данные по экспериментальному исследованию зарядов тротила высокой плотности

N	состояние	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	ссылка
1	прессованный	1.59	6.66	103	[12]
2	литой	1.60	6.50	28	наст. работа
3	литой	1.60	6.43	33	наст. работа
4	литой	1.58	6.69	280	[70]
5	жидкий	1.43	—	100	[50, 73]

ляет собой протяженную ступеньку с примерно постоянным значением  $\sigma \approx 30 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Для прессованного (метка 1) узкая область высоких значений, характерная для других ВВ, описанных выше, для высокоплотного тротила не наблюдается, после быстрого достижения максимума наблюдается плавный спад, при  $t \approx 0.6$  мкс присутствует перегиб, который можно соотнести с окончанием зоны реакции при детонации тротила в малом диаметре. Длительность между началом сигнала и точкой перегиба близка к значению, полученному в работе [132], для заряда диаметром 120 мм длительность зоны реакции составила 305 нс.

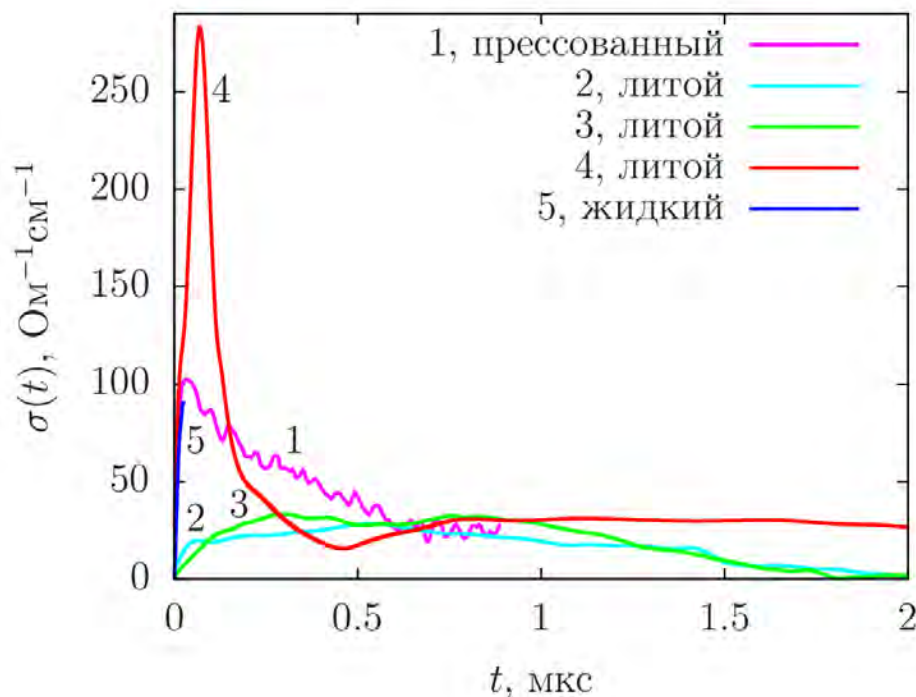


Рис. 2.29. Профили при детонации TNT: 1 – прессованный, 2, 3 – литой, 4 – литой при ударном воздействии высокой интенсивности [70], 5 – жидкий [50, 73], соответствующие параметры приведены в таблице 2.5.

Обращает на себя внимание сильное отличие максимального значения электропроводности для литого и прессованного зарядов – около  $30 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  и  $103 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , соответственно. Если сравнивать, например, с октогеном (рисунок 2.6), такое снижение наблюдается при уменьшении скорости детонации заряда на 30%. Для зарядов литого и прессованного тротила отличие скорости составляет меньше 4%. В рамках гипотезы определяющего значения массовой доли углерода, которая в данном случае, очевидно, одинаковая и не зависит от структуры, требуется дополнительное пояснение.

Явление отличающейся кинетики зарядов тротила разного способа изготовления хорошо известно. В книге [112] литой тротил и прессованный рассматриваются как различные вещества с отличающимися параметрами. Более того, принято разделять литой тротил разной структуры [112, 129, 155]. Критический диаметр литого заряда может различаться в 2 раза [34, 155] (14.5 мм и 27 мм). В контексте теории критического диаметра Кобылкина, в которой  $d_{cr}$  обратно пропорционален интенсивности химической реакции, заряд прессованного тротила с  $d_{cr} \in (2.5 \div 5)$  мм по скорости реакции превосходит литой заряд в несколько раз. Это подтверждается результатами работ [153, 154], в которых получено отличие ин-



тенсивности кинетики зарядов разного способа изготовления в 6 раз. Таким образом, для одного вещества (тротила) с сильной зависимостью кинетики зоны реакции от структуры заряда отличие максимума электропроводности в три раза трактуется как интенсификация химической реакции в прессованном заряде. То есть чувствительность метода диагностики электропроводностью подтверждается данными разных авторов и различными по сути методами исследования, при этом, для одного вещества увеличение максимума  $\sigma_{max}$  означает более интенсивную химическую реакцию.

Вопрос разной кинетики зоны реакции при детонации литого и прессованного зарядов тротила более подробно обсуждается в разделе 4.3.

На профиле с меткой 4 присутствует узкая область высоких значений с максимумом  $280 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , длительность составляет около 100 нс. По мнению автора, наличие пика с амплитудой в три раза больше описанной в настоящей работе является следствием ударного воздействия на ВВ и, таким образом, является результатом неустановившегося процесса. Длинный постоянный "хвост" при  $0.7 < t < 2$  мкс объясняется высокими термодинамическими параметрами, спад которых в использованной экспериментальной постановке [70] подавлен. Кроме того, на сигнале присутствует не монотонность, выраженная в наличии ямки между пиком и полочкой электропроводности при  $0.35 < t < 0.75$  мкс. Подобная особенность наблюдалась на профилях электропроводности при детонации тротила в работах [110, 156], а в работе [157] на профилях детонирующих гексогена, октогена и тэна. На рисунке 2.30 приведены результаты моделирования отклика интегральной экспериментальной ячейки для случая распределения электропроводности в виде ступеньки (метка 1). В момент касания электрода в процесс проводимости включается вся высокопроводящая область (на рисунке она заканчивается при  $x \approx 1$  мм). При углублении электрода в детонационную волну на глубину  $x \approx 1$  мм в проводимость включается область хвоста с меньшей электропроводностью, при этом образуется характерный профиль с ямкой, подобно наблюдаемой на профиле рисунка 2.29 (метка 4). Подобную ямку можно видеть на рисунке 2.11 на сигнале напряжения с измерительной катушки  $U$  при  $t \approx 39.5$  мкс, присутствие ямки вызвано теми же причинами.

Необходимо отдельно отметить, что при  $0.6 < t < 0.9$  мкс электропроводность литого, прессованного и профиля из работы [70] совпадают, что является хорошим взаимным подтверждением результатов, когда информация о способе инициирования и структуре вещества уже перестает влиять на результат измерений.

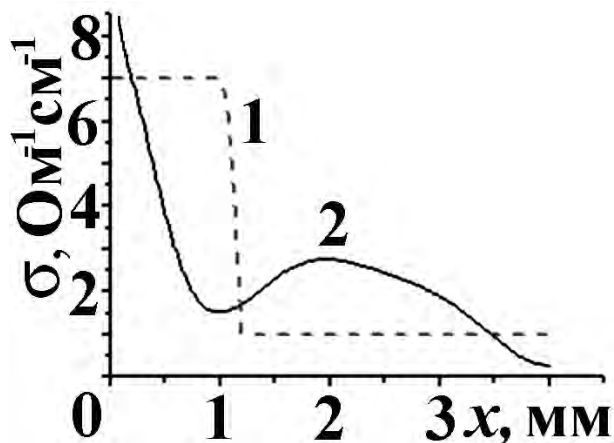


Рис. 2.30. Результат моделирования отклика экспериментальной ячейки (метка 2) при заданном распределении электропроводности (метка 1), работа [89], интегральная схема измерений.

#### 2.5.4. Сравнение результатов измерений электропроводности при детонации тротила

На рисунке 2.31 приведены известные из литературы данные по исследованию электропроводности при детонации тротила, а также результаты настоящей работы, график не содержит упомянутые в обзоре исследования некорректных измерений [74, 81, 82]. Указаны пересжатая детонация, жидкое фазовое состояние и прессованные заряды. Величина электропроводности для зарядов тротила достигает рекордных среди исследованных ВВ значений, получен также самый большой диапазон значений. В целом, результаты настоящей работы находятся в удовлетворительном согласии с литературными данными. Прослеживается тенденция к увеличению проводимости синхронно с ростом плотности.

#### 2.5.5. Длительность зоны реакции при детонации заряда тротила

Как показано в настоящей работе, зона высокой электропроводности при детонации ВВ со средним кислородным балансом коррелирует с химпиком. Уместно сравнить результаты измерений зоны реакции при детонации заряда тротила с использованием разных методов. На рисунке 2.32 приведены все имеющиеся в настоящий момент литературные данные по зоне реакции при детонации тротила с разными структурой и плотностью заряда. Метки 2 и 3 отмечают значения, указанные в обзорных работах для сравнения с данными авторов. В некоторых работах приведена длительность, поэтому был произведен пересчет длитель-

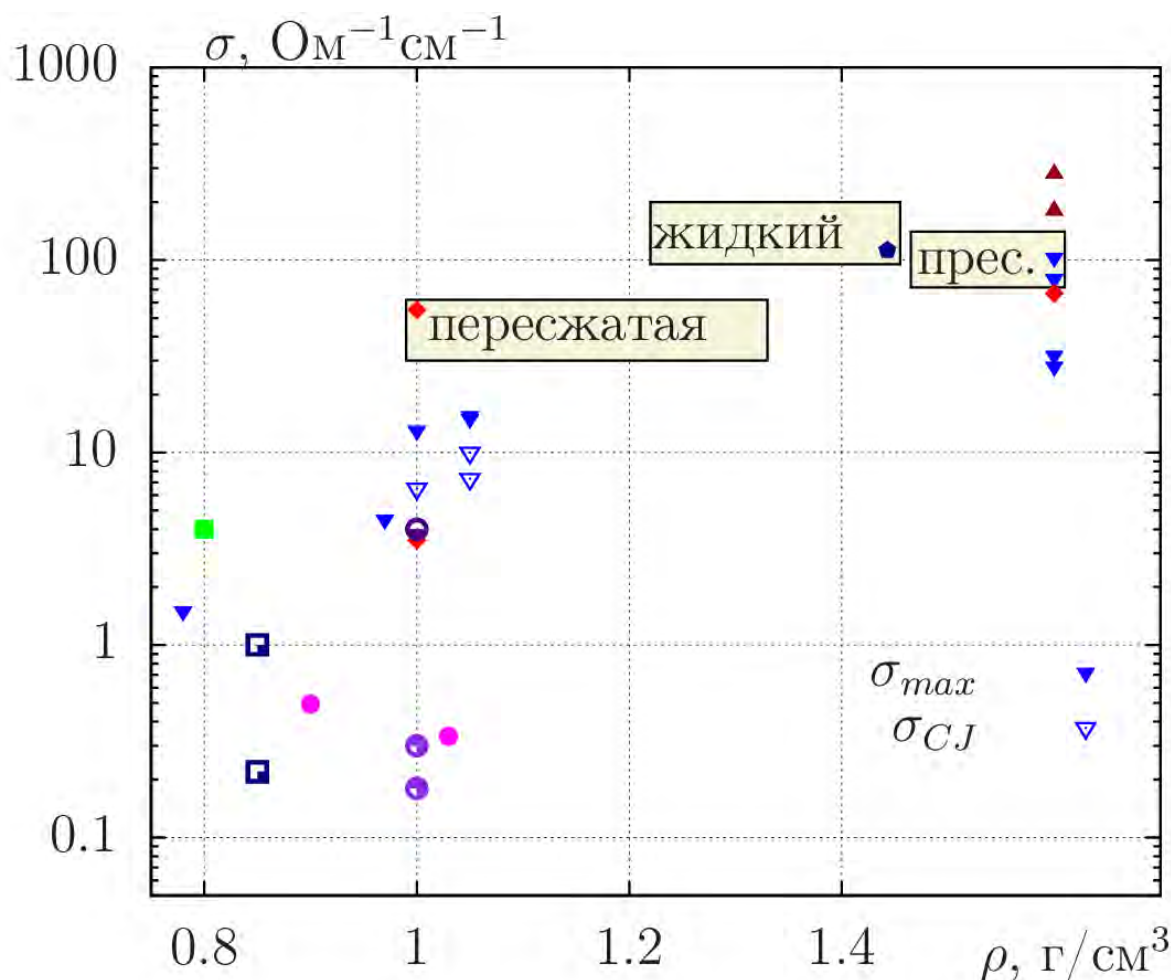


Рис. 2.31. Сравнение результатов экспериментального исследования электропроводности при детонации заряда тротила с разными плотностью и структурой, символами  $\blacktriangledown$  и  $\triangledown$  обозначены  $\sigma_{max}$  и  $\sigma_{CJ}$ , соответственно, данные настоящей работы. Остальными символами изображены результаты работ [38, 39, 44, 50, 53, 56, 70, 73]. При плотности  $\rho \approx 1.6 \text{ г/см}^3$  все заряды литые, кроме отмеченных как прессованные.

ности на ширину аналогичный указанному в разделе 3.1. Наблюдаемый разброс значений как при насыпной плотности, так и для высокоплотных составляет порядок.

Рисунок 2.32 демонстрирует высокую степень неопределенности параметров зоны реакции. Как указано выше, принято разделять заряды с одинаковой плотностью литого и прессованного тротила. Но при плотности  $1.6 \text{ г/см}^3$  показаны две точки с одинаковой шириной зоны реакции и разным способом изготовления заряда, то есть для параметров химика способ изготовления не является определяющим. Как показано в разделе 4.2, даже для высокоплотного заряда дисперсность зерна, использованного при изготовлении методом прессования, влияет на длительность зоны реакции. Это значит, что при увеличении уменьшении

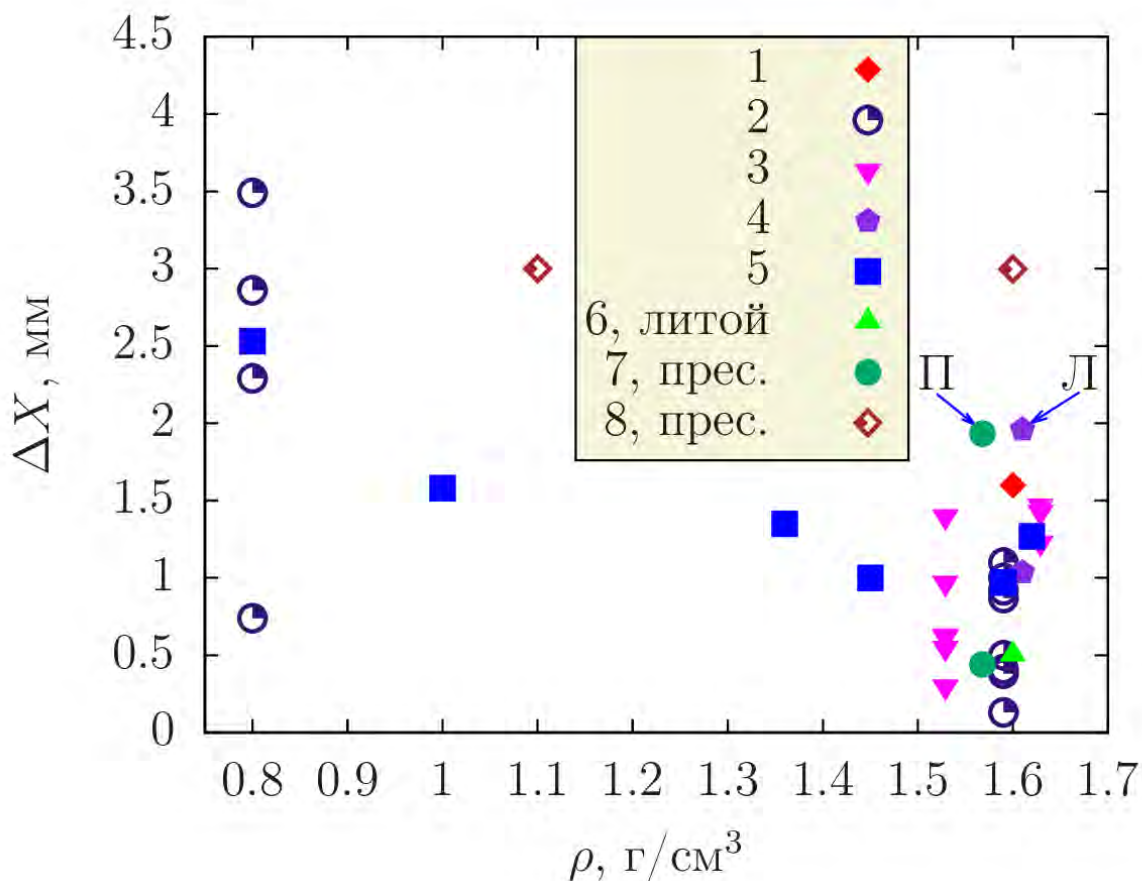


Рис. 2.32. Ширина зоны реакции при детонации заряда тротила с разной структурой и плотностью: 1 – [132], способ изготовления заряда не указан; 2 – [158], данные разных авторов, способ изготовления заряда не указан; 3 – [129] данные разных авторов для литых и прессованных; 4 – [155] прессованный и литой; 5 – [112] прессованный и литой; 6 – [70]; 7 – [159]; 8 – данные настоящей работы. При плотности около 1.6 г/см<sup>3</sup> с близким значением  $\Delta X$  буквами "л" и "п" указан способ изготовления заряда.

начального размера зерна кинетика химических реакций в детонационной волне интенсифицируется. В работе [129] говорится о том, что параметры химки зависят от многих условий и константой не являются. Факт взаимосвязи кинетики и структуры заряда тротила также обсуждается в разделе 4.3. С учетом сказанного, ширина зоны высокой электропроводности находится в удовлетворительном согласии с известными экспериментальными данными.

Итак, среди всех исследованных ВВ тротил выделяется отличающимся характером зависимости профиля электропроводности от плотности. Так, для высокоплотного заряда контрастность области высоких значений при детонации прессованного заряда слабее, чем для ВВ со средним содержанием углерода. При снижении плотности заряда на профиле по-

является пик со слабым градиентом спада. Такой характер профиля объясняется большим содержанием углерода в тротиле, а также кинетикой, интенсивность которой отслеживается величиной электропроводности. Так, при близкой плотности прессованного и литого полученные значения максимума электропроводности отличаются в три раза.

При добавлении в литой тротил в качестве сенсibilизатора стеклянных полых микросфер, эффективного способа повышения чувствительности эмульсионного ВВ, ожидаемого влияния не получено. Микросферы заняли полезный объем и, тем самым, снизили эффективную плотность ВВ. Аналогичное влияние эффективного снижения плотности активного вещества получено и при добавлении микросфер в заряд тротила насыпной плотности. Максимум электропроводности выше для высокоплотных зарядов, что находится в согласии с результатами для других веществ – электропроводность снижается синхронно с плотностью.

## 2.6. Электропроводность при детонации гексанитростильбена

Гексанитростильбен (HNS) обладает рядом интересных с практической точки зрения свойств. Так, по содержанию углерода он близок к тротилу, но при этом является термостойким ВВ с большей мощностью. Ранее использовался в мягких детонирующих взрывателях, гибком линейном кумулятивном заряде, маломасштабных системах наряду с гексогеном, а также в системе НАСА "Аполлон" [160].

Электрические свойства HNS при детонации ранее исследованы не были. В рамках развития гипотезы о природе контактной электропроводности при детонации органических КВВ необходима ее верификация с использованием веществ с разным содержанием углерода. Сравнение пиковых параметров тротила и HNS приведено в таблице 2.1.

Сохраненные продукты детонации HNS не отличаются от СПД других ВВ. На рисунках 2.33, 2.34, 2.35 приведены результаты просвечивающей электронной микроскопии СПД HNS в разном масштабе, даны все характерные образования. Ранее СПД HNS были исследованы в работе [161], были найдены графитовые структуры, наличие алмазов в СПД не замечено. На рисунке 2.33 структуры похожи на найденные в СПД смеси тротил/гексоген – мелкие компактные частицы, а также протяженные волокнистые структуры, характерные для богатых углеродом ВВ (раздел 3.2). При масштабе 10 мкм на рисунках 2.34 и 2.35 хорошо различимы графитоподобные проводящие волокна, которые являются остатками от уг-

леродных ”проводов“, сформировавшихся в химпике. По результатам просвечивающей электронной микроскопии СПД HNS при детонации ожидается высокая электропроводность.

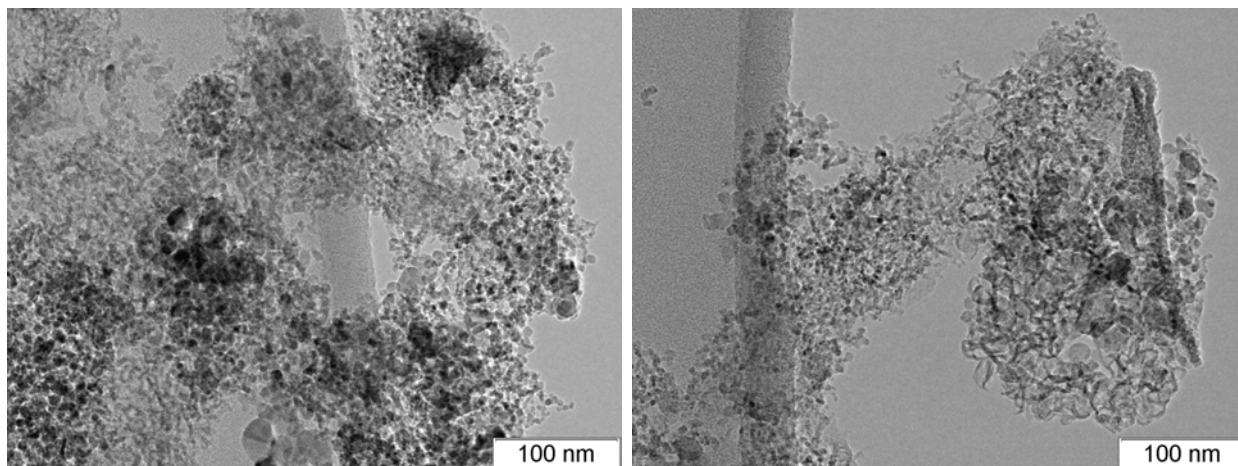


Рис. 2.33. Данные просвечивающей электронной микроскопии СПД HNS, **слева** структуры имеют компактную округлую форму, **справа** – длинные углеродные ”ленты“, аналогичные найденным в работах [141, 162, 163, 164, 165, 166].

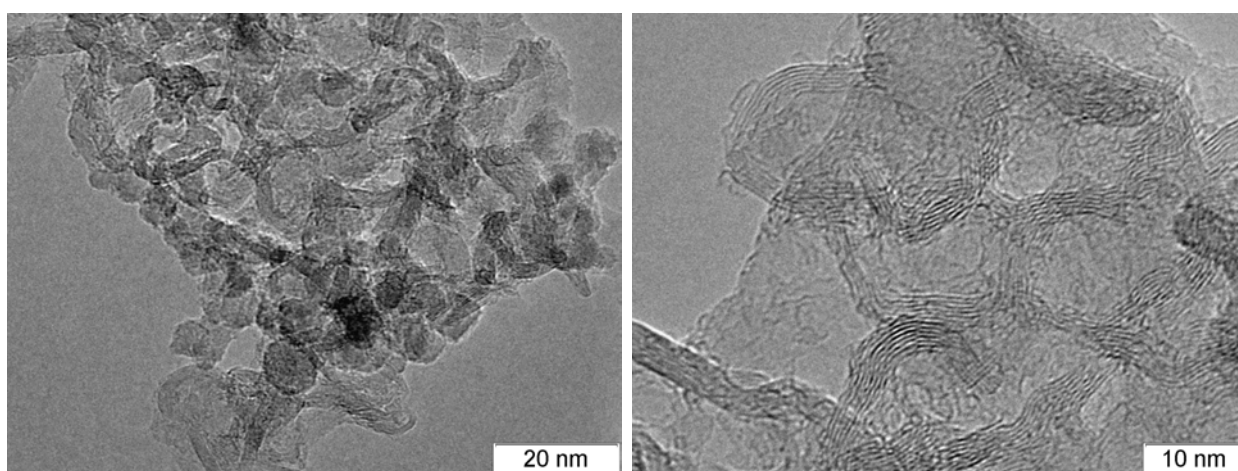


Рис. 2.34. Результаты ПЭМ СПД HNS, графитоподобные проводящие волокна.

Также особый интерес вызывает наноалмаз. В продуктах этого ВВ наличие алмазов не ожидалось, так как термодинамические параметры скромные, заряд для получения СПД был длиной 20 мм с диаметром 20 мм. Тем не менее, в СПД наноалмаз найден, на рисунке 2.35 слева в центральной части показан наноалмаз размером 10 нм, справа – несколько алмазов близкого размера. Сохраненные продукты не подвергались очистке, то есть наноалмаз в продуктах HNS встречается часто. При высокой стоимости сырья – гексогнитростильбена – с практической точки зрения производства из него наноалмаза интереса пока

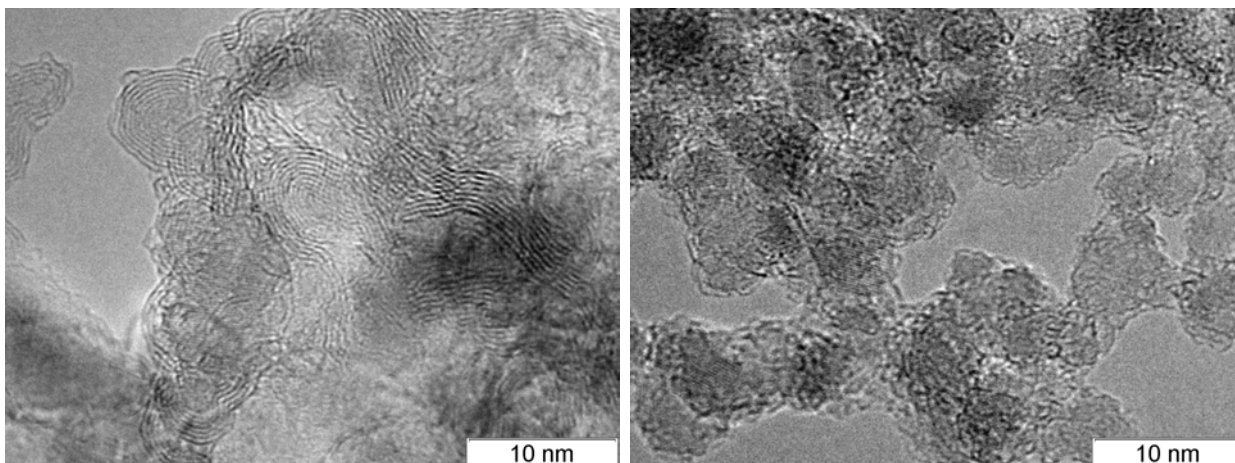


Рис. 2.35. Результаты ПЭМ СПД HNS, **слева** крупным планом приведена частица наноалмаза размером 10 нм, **справа** – россыпь более мелких наноалмазов.

не представляет. Но эти данные могут быть полезны для получения дополнительной информации о кинетике его образования. В работе [139] при исследовании детонирующего тонкого заряда HNS в процессе детонации методом синхротронного излучения получен размер частиц 2.9 нм, причем время формирования составило меньше 0.3 мкс, дальнейшей эволюции размера не происходило.

При исследовании электропроводности детонирующего HNS в качестве шунтирующего сопротивления  $R_S$  в схеме использовано сопротивление 0.5 Ом (насыпная плотность) и 0.084 Ом (высокоплотный заряд). В остальном постановка аналогична описанной в главе 1.

На рисунке 2.36 приведены профили электропроводности детонирующего HNS для двух плотностей. Данные по плотностям хорошо повторяют друг друга. Область высокой электропроводности в сравнении с другими ВВ довольно широкая, причем для насыпного существенно меньше, чем для высокоплотного. Возможно, продолжительное время зоны высокой электропроводности отражает медленную кинетику, которая, тем не менее, динамичней, чем в тротиле. При сравнении ВВ с насыпной плотностью (RDX, HMX, PETN, CL-20, TATB, BTF, TNT) профили HNS по максимальному значению уступают только тротилу. В таблице 2.6 приведены результаты по всем проведенным экспериментам, дана более подробная информация, приведена толщина диэлектрика.

В результате исследования электрических свойств детонирующего HNS подтверждена ожидаемая из содержания углерода высокая электропроводность, которая по значениям уступает только результатам для заряда прессованного тротила. Как и для других ВВ, замечено увеличение максимального значения  $\sigma_{max}$  с ростом плотности.

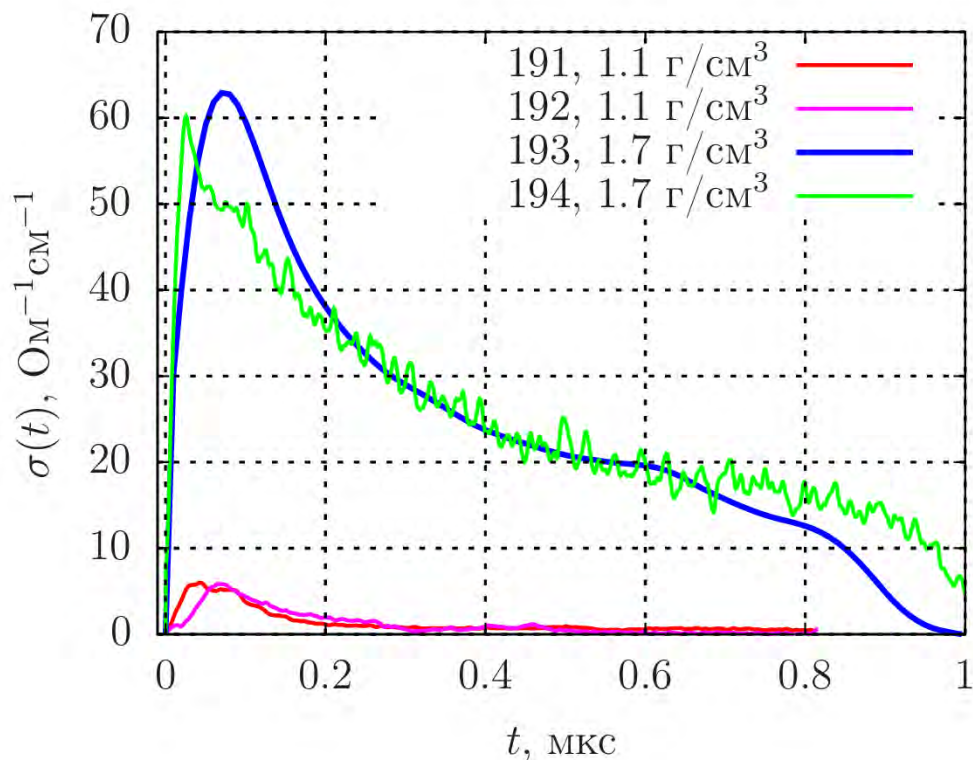


Рис. 2.36. Профили электропроводности при детонации HNS с разной плотностью.

Таблица 2.6. Результаты исследования электропроводности гексанитростильбена при детонации

#	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$t_{\sigma}$ , нс	диэлектрик, мм
191	1.08	4.92	6.0	165	0.9
192	1.07	4.90	5.9	194	0.3
193	1.7	6.9	63	217	0.6
194	1.7	6.94	60	288	0.6

## 2.7. Распределение электропроводности при детонации взрывчатого вещества с низким содержанием углерода

В рамках предположения об определяющей для величины электропроводности роли углерода необходимо провести экспериментальное исследование конденсированного ВВ, массовая доля углерода в котором ниже порогового значения, необходимого для формирования сквозных структур, т.е. меньше 10%. Среди традиционных индивидуальных ВВ с приемлемой для безопасной работы чувствительностью таких веществ нет. На роль такого матери-



ала подходит составное вещество – эмульсионное ВВ (ЭмВВ), содержание в нем углерода около 5%.

ЭмВВ представляет собой смесь на основе водного раствора аммиачной и натриевой селитры с добавлением в качестве горючего углеводородов – парафина или масла. Известно, что в чистой эмульсии, несмотря на присутствие всех необходимых для химической реакции компонентов, при ударном нагружении даже высокой интенсивности (37 ГПа [167]) детонация не развивается. Это объясняется инертностью однородного вещества. Добавление в эмульсию неоднородностей в виде стеклянных или пластиковых микросфер и даже просто создание пузырьков газа приводит к переходу смеси в разряд взрывчатых веществ.

ЭмВВ обладает рядом интересных особенностей. Так, в отличие от традиционных высокобризантных ВВ, ЭмВВ демонстрируют немонотонную зависимость скорости детонации от плотности [168], а также некоторые специфические особенности, например, слабое влияние диаметра заряда на скорость детонации при большом количестве физического сенсibilизатора [169].

Ранее детонация ЭмВВ изучалась электромагнитным методом [170, 171], по профилю давления [172], протонной радиографией и методом лазерной интерферометрии [173, 174]. В частности, данные [173, 174] указывают на возможную двухстадийность химической реакции.

Методом электропроводности исследовано два состава ЭмВВ, получено распределения электропроводности при детонации ЭмВВ с разной долей сенсibilизатора, измерена длительность пика электропроводности, на основе полученных данных определено наличие корреляции между зоной реакции и профилем электропроводности.

### 2.7.1. Постановка эксперимента

Эксперименты проводились с эмульсией двух составов, компоненты которых приведены в таблице 2.7.

Для сенсibilизации эмульсии в нее подмешивались полые стеклянные микросферы марки МС-В отечественного производства (МСВ) (рисунок 2.37, **сверху**). Средний размер микросфер 58 мкм, насыпная плотность 0.14 – 0.15 г/см<sup>3</sup>, толщина стенки 0.5 – 1 мкм. Доля микросфер  $\mu$  составляла от 3 до 50% массовых процентов сверх массы эмульсии, пример:  $\mu = 20\%$  значит 1 г. эмульсии + 0.2 г. микросфер. Формула расчета плотности ЭмВВ [169]:

$$\rho_0 = \rho_e \frac{1 + \mu}{1 + \mu R}$$

где  $\rho_e$  плотность эмульсии,  $\mu$  - доля микросфер от массы эмульсии (сверх массы эмульсии),  $R = 6.17$  – подгоночный коэффициент, определенный из экспериментальных данных.

Таблица 2.7. Состав эмульсий

	эмульсия АС/НС, %	эмульсия АС, %
селитра аммиачная	68.25	76.9
селитра натриевая	10.55	—
вода	15.2	15.2
эмульгатор с маслом	4	4
парафин	2	3.9
кислородный баланс	-2%	-12 %
плотность, г/см <sup>3</sup>	1.4	1.35

При рентгеновском томографическом исследовании образца ЭМВВ с  $\mu = 3\%$  размером 1 мм было получено, что распределение микросфер по матрице однородно (рисунок 2.37, **снизу**).

Измерена электропроводность эмульсий без сенсibilизатора при нормальных условиях: эмульсии АС/НС около  $4 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , эмульсии АС около  $8.4 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . При ударном нагружении со средней скоростью волны 1.68 км/с на базе 30 мм эмульсия АС/НС имеет постоянную электропроводность  $\sigma = 0.0066 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что на два порядка меньше, чем в детонационной волне. После снятия давления через 40 мкс сопротивление восстановилось, это означает отсутствие заметных физико – химических превращений при ударном воздействии с усилием, достаточным для развития детонации в ЭМВВ.

В исходной эмульсии содержится около 15% воды, диссоциация которой могла бы внести вклад в электрическую проводимость за фронтом ударной волны. При давлении  $5 \div 8 \text{ ГПа}$ , характерном для детонации ЭМВВ, электропроводность воды  $\sigma < 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  [175], что существенно меньше амплитудного значения, характерного для детонационного процесса. То есть проводимостью воды при расчетах уместно пренебречь.

При детонации ЭМВВ полые микросферы из стекла разрушаются на субмикронные фрагменты. Как показано в [176], в ударных волнах электропроводность стекла резко увеличивается, однако в диапазоне достигаемых при детонации ЭМВВ давлений она не превышает  $10^{-4} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , то есть пренебрежимо мало. В продуктах детонации присутствует

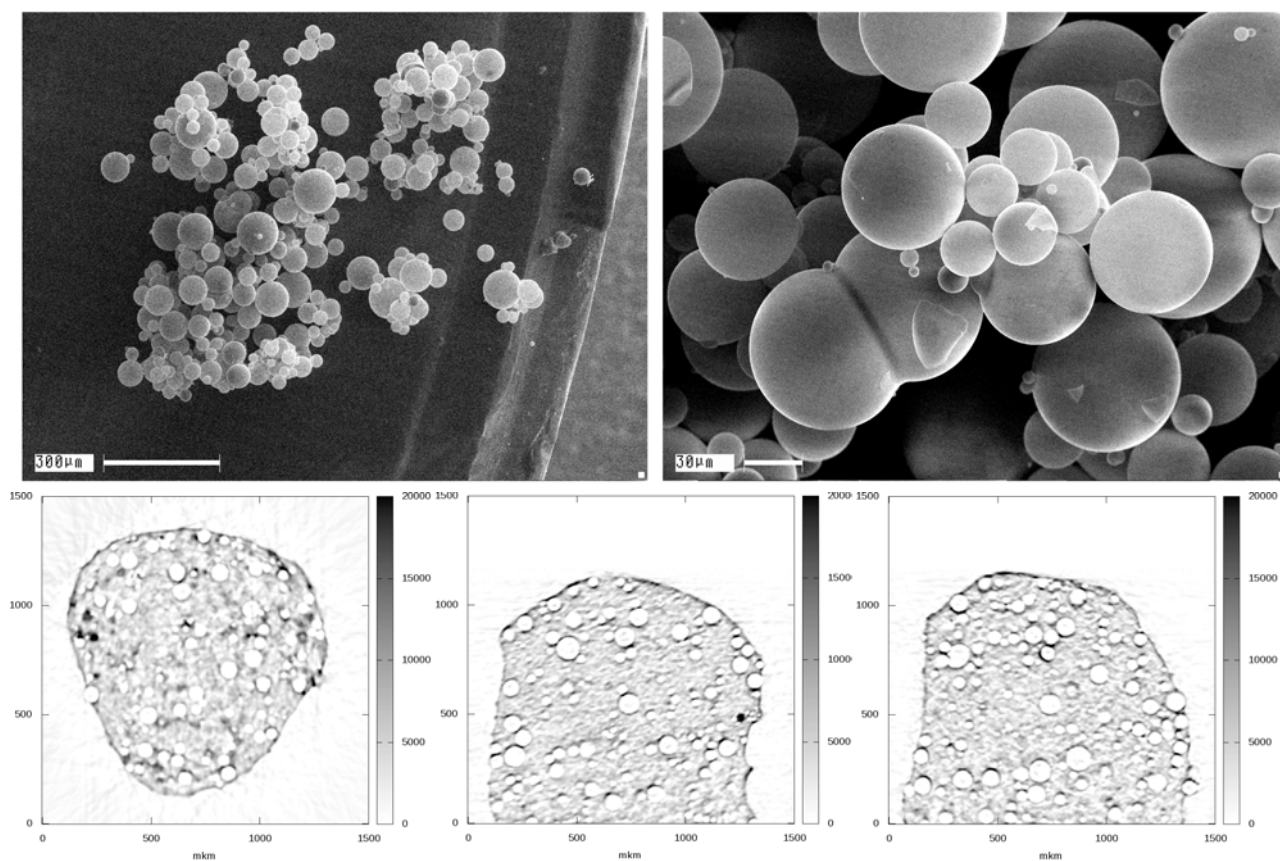


Рис. 2.37. **Сверху** используемые для сенсбилизации эмульсии стеклянные микросферы. **Снизу** результат томографического исследования ЭмВВ, три среза.

диэлектрик, который в химических реакциях не задействован, но занимает часть объема. Объемная доля  $\alpha$ , занимаемая стеклом, после разрушения микросфер равна

$$\alpha = \frac{\mu}{\mu + \rho_g / \rho_m}$$

где  $\rho_g$  и  $\rho_m$  – плотности стекла и матрицы соответственно. Объемом и массой пузырьков воздуха, содержащихся в микросферах, также уместно пренебречь, так же, как и сжатием стекла в ДВ. Тогда при изменении  $\mu$  в диапазоне 3% ÷ 50% значение  $\alpha$  меняется от 0.016 до 0.22. Присутствие не проводящих стеклянных фрагментов влияет на измеряемую электропроводность среды, поэтому сделана коррекция [19]. Наиболее точно коррекция соответствует окрестности зоны реакции, где наблюдалась максимальная или близкая к максимальной электропроводность.

Для получения профиля электропроводности в процессе детонации использована схема рисунка 1.2, толщина диэлектрика варьировалась от 0.4 до 0.7 мм. Для надежного инициирования в торец заряда помещался гексоген с плотностью  $\rho = 1.1 \text{ г/см}^3$ , для создания

пересжатого режима изменялась длина заряда гексогена. Инициирование производилось через осевой канал диаметром 4 мм в пробке из оргстекла. Общая длина заряда ЭМВВ составляла 50 мм. До места измерения детонационная волна проходила больше четырех калибров.

Измерение скорости детонации проводилось на трех базах: **АБ**, **БВ** и **АВ**, соответствующие базам скорости обозначены как  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ , последняя является средней по заряду. Точка **А** соответствует моменту достижения детонационной волной центрального электрода и моменту начала падения напряжения на ячейке, **Б** – прохождения детонационной волной разреза внешнего электрода и диэлектрика, **В** – моменту выхода детонации на торец заряда.

Используемый диаметр заряда 8 мм близок к значению критического диаметра  $d_{cr}$  для ЭМВВ [177]. Но при помещении заряда в тяжелую медную оболочку  $d_{cr}$  уменьшается в  $6 \div 8$  раз [99, 106, 107]. Полученные экспериментально скорости соответствуют нормальной и пересжатой детонации. Нумерация экспериментов, приведенных ниже, соответствует таблице 4.12 в Приложении.

### 2.7.2. Результаты экспериментов и обсуждение

Будем называть остаточной электропроводность в волне Тейлора. По каждому составу ЭМВВ сделано 2 – 3 эксперимента.

**Электропроводности при детонации ЭМВВ с эмульсией АС/НС.** На рисунке 2.38 приведены профили электропроводности при разной доле сенсibilизатора, эксперименты выбраны по принципу наиболее близкой к идеальной скорости детонации. Монотонного изменения характера профиля с увеличением доли микросфер не наблюдается. Профили 2, 3 и 4 (соответствующее содержание мксф 8%, 20% и 30%) практически совпадают. Область высоких значений начинает выделяться при 40% (профиль 5) и становится ярко выраженной для наиболее разбавленной стеклом среды – профиль 6, 50% мксф.

С увеличением доли микросфер скорость детонации сильно падает, при этом амплитудное значение электропроводности изменяется слабо, и при максимальной доле эмульсии, что соответствует 3% сенсibilизатора и наибольшей плотности ЭМВВ, электропроводность минимальна. Это контрастирует с характером зависимости максимального значения  $\sigma_{max}$  для традиционных высоко бризантных ВВ: для гексогена  $\sigma_{max}$  монотонно растет с плотностью, отличие между амплитудами электропроводности при минимальной и максимальной плотности составляет пять раз [10, 24, 30].

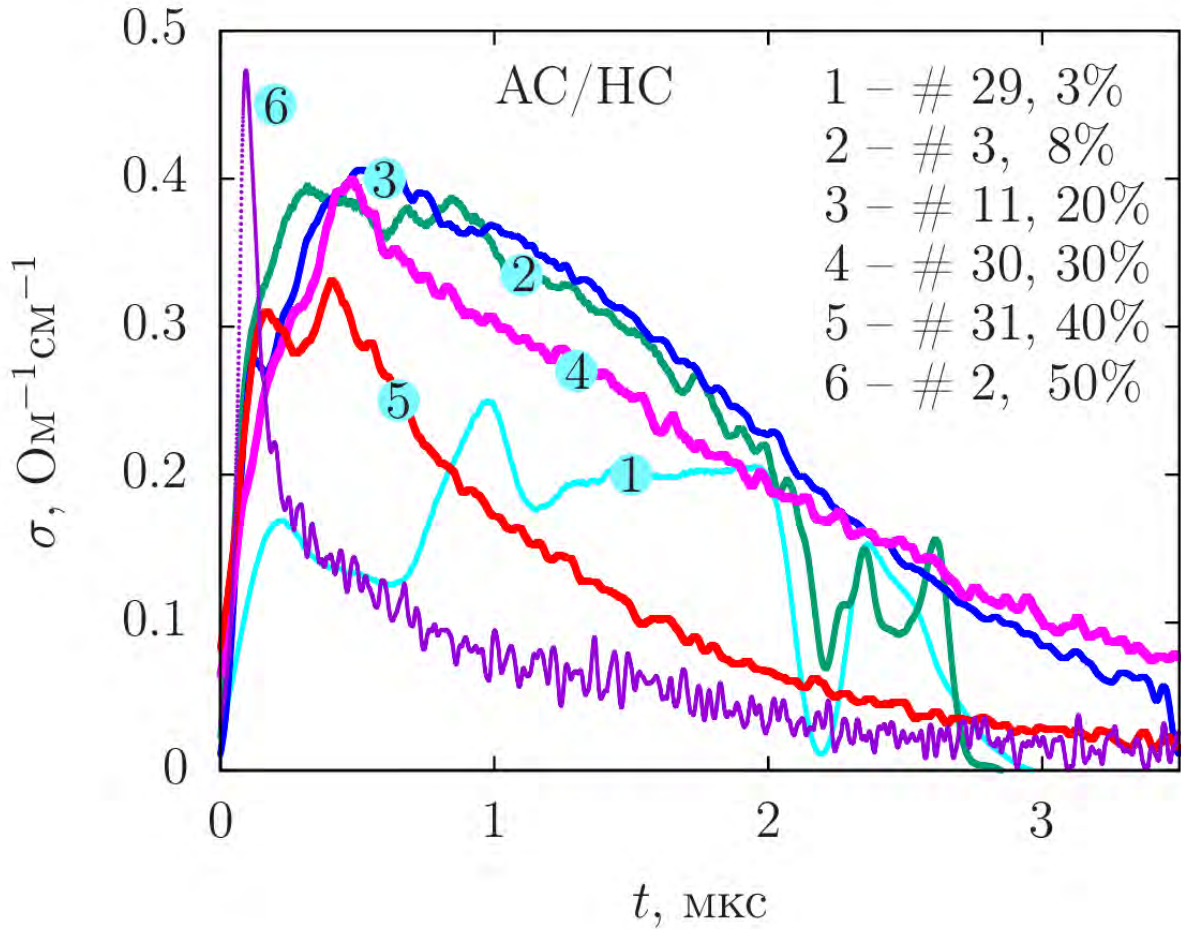


Рис. 2.38. Влияние плотности на профили электропроводности при детонации ЭМВВ с эмульсией АС/НС.

**Влияние пересжатия.** На рисунке 2.39(а) показаны профили электропроводности для  $\mu = 30\%$  микросфер с эмульсией АС/НС, профиль 1 соответствует сильно пересжатой детонации, приведены скорости детонации. В Приложении на рисунке 4.21 дана зависимость скорости установившейся детонации от содержания сенсibilизатора. Максимальное значение  $\sigma_{max}$  выше для бóльшей скорости детонации, что соответствует более интенсивности реакции. Для  $\mu = 50\%$  микросфер<sup>4</sup> (рисунок 2.39(б)) на всех профилях выделяется область высоких значений длительностью около 200 мкс, слабо зависящая от интенсивности процесса. Максимальное значение  $\sigma_{max}$  соответствует наибольшей из приведенных скорости, электропроводность в волне Тейлора монотонно растет со скоростью. Заметим, что скорость установившейся нормальной детонации для этого состава равна 2 км/с. Таким образом, по

<sup>4</sup> Этот состав ЭМВВ представляет собой смесь, которая до ударного нагружения по объему на 68.6% состоит из пор, что было бы невозможно в случае одинакового размера микросфер.

приведенным графикам можно утверждать, что для пересжатого детонационного режима максимальная электропроводность выше, что интерпретируется нами как отражение интенсификации химической реакции. Отметим следующие особенности: электропроводность в волне Тейлора зависит от режима детонации, но при пересжатии характер изменения неоднозначный: при 50% происходит рост значения  $\sigma$  при  $t > 1$  мкс, для 30% – падение.

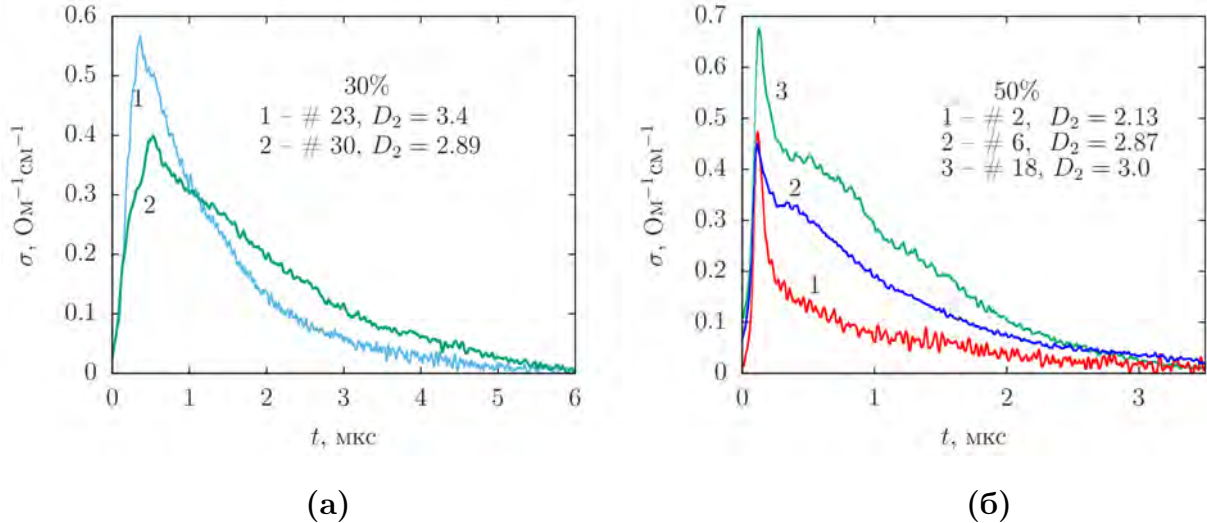


Рис. 2.39. Разные режимы детонации для ЭМВВ с эмульсией АС/НС:

(а) – 30%, (б) – 50%, приведена скорость  $D_2$  в км/с.

**Электропроводность ЭМВВ с эмульсией АС.** На рисунке 2.40 показаны профили электропроводности для ВВ с эмульсией АС при разном содержании микросфер. При изменении доли микросфер эволюция профиля немонотонна. Для  $\mu = 3\%$  выделить перегиб на сигнале невозможно, что может быть связано с очень широкой зоной химической реакции и, как следствие, слабой корреляцией между электропроводностью и зоной химической реакции из-за малой концентрации носителей заряда. Для  $\mu = 6\%$  наблюдается узкий пик.

**Сравнение электропроводности для составов с разной эмульсией.** На рисунке 2.41 приведены пространственные распределения электропроводности ЭМВВ с эмульсией 1 с долей сенсibilизатора  $\mu = 8\%$  и  $\mu = 50\%$  (профили 1 и 2 соответственно) и  $\mu = 6\%$  с эмульсией 2 (профиль 3). Амплитуда максимумов и форма профилей 2 ( $\mu = 50\%$ ) и 3 ( $\mu = 6\%$ ) очень похожи, на обоих хорошо виден пик примерно одинаковой длительности, который можно соотнести с зоной химической реакции. Сравнение профилей 1 и 3 демонстрирует роль натриевой селитры в процессе проводимости: доля сенсibilизатора мало отличается, амплитудные значения близки, но есть отличие электропроводности в волне разгрузки.

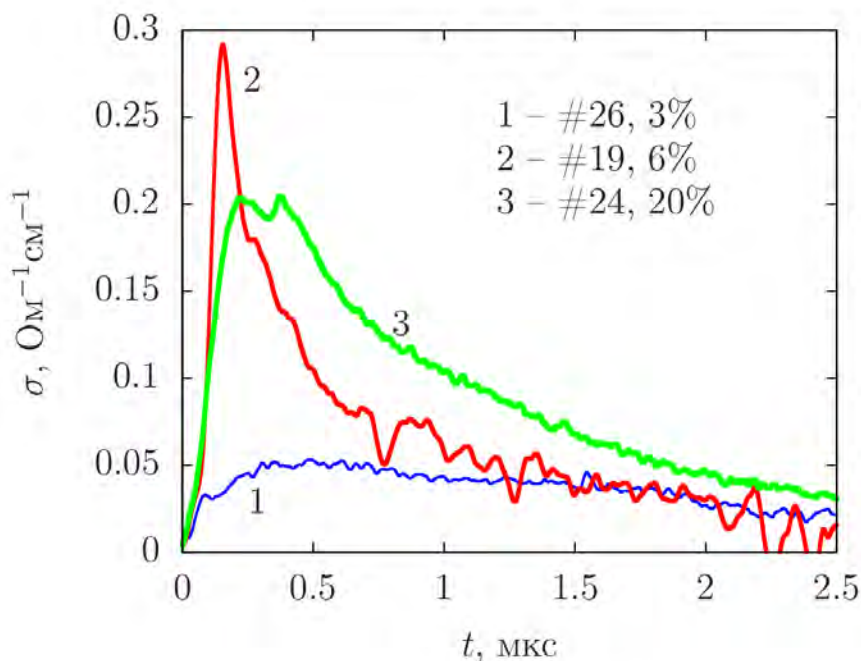


Рис. 2.40. Профили электропроводности при детонации ЭмВВ с эмульсией АС при разном содержании сенсбилизатора.

Таким образом, можно сделать вывод о ключевой роли натрия в процессе проводимости в волне Тейлора. Влияния натриевой селитры на длительность химпика не выявлено, что также было отмечено в работе [173] (стоит особо выделить отсутствие влияния именно натрия, так как анионы использованных в ЭмВВ селитр одинаковые).

На рисунке 2.42 показаны данные для двух эмульсий с  $\mu = 3\%$ . Этот случай отличается от всех остальных исследованных ВВ тем, что все профили имеют очень длинную область незначительно изменяющейся электропроводности — не меньше 2.5 мкс, а также величину электропроводности в области химпика существенно ниже, чем при другой доле микросфер. На профилях 1 и 2 (эмульсия АС/НС) наблюдаются интенсивные колебания, после ступеньки шириной около 0.5 мкс и высотой около  $13 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  сигнал растет в 2 раза, формируя вторую ступеньку. По данным авторов [173], длительность химпика для такого ЭмВВ составляет около 0.5 мкс, то есть для ЭмВВ с эмульсией АС/НС электропроводность в зоне реакции ниже, чем в волне Тейлора. Выделить какие-либо особенности для эмульсии АС не представляется возможным, профиль плавно спадающий, имеет амплитуду в три раза меньше, чем для эмульсии АС/НС. Детонационная скорость, полученная в эксперименте, говорит об установившемся процессе. Так как состав эмульсий практически идентичен, за

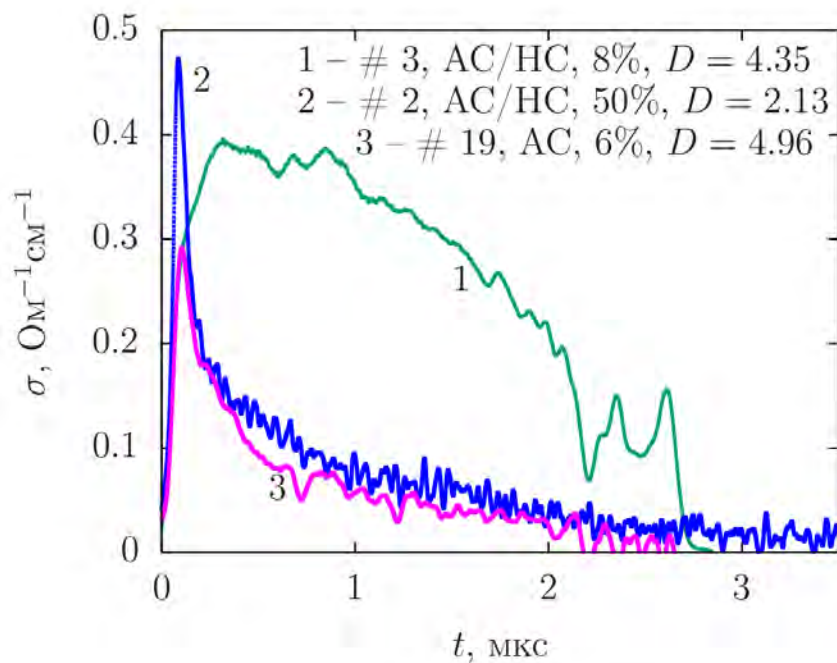


Рис. 2.41. Профили электропроводности: **1** и **2** – эмульсия AC/HC с долей сенсibilизатора 8% и 50% соответственно, **3** – эмульсия AC с долей сенсibilизатора 6%.

исключением натрия в эмульсии AC/HC, массовая доля которого составляет 0.028, можно оценить вклад натрия в проводимость ЭМВВ в области химпика –  $0.08 \text{Om}^{-1}\text{cm}^{-1}$ .

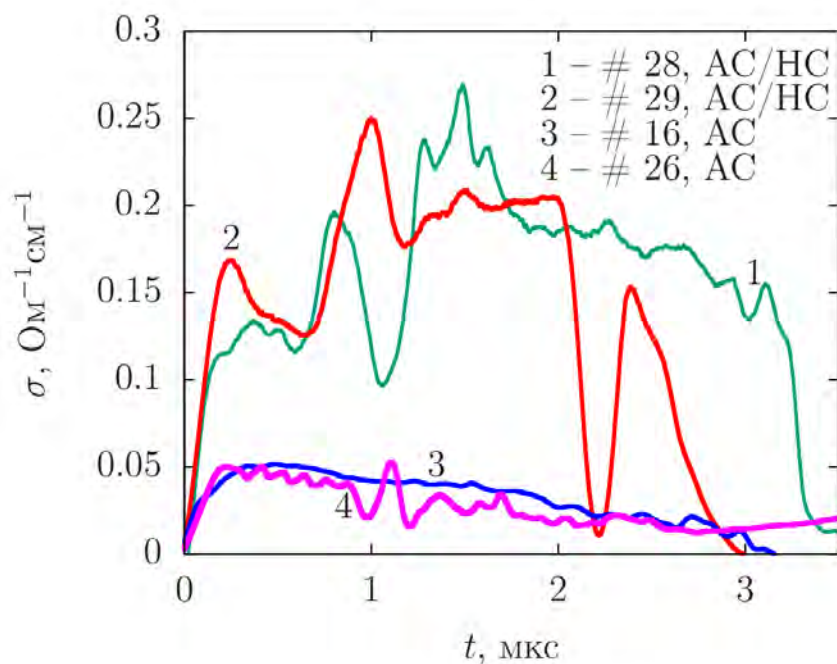


Рис. 2.42. Профили электропроводности при детонации ЭМВВ с содержанием сенсibilизатора 3%: **1**, **2** – эмульсия AC/HC, **3**, **4** – эмульсия AC.



### 2.7.3. Электропроводность при детонации эмульсионного ВВ с добавлением алюминия

Было проведено исследование электропроводности при детонации состава ЭмВВ+Al. В эмульсионное ВВ на основе эмульсии АС/НС добавлено 10% порошка алюминия ПАП-2, состоящего из пластинок 25 мкм × 0.35 мкм. Статическое измерение проводимости состава показало, что электропроводность смеси близка к значению для чистой эмульсии –  $\sigma = (1.9 \div 8.8) \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Естественная оксидная пленка на алюминии при температуре 300 К около 4 нм [178]. Частицы алюминия вследствие наличия оксидной пленки являются диэлектриками, сопротивление оксидной пленки составляет величину  $(2 \div 5) \times 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  [179], что не отличается от электропроводности чистой эмульсии и не должно существенно влиять на итоговые значения.

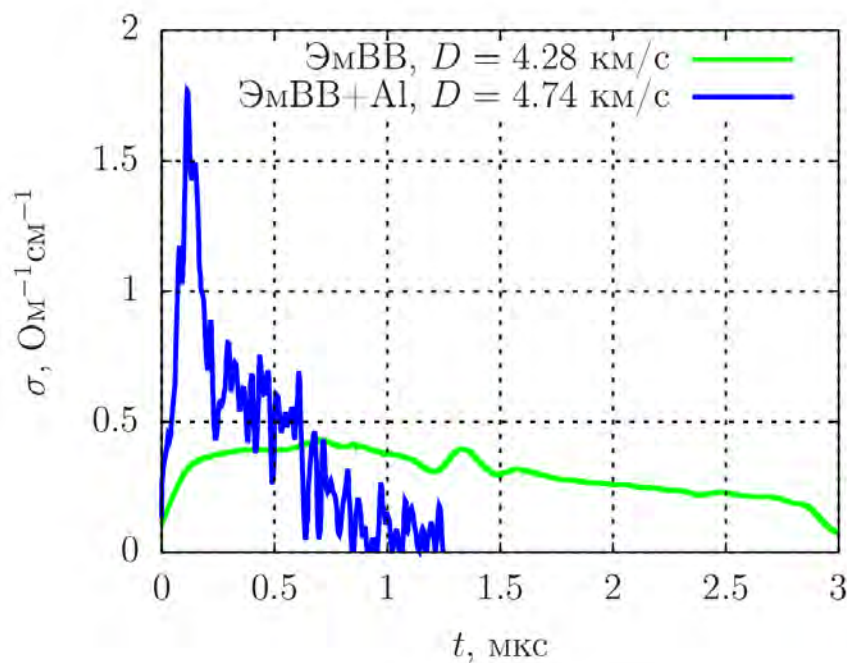


Рис. 2.43. Профили электропроводности при детонации состава эмульсия АС/НС+8% МСВ и состава эмульсия АС/НС+0.7% экспансела + 10% алюминия.

На рисунке 2.43 приведены данные по распределению электропроводности при детонации ЭмВВ со стеклянными микросферами и с ЭмВВ на основе экспансела с добавлением 10% алюминия. Объемная доля эмульсии и ее состав одинаковы. Характер зависимости электропроводности при добавлении алюминия изменяется. В отличие от профиля для ЭмВВ, когда после достижения максимума величина электропроводности остается постоян-

ной, на профиле с алюминием появляется ярко выраженная область повышенных значений длительностью 200 нс. В работе [27] при исследовании температуры детонирующего алюминизированного ЭМВВ получена область высоких температур с приблизительно такой же длительностью. Таким образом, добавление алюминия делает видимой зону химической реакции. Колебания большой амплитуды связаны с добавлением хорошо проводящего материала – чешуек алюминия.

Появление пика на профиле электропроводности при добавлении алюминия обусловлено следующими факторами. Состав ЭМВВ продиктован оптимальным соотношением горючего — окислителя, который приводит к кислородному балансу близкому к нулю. Селитры, входящие в состав ВВ, содержат в большом количестве кислород, его достаточно для сгорания топлива (парафин, масло, эмульгатор) с массовой долей около 0.06 по отношению к массе эмульсии. Топливо содержит углерод, массовая доля которого около 0.8. Электрические свойства при детонации высокобризантных ВВ определяются входящим в их состав углеродом, если его массовая доля больше 0.1. В ЭМВВ содержания только углерода, как и содержание только алюминия, недостаточно для контактной проводимости. Но при добавлении чешуек из металла создаются условия для возникновения проводящей сетки, состоящей из алюминия и углерода. Углерод создает мостики между металлическими включениями, которые рвутся в результате окисления к моменту окончания зоны реакции. Таким образом, добавление алюминия делает видимой зону реакции на профиле электропроводности. После 200 нс (рисунок 2.43) электропроводность величиной около  $0.5 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  слабо отличается от значения для чистого состава, что подтверждает сделанные выводы.

При измерении интегрального сопротивления заряда получено, что постоянная составляющая электропроводности в детонационной волне фиксируется на протяжении, как минимум, 5 мкс и составляет величину около  $0.25 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Это интерпретируется нами как результат продолжающихся с алюминием химических реакций, что подтверждается результатами измерения давления и температуры [27].

Получено пространственное распределение электропроводности для эмульсионных ВВ двух составов при разном содержании сенсibilизатора. Пиковое значение электропроводности для всех исследованных ВВ слабо зависит от состава и на несколько порядков меньше аналогичной величины для высоко бризантных ВВ. Это подтверждает гипотезу об определяющей роли углерода для электрических характеристик конденсированных ВВ, так как содержание углерода в ЭМВВ ниже 10%. При детонации ЭМВВ вероятна ионная природа проводимости в волне Тейлора.

При добавлении в ЭМВВ алюминия на профиле детонирующего ВВ появилась область высокой электропроводности, по длительности близкая к литературным данным о зоне химической реакции. Таким образом, алюминий, как хорошо проводящий материал, обеспечил необходимую объемную долю высокопроводящих включений для контактной проводимости.

## 2.8. Выводы по главе 2

Проведено экспериментальное исследование электрических характеристик в процессе детонации следующих высоко бризантных индивидуальных взрывчатых веществ: гексогена, октогена, тэна, ТАТВ и ВВ на его основе, бензотрифуроксана, тротила, гексанитростильбена. Общие закономерности распределения электропроводности следующие:

- ✧ Электропроводность за фронтом детонации гексогена, октогена, тэна и бензотрифуроксана резко неоднородна во всем диапазоне исследованных плотностей. На профиле выделяется узкая область высоких значений, далее после точки перегиба следует плавное снижение электропроводности, пространственно соответствующее волне Тейлора.
- ✧ Измеренная длительность высокой электропроводности для тэна, октогена и гексогена слабо зависит от давления в точке ЧЖ и при насыпной плотности чувствительна к размеру зерна.
- ✧ Для всех исследованных индивидуальных ВВ максимум электропроводности достигается за фронтом на временах около десятка нс, находится внутри зоны реакции и растет с плотностью.
- ✧ Проведено исследование прессованных зарядов чистого тротила с разной плотностью, а также литого. Для высокоплотных зарядов получена сильная зависимость формы сигнала и пикового значения от структуры заряда, определяющейся способом изготовления, отличие максимума  $\sigma_{max}$  для литого и прессованного составляет 200%. При добавлении эффективного в случае эмульсионного ВВ сенсibilизатора – стеклянных микросфер – ожидаемого увеличения чувствительности не произошло как для насыпной плотности, так и для высокоплотного низко чувствительного литого заряда. При заполнении пор низкоплотного вещества водой получено существенное увеличение электропроводности, которое нельзя объяснить проводимостью воды, имеющей при детонационных термодинамических параметрах электропроводность ниже экспериментального значения на порядок.

- ✧ При детонации гексанитростильбена высокой плотности получен максимум электропроводности  $60 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что выше, чем для всех исследованных ранее веществ, за исключением заряда прессованного тротила.
- ✧ Исследование бензотрифуроксана – мощного безводородного ВВ – показало, что максимум электропроводности при детонации зарядов ВТФ и ТАТВ составил около  $16 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , то есть, несмотря на значительное отличие кинетики зоны реакции и других свойств, определяющим для проводимости является содержание углерода.

Проведено экспериментальное исследование промышленного составного ВВ с низким содержанием углерода (меньше 6%) и кислородным балансом, близким к нулю. Максимум электропроводности для всех исследованных плотностей не превышает  $1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что подтверждает концепцию ключевой роли углерода для процесса проводимости при детонации. Профиль электропроводности при изменении плотности существенно эволюционирует, узкая область высоких значений присутствует только на профилях состава АС. При наиболее высокой плотности, соответствующей добавлению 3% микросфер, область относительно высоких значений исчезает. При добавлении в ЭмВВ алюминиевого порошка на профиле появился пик длительностью около 200 нс, который близок к продолжительности зоны реакции, полученной в работе [169].

## Глава 3

## МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Все теории, объясняющие явления природы, должны быть смелы, как сама природа.

---

Артур Конан Дойл "Знак четырёх"

### 3.1. Зона реакции и область высокой электропроводности

Одним из ключевых моментов построения модели электропроводности детонирующих ВВ является определение природы проводимости и причин, вызывающих появление области высокой электропроводности на профиле, изображенном на рисунке 1.18 справа. Так, в основополагающей и революционной работе [50] Hayes объяснял значение  $100 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  для детонирующего тротила так называемым свободным углеродом, который выделяется в точке ЧЖ после окончания химических реакций. В работе [50] доказывалось наличие корреляции максимума  $\sigma$  и выделившегося в точке ЧЖ углерода (solid carbon in the detonation product) для жидкого тротила, композита В, нитрометана и тэна. Hayes полагал, что максимум электропроводности достигается за зоной реакции. В ряде работ высокая проводимость связывалась с химическими процессами в зоне реакции: в работах [40, 41] отмечено, что область высокой электропроводности "приблизительно совпадает с зоной реакции", в качестве причины указывается ионизация промежуточных продуктов в ходе химической реакции. Существование носителей зарядов достаточно продолжительное время объясняется высоким давлением, которое мешает рекомбинации вследствие снижения подвижности ионов. В работах [56, 58] экспериментально получено совпадение зон химической реакции и высокой электропроводности.

В данный момент, имея широкий спектр данных по электропроводности, можно провести сопоставление результатов исследования зоны реакции из электрических характеристик и полученных традиционными методиками. При этом, возникают трудности, связанные с отбором из литературных источников корректных измерений.

Исследование зоны реакции при детонации конденсированных ВВ имеет большую историю. С момента создания модели Зельдовича – Неймана – Дёринга [1, 2, 3, 4] (1940 год),

когда зона реакции была определена как место в детонационной волне между фронтом и точкой ЧЖ, ширину зоны реакции многократно измеряли с использованием разных методов, но до настоящего момента нет ясного понимания процесса кинетики. Это доказывается отсутствием согласованных данных хотя бы по ширине и длительности химика, что продемонстрировано в других разделах путем сравнения экспериментальных данных.

Отдельной сложной задачей является нахождение на профиле "механических" параметров (давления, массовой скорости и плотности) точки ЧЖ. В работе Я.Б. Зельдовича [1] на приведенных расчетных профилях давления, температуры, плотности и массовой скорости (рисунок 3.1 сверху вниз) точка окончания зоны реакции ничем себя не выдает – профили гладкие, отмеченная ширина зоны реакции, обозначенная как  $x_1$ , с особенностями на профилях не соотносится.

В ряде экспериментальных работ окончание реакции на профиле массовой скорости определяется математически [129, 180, 181], либо исходя из представлений, что зона реакции не подвержена воздействию волн разгрузки, и при варьировании длины заряда выделяют неизменную область, которой сопоставляют зону реакции [112, 121, 132]. В работе [129] говорится о том, что зона реакции не является некой константой и "... зависит от множества различных характеристик заряда".

Кроме того, само экспериментальное исследование вносит возмущения и воздействует на процесс, искажая реальную картину. И так как каждый метод взаимодействует с ДВ по-своему, результаты измерений могут сильно отличаться, иногда на порядок [112, 105, 111, 121, 129, 132, 180, 181].

В данном разделе приведены результаты прямого сравнения данных по электропроводности и полученных традиционными методами для индивидуальных ВВ разной плотности. Для верификации результатов проведено экспериментальное исследование электропроводности и массовой скорости в максимально близких постановках.

### 3.1.1. Сравнение профилей электропроводности и массовой скорости

#### 3.1.1.1. ВВ насыпной плотности

##### Метод VISAR

Для получения профиля массовой скорости был использован VISAR. Регистрация скорости частиц  $u(t)$  за фронтом детонации проводилась на границе раздела между ВВ и оптическим окном из оргстекла толщиной 25 мм с помощью лазерного доплеровского интерферометра VALYN VISAR типа VMBV-04, постоянная составляющая составляла от 450 до 1934 м/с на

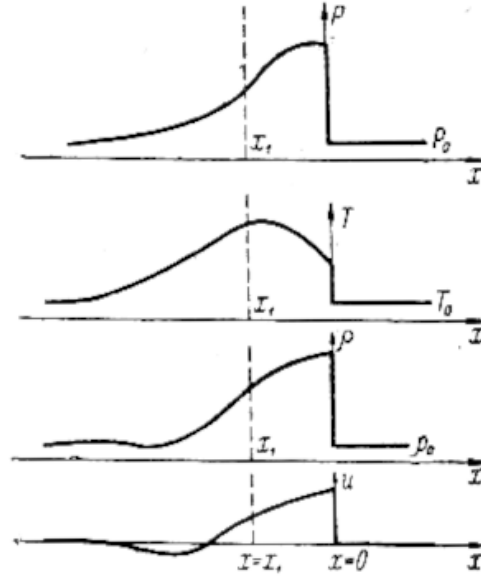


Рис. 3.1. Профили давления, температуры, плотности и массовой скорости (сверху вниз), цитирование работы [1].

одну интерференционную полосу [182]. Лазерное излучение было сфокусировано вдоль оси сборки в области около 1 мм. Происходило отражение от зеркала, изготовленного из матовой алюминиевой фольги толщиной 7 мкм, расположенной вблизи этой границы раздела, и прошедший через оптический датчик с фокусным расстоянием 30 мм.

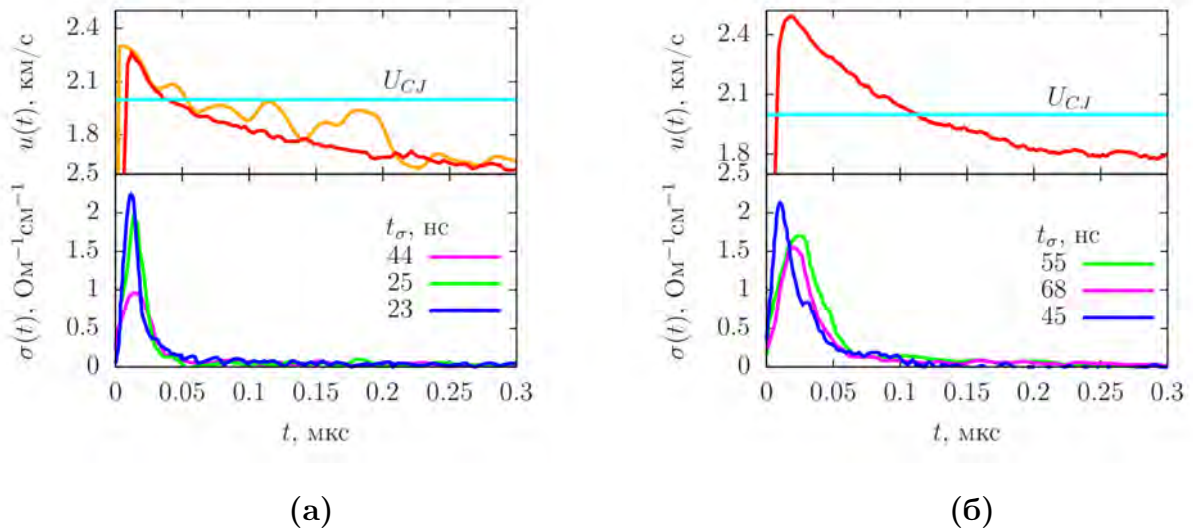


Рис. 3.2. Данные для RDX с плотностью  $\rho = 1.2$  г/см<sup>3</sup>: (а) – средний размер зерна  $d = 11$  мкм, (б) –  $d = 160$  мкм. В верхней части приведена массовая скорость  $u(t)$ , в нижней – распределение электропроводности  $\sigma(t)$ .

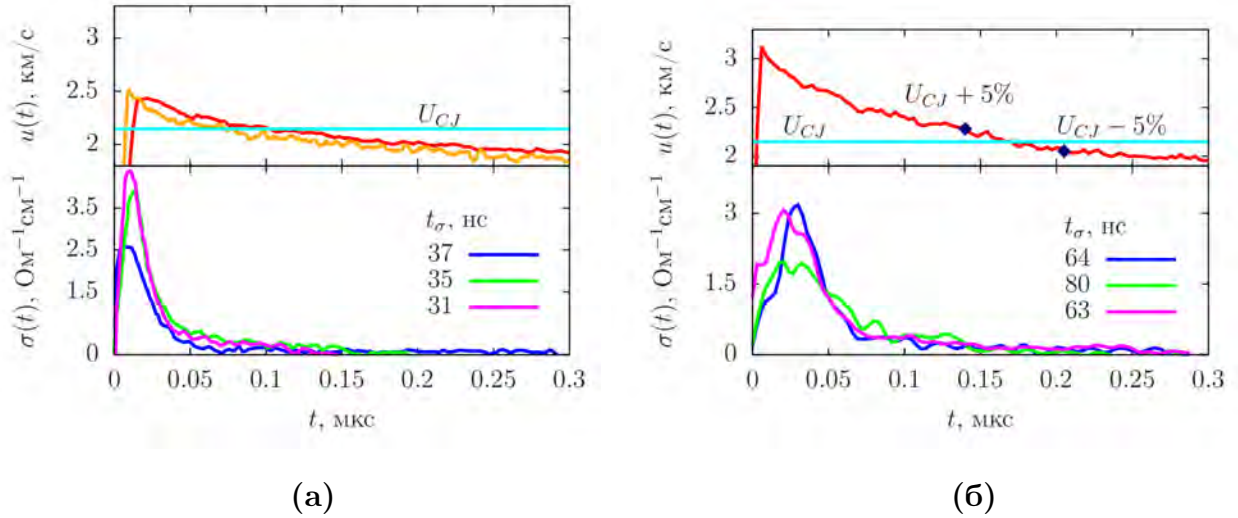


Рис. 3.3. Данные для НМХ с плотностью  $\rho = 1.3 \text{ г/см}^3$ : **(а)** – средний размер зерна  $d = 21 \text{ мкм}$ , **(б)** –  $d = 430 \text{ мкм}$ . В верхней части приведена массовая скорость  $u(t)$ , в нижней части – распределение электропроводности  $\sigma(t)$ .

Профили массовой скорости  $u(t)$  и электропроводности  $\sigma(t)$  для RDX и НМХ приведены на рисунках 3.2 и 3.3. Горизонтальные линии, обозначенные как  $U_{CJ}$ , указывают ожидаемый уровень скорости границы раздела после взаимодействия с прореагировавшим ВВ в состоянии Чепмена – Жуге. Используются параметры Чепмена – Жуге, вычисленные в [102], которые близки к полученным в эксперименте [112, 131]. Ударная адиабата оргстекла имеет вид  $U_s = 2.59 + 1.52U_p$ , где  $U_s$  – скорость ударной волны,  $U_p$  – массовая скорость в км/с. Расположенные в нижней части рисунка профили электропроводности хорошо повторяют друг друга, для каждого приведена длительность области высокой электропроводности.

В ВВ с крупным размером зерна на профиле электропроводности заметны колебания из-за некоторой неоднородности зарядов. Однако область высокой электропроводности выделяется вполне отчетливо. В противоположность, профиль массовой скорости не содержит ярких особенностей, которые можно соотнести окончанию зоны реакции. Зависимости  $u(t)$  плавные, с небольшим градиентом, пересечение с ожидаемым уровнем  $U_{CJ}$  в некоторых случаях определяется плохо. В крупнозернистом НМХ небольшая ошибка ( $\pm 5\%$ ) ведет к ”размазыванию“  $t_J$  – от 140 до 210 нс, что демонстрирует рисунок 3.3 (сверху справа). Вместе с тем, влияние дисперсности зерна наблюдается как для массовой скорости, так и для распределения электропроводности – для зарядов с мелким зерном длительности  $t_\sigma$  и  $t_J$



сократились примерно в два раза. Следовательно, оба метода чувствительны к кинетике зоны химической реакции, но время  $t_J$  постоянно больше  $t_\sigma$ .

Исходя из сказанного, можно констатировать, что распределение электропроводности показывает высокую четкость определения ширины зоны реакции. В противоположность, профили массовой скорости не содержат ожидаемых особенностей и спадают плавно.

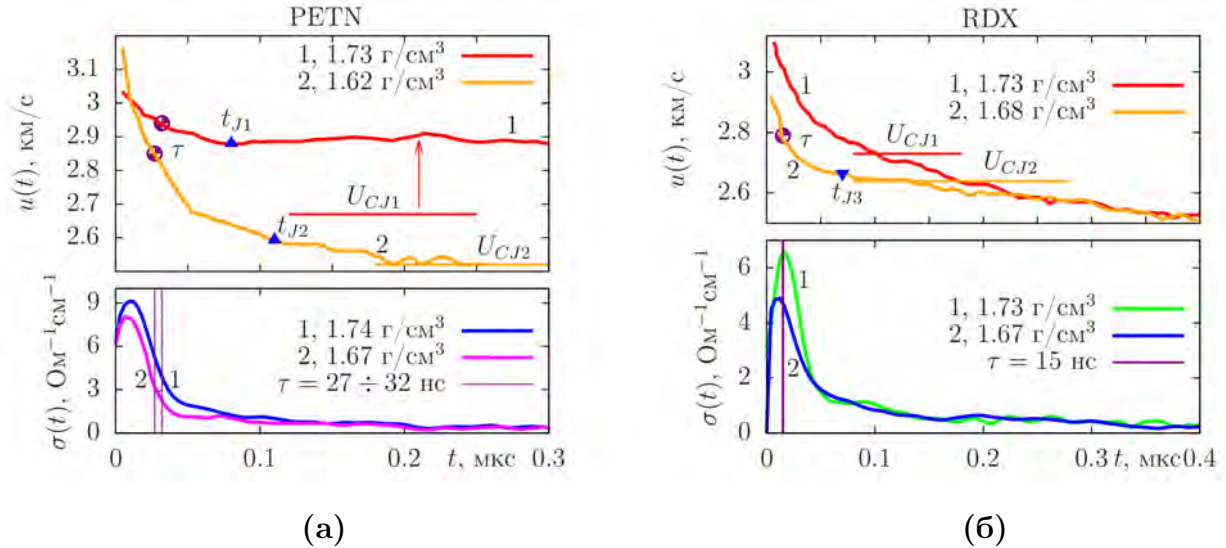


Рис. 3.4. Данные для PETN (а) и RDX (б). В верхней части – массовая скорость  $u(t)$  из работы [129], метки  $t_J$  соответствуют времени реакции,  $\tau$  – ”характерное время реакции, примерно соответствующее уменьшению количества не прореагировавшего ВВ в  $e$  раз“, показано линией на нижнем графике. Линиями  $U_{CJ1}$ ,  $U_{CJ2}$  отмечен ожидаемый уровень скорости границы раздела, соответствующий точке ЧЖ. В нижней части – графики электропроводности  $\sigma(t)$ .

### 3.1.1.2. Плотные ВВ

Несмотря на большую практическую значимость ВВ высокой плотности, пригодных для сравнения данных не так много. В части работ исследователей интересует смесь ВВ и, например, инерта, в других не приведены графики массовой скорости, только данные в виде таблиц, что непригодно для наших целей, в третьих не хватает временного разрешения. В работе [129] приведенные профили высокого качества и достаточного разрешения. Рассмотрим сравнение данных по электропроводности с профилями массовой скорости на границе ВВ – хлороформ, полученными фотометрическим методом. На рис. 3.4 в верхней части показаны кривые  $u(t)$  для PETN и RDX при диаметре зарядов 40 мм и в нижней части профили  $\sigma(t)$  при близкой плотности. Авторы [129] выделяли место окончания реакции

$t_J$  математически как пересечение аппроксимаций экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью и линейной. Распределения  $u(t)$  обладают схожей с низкоплотными зарядами контрастностью и не содержат ярких особенностей. Для каждого эксперимента приведен ожидаемый уровень скорости, соответствующий точке ЧЖ. Для тэна уровень  $U_{CJ1}$  на протяжении приведенного времени не пересекается с сигналом, который имеет значительно бóльшее значение. Для гексогена уровень  $U_{CJ2}$  пересекается с сигналом на протяжении 40 нс – от 80 нс до 120 нс. Во всех случаях ожидаемые значения скорости  $U_{CJ}$  пересекают сигналы в моменты времени, которые не коррелируют с временем  $t_J$ . Область высокой электропроводности четко выделяется. Длительность высокой электропроводности  $t_\sigma$  также короче значений  $t_J$ .

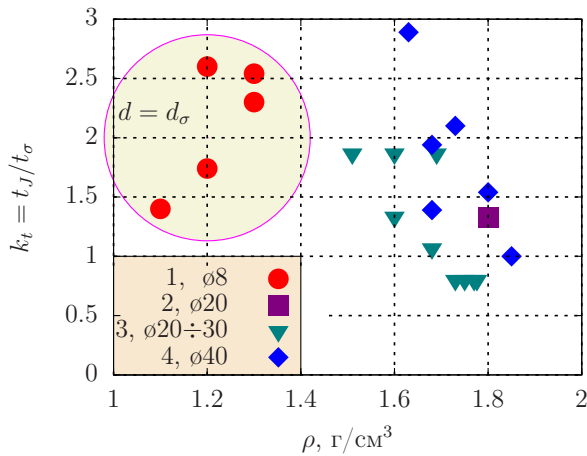


Рис. 3.5. Отношение времени реакции к длительности высокой электропроводности  $k_t = t_J/t_\sigma$  для индивидуальных ВВ. Маркерам соответствуют следующие работы: 1 – [21], 2 – [183, 184], 3 – [127], 4 – [129]. Указаны диаметры зарядов, использованные в экспериментах с ”механическими“ параметрами.

Подобный приведенному в работе [129] характер зависимости также получен в работах Уткина с соавт. [127], а также работах Федорова и др. [121, 132, 185]. Таким образом, как в низкоплотных, так и в зарядах с высокой плотностью профили массовой скорости не содержат особенностей, которые можно ассоциировать с точкой ЧЖ, в отличие от распределений электропроводности, содержащих область высоких значений.

На рисунке 3.5 приведено сравнение данных измерения времени реакции  $t_J$  для индивидуальных ВВ [21, 127, 129, 183, 184], с длительностью высокой электропроводности  $t_\sigma$ . Для времени  $t_J$  указан диаметр заряда. В среднем длительность высокой электропроводности больше  $t_J$  в 1.5 – 2 раза.

### 3.1.2. Обсуждение

Систематическое превышение времени  $t_J$  над длительностью высокой электропроводности  $t_\sigma$  объясняется отличием лагранжева времени [21, 14, 121, 129, 132] и эйлерова  $t_\sigma$ . Проведем сравнение ширины зоны реакции, полученной методами фотометрии и интерферометрии, и области высокой электропроводности  $X_\sigma = Dt_\sigma$ . Для пересчета времени  $t_J$  в линейный размер используем оценку  $X_J = (D - \langle u \rangle)t_J$ , где  $\langle u \rangle = 0.75D$  – среднее значение массовой скорости в зоне реакции. Результат сравнения ширин для зарядов PETN, RDX и НМХ, приведенных на рисунке 3.5, дан на рисунке 3.6(а), обозначения сохранены, по оси абсцисс расположена плотность заряда, ординат – отношение ширины зоны реакции к области высокой электропроводности. Среднее по всем точкам значение равно 1.06, то есть ширина  $X_\sigma$  близка к размеру зоны реакции  $X_J$ . Относительно широкий диапазон разброса связан с неопределенностью при нахождении точки ЧЖ на плавных зависимостях, полученных при измерении ”механических“ параметров. Согласно работе [1], точки излома, соответствующей окончанию зоны реакции, на распределении  $u(t)$  не ожидается. Тем не менее, попытки интуитивного определения места перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому продолжаются. В работе [31] проведено моделирование влияния динамики кинетики химических реакций на наличие особенностей профиля массовой скорости. Использована традиционная величина  $\lambda$  – степень превращения исходного вещества ( $\lambda = 1$  соответствует окончанию реакции), получен профиль массовой скорости для разной степенной кинетики, выявлено появление излома в случае ”быстрой“ реакции, для ”медленной“ со слабым градиентом профиль массовой скорости плавный и без особенностей, более того, пересечение с ожидаемым уровнем Чепмена–Жуге для массовой скорости происходит значительно позже фактического окончания химической реакции.

Исходя из сказанного, можно констатировать, что ожидаемое существование особенности на профиле давления либо массовой скорости не всегда обоснованно. Ширина зоны реакции контрастно выделяется на профиле электропроводности, что имеет под собой физические причины: так как электропроводность является результатом существования протяженных углеродных ”проводов“, формирующихся сразу за ударным фронтом, а к окончанию зоны реакции частично разрушенным вследствие химических реакций, на профиле выделяется область высоких значений, коррелирующая с химпиком.

Интересно сравнить ширину зоны реакции для чистых индивидуальных ВВ и пластифицированных составов с теми же веществами. На рисунке 3.6(б) по вертикали дано отношение  $k' = X_J/X_\sigma$  для составов с октогеном, гексогеном и тэном для зарядов разно-

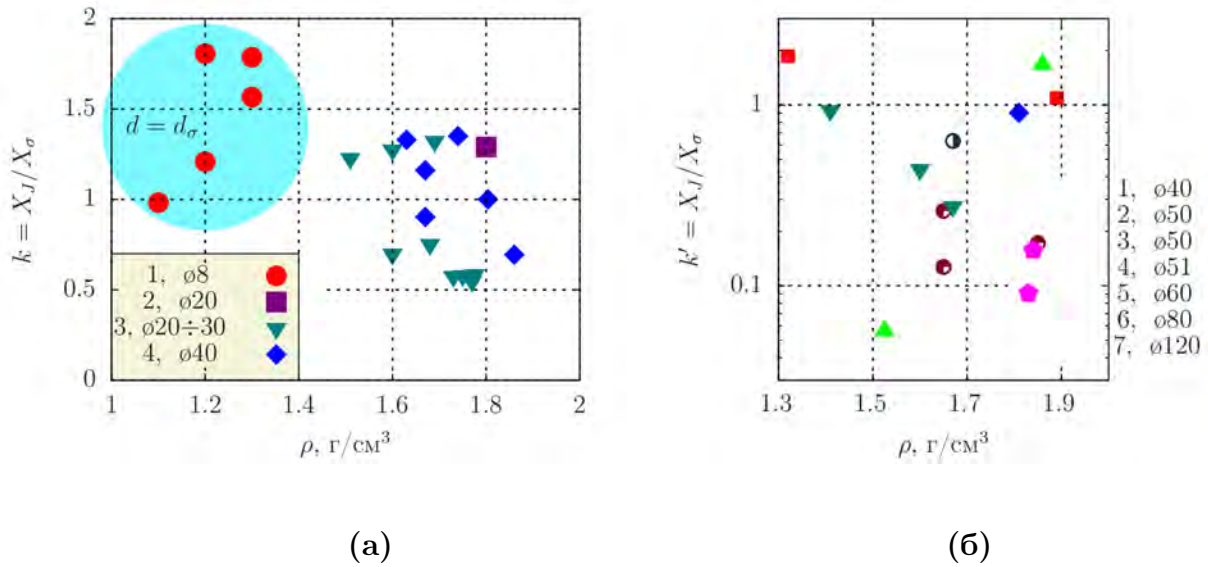


Рис. 3.6. Отношение линейного размера зоны реакции к ширине области высокой электропроводности  $k = X_J / X_\sigma$  для чистых веществ. Обозначения для диаграммы (а) те же, что для рис. 3.5. Для диаграммы (б) использованы данные по пластифицированным ВВ следующих работ: 1, 5 – [129], 2 – [181], 3 – [180], 4 – [186], 6 – [187], 7 – [132].

го диаметра, значение которого в миллиметрах приведено на рисунке. Диапазон разброса значений сильно вырос, минимальное значение меньше максимального в 20 раз, причем обе величины получены при диаметре заряда 120 мм (данные работы [132]). Среднее по всем значениям составило величину  $k' \simeq 0.3$ , что можно трактовать как увеличение скорости реакции в пластифицированных композициях.

Таким образом, при сравнении характеристик зоны реакции детонирующих чистых органических ВВ, полученных из профиля электропроводности и массовой скорости, доказана корреляция области высокой электропроводности и химика. Причем надежно зафиксировано, что максимум электропроводности достигается внутри зоны реакции. Высказанная в работах [40, 41] точка зрения об ионизации как источнике носителей заряда в зоне реакции не объясняет экспериментальных данных: при сравнительном анализе ярко видна корреляция с содержанием углерода и слабое влияние термодинамических параметров, которые должны были проявить себя через электропроводность. Влияние динамики кинетики рассмотрено в работе [25], сравнением показано, что для более динамичных в области химика ВВ (RDX) значение  $\sigma$  значительно скромнее, чем в тротиле, у которого зона реакции может достигать длительности 300 нс [132]. Высказанная в работе [50] гипотеза о связи максимума электропроводности и содержания углерода отличается от приведенной в настоящей рабо-

те тем, что в работе [50] структуры образуются из углерода, который выделился за зоной реакции, что противоречит экспериментальным данным, полученным в более поздние годы.

В процессе сравнения данных по распределению массовой скорости и результатов исследования электропроводности для бризантных индивидуальных взрывчатых веществ в широком диапазоне начальной плотности заряда и с использованием диаметра от 8 до 120 мм получено их хорошее согласие, причем яркого влияния диаметра на химик не выявлено. Разброс значений хорошо объясним некоторой неопределенностью при выявлении точки ЧЖ на экспериментальных зависимостях. В противоположность этому, область высоких значений на профиле электропроводности имеет яркую контрастность.

## **3.2. Геометрия конденсированного углерода в сохраненных продуктах детонации богатых углеродом ВВ**

При детонации конденсированных взрывчатых веществ вида  $C_aH_bN_cO_d$  получены высокие значения электропроводности, которые объясняются только в рамках гипотезы контактной проводимости. Такая проводимость осуществляется по протяженным высокопроводящим структурам, пронизывающим все пространство детонационной волны. Настоящий раздел посвящен исследованию углеродного остатка сохраненных продуктов детонации взрывчатых веществ со значительным содержанием углерода с целью нахождения структур, подтверждающих гипотезу контактной проводимости. Для исследования сохраненных продуктов использован метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

### **3.2.1. Предпосылки существования в сохраненных продуктах детонации протяженных структур**

Для объяснения высоких значений электропроводности высказывались следующие гипотезы [62, 74, 77, 131]: ионизация промежуточных продуктов детонации, диссоциация ПД, термоионизация продуктов и термоэмиссия электронов с углеродных частиц, ионная проводимость, в частности, через продукты диссоциации воды. Ни одна из этих гипотез не объясняла экспериментальных значений, которые были ниже полученных позднее на порядок [11]. Наиболее реалистичная гипотеза о контактной проводимости была высказана в работах [50, 70].

Для всех исследованных веществ наблюдается корреляция электропроводности с содержанием в веществе углерода. Основываясь на доказательстве корреляции области вы-

сокой электропроводности и зоны реакции (раздел 3.1), можно утверждать, что в области химпика электропроводность определяется содержанием углерода в молекуле ВВ, в точке Чепмена-Жуге – углеродом, оставшимся после химических реакций. По этой модели внутри химпика конденсированного углерода больше, и это объясняет существование области высоких значений на профиле электропроводности сразу за фронтом, а также резкое снижение после достижения максимума, точку перегиба и область низких значений с небольшим градиентом (профиль электропроводности, рисунок 1.18(б)).

В работах [17, 18] с помощью численного эксперимента проведено моделирование конденсации углерода. При массовой доле углерода больше 0.1 конденсация происходит сразу в протяженные структуры, минуя стадию отдельных частиц. Подтверждающие эти выводы результаты содержатся в работе [188], в которой численно получено формирование углеродного кластера с вытеснением "чужеродных" элементов при высокой температуре за время меньше 1 нс. В работе [189] из энергетических соображений сделан вывод о формировании углеродного каркаса с вытеснением остальных элементов из сплошного углеродного образования.

Контактная проводимость в области химпика требует конденсации углерода на начальной стадии химической реакции. Вывод о конденсации углерода вблизи ударного фронта сделан в работах Анисичкина [190, 191] по результатам исследования методом меченых атомов. Вместе с тем быстрая конденсация на начальной стадии не означает автоматически наличие протяженных сквозных структур. Широкое распространение получила точка зрения, что в химпике образуются отдельные углеродные частицы [139, 144, 145, 146, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198], и только при остывании на более поздних этапах они формируют фрактальные структуры [199] и агломераты [137, 200].

Наблюдать "углеродные сетки" в процессе детонации пока не позволяет развитие исследовательских технологий. Углеродный остаток из сохраненных продуктов детонации (СПД) несет на себе интегральную информацию о всех процессах и должен значительно отличаться как по количеству, так и по форме от присутствующих непосредственно в детонационной волне образований: кроме разрушительного воздействия детонационной волны и химических реакций, углерод изменяется в волне Тейлора [201]. Это сильно затрудняет поиск удлиненных структур в сохраненных продуктах детонации. Но можно ожидать сохранения части структур после взрыва некоторых ВВ, так как нанообъекты обладают высокой прочностью. Так, есть упоминание о протяженных структурах в работах [141, 166, 162, 163, 164, 165].

Для определения перспективных, с точки зрения наличия волокон, веществ используем диагностику по электропроводности. На рисунке 3.7 слева приведены профили электропроводности  $\sigma(t)$  при детонации эмульсионного ВВ (EmHE), RDX, TATB, BTF, прессованного TNT, профили приведены в порядке роста доли углерода в молекуле и сдвинуты относительно друг друга по оси абсцисс. Справа приведено максимальное значение электропроводности от массовой доли углерода в молекуле для тех же ВВ. В таблице 3.1 приведены соответствующие рисунку 3.7 данные по ВВ: формула или состав, содержание углерода в молекуле  $r_C$ , массовая доля углерода в точке ЧЖ  $r_{CJ}$  при максимальной плотности, кислородный баланс КБ, давление  $P$  и температура  $T$  в точке ЧЖ.

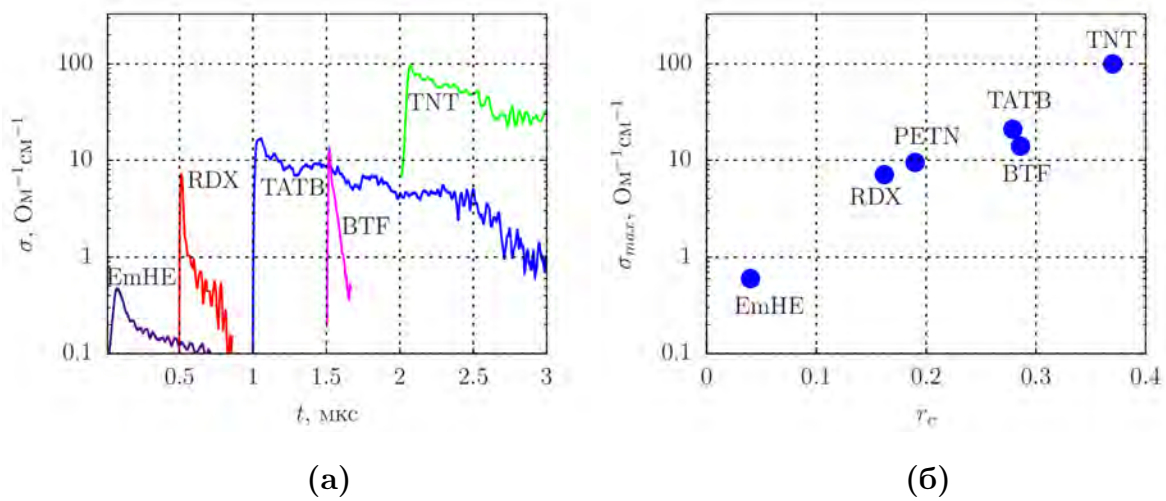


Рис. 3.7. (а) Профили электропроводности при детонации ВВ с разным содержанием углерода, (б) экспериментально полученное максимальное значение электропроводности  $\sigma_{max}$  от массовой доли углерода  $r_c$ .

Вопрос о фазовом состоянии углерода как в области химпика, так и в волне разгрузки, остается открытым. Но отметим, что большая часть углеродных аллотропов (например, графит, графен [202], нанотрубки [203, 204]) проводящие, как и жидкая фаза [205], высокоориентированный графит обладает металлической проводимостью [206].

Самые высокие значения электропроводности наблюдаются при детонации тротила [12, 50, 70], который содержит наибольшую долю углерода. Как отмечается в работе [70], перколяция через шарообразные включения не объясняет наблюдаемых значений, "... необходимо существование вытянутых структур с почти металлической проводимостью". На эту роль подходит углерод.

Таблица 3.1. Содержание углерода в ВВ. Округленные значения термодинамических параметров по индивидуальным ВВ соответствуют работе [102], для ВТФ – [135, 136], для эмульсионного – [207]

ВВ	формула	$r_c$	$r_{CJ}$	КБ, %	$P_{CJ}$ , ГПа	$T_{CJ}$ , К
EmHE	составной*	0.06	$\approx 0$	-12	1	2000
RDX	$C_3H_6N_6O_6$	0.16	0.08	-22	30	3600
TATB	$C_6H_6N_6O_6$	0.28	0.21	-56	26	2700
ВТФ	$C_6N_6O_6$	0.29	0.13	-38	31	4100
TNT	$C_7H_5N_3O_6$	0.37	0.27	-74	20	3400

\* Состав приведен в таблице 2.7 (эмульсия АС/НС).

Для превращения диэлектрика в проводник достаточно добавления около 2% нанотрубок – по сути удлиненных проводящих включений, вследствие чего электропроводность композита может увеличиться до единиц  $Ом^{-1}см^{-1}$  [208]. Порог проводимости при этом может быть снижен до долей процента. Так как для традиционных ВВ массовая доля углерода составляет больше 10% (таблица 3.1), углерода достаточно для преодоления перколяционного порога и обеспечения контактной проводимости.

Характер распределения электропроводности на рисунке 3.7 для EmHE, RDX и ВТФ соответствует следующей модели: в области химической реакции из углерода формируются сквозные протяженные структуры, благодаря чему внутри области реакции достигается максимум электропроводности; далее происходят окислительные реакции с углеродом, в результате чего структуры истончаются и частично рвутся, что ведет к снижению  $\sigma(t)$ . Таким образом, узкая область высоких значений на профиле электропроводности соответствует зоне химической реакции [29, 31].

Для TATB и TNT такую область выделить сложно. При скромных термодинамических параметрах (таблица 3.1) эти вещества содержат много углерода и имеют значительный отрицательный кислородный баланс. Слабый спад  $\sigma(t)$  связан с значительной долей конденсированного углерода в волне Тейлора, достаточной для сохранения проводящих структур. Это является косвенным указанием на их сохранение и в продуктах детонации.

Таким образом, исходя из связи максимума электропроводности с проводящей формой углерода в химике, есть предпосылки для поиска проводящих структур в СПД богатых углеродом ВВ.



### 3.2.2. Сохраненные продукты детонации, данные просвечивающей электронной микроскопии

Так как обычно в СПД ищут алмаз [83], продукты подвергают агрессивной химической очистке. В результате этого остается углерод преимущественно в алмазной и аморфной формах, а проводящая форма – графит – растворяется. В настоящей работе приведены фото СПД без очистки.

На рисунке 3.8 приведены изображения ПЭМ волокнистых структур, найденных в продуктах детонации богатых углеродом ВВ – ТАТВ и TNT. Масштаб достаточно грубый, чтобы рассмотреть подробности, но можно констатировать наличие нановолокон длиной около 50 нм и диаметром меньше 10 нм.

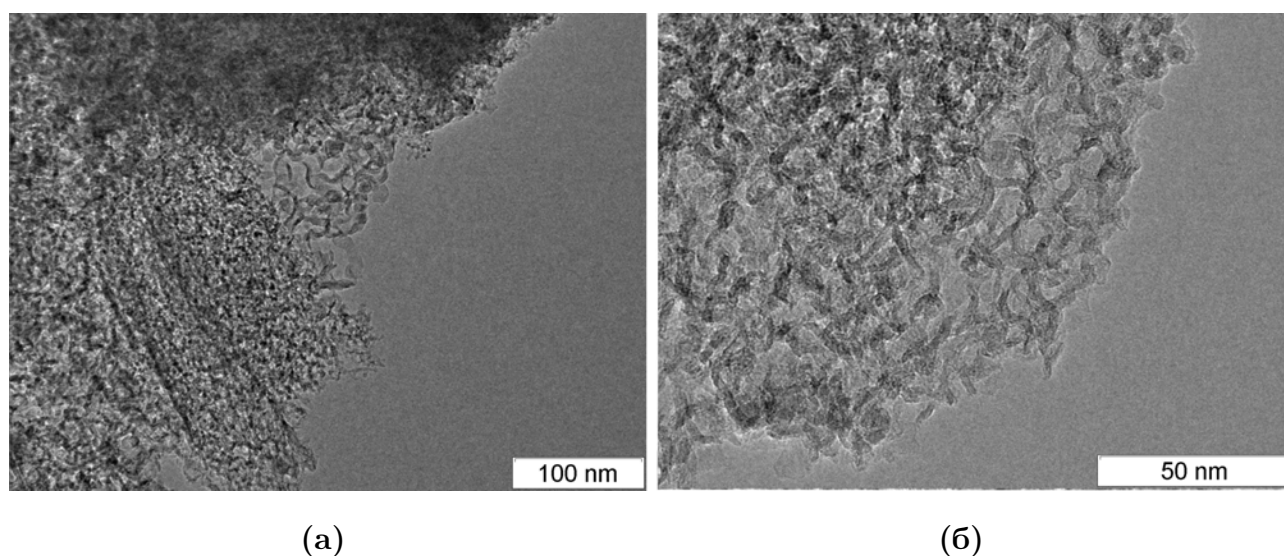


Рис. 3.8. Сохраненные продукты детонации, (а) – ТАТВ, (б) – TNT.

На фото СПД (рисунок 3.9) при большем увеличении хорошо видны удлиненные структуры: слева – ТАТВ, справа – TNT. Для TNT красным цветом выделена сложная ветвящаяся структура с хорошо различимыми слоями. Легко прослеживается отдельное волокно, которое изгибается и разделяется на ветви. Волокна располагаются копной, напоминая стог сена, что несколько затрудняет интерпретацию и выделение отдельного нановолокна. Расстояние между слоями для ТАТВ в среднем несколько больше, чем для TNT, и составляет около 0.36 нм. Это может быть связано с нерегулярно изогнутой структурой, а также быть вызвано налипанием на структуру атомов других элементов. Такое расстояние близко к значению межплоскостного расстояния для графита и дает основание утверждать, что приведенные на фото структуры проводящие.

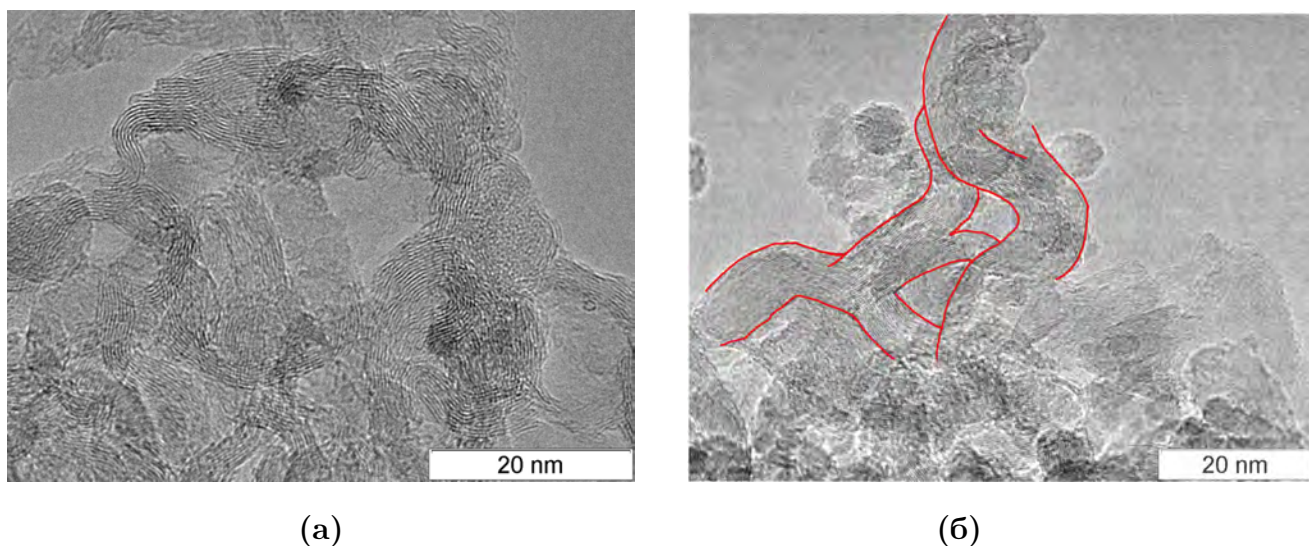


Рис. 3.9. Изображение ПЭМ углеродного остатка продуктов детонации: (а) – ТАТВ, (б) – ТНТ, красным цветом выделена удлиненная цельная ветвящаяся структура.

В работах [164, 165] похожие образования названы графитовыми лентами (ribbons) с шириной 4 нм. Подобные структуры были найдены как в продуктах детонации, так и в саже от горения TNT [163]. В последней работе они названы стопкой слоев, которые, однако, не формируют кристалл графита (graphite crystallites), так как они нерегулярно изогнуты. Аналогичные структуры наблюдались в СПД HNS [161], который близок по термодинамическим параметрам и содержанию углерода к тротилу, но с меньшим количеством водорода.

В недавней работе [209] в процессе детонации газовой смеси получены интересные структуры, которые были исследованы методами сканирующей (SEM) и просвечивающей электронной микроскопии. Это позволило достоверно определить форму аллотропов сохраненного продукта. Фотографии с микроскопа отличаются высоким качеством и яркой контрастностью. Межплоскостное расстояние приведенных структур составило 0.379 нм для полых частиц и 0.386 нм для графеновых нанослоев, что превосходит полученные нами значения для СПД конденсированных ВВ.

Необходимым элементом контактной проводимости является не только протяженная, но и ветвящаяся структура, так как отдельное волокно не может иметь макроразмер. На фото рисунке 3.10 приведены выделенные окружностью точки бифуркации, найденные в продуктах TNT и ТАТВ. Отдельный хорошо различимый слой легко проследить до и после разветвления. Точки бифуркации присутствуют и на других фотографиях, то есть тоже не являются редкостью.

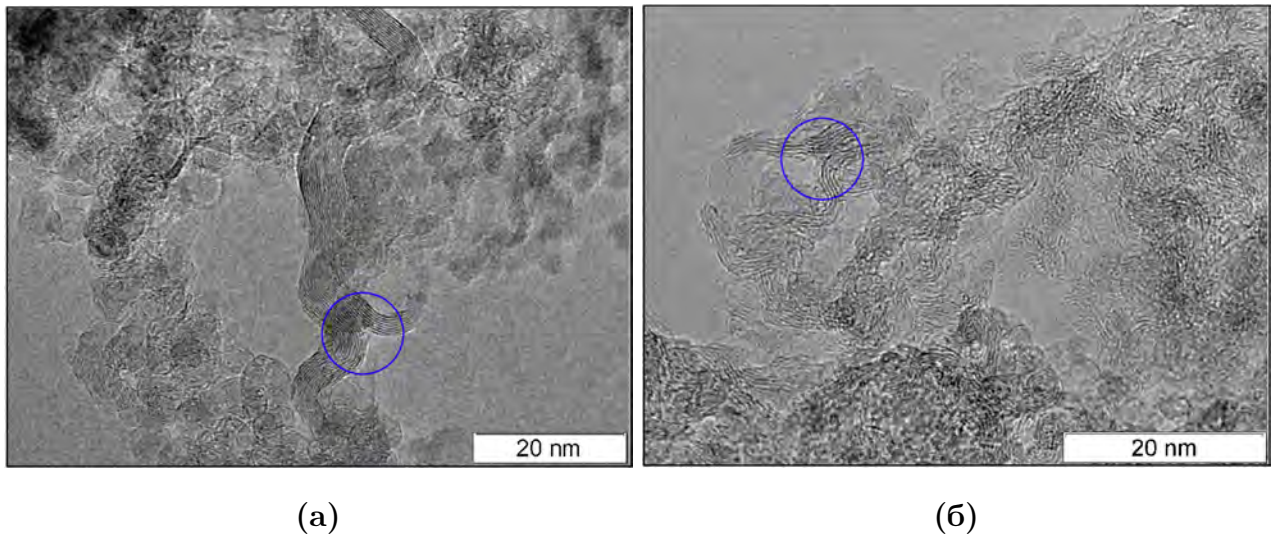


Рис. 3.10. Точки ветвления, (а) – продукты TNT, (б) – ТАТВ.

Среди богатых углеродом ВВ выделяется ВТФ. СПД ВТФ отличаются от СПД всех исследованных ВВ алмазом рекордного размера [210], наличием массивных образований со сложной внутренней структурой и разным фазовым составом, морфологией и размером (рисунки 3.11, 3.12, 3.13).

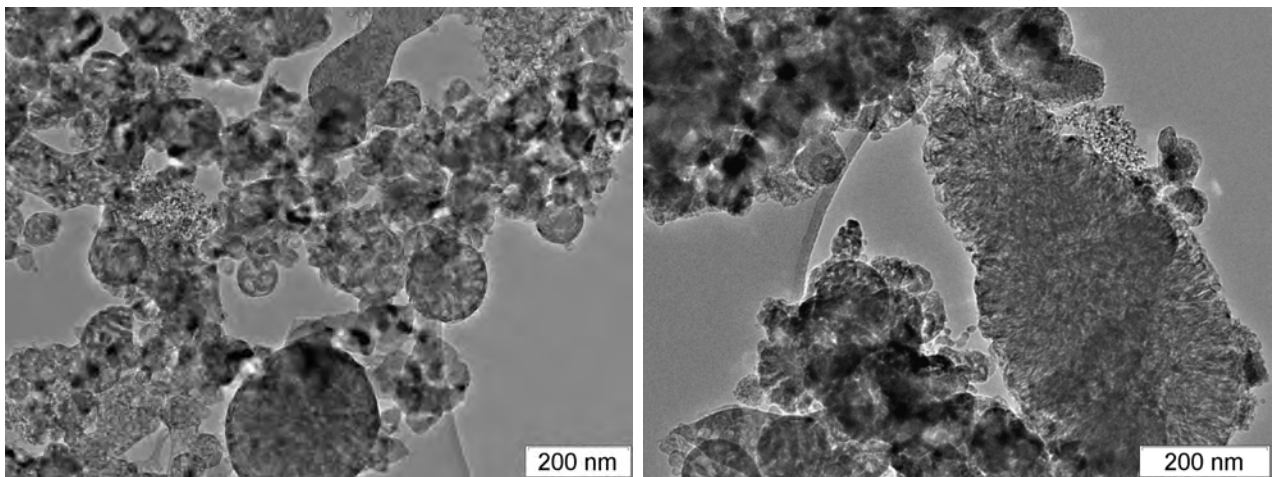


Рис. 3.11. Фотография углеродного остатка компактных частиц, похожих на георгин, при большом масштабе, продукты детонации ВТФ.

Ранее считалось, что образование массивных агломератов и крупных нанодiamondов происходит вследствие рекордной температуры в детонационной волне, в расчетах было получено от 5000 до 7000 К, на фазовой диаграмме это состояние соответствует жидкому углероду. Но в работе [135] показано, что температура при детонации ВТФ слабо отличается от полученных для других ВВ (таблица 3.1), хотя это не исключает жидкого фазового состояния.

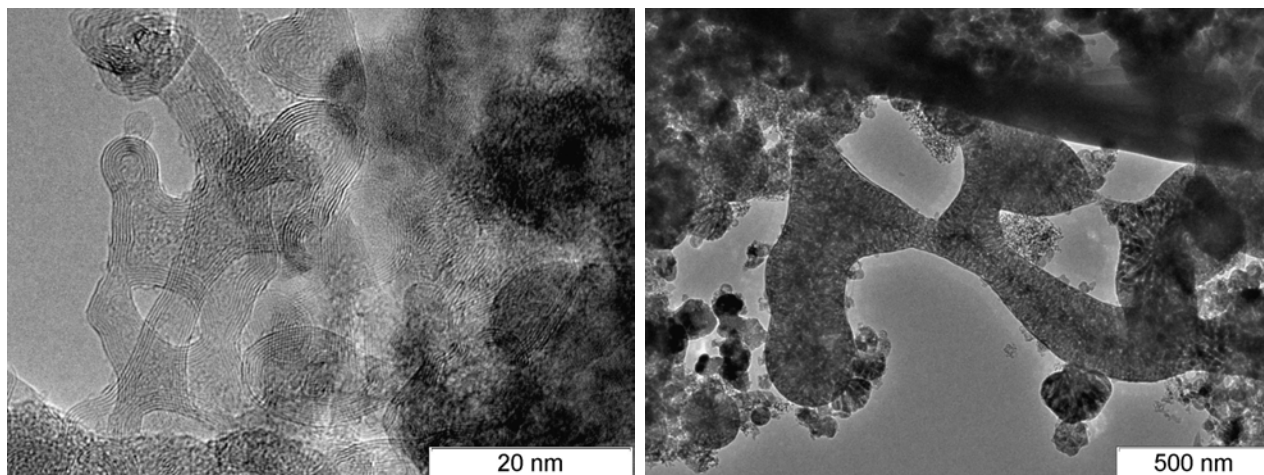


Рис. 3.12. Протяженные структуры разного масштаба в продуктах детонации ВТФ.

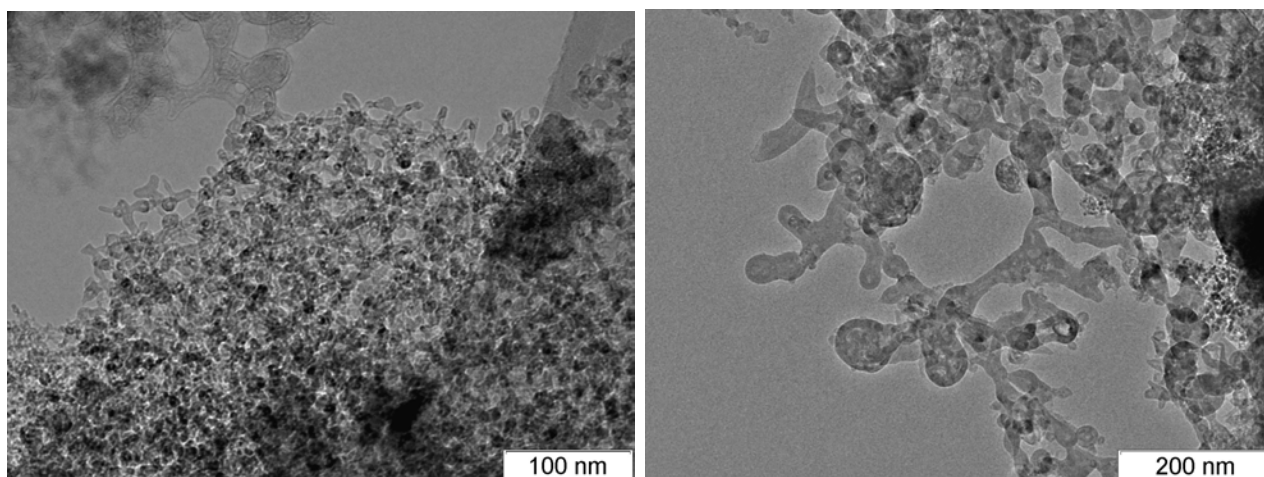


Рис. 3.13. Изображение структур разного масштаба с тремя ветками, продукты детонации ВТФ.

В работах [144, 145] указывается на то, что важным фактором является размер частиц – при увеличении дисперсности температура плавления снижается.

Согласно работе [147], за крупный размер углеродных структур отвечает высокая скорость конденсации углерода вследствие отсутствия водорода при быстром разложении исходного ВВ. в настоящей работе получено, что скачок электропроводности до значения близкого к максимуму происходит за время меньше 6 нс (работы [28, 33] и раздел 2.4), что согласуется с выводами работы [147]. К моменту 6 нс сквозные углеродные структуры, обеспечивающие проводимость, уже сформировались, термодинамические параметры близки к максимальным, это способствует эффективной коагуляции углерода, находящегося в жидкой фазе, в крупные структуры.

Так как максимум электропроводности для ВТФ близок к значению для ТАТВ при близкой доле углерода, можно констатировать, что, несмотря на разницу температур 1400 К,

в обоих ВВ углерод в области химпика находится в проводящем состоянии. Заметим, что электропроводность жидкого углерода составляет около  $1000 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  [205], что близко к значению для графита.

На рисунках 3.12, 3.13 приведены разветвленные структуры СПД ВТФ разного масштаба – от нано до микронного размера. На рисунке 3.12, слева просматривается сохранившаяся сетка из углеродных структур – аморфный углерод в шубе из графитоподобных слоев. На рисунке 3.13, справа размер разветвленной структуры достигает нескольких сотен нанометров, на рисунке 3.12, справа – больше микрона. Расстояние между слоями составляет около 0.335 нм и меньше, чем для структур в СПД других ВВ. В работе [161] приведены СПД DNTF ( $\text{C}_6\text{N}_8\text{O}_8$ , вещество из ряда фуруксанов), по сравнению с ВТФ с меньшим содержанием углерода (0.23 и 0.29, соответственно). Сохраненные продукты содержат частицы сферической формы и небольшого размера, расстояние между слоями 0.334 нм, то есть такое же, как на приведенных фотографиях. Возможно, в других ВВ происходит налипание атомов водорода – активного химического элемента – между слоями, что увеличивает расстояние между ними.

Разнообразие масштаба углеродного остатка связано с разными условиями разгрузки продуктов в центре заряда и у границы. Так, в работе [211] получено влияние внешних условий на морфологию и размер частиц сохранившихся продуктов детонации заряда Composition В (сплав тротил/гексоген).

Таким образом, в СПД ВТФ присутствуют структуры, которые могут обеспечить наблюдаемую электропроводность как в жидком фазовом состоянии, так и через проводящую графитовую шубу, которая образуется на всех частицах. Для СПД ВТФ характерно большое количество структур с ветвлениями, причем ветвление прослеживается от нано- до микронного масштаба.

Найденные углеродные структуры СПД богатых углеродом ВВ свидетельствуют в пользу контактной проводимости. Связь электропроводности и проводящей формы углерода позволяет экспериментально исследовать химические процессы в реальном времени, проследить эволюцию углеродных структур даже в зоне химической реакции.

Ожидаемое из измерений электропроводности существование протяженных ”углеродных сеток“, обеспечивающих контактную проводимость при детонации, подтверждено найденными в сохранившихся продуктах богатых углеродом ВВ удлинённых ветвящихся структур из углерода.

### 3.3. Природа электропроводности при детонации органических взрывчатых веществ

#### 3.3.1. Электропроводность и термодинамические параметры

Типичный профиль электропроводности приведен на рис. 1.18 и выглядит следующим образом – быстрый рост до максимального значения  $\sigma_{max}$ , спад, градиент которого зависит от вещества, после точки перегиба в волне Тейлора слабое изменение при небольшом значении  $\sigma$ . Используются понятия максимальной электропроводности  $\sigma_{max}$  и в точке ЧЖ  $\sigma_{CJ}$ , соответствующие рисунку 1.18.

Как показано в разделе 3.1 и работах [29, 31], область высокой электропроводности на профиле вызвана химической реакцией. На рисунке 3.14 в полулогарифмическом масштабе приведены экспериментальные данные по электропроводности TNT, PETN, HMX и RDX для области химических реакций  $\sigma_{max}$  (сплошные значки) и точке ЧЖ  $\sigma_{CJ}$  (пустые) от плотности. Для каждого ВВ при фиксированной плотности  $\rho$  всегда  $\sigma_{CJ}$  меньше  $\sigma_{max}$ . Есть общая тенденция увеличения обоих значений с разным градиентом с плотностью. При плотности ВВ меньше кристаллической детонация чувствительна к неоднородной структуре заряда, поэтому значения  $\sigma_{max}$  и  $\sigma_{CJ}$  подвержены статистическим колебаниям. Кроме того, есть некоторое влияние на профиль электропроводности дисперсности исходного зерна, так, в работе [14] показано, что для заряда насыпной плотности с высокодисперсным зерном длительность высокой электропроводности сократилась в 1.5 раза. Влияние размера зерна на  $\sigma_{max}$  и  $\sigma_{CJ}$  связано с повышением чувствительности ВВ при увеличении дисперсности [212, 213], что ведет к изменению скорости разложения ВВ в химике.

Во многих работах электропроводность при детонации связывается с высокими значениями термодинамических параметров. На рисунке 3.14 приведены температура и давление в точке ЧЖ при разной плотности ВВ. Для удобства сопоставления шкала плотности для трех графиков одна.

Давление монотонно растет и увеличивается в 4 раза с плотностью. Можно говорить о некоторой корреляции давления и электропроводности. Но однообразной связи для четырех ВВ нет, максимальные значения электропроводности для тротила соответствуют меньшим среди приведенных значениям давления.

В отличие от однотипного поведения давления, характер зависимости температуры от плотности индивидуален. Для RDX, HMX и PETN с плотностью температура монотонно падает. Для TNT зависимость немонотонная при значительно меньшей температуре. Есть

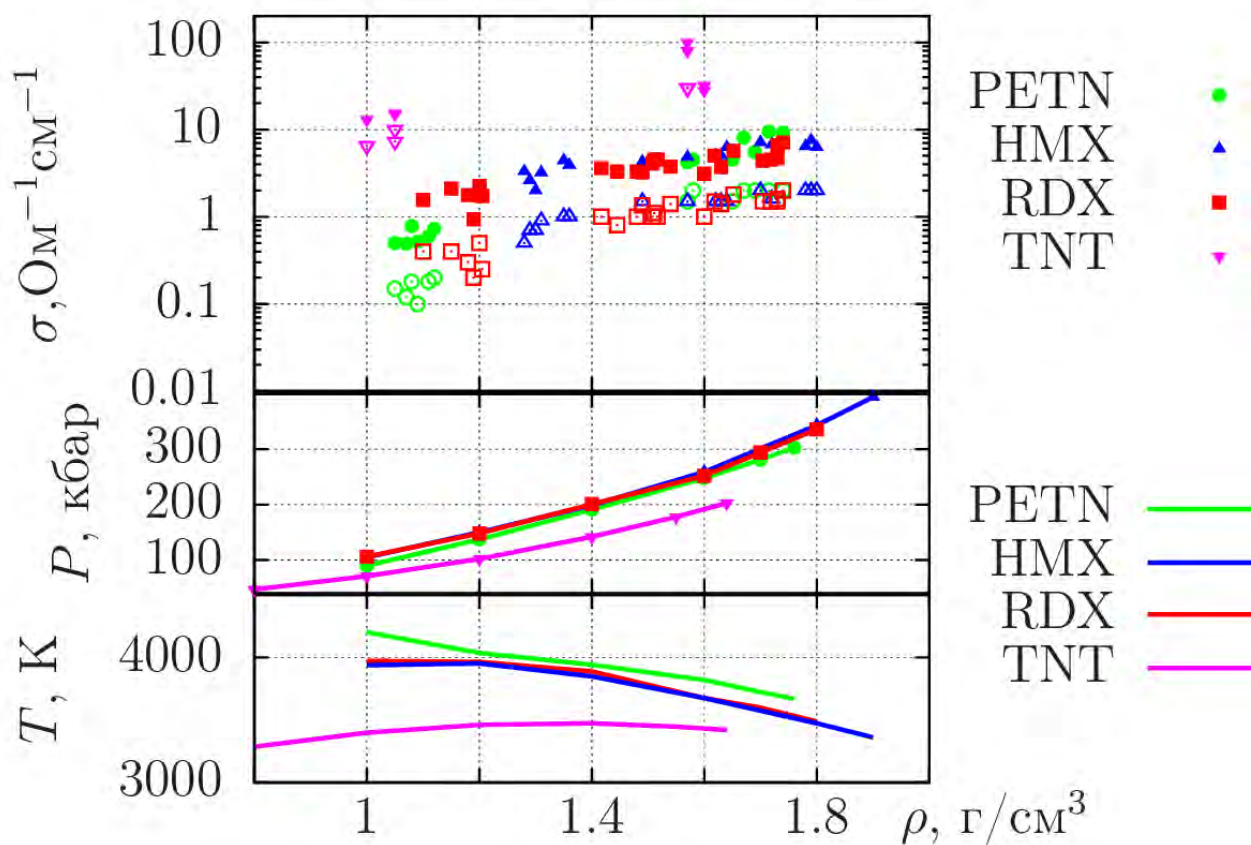


Рис. 3.14. Электропроводность (верхний график), сплошные значки соответствуют максимальному значению  $\sigma_{max}$ , пустые – значению в точке Чепмена-Жуге  $\sigma_{CJ}$ . Давление (средний график) и температура (нижний график) при разной плотности ВВ, данные [102].

значения плотности, при которых величина  $T$  одинаковая, что в случае термоэмиссии или термоионизации должно найти отражение на графике электропроводности. Но при сопоставлении  $\sigma(\rho)$  и  $T(\rho)$  видно, что экспоненциальная зависимость упомянутых процессов себя не проявляет, то есть температура не является главной причиной возникновения проводимости.

Проведем сравнительный анализ с данными по электропроводности для ВВ с резко отличающимися параметрами. На рисунке 3.15 приведены профили электропроводности при детонации ВТФ, RDX и ВВ на основе ТАТВ. Рассматриваемые вещества в точке Чепмена-Жуге имеют следующие значения температур: ТАТВ – 2750 К [102], RDX – 3600 К [102], ВТФ – 4100 К [136]. Отличие между максимальным и минимальным значениями составляет 1350 К, что, в случае термоэмиссии с частиц конденсированного углерода и термоионизации, должно было найти отражение на профиле электропроводности, так как содержание

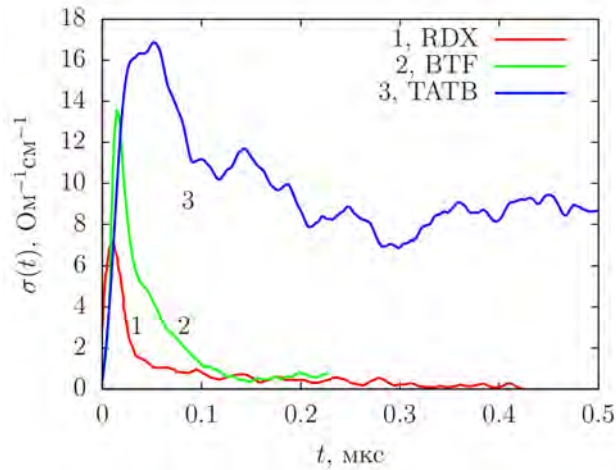


Рис. 3.15. Профили электропроводности при детонации высокоплотных RDX ( $\rho = 1.74 \text{ г/см}^3$ ), ВВ на основе TATB ( $\rho = 1.8 \text{ г/см}^3$ ) и BTF ( $\rho = 1.9 \text{ г/см}^3$ ).

углерода в BTF и TATB практически одинаковое (таблица 2.1). Между тем, максимальное значение  $\sigma_{max}$  для BTF и ВВ на основе TATB (рисунок 3.15, маркеры 2 и 3) отличаются слабо, большее значение имеет низкотемпературный TATB. Для RDX (маркер 1), имеющего промежуточное значение температуры и меньшее содержание углерода,  $\sigma_{max}$  минимально. То есть даже при значительном отличии термодинамических параметров влияние углерода доминирует.

Было важно проверить гипотезу Шалля [41] о том, что область химпика выделяется на профиле электропроводности вследствие именно высокого давления, что уменьшает рекомбинацию ионов. На рисунке 3.16 приведены данные для гексогена (RDX), CL-20 и BTF. На данный момент CL-20 является рекордсменом по мощности среди ВВ. Так, есть работы по расчету скорости детонации при высокой плотности, в работе [103] для CL-20 получено рекордное значение давления в точке ЧЖ —  $P_{CJ} = 46 \text{ ГПа}$  (таблица 2.1). Высокая мощность при близкой с гексогеном доле углерода могла непредсказуемо себя проявить. Тем не менее, профили  $\sigma(t)$  для зарядов RDX и CL-20 насыпной плотности (рисунок 3.16 маркеры 1 и 2) практически совпали. Максимум электропроводности достигается при детонации заряда BTF (маркер 3), имеющего меньшее давление, но большее содержание углерода.

Таким образом, все имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по электропроводности КВВ при детонации находятся в согласии с концепцией определяющего для электрических характеристик значения содержания углерода, единообразной связи для всех ВВ между значением электропроводности и термодинамическими параметрами не выявлено.



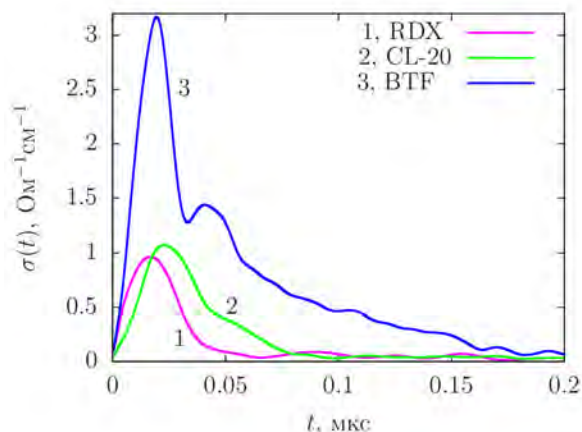


Рис. 3.16. Профили электропроводности при детонации ВВ насыпной плотности:

1 – RDX,  $\rho = 1.19 \text{ г/см}^3$ ,  $D = 6.43 \text{ км/с}$ ,

2 – CL-20,  $\rho = 1.19 \text{ г/см}^3$ ,  $D = 6.06 \text{ км/с}$ ,

3 – BTF,  $\rho = 1.09 \text{ г/см}^3$ ,  $D = 5.92 \text{ км/с}$ .

### 3.3.2. Связь элементного состава и продуктов ВВ с электропроводностью

Был проведен анализ наличия корреляции максимального значения электропроводности  $\sigma_{max}$  и в точке перегиба  $\sigma_{CJ}$  с содержанием химических элементов в молекуле, для водорода, азота и кислорода связи не выявлено. Максимальное значение  $\sigma_{max}$  коррелирует с долей углерода в молекуле.

По данным [102], для RDX, HMX, PETN и TNT продукты NO, NH<sub>3</sub>, O<sub>2</sub>, OH, CH<sub>4</sub>, H, H<sub>2</sub> при любой плотности имеют суммарную массовую долю меньше 2.5 %. Основные продукты детонации (ПД), на которые приходится не менее 97.5 % массовых долей, это H<sub>2</sub>O, CO, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, C.

Массовая доля азота N<sub>2</sub> в точке ЧЖ слабо зависит от плотности и составляет для RDX и HMX 0.37 ÷ 0.38, для TNT 0.18, для PETN 0.175. Азот через электрические свойства себя не проявляет.

#### 3.3.2.1. Вода

Принято считать, что электропроводность ВВ с небольшим отрицательным кислородным балансом определяется содержанием воды, которая при высоких термодинамических параметрах диссоциирует на ионы. В работах [74, 77] имеющиеся на тот момент значения электропроводности получили удовлетворительное объяснение в рамках концепции ионной

Таблица 3.2. Данные экспериментального исследования ВВ насыпной плотности индивидуального и с добавлением воды

1	2	3	4	5	6	7
ВВ	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\sigma_{max}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\sigma_{CJ}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\Delta$ , мм	P, ГПа	$\sigma_{H_2O}$ , Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>
TNT	1.1	15±2.0	7.93±1.76	1.41±0.41	5.8	0.0012
TNT+H <sub>2</sub> O	1.4	21±1.0	8.5±1.8	3.63±0.64	10.8	0.21
RDX	1.2	1.79±0.31	0.35±0.08	0.36±0.06	12.2	0.54
RDX+H <sub>2</sub> O	1.5	1.5±0.23	0.58±0.14	0.8±0.10	19.4	3.63

проводимости в предположении, что подвижность ионов в воде при нормальных условиях и в детонационной волне примерно одинаковая.

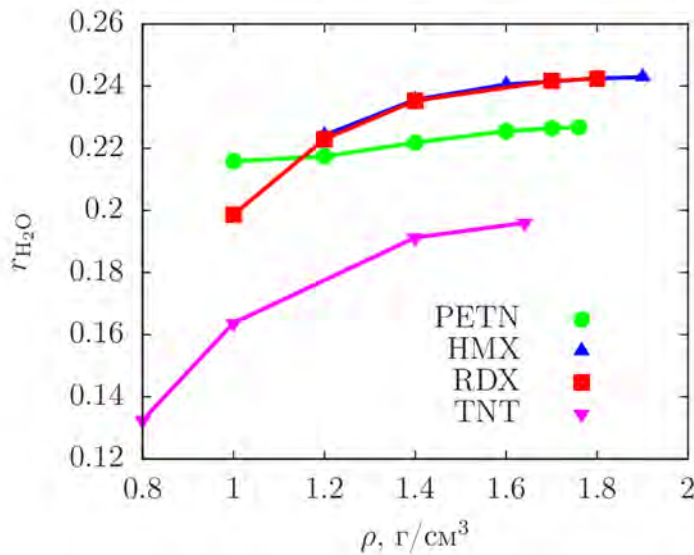


Рис. 3.17. Массовая доля воды  $r_{H_2O}$  в точке ЧЖ при разной плотности ВВ, данные [102].

На рисунке 3.17 приведена массовая доля воды  $r_{H_2O}$  в точке ЧЖ от плотности ВВ (данные работы [102]). Для RDX, HMX и PETN зависимость  $r_{H_2O}$  от плотности слабая, доля воды составляет около 23%, что формально достаточно для обеспечения проводимости. Но доля воды для TNT существенно меньше, чем для остальных ВВ, и объяснить более высокое значение электропроводности при детонации тротила в рамках гипотезы о "водной" природе электропроводности не представляется возможным. Таким образом, связь содержания воды и максимума электропроводности не прослеживается.

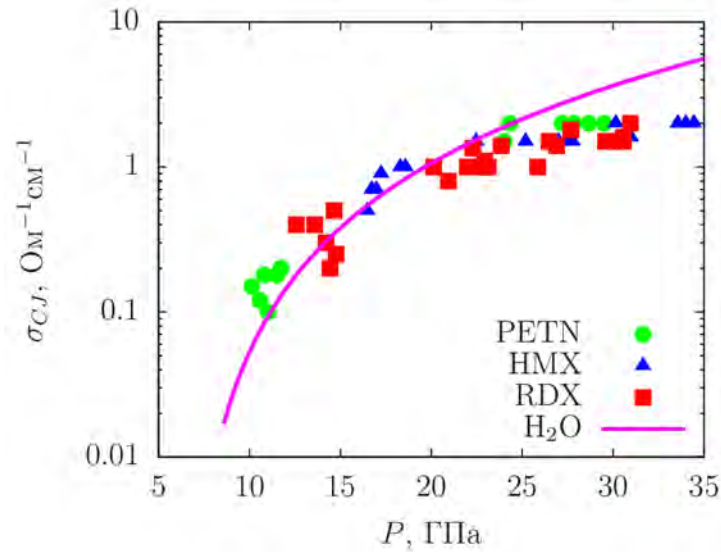


Рис. 3.18. Электропроводность в точке ЧЖ для трех ВВ и для воды от давления в точке ЧЖ. Для воды значение  $\sigma$  является результатом аппроксимации данных [149, 175], для учета содержания воды в ПД (около 20%) электропроводность воды домножена на коэффициент 0.2.

Заметим, что в диапазоне детонационных давлений 10 – 35 ГПа электропроводность чистой воды стремительно растет (с 0.06 до 28 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup> [149, 175]). Это позволяло удовлетворительно объяснять "равновесную" (в волне Тейлора) электропроводность для ВВ сбалансированного состава. Экспериментальные данные по электропроводности в точке ЧЖ  $\sigma_{CJ}$  для RDX, HMX и PETN приведены на рисунке 3.18, там же показана электропроводность воды с коэффициентом 0.2 для учета содержания воды в ПД. В диапазоне давлений 10÷25 ГПа электропроводность продуктов удовлетворительно объясняется наличием воды (рисунок 3.17) – экспериментальные данные и аппроксимационная зависимость расположены близко.

Для выяснения роли воды обсудим экспериментальные данные, полученные при детонации смеси ВВ+Н<sub>2</sub>О. Ранее эксперименты с водонаполненным гексогеном были описаны в работе [214]. Состав продуктов был вычислен на основе данных о составе ПД исходного гексогена, измеренном при плотности 1.1 г/см<sup>3</sup>. Построено аналитическое уравнение состояния продуктов, количество конденсированного углерода считалось одинаковым для гексогена сухого и водонаполненного. Получено хорошее соответствие с экспериментом, то есть взаимодействием ПД с водой в процессе детонации можно пренебречь.

В таблице 3.2 даны величины при насыпной плотности ВВ и с добавлением воды при примерно одинаковой парциальной плотности активного вещества (ВВ) для веществ с отли-

чающимися электрическими свойствами – гексогена и тротила. Средний размер зерна RDX  $\langle d \rangle = 160$  мкм, TNT  $\langle d \rangle = 5$  мкм. Данные усреднены по 2 – 3 экспериментам с близкими плотностями. Приняты следующие обозначения:  $\rho$  – плотность ВВ либо смеси,  $\sigma_{max}$  и  $\sigma_{CJ}$  – максимальное значение электропроводности и в т. ЧЖ, соответственно,  $\Delta$  – ширина зоны высокой электропроводности (способ определения приведен на рисунке 1.18),  $P$  – давление, оцененное для точки ЧЖ по формуле  $P = \rho_0 D^2 / 4$ ,  $\sigma_{H_2O}$  – электропроводность чистой воды при давлении  $P$  (данные [149, 175]). Для экспериментов с водой взят верхний предел оценки давления из расчета, что плотность ВВ в приведенной выше формуле равна плотности смеси с водой в таблице 3.2. Реальное давление в точке ЧЖ для смесей немного ниже полученной оценки [214], а в области химпика выше [121]. Массовая доля воды в продуктах детонации тротила в смеси TNT+H<sub>2</sub>O – 0.21, для RDX+H<sub>2</sub>O – 0.236. В приближении отсутствия значительных изменений в ходе химических реакций суммарное содержание воды в продуктах (из собственных продуктов и добавленная к ВВ) для обеих смесей составляет около 40%.

При добавлении воды в тротил насыпной плотности произошло увеличение максимального значения  $\sigma_{max}$  в полтора раза – с  $15 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  до  $21 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , при соответствующем давлении электропроводность воды меньше на два порядка (таблица 3.2, столбец 7), значение электропроводности смеси  $\sigma_{CJ}$  в точке ЧЖ осталось таким же, как в чистом ВВ. Для гексогена отличие значений  $\sigma_{max}$ , соответствующих чистому ВВ и с водой, в пределах ошибки осталось тем же при возросшем в два раза  $\sigma_{CJ}$ . Также в обоих случаях при добавлении воды наблюдается уширение длительности высокой электропроводности  $\Delta$ . Подобное уширение зоны реакции в смеси RDX+H<sub>2</sub>O по отношению к сухому в 1.7 раза было описано в работе [214].

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. При добавлении воды происходит смещение химического равновесия в сторону увеличения выхода углерода, так как возрастает давление. Это ведет к увеличению максимума  $\sigma_{max}$  для TNT. Но для RDX, в силу меньшего содержания углерода, вода служит прослойкой с меньшей проводимостью, что ведет к некоторому уменьшению значения  $\sigma_{max}$ . В точке ЧЖ доля углерода для RDX меньше 0.1, а воды достаточно для создания непрерывной области и обеспечения ионной проводимости, что ведет к увеличению  $\sigma_{CJ}$ . Заметим, что для давления смеси гексоген+вода в точке ЧЖ оценка электропроводности чистой воды составляет  $3.63 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что сравнимо с полученным в эксперименте значением. Таким образом, электропроводность органических ВВ со средним содержанием углерода удовлетворительно объясняется ионной

проводимостью, при этом в процессе проводимости могут принимать участие и другие (не водные) ионы.

Продолжая логику ионной проводимости, можно предположить, что легкий элемент водород, входящий в состав традиционных ВВ, может обеспечить проводимость. Решающим аргументом в пользу отсутствия связи между содержанием воды и электропроводностью являются результаты по исследованию детонации безводородного ВТФ. На рисунке 3.15 приведены данные для высокоплотных RDX, ВТФ и ТАТВ. В области химпика влияние водорода и водородосодержащих компонентов не просматривается. Примечателен факт близкой электропроводности в волне Тейлора при детонации RDX и ВТФ ( $t > 0.1$  мкс). Как показано выше, электропроводность в волне Тейлора может быть связана с водой. Но отсутствие водорода в ПД ВТФ заметно не снизило величину электропроводности. Следовательно, вклад ионов водорода и соединений с ним не является определяющим даже для электропроводности в волне Тейлора. Максимальные значения электропроводности в области зоны реакции для ТАТВ и ВТФ близки. Из этого можно сделать вывод об отсутствии прямого влияния водорода на электропроводность в зоне энерговыделения.

Авторы концепции проводящей воды изучали проводимость безводородного жидкого тетранитрометана  $CN_4O_8$  [44]. Они получили значение электропроводности в зоне реакции около  $0.1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  и значительно меньше за зоной реакции. Для объяснения результатов обсуждалась диссоциация  $NO_2$ . Сравнение этой концепции делает эту идею сомнительной, так как в продуктах детонации ВТФ не содержится  $NO_2$ , но электропроводность даже при более низкой плотности выше примерно в 10 раз.

Итак, электропроводность в области химической реакции не связана с содержанием водорода и водородосодержащих соединений. В точке ЧЖ электропроводность при детонации RDX, НМХ и РЕТН может иметь ионную природу, вызванную наличием воды. Но для равновесной ионной проводимости достаточно высоких термодинамических параметров, что доказывается равновесной электропроводностью при детонации ВТФ.

### 3.3.2.2. Углерод и его соединения

На верхнем графике рисунка 3.19 приведена массовая доля конденсированного углерода в точке ЧЖ от плотности. Для всех ВВ она растет с плотностью, для РЕТН при плотности ниже  $1.2 \text{ г/см}^3$  доля равна нулю. Для TNT – ВВ с рекордными значениями электропроводности – массовая доля конденсированного углерода существенно больше. Это указывает на связь конденсированного углерода с проводимостью.

На нижнем графике рисунка 3.19 показаны массовая доля соединений CO (поялые значки) и CO<sub>2</sub> (сплошные той же формы для одного вещества) от плотности ВВ. С ростом плотности доля CO падает, а CO<sub>2</sub> растет, при этом происходит выделение свободного углерода. Однообразной корреляции для четырех ВВ с оксидами нет, прослеживается только влияние выделившегося С.

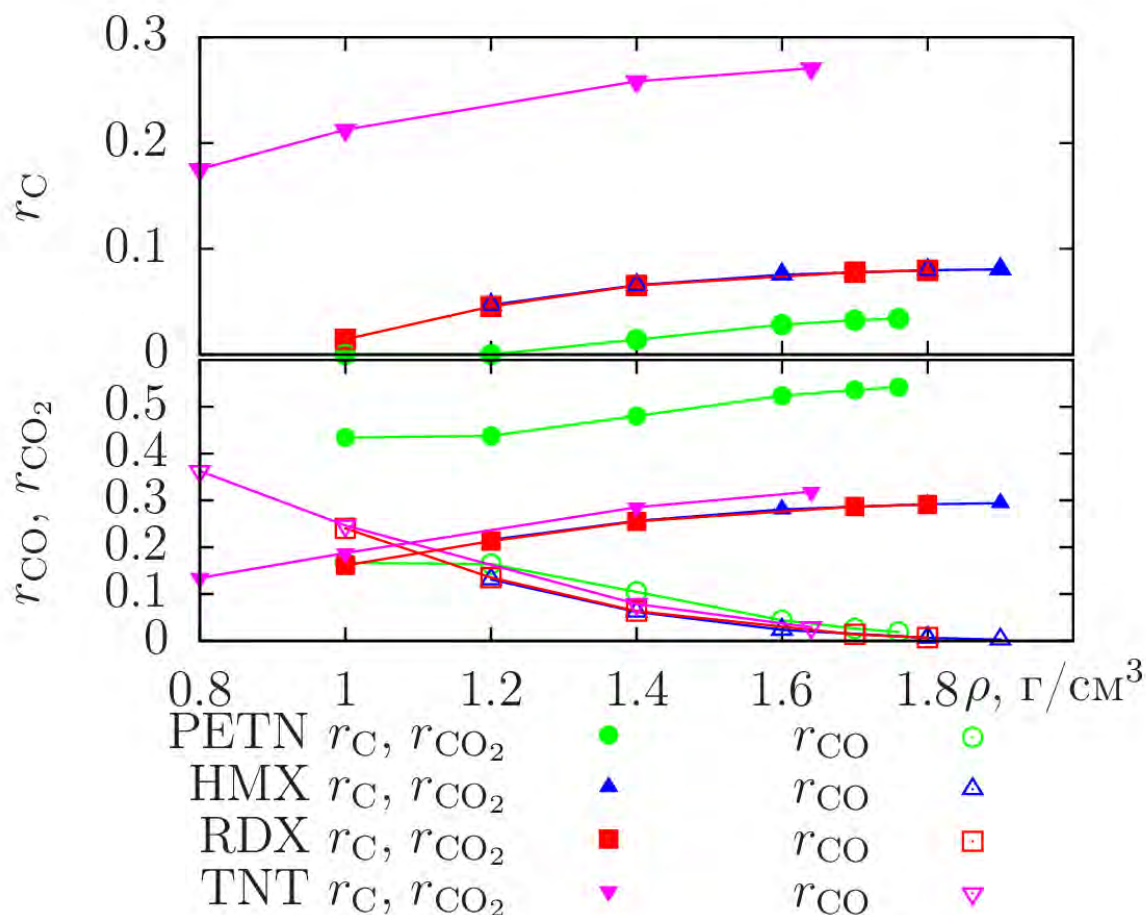


Рис. 3.19. **Верхний график** массовая доля конденсированного углерода  $r_C$  от плотности, **нижний график** – массовая доля CO и CO<sub>2</sub>, обозначенные как  $r_{CO}$  и  $r_{CO_2}$ , соответственно, в точке ЧЖ при разной плотности ВВ, данные расчетной работы [102].

На рисунке 3.15 приведены профили электропроводности высокоплотных зарядов RDX, ВТФ и ТАТВ. На всех зависимостях ярко выделяется область высокой электропроводности, для зарядов ВТФ и RDX ее длительность составляет около 40 нс. Значение  $\sigma_{max}$  четко коррелирует с массовым содержанием углерода в молекуле  $r_C = m_C/m_\Sigma$ . Так, максимальное значение  $\sigma_{max}$  для ТАТВ и ВТФ близки, при почти одинаковых массовых долях углерода, 0.279 и 0.286 соответственно, для заряда гексогена  $\sigma_{max}$  в два раза меньше при меньшей массовой доле углерода 0.162. Роль содержания углерода для электропроводности можно

объяснить, исходя из концепции контактной проводимости в зоне реакции по углеродным структурам.

Уменьшение электропроводности в заряде ВТФ по сравнению с зарядом ТАТВ после 40 нс косвенно подтверждает контактную модель электропроводности по соприкасающимся углеродным структурам. В ВТФ массовая доля свободного углерода меньше при лучшем кислородном балансе (-38.1% для ВТФ и -55.8% для ТАТВ). Формирующиеся после зоны реакции в продуктах детонации ВТФ крупные, компактные частицы конденсированного углерода менее склонны к формированию проводящих контактирующих структур. Образующиеся в продуктах детонации ТАТВ мелкие протяженные углеродные ленты дольше сохраняют контакт и обеспечивают большую электропроводность (раздел 3.2).

### **3.3.2.3. Распределение электропроводности при детонации ВВ с высоким содержанием углерода**

На рисунке 3.20 приведены профили электропроводности при детонации ВВ насыпной (**а**) и близкой к максимальной плотности (**б**) для веществ из таблицы 2.1 с наибольшим содержанием углерода. Для зарядов насыпной плотности контрастно выделяется область высоких значений, длительность определяется видом ВВ, самая короткая – 35 нс – у мощного ВТФ. Несмотря на то, что максимальная массовая доля углерода содержится в молекуле гексанитростильбена (HNS), на обоих графиках максимальное значение электропроводности  $\sigma_{max}$  достигается при детонации TNT, в случае высокоплотного для прессованного заряда. Тем не менее, значение электропроводности при детонации HNS уступает только заряду прессованного тротила.

Интересная зависимость электропроводности от структуры заряда наблюдается для высокоплотного тротила (рисунок 3.20(**б**), метки 3 и 4). При одинаковой плотности максимум для литого заряда в три раза меньше, чем для прессованного. Этот вопрос подробно обсуждается в разделах 2.5.3 и 4.3.

Характер профиля электропроводности отличается от ВВ со средним содержанием углерода, выделить на профиле узкую область высоких значений можно только для ВТФ, причем как для насыпного, так и для высокоплотного. Для остальных приведенных ВВ в области за фронтом рост до максимума происходит менее динамично, за время нескольких десятков наносекунд, спад слабый, в волне Тейлора наблюдается постоянная электропроводность значительной величины. Это может быть связано как с меньшей скоростью химических реакций по сравнению, например, с гексогеном, так и объясняться большой массовой

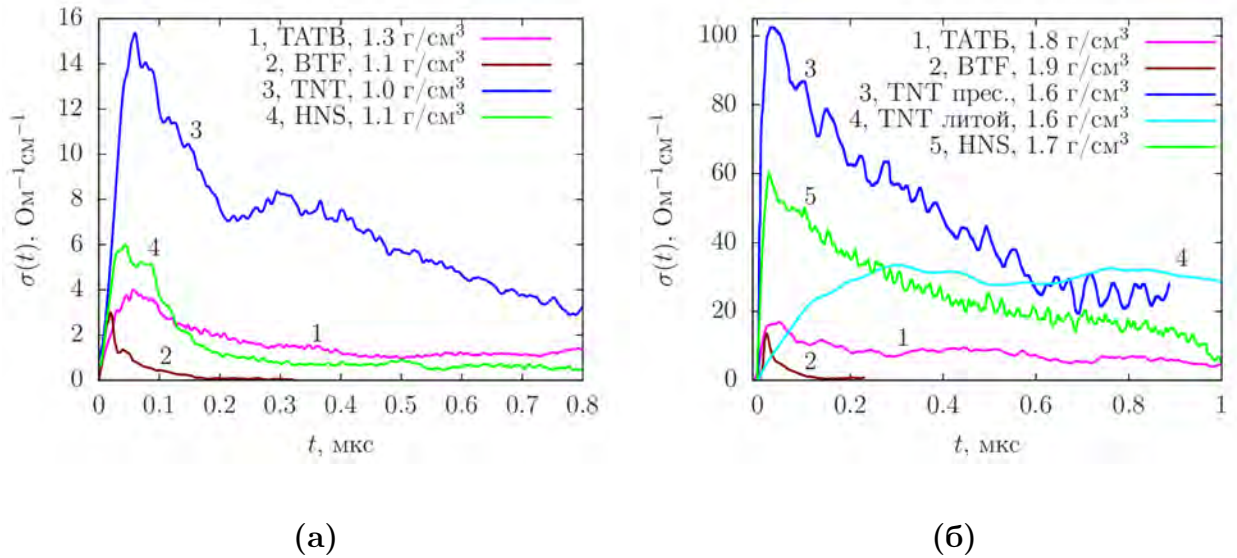


Рис. 3.20. Профили электропроводности при детонации ВВ с большим содержанием углерода (а) – при насыщенной плотности, (б) – высокоплотных.

долей конденсированного углерода в точке ЧЖ, которой достаточно для существования сквозных проводящих структур и после окончания химических реакций. Так, массовая доля конденсированного углерода в точке ЧЖ  $r_{CJ}$  при максимальной плотности для ТАТВ, ВТФ, ТНТ и ННС составляет 0.21, 0.135, 0.29 и 0.246, соответственно, этого достаточно для существования сквозных структур. Электропроводность в волне Тейлора для зарядов ВВ высокой плотности уменьшается при снижении доли углерода  $r_{CJ}$ .

Таким образом, концепция контактной проводимости по углеродным структурам подтверждается для ВВ с высоким содержанием углерода. Экспериментальные значения электропроводности как в зоне реакции, так и в области разгрузки демонстрируют количественную корреляцию с массовой долей углерода.

Можно рассматривать связь электропроводности с углеродом через его плотность (как в работах [50, 70, 73]), объемную (работа [208]) и массовую доли. У каждого параметра есть свои преимущества. Плотность наиболее полно отражает связь проводимости с углеродом, дает объективную оценку количества проводящего вещества. Но в детонационной волне плотность вещества непрерывно изменяется, монотонно спадая после достижения максимума (рисунок 3.1). Объемная доля, как было показано в [17], допускает аналитическую зависимость при определенных допущениях, а также удобна для понимания процесса перколяции [208], но так как в зоне реакции фазовое состояние углерода и его плотность – вопрос открытый, адекватно оценить объемную долю углерода в ДВ, как и плотность, до-



вольно сложно. Массовая доля, в отличие от первых двух параметров, лучше определена, поэтому далее используем ее.

Массовая доля конденсированного углерода в точке ЧЖ  $r_{CJ}$  зависит от плотности заряда ВВ, на рисунке 3.19 приведены результаты работы [102], по данным которой  $r_{CJ}$  монотонно снижается с плотностью, для тэна становясь равной нулю при плотности 1.2 г/см<sup>3</sup>. Для нахождения доли углерода при текущей экспериментальной плотности была проведена линейная интерполяция результатов расчета работы [102]. Для некоторых веществ (HNS, BTF) расчет продуктов детонации в точке ЧЖ произведен для одной плотности – максимальной, что ограничивает возможность определения доли углерода при меньшей плотности.

Как показано выше (глава 2 и рисунок 3.14), максимальное значение электропроводности  $\sigma_{max}$  для индивидуального ВВ растет с плотностью. В экспериментах исследуется вещество с разной плотностью заряда – от насыпной до близкой к кристаллической. Массовая доля углерода в молекуле, очевидно, не зависит от плотности заряда. В рамках гипотезы о связи максимума с долей углерода в молекуле необходимо принять во внимание плотность заряда ВВ. Формально учесть эффект начальной плотности можно через снижение массовой доли проводящего вещества. Введем понятие эффективной массовой доли углерода в максимуме электропроводности

$$r_{max} = r_{cr} \cdot \rho / \rho_{cr}, \quad (3.1)$$

где  $r_{cr} = m_C \cdot a / (m_C \cdot a + m_H \cdot b + m_N \cdot c + m_O \cdot d)$  – массовая доля углерода в молекуле  $C_aH_bN_cO_d$ ,  $\rho$  – плотность заряда ВВ в эксперименте,  $\rho_{cr}$  – максимальная (кристаллическая) плотность ВВ.

На рисунке 3.21 приведены данные всех экспериментов, присутствующих на рисунке 3.14, добавлены значения для ТАТВ, ВТФ и HNS. Максимум электропроводности  $\sigma_{max}$  дан от эффективной массовой доли всего углерода  $r_{max}$  (формула 3.1), а  $\sigma_{CJ}$  – от массовой доли конденсированного углеродом, согласно работе [102]. То есть в предположении связи электропроводности с углеродом как в максимуме, так и в точке ЧЖ, зависимость становится универсальной. Полулогарифмический масштаб позволил привести данные для нулевой доли углерода.

Из общей зависимости выпадает несколько областей. Для РЕТН насыпной плотности это может быть связано с неклассическим режимом распространения детонации через струйный механизм. При таком режиме может отсутствовать плоскость ЧЖ. Неклассические режимы обсуждались в следующих работах [21, 121, 215, 216]. В работе [215] в некотором

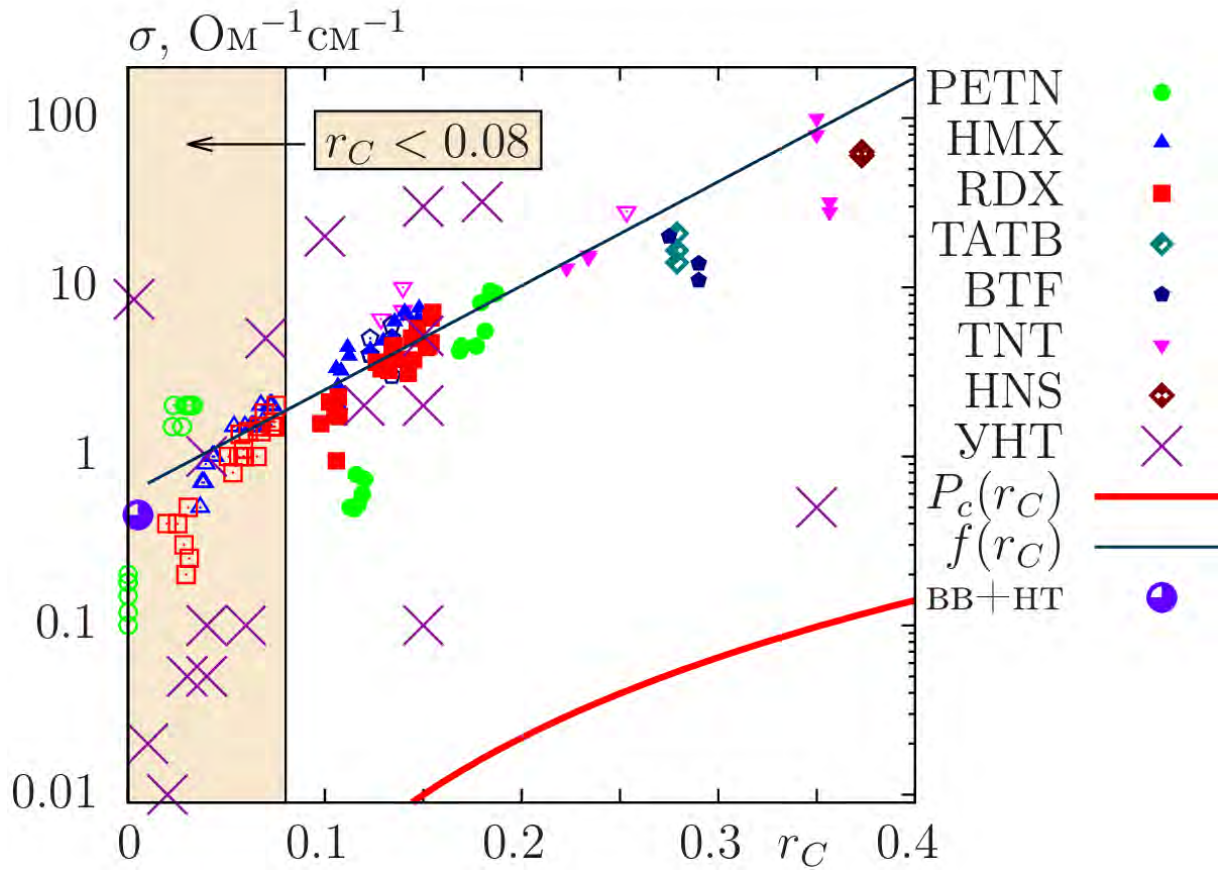


Рис. 3.21. Экспериментальные данные по электропроводности  $\sigma$  от доли углерода  $r_C$ , сплошные значки соответствуют максимуму, пустые той же формы – точке ЧЖ. Функция  $f(r_C) = 0.6 e^{14.2r_C}$  – аппроксимация экспериментальных данных по электропроводности.  $P_c(r_C) = 5 \cdot (r_C/1.5)^{2.7}$  – линия, ниже которой основной механизм проводимости связан с туннелированием электронов, выше – контактная проводимость по нанотрубкам, значки  $\times$  – электропроводность полимера с углеродными нанотрубками при их объемной доле  $r_C$ , данные работы [208]. Обозначение вв+нт соответствует значению электропроводности заряда гексоген+нанотрубки 99.5/0.5 [101]. Цветом выделена область  $r_C < 0.08$ , для которой происходит увеличение относительного вклада ионного механизма в проводимость при детонации.

интервале плотностей химпик не регистрируется, что объясняется недосжатой детонацией и реакцией во фронте. В работе [216] предложен струйный механизм распространения детонации, говорится об изрезанной форме фронта и наличии не прореагировавшего вещества. В работе [121] на пластине – свидетеле обнаружены следы от струй, а также получены нехарактерные для классической модели профили давления для низкоплотного тэна. В работе [21] получен неклассический режим при детонации заряда PETN.

Обращает на себя внимание существование двух значений максимальной электропроводности для зарядов тротила с плотностью близкой к максимальной. Это связано с разной структурой заряда и, как следствие, разной кинетикой: максимум  $\sigma_{max} = 100 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  получен для прессованного заряда, значение  $\approx 30 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  – для литого. Подробно этот вопрос обсуждается в разделе 4.3.

На рисунке 3.21 также приведены результаты экспериментального исследования электропроводности полимерных композитов, содержащих углеродные нанотрубки, работа [208]. Полимерный материал является диэлектриком, проводимость композитных материалов осуществляется по углеродным нанотрубкам, при добавлении в материал со свойствами изолятора проводящих удлиненных включений в виде нанотрубок перколяционный порог преодолевается при долях процента и меньше. Массовая доля углерода в исследованных взрывчатых веществах составляет значительно больше 0.01. Таким образом, на примере композитов экспериментально показана принципиальная возможность контактной проводимости в диэлектрике с удлиненными проводящими включениями уже при их незначительном количестве.

Разброс экспериментальных значений электропроводности для ВВ значительно меньше, чем для полимерных композиций, что, по-видимому, связано с близкими физическими и химическими свойствами среды детонационной волны разных ВВ. Разброс экспериментальных значений для композиционных материалов составляет несколько порядков, перколяционный порог и электропроводность композита существенным образом зависят от аспектного отношения нанотрубок, их свойств и степени смешения. На рисунке приведена линия зависимости  $P_c(r_C)$ , ниже которой проводимость композита осуществляется путем туннелирования электронов через потенциальный барьер. Данные для ВВ расположены на два – три порядка выше.

Проблема электропроводности многопараметрическая. Как показано выше, есть монотонное увеличение максимума электропроводности  $\sigma_{max}$  и в точке ЧЖ  $\sigma_{CJ}$  с плотностью и давлением для каждого индивидуального ВВ (рисунки 3.14 и 3.18), есть влияние дис-

перности начального зерна ВВ на параметры профиля электропроводности (раздел 4.2). Электропроводность зависит от кинетики, значительно отличающейся для разных ВВ, так, при близком составе молекул ТАТВ и ВТФ длительность зоны высокой электропроводности отличается в несколько раз (рисунок 3.15) при контрастных значениях термодинамических параметров. Поэтому зависимость электропроводности от доли углерода, приведенная на рисунке 3.21, можно считать удовлетворительно объясняющей природу электропроводности через контактную проводимость по углеродным структурам, пронизывающим все пространство детонационной волны.

### 3.4. Модель электропроводности

В настоящей работе под моделью понимается следующее: упрощенное (по классификации Пайерлса [217]), вследствие отсутствия теоретической и экспериментальной базы, описание физического явления, обобщающего многие отдельные случаи, с целью предсказания его некоторых свойств при определенных условиях.

Этапы построения модели могут быть условно разбиты на следующие пункты [218]

1. словесная формулировка модели;
2. идеализация объекта или явления;
3. определение необходимых параметров для использования модели, формулировка цели исследования;
4. формулировка закона, которому подчиняется явление;
5. верификация модели всеми доступными средствами, в том числе вычислительными методами;
6. установление адекватности модели явлению, которое она описывает.

Будем придерживаться этой линии.

#### 1. Словесная формулировка:

Электропроводность при детонации органических взрывчатых веществ определяется содержанием в веществе углерода, причем уже в зоне реакции происходит выделение углерода вследствие высвобождения при ударном воздействии и построение из него проводящих

структур, пронизывающих все пространство детонационной волны. Вследствие этого максимум профиля электропроводности  $\sigma_{max}$  достигается внутри зоны реакции. Электропроводность является контактной и осуществляется по углеродным "сеткам". В зоне реакции после формирования сквозных структур и достижения максимального значения часть углерода вступает в реакцию и окисляется, часть структур истончается и рвется, электропроводность снижается. Точке перегиба на профиле электропроводности (месту на профиле, обозначенному на рисунке 1.18 справа как  $\sigma_{CJ}$ ) сопоставляется окончание зоны реакции. В волне Тейлора проводимость осуществляется как по углеродным структурам, так и через ионный механизм, вклады от этих механизмов определяются видом ВВ.

## 2. Идеализация объекта.

Взрывчатые вещества при детонации имеют широкий диапазон термодинамических параметров, рабочих плотностей, разную скорость реакции. При идеализации объекта исследования для вычленения главной причины проводимости пренебрегается влиянием всех факторов, кроме содержания углерода. При этом, игнорирование такого фактора, как разная интегральная скорость химической реакции, ведет к тому, что в рамках предлагаемой модели нельзя объяснить отличие величины электропроводности для литого и прессованного заряда тротила (30 и 100 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>, соответственно) без привлечения информации о кинетике. С другой стороны, благодаря связи электропроводности и скорости реакции в области химпика появляется возможность диагностировать кинетику при детонации.

## 3. Определение необходимых параметров для использования модели.

Для определения корреляции максимума электропроводности  $\sigma_{max}$  использована массовая доля углерода в молекуле  $r_C = m_C/m_\Sigma$ , в точке ЧЖ  $\sigma_{CJ}$  – массовая доля углерода в точке ЧЖ  $r_{CJ}$ . Для формального учета плотности использована формула 3.1, для расчета массовой доли конденсированного углерода в точке ЧЖ данные работы [102] были аппроксимированы, по результатам вычислено значение  $r_{CJ}$  для каждой плотности (рисунки 3.14, 3.21).

**Цель** – оценка значения электропроводности – амплитудного значения и в точке ЧЖ – по химической формуле вещества без проведения экспериментального исследования.

## 4. Формулировка закона, которому подчиняется явление:

Электропроводность детонирующих органических ВВ определяется содержанием в них углерода. При среднем содержании на профиле электропроводности контрастно выделяется область высоких значений, максимум определяется содержанием углерода в молекуле, в точке ЧЖ – конденсированным равновесным углеродом. В волне Тейлора при доле выде-

лившегося углерода меньше 0.05 наблюдающаяся электропроводность объясняется ионным механизмом, для ббльшей доли возрастает вклад от оставшихся после химических реакций углеродных структур.

Функция  $f$ , удовлетворительно аппроксимирующая границу верхних экспериментальных данных, имеет вид  $f(r_C) = 0.6 \cdot \exp(14.2 \cdot r_C)$ , где  $r_C$  – массовая доля углерода. Обсуждение обоснованности выбора в качестве опорных именно верхних значений связано с интерпретацией экспериментальных данных и приведено в разделе 4.2.1.

## **5. Верификация модели всеми доступными средствами, в том числе вычислительными методами.**

Отбросьте всё невозможное, то, что останется, и будет ответом, каким бы невероятным он ни казался.

---

Артур Конан Дойл "Знак четырёх"

Так как на данный момент нет теоретической базы, описывающей характеристики и поведение среды с детонационными параметрами, для доказательства корреляции электропроводности с углеродом был выбран метод исключения.

### **а) Верификация через анализ экспериментальных данных по распределению электропроводности при детонации ВВ:**

- В работах [29, 31] и разделе 3.1 сопоставлением с данными по ширине зоны реакции, полученными традиционными методами, показано, что область высокой электропроводности и зона химической реакцией совпадают.
- Сопоставлением данных для веществ с различной кинетикой показана доминирующая для  $\sigma_{max}$  роль углерода [24, 26]. В работе [24] показано, что электропроводность определяется контактной проводимостью по углеродным наноструктурам, образующимся за фронтом в области химпика.
- Сопоставлением экспериментальных данных для веществ с резко отличающимися характеристиками доказано отсутствие ключевой роли температуры для электропроводности через термоэмиссию и термоионизацию (раздел 3.3 и рисунок 3.15). Рассмотрены ВВ с разным давлением на ударном фронте, в зоне реакции и в точке ЧЖ, единообразного влияния давления, позволяющего выстроить одну зависимость для всех веществ, не выявлено.

- С использованием безводородного БТФ и экспериментов со смесью ВВ+вода доказано отсутствие связи между наличием воды и максимумом электропроводности (работа [26] и раздел 3.3).
- Полученное распределение электропроводности при детонации ВВ как с минимальной долей углерода (эмульсионное ВВ), так и для рекордсменов по содержанию (тротил и HNS), показало, что происходит увеличение электропроводности с ростом доли углерода. Показана корреляция электропроводности и содержания углерода – в зоне реакции с содержанием углерода в молекуле, в точке Чепмена-Жуге – с оставшимся после химических реакций так называемым конденсированным углеродом [19, 20].
- Исходя из предположения о связи содержания углерода и электропроводности, в сохранных продуктах детонации богатых углеродом ВВ найдены протяженные проводящие структуры, которые являются результатом конденсации углерода в удлиненные проводящие структуры в химпике.

#### б) Проверка через численное моделирование.

По результатам численных экспериментов методом молекулярной динамики установлена предельная доля содержания углерода (около 0.07), при которой возможно образование углеродных «сеток» – сквозных структур, пронизывающих детонационную волну [17, 18], результаты моделирования находятся в согласии с экспериментом (рисунок 3.21). В работе [188] проведенное детально моделирование поведения молекулы ВВ показало формирование углеродного каркаса с вытеснением остальных элементов.

#### в) Теоретические оценки электропроводности по механизму проводимости.

- ✧ Оценка величины электропроводности по **ионному механизму** вследствие диссоциации воды, считая концентрацию носителей соответствующей содержанию воды в точке ЧЖ, а подвижность близкой к подвижности ионов в воде при нормальных условиях [74]:

$$\sigma = n_- U_- e + n_+ U_+ e \approx 0.1 \div 4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}.$$

- ✧ **Термоионизация** вследствие высокой температуры в приближении атомарного состояния среды. По формуле Саха [219]

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{2}{\rho N} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{I}{kT} \right)$$

степень ионизации  $\alpha = 10^{-5}$ , для оценки принято, что  $kT = 0.4$  эВ – температура (рисунок 3.14),  $I \approx 2$  эВ – энергия ионизации, заниженная оценка.

Электроны в плотной среде детонационной волны колеблются в потенциальных ямах с энергией  $\Delta U$ , тогда электронная электропроводность равна

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e} \exp(-\Delta U/kT)$$

где  $\tau = \lambda/u \approx 10^{-15}$  с периодом колебаний в потенциальной яме с энергией  $\Delta U$ ,  $\lambda$  – длина свободного пробега,  $V = \sqrt{3kT/m} = 4 \cdot 10^7$  см/с скорость электрона. Размерный множитель  $\frac{n_e e^2 \tau}{m_e}$  для степени ионизации  $10^{-5}$  равен  $0.025 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Учет глубины потенциальной ямы приведет к домножению на  $\exp(-\Delta U/kT) < 1$  и уменьшению этого значения. Таким образом, электропроводность вследствие термической ионизации имеет величину меньше  $0.025 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

- ✧ **Термоэмиссия электронов с углеродных частиц** вследствие высокой температуры  $\approx 1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  [62].
- ✧ **Хемоионизация** – механизм образования носителей заряда вследствие химической реакции. Степень ионизации в этом случае должна быть связана со скоростью химической реакции  $W$ . Пользуясь принципом Харитона [220] о пропорциональности времени реакции и критического диаметра  $d_{cr} \sim t_J$ , а также теорией Кобылкина об обратной пропорциональности критического диаметра скорости реакции  $d_{cr} \sim 1/W$  [99, 106, 107], можно утверждать, что для вещества с меньшим критическим диаметром скорость реакции должна быть выше, то есть электропроводность вследствие более интенсивной химической реакции больше. Для микронного размера зерна ТАТВ и ВТФ критические диаметры равны 6 мм и 0.21 мм, соответственно [104], то есть в пренебрежении другими факторами их скорость реакции может отличаться в 30 раз, причем для ВТФ она выше. На рисунке 3.15 даны профили электропроводности этих веществ, при хорошей визуализации разной длительности зоны реакции, сильной связи между величиной электропроводности и скоростью реакции нет, максимумы близки. Таким образом, несмотря на отслеживание областью высокой электропроводности зоны реакции, хемоионизация ведущим механизмом для проводимости не является. Теоретические оценки вклада от хемоионизации и ассоциативной ионизации в электропроводность затруднены вследствие отсутствия удовлетворительной модели химических реакций для конденсированных ВВ.



✧ **Контактная проводимость по углеродным структурам:** в приближении, что сплошной графитовый стержень длиной 1 см с удельным сопротивлением 0.0014 Ом·см [221] состоит из углерода, содержащегося в тротиле, электропроводность равна  $\sigma = l/(RS) \approx 2550 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ .

Максимум экспериментально наблюдаемой электропроводности получен в работе [70] при детонации тротила и составляет  $280 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , это на порядок меньше оценки по механизму контактной проводимости. Необходимы некоторые пояснения. Во-первых, состояние углерода в протяженных структурах детонационной волны пока изучено недостаточно, но можно с уверенностью говорить, что оно отличается от состояния графита при нормальных условиях (именно им соответствует приведенное в справочнике значение). Во-вторых, оценка сделана для сплошного стержня с конфигурацией, соответствующей максимальной проводимости, что значительно завышает оценку. В третьих, разветвленные структуры в ДВ имеют тупиковые, не связанные с электродом или друг другом структуры, выпадающие из процесса проводимости, что снижает эффективную электропроводность среды. Причем зависимость нелинейная, а, скорее, экспоненциальная, то есть уменьшение количества "проводов" в два раза может приводить к снижению проводимости на порядок. С учетом перечисленных факторов реальная электропроводность может быть меньше в 10 раз, что и наблюдается экспериментально.

Оценки показывают, что электропроводность может значительно превышать  $1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  только в случае контактной проводимости, все теоретические оценки с использованием других механизмов показывают значения, как минимум, на порядок ниже наблюдаемых.

**г) Верификация через литературные источники и не электрические характеристики.**

Модель согласуется с данными работ [190, 191, 222, 223] о быстрой конденсации углерода и раннем образовании зародышей алмазов. О формировании углеродного каркаса с одновременным вытеснением "чужеродных" элементов в зоне реакции говорится в работе [189]. Наличие углеродных волокон в сохраненных продуктах детонации подтверждается результатами работ [84, 141, 163, 165], для богатых углеродом ВВ обнаружены удлинённые углеродные волокна в проводящей фазе и точки ветвления структур [32]. В работе [224] проведена реконструкция фрактальных агрегатов, в результате получены разветвленные углеродные структуры.

Таким образом, модель находит подтверждение в ряде работ, в которых исследование детонации проводилось разнообразными методиками.

#### **6. Установление адекватности модели явлению, которое она описывает**

Соответствие разработанной модели явлению проводимости демонстрирует рисунок 3.21, на котором приведены характеристики профиля электропроводности семи веществ, обладающих самым широким спектром свойств. Данные для составного эмульсионного ВВ с низким содержанием углерода согласуются с приведенными (раздел 2.7). Прослеживается увеличение электропроводности с ростом доли углерода. Необходимо особо отметить, что данные по максимуму электропроводности и в точке ЧЖ укладываются на одну зависимость. Следовательно, электропроводность отражает электрические характеристики одной структуры в разные моменты эволюции системы.

### **3.5. Выводы по главе 3**

Основываясь на полученных ранее экспериментальных данных по распределению электропроводности при детонации широкого спектра веществ с разными параметрами и варьируя начальные плотность и структуру заряда, показано следующее:

- ✧ Сравнение ширины зоны реакции и линейного размера области высокой электропроводности для зарядов индивидуальных ВВ с близкими характеристиками показало удовлетворительное согласие, это дает основание утверждать, что область высокой электропроводности взаимосвязана с зоной химической реакции.
- ✧ Исходя из избыточного содержания углерода и резко отрицательного кислородного баланса исходного вещества, проведено исследование сохраненных продуктов детонации с использованием просвечивающей электронной микроскопии. В продуктах детонации богатых углеродом бензотрифуроксана, триаминотринитробензола, тротила и сплава тротил–гексоген найдены графитоподобные углеродные структуры, которые вследствие значительного недостатка кислорода сохранились в ПД. Эти структуры являются результатом формирования в ДВ проводящих сеток. Кроме углеродных лент протяженностью в десятки и сотни нанометров, найдены ветвящиеся структуры. Такие образования способны обеспечить контактную проводимость при детонации, наблюдаемую экспериментально.
- ✧ Рассмотрены электрические свойства при детонации индивидуальных конденсированных взрывчатых веществ. Проведен сравнительный анализ электропроводности с рас-

смотрением термодинамических параметров, полученных численно с использованием модифицированного уравнения ВКВ, и элементного состава ВВ и продуктов детонации. Показано, что давление, температура, интенсивность химической реакции, наличие воды не являются ключевыми для электрических характеристик заряда ВВ. Наибольшие значения электропроводности получены при детонации веществ с высоким содержанием углерода, что говорит о его доминирующей роли в процессе проводимости.

- ✧ Моделирование методом молекулярной динамики среды с разными элементами показывает возможность формирования протяженных углеродных структур. Массовое содержание углерода, при котором для формирования углеродных "проводов" требуется время в десятки раз больше, составляет около 7%.
- ✧ Показано, что такие механизмы, как хемоионизация, полупроводниковый при воздействии высоким давлением, ионный, в том числе при ионизации воды, термоэмиссия, термоионизация не объясняют экспериментальные данные по электропроводности. Продемонстрирована корреляция с содержанием углерода, высокие значения  $\sigma(t)$  всех исследованных детонирующих индивидуальных органических ВВ объясняются в рамках модели контактной проводимости.
- ✧ Изложена модель контактной электропроводности для детонирующих твердых органических взрывчатых веществ, заключающаяся в следующем: за ударным фронтом детонационной волны происходит формирование углеродных структур, пронизывающих все пространство ДВ, причем плотность проводящей структуры и ее проводимость больше в области химпика, к точке ЧЖ вследствие химических реакций масса структуры уменьшается, электропроводность падает. Эта модель объясняет все наблюдаемые экспериментальные данные исследований электрических свойств ВВ, согласуется с результатами моделирования методом молекулярной динамики и экспериментальными выводами, полученными с использованием разных методик.

## ДИАГНОСТИКА КИНЕТИКИ ЗОНЫ РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ

Если потом новые установленные нами факты все улягутся в схему, тогда наша гипотеза может постепенно перейти в решение.

---

Артур Конан Дойл "В Сиреновой сторожке"

Кроме прямого практического применения модели электропроводности для оценки электрических характеристик конденсированных взрывчатых веществ, исходя только из химической формулы, наиболее перспективным выглядит использование модели в качестве высоко чувствительного инструмента для диагностики кинетики зоны реакции детонационной волны в реальном времени.

### 4.1. Кинетика зоны реакции конденсированных ВВ при детонации

Согласно теории Зельдовича – Неймана – Дёринга (модели ЗНД) [1, 2, 3, 4], детонационная волна состоит из ударного фронта, зоны химической реакции, точки (в трехмерном случае плоскости) Чепмена – Жуге и волны разгрузки Тейлора. Точке ЧЖ, разделяющей области дозвукового и сверхзвукового течений, в модели ЗНД соответствует окончание зоны реакции.

Состояние вещества в зоне реакции детонационной волны не поддается теоретическому описанию, это не плазма, не жидкость, не твердое или газообразное состояние. Вещество с плотностью около  $3 \text{ г/см}^3$  находится при давлении порядка десятков ГПа и температуре  $3000 - 4000 \text{ К}$ , что сравнимо с параметрами внутри космических объектов – планет [225]. Такое вещество больше всего напоминает так называемую теплую плотную материю (warm dense matter), которая представляет собой состояние вещества, находящееся на границе между физикой конденсированного состояния и плазмой: плотность изменяется от твердой (кристаллической) до ее десятикратного значения, температура находится в диапазоне от

0.1 до 100 эВ [226]. Концентрация элементов среды (в данном случае атомов) в детонационной волне составляет порядка  $3/(M_C/N_a) \approx 10^{23}$  шт/см<sup>3</sup>, среднее расстояние между ними  $1 \text{ см}/\sqrt[3]{10^{23}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$  см. В предположении наличия свободных электронов, как частиц с наибольшей вероятностью существования в этой среде, их длина свободного пробега составит  $\lambda \sim 3 \cdot 10^{-8}$  см, то есть порядка расстояния между частицами. Дебройлевская длина волны электрона  $h/mV \sim 10^{-7}$  см. То есть при описании детонационной волны отсутствуют малые параметры, которыми можно пренебречь. В таких условиях трудно выделить процессы, определяющие природу высокой электропроводности.

Экспериментальные методы, развитые к настоящему времени, дают по большей части информацию качественного характера о ширине зоны реакции и профилях параметров в этой зоне. Нередко результаты различных методов противоречат друг другу [112, 105, 121, 129, 132, 180, 181]. У исследователей есть интуитивное желание выделить окончание зоны реакции на профиле измеряемых параметров, например, соотнести точку ЧЖ с изломом, что связано с переходом скорости вещества через звуковой барьер [1, 3, 4]. В настоящее время нет доказанных стандартизованных понятий чему должна соответствовать точка Чепмена–Жуге, кроме слов об окончании химических реакций. В работе [31] с помощью моделирования показано, что наличие излома на профиле механических параметров определяется кинетикой, излом может существовать при определенной динамике, но не является обязательным.

Ситуация неопределенности длительности зоны реакции не удивительна, поскольку проблема зоны реакции – одна из самых сложных в физике взрыва. Высокая скорость реакции требует от метода измерений соответствующего пространственного разрешения. Но экстремальные параметры детонации и агрессивность взрыва не позволяют использовать датчики малых размеров. В оптических методах, свободных от этих ограничений, волна взаимодействует с оконным материалом, что может влиять на процесс.

В последние годы вследствие интенсивного развития вычислительных мощностей появились разные методы расчета, в том числе и гибридные, которые позволяют предсказывать важные в техническом плане характеристики. Но детали кинетики по-прежнему дискуссионны.

В сложившихся условиях появилось мнение, что нет необходимости в изучении химии. Исследователи научились обходить эту проблему, используя численное моделирование. Однако большинство применяемых сейчас моделей макрокинетики не ориентированы на воспроизведение именно структуры зоны реакции. Основное внимание уделяется способно-

сти имитировать важные в техническом плане характеристики вещества, такие как развитие детонации при инициировании ударными волнами, разгон металлических оболочек, течения в сложных газодинамических условиях, встречающихся в практике. Применяемые кинетики, находясь в согласии с экспериментом, в основе своей бывают диаметрально противоположны, как, например, в работах [227] и [228]. Этот факт подчеркивает, что наши знания о кинетике химических реакций пока крайне скудны, что сильно ограничивает предсказательную силу наших возможностей.

#### 4.1.1. Современное состояние исследований

Кинетика интересует исследователей, в первую очередь, с практической точки зрения. Знание механизма детонации поможет повысить безопасность производства взрывчатых материалов и предотвратить несанкционированные взрывы, предскажет чувствительность составных и индивидуальных ВВ. Зачастую предлагаемая кинетика верифицируется через известные характеристики ударно – волновой чувствительности или чувствительности к удару на копре. Благодаря интенсивному развитию вычислительных технологий, в области исследования кинетики наблюдается яркий перекоп в сторону моделирования.

В работе [229] с использованием квантового подхода моделируется чувствительность к удару при падении груза, тепловой взрыв рассчитан для PETN, HMX, RDX, TNT, получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Аналогичный результат по исследованию ударной чувствительности получен в работе [230], с помощью нестационарной теории функционала плотности исследуются молекулы RDX, HMX, CL-20, PETN, LLM-105 в низшем синглетном возбужденном состоянии после электронного возбуждения. Для прогнозирования чувствительности к удару в работе [231] предложен простой способ оценки, исходя из химической формулы и энтальпии образования ВВ. Для количественной оценки чувствительности к удару в работе [232] был разработан теоретический подход на основе критериев, полученных из теории твердого тела, которые включают давление срабатывания, среднее количество электронов на атом, морфологию кристалла, содержание энергии и температуру плавления. Рассмотрены 24 вещества, разброс составляет 20%. Проведена кропотливая работа [233] по выяснению механизма чувствительности PETN, в молекулу которого были введены элементы  $-CH$ ,  $-CNH_2$ ,  $-CNH_3X$ ,  $-CCH_3$ , и  $-PO$ , по результатам проведено моделирование реактивной молекулярной динамикой. Отмечается, что анизотропия УВЧ монокристалла PETN обусловлена не только дислокациями и беспрепятственным скольжением в некоторых направлениях, но и важной ролью водородных связей в кристалле. В

работе [234] исследован переход в детонацию моделированием реактивной молекулярной динамикой с полуэмпирическим описанием межатомной связи при низком давлении нагружения, получена скорость, с которой взрывчатые вещества  $\text{ETA}$ ,  $\text{ETN}$ ,  $\text{PETN}$ ,  $\text{RDX}$  и  $\text{HMX}$  переходят в тепловой взрыв, как функция их начальной температуры и давления. В работе [235] для расчета нестационарной детонации использован дискретный метод Больцмана. В работе [236] предложена усовершенствованная термодинамически согласованная модель реагирующего течения для исследования гидродинамической детонации твердых взрывчатых веществ, модель хорошо воспроизводит важные характеристики детонационных течений. В работе [237]  $\text{EXPLO5}$  моделируется зона реакции при детонации нитрометана, наблюдается две стадии химической реакции – быстрая 5–10 нс, далее следует постепенное уменьшение давления – медленные реакции, которые прекращаются примерно через 50–60 нс к точке Чепмена-Жуге. В работе [238] исследовано влияние пяти глобальных моделей кинетики реакции на предсказания динамики горячих точек, вызванных коллапсом пустот в октогене. Показано, что вопрос о подходящей кинетической модели остается нерешенным.

Ход химической реакции и порядок разрыва связей в молекуле  $\text{BB}$  определяется множеством фактов. Так, для  $\text{RDX}$  при воздействии лазера с минимальной мощностью первичным актом является разрыв  $\text{N-NO}_2$  связи с образованием одной частицы – радикала  $\text{NO}_2$  [131, 239]. При мощном воздействии на молекулу преимущественным актом является мгновенное деление кольца с разрывом  $\text{C-N}$  связей, несмотря на более энергетически выгодную возможность разрыва связи  $\text{N-NO}_2$  [131, 240].

Интересные результаты получены в работе [241], в которой проводилось моделирование на основе первых принципов реактивной молекулярной динамики сверхскоростных бимолекулярных столкновений  $\text{PETN}$ , сделан вывод о том, что химическая реакция управляется динамикой, которая включает в себя механическую деформацию, стерическую близость, тепловые колебания (в случае разрыва  $\text{C-H}$ ) и локализованные возбуждения в модах колебаний, а не в температуре.

Хорошо согласуясь с экспериментальными результатами, модели противоречат друг другу в деталях. В рамках одной модели из доступных в литературе не удастся объяснить всю совокупность физических явлений, таких как анизотропия УВЧ монокристалла  $\text{BB}$ , немонотонную УВЧ при увеличении дисперсности зерна [242], характер распределения электропроводности и быстрое формирование сквозных углеродных структур. Подробная кинетика зоны реакции предложена в работах [243, 244] и приведена на рис. 4.1(а). Через моделирование макропараметров авторы разработали последовательность реакций, при ко-

торой образование воды,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  происходит одновременно, а формированием конденсированного углерода завершается химическая реакция. На рис. 4.1(б) показана кинетика, разработанная по результатам, полученным методом меченых атомов [191]. В отличие от модели Тарвера, выделение "свободного" атомарного углерода происходит сразу за фронтом. В работе [245] проведено моделирование квантовой молекулярной динамикой, получен двухэтапный механизм реакции при детонации кристалла гексогена. Образование  $\text{N}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  происходит за время 10 пс и сопровождается задержкой образования молекул  $\text{CO}$ . После ударного воздействия получен рост углеродного кластера.

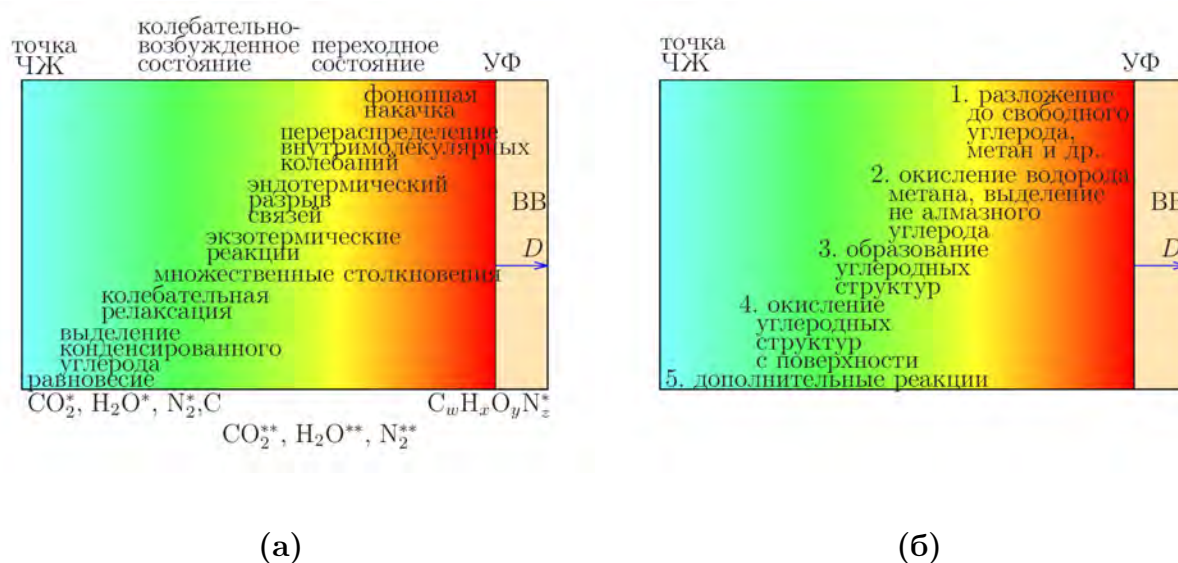


Рис. 4.1. (а) Неравновесная ЗНД-модель кинетики К. Тарвера [243].

(б) Модель кинетики Анисичкина, основанной на исследованиях методом меченых атомов и поведения органических веществ при ударном нагружении [191].

Таким образом, наличие противоречий в приведенных примерах показывает отсутствие общепринятой модели кинетики и существенные методические трудности с экспериментом. Главным образом, это обусловлено отсутствием экспериментального инструмента, пригодного для детального исследования зоны реакции. Агрессивная среда химпика в совокупности с малым временем процесса сильно ограничивают круг пригодных методик. Анализ сохраненных продуктов детонации и метод меченых атомов [191] несут на себе интегральную информацию, интерферометрические исследования не связаны с химическим состоянием вещества [185], результаты сверхбыстрой спектроскопии поглощения VIS и MIR [246] трудно интерпретировать.



Основным требованием при разработке кинетики детонации КВВ должно быть наличие адекватной точной информации. Единственным способом получения таковой является эксперимент. В качестве чувствительного экспериментального инструмента, определяемого химическим состоянием вещества и дающего информацию *in processus*, предлагается использовать электрические характеристики. Этот метод является традиционным для химической кинетики [247]. В настоящем разделе проведено сравнение данных численного эксперимента с применением ведущих кинетик и результатов экспериментального исследования с диагностикой через электропроводность.

#### 4.1.2. Инструмент диагностики зоны реакции при детонации высокоплотных ВВ, сравнение экспериментальных данных разных методик

Электропроводность является высокочувствительным и доступным инструментом для макроисследования наноструктурных изменений в среде, имеющим ряд преимуществ – слабое вмешательство в исследуемый процесс, диагностика непосредственно в области высоких давлений в режиме реального времени.

Качественно распределение электропроводности при детонации всех исследованных конденсированных ВВ вида  $C_aH_bN_cO_d$  выглядят одинаково, за исключением высокоплотного TNT [12]. На рис. 4.2 приведен типичный профиль электропроводности на примере детонирующего PETN с плотностью  $\rho = 1.72$  г/см<sup>3</sup>. За фронтом происходит рост до максимального значения, обозначенного на графике как  $\sigma_{max}$ , далее происходит спад, сначала быстрый до точки, обозначенной как  $\sigma_{CJ}$  и ассоциированной нами с окончанием зоны реакции, потом более плавный, пространственно соответствующий волне разгрузки Тейлора. Градиент в области реакции и волне Тейлора отличается на два порядка, что позволяет легко выделить границу между зонами. Пространственная точность расположения  $\sigma_{max}$  и  $\sigma_{CJ}$  вдоль распространения детонации составляет около 0.015 мм. Таким образом, на профиле выделяется несколько стадий: рост до максимума и две области с разным градиентом, первая находится внутри зоны реакции, вторая отражает процессы в волне разгрузки, место смены режимов определяется как точка ЧЖ. Максимум электропроводности  $\sigma_{max}$  не проявляет себя ”особым образом“ на распределении массовой скорости (раздел 3.1), то есть давление и массовая скорость не чувствительны к смене стадии реакции.

Представляет интерес прямое сравнение данных разных методик по исследованию зоны реакции с профилем электропроводности. В таблице 4.1 приведены результаты по длительности химика при детонации PETN с разной структурой заряда – агатированный,

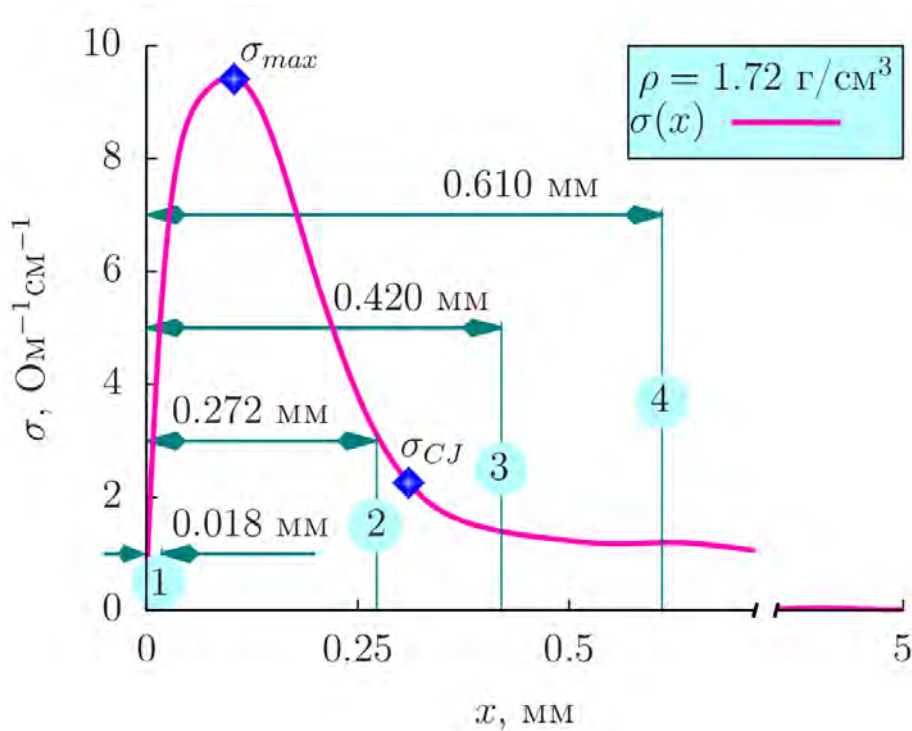


Рис. 4.2. Профиль электропроводности при детонации PETN с плотностью  $\rho = 1.72 \text{ г/см}^3$ , длительность области высокой электропроводности  $0 < t < t(\sigma_{CJ})$  составляет 38 нс. Соответствующие меткам данные приведены в таблице 4.1.

монокристалл, прессованный до разной плотности, пластифицированный. Номера соответствуют меткам рис. 4.2, на котором приведены ширины, взятые из соответствующих работ. В работах [121, 248, 249] приведена только длительность зоны реакции, для корректного сравнения произведен пересчет длительности в ширину по формуле  $X_J = (D - \langle U \rangle)t_J$ , здесь  $\langle U \rangle$  — средняя массовая скорость в химпике,  $D$  — скорость детонации,  $t_J$  — время химической реакции.

Ширина, соответствующая метке 1, сопоставима с нарастанием  $\sigma(x)$ . Причем этой метке соответствуют заряды с сильно отличающейся структурой: агатированный, то есть высокоплотный с минимизированным количеством неоднородностей, прессованный до плотности близкой к кристаллической, и ВВ с добавлением связующего, то есть с меньшей, чем для других зарядов в этой таблице, удельной плотностью взрывчатого вещества. Напомним, что при сравнении данных по электропроводности чистых ВВ и результатов исследования зоны реакции для смесевых составов (рисунок 3.6) в последних обнаружено ускорение химической реакции. В разделе 4.3 показано, что структура является определяющей для кинетики, интенсивность химических реакций для разной структуры при одинаковой плотности одно-

го вещества может отличаться на порядок. Таким образом, было ожидаемо сильное отличие в значениях ширины зоны реакции для столь разных зарядов. Одно из возможных объяснений несоответствия – результаты измерений верхних пяти строчек таблицы показывают первую стадию химических реакций, отражающуюся на профиле  $\sigma(x)$  ростом электропроводности.

Таблица 4.1. Время химической реакции  $t_J$  при детонации PETN с разной структурой заряда

N	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$d \times L$ , мм	$t_J$ , нс	$P_{CJ}$ , ГПа	состояние	ссылка
1	1.53	$\emptyset 13.6 \div 25 \times 5 \div 30$	3	25.63	PETN/связующее 83/17	[121]
	1.53	$\emptyset 120 \times 40 \div 100$	4	23.2	PETN/связующее 83/17	[132]
	1.65	$\emptyset 32 \times 11$	$7 \pm 2$	$26.1 \pm 0.6$	PETN/связующее 95/5	[248]
	1.74	$\emptyset 40 \times 80$	$< 5$	$\approx 30$	агатированный	[129]
	1.76	$\emptyset 25.4 \times 10$	$< 5$	31.5	прессованный	[243]
2	1.77	$\emptyset 20 \div 30 \times 50$	$\approx 50$	$\approx 30$	прессованный	[249]
3	1.73	$\emptyset 40 \times 40$	$80 \pm 20$	30.5	прессованный	[129]
4	1.77	$\emptyset 14 \times 6 \div 14$	95	28	монокристалл (100)	[185]

Метки 2 и 3 удовлетворительно согласуются с шириной зоны реакции, определенной по электропроводности при близких структуре и плотности заряда. Отметим, что сравнение профилей массовой скорости и электропроводности для разной дисперсности показало синхронную смену динамики кинетики, это выразилось в изменении максимального значения и ширины сигнала (работы [29, 31], раздел 3.1).

Метка 4 отражает данные для монокристалла. Так как структура монокристалла наиболее близка к агатированному, вследствие отличия длительности в 34 раза при детонации зарядов с близкой структурой можно подвергнуть сомнению оба результата. В разделе 2.1.4 есть обсуждение длительности зоны реакции при детонации высокоплотных ВВ.

Таким образом, значительный разброс значений по ширине зоны реакции (интегрального и сравнительно простого параметра) на примере высокоплотного PETN с разной структурой заряда можно связать с проблемой правильной интерпретации результатов экспериментов и отсутствием единообразных критериев оценки. При этом, длительность высокой электропроводности находится в хорошем согласии с частью результатов измерений механических параметров. В отличие от профиля электропроводности, распределение массовой

скорости не чувствительно к стадиях химической реакции, но оба метода демонстрируют восприимчивость к изменению динамики кинетики.

#### 4.1.3. Длительность зоны химической реакции. Сравнение экспериментальных данных по электропроводности с результатами расчетов с использованием кинетики Аррениуса

Проведем сравнение длительности зоны высокой электропроводности с результатами наиболее известных **химико–кинетических моделей** на примере детонирующего НМХ.

На рис. 4.3 представлены данные по длительности зоны реакции  $\tau$  от температуры горячих точек  $T_{hs}$ , согласно данным моделирования [238, 250, 251, 252, 253]. Модельная зависимость от температуры имеет сильный экспоненциальный характер  $\frac{1}{\tau} = A \exp^{-B/RT_{hs}}$  ( $A$ ,  $B$  – константы модели). Охвачен весь возможный интервал температур рассматриваемого явления. Для каждой модельной зависимости диапазон возможных значений длительности зоны реакции может достигать шести порядков. То есть зона реакции должна быть крайне чувствительна к экспоненциальной температурной зависимости, небольшое изменение начальных или внешних условий должно себя проявить через изменение длительности  $\tau$ .

Проведем сравнение с экспериментальными данными. На графике приведен интервал экспериментально полученных значений длительности высокой электропроводности (зоны реакции)  $t_{\sigma MIN} = 31$  нс и  $t_{\sigma MAX} = 80$  нс при детонации НМХ разной плотности (Приложение 4.11), область между ними заштрихована. Отношение максимального значения к минимальному составляет 3. Электропроводность получена для зарядов с плотностью от  $1.28$  г/см<sup>3</sup> до  $1.79$  г/см<sup>3</sup>, то есть пористость изменялась в пределах от 0.33 до 0.06. Температура горячих точек должна зависеть от пористости вещества, так как при ударном воздействии происходит нагрев образца, причем при одинаковой интенсивности удара температура нагрева тем выше, чем больше пористость [219]. Тем не менее, длительность высокой электропроводности практически не чувствительна к этому параметру. Таким образом, экспоненциальная зависимость длительности зоны реакции от температуры горячих точек в эксперименте себя не проявляет.

Температура горячих точек  $T_{hs}$  является начальным параметром, который реализуется в ходе химической реакции при ударном воздействии детонационным фронтом, температура в точке ЧЖ  $T_{CJ}$  отражает энерговыделение в зоне реакции, на рисунке 3.14 приведены результаты работы [102] для октогена, температура в точке ЧЖ монотонно падает с уменьшением плотности, что также показывает влияние пористости образца.

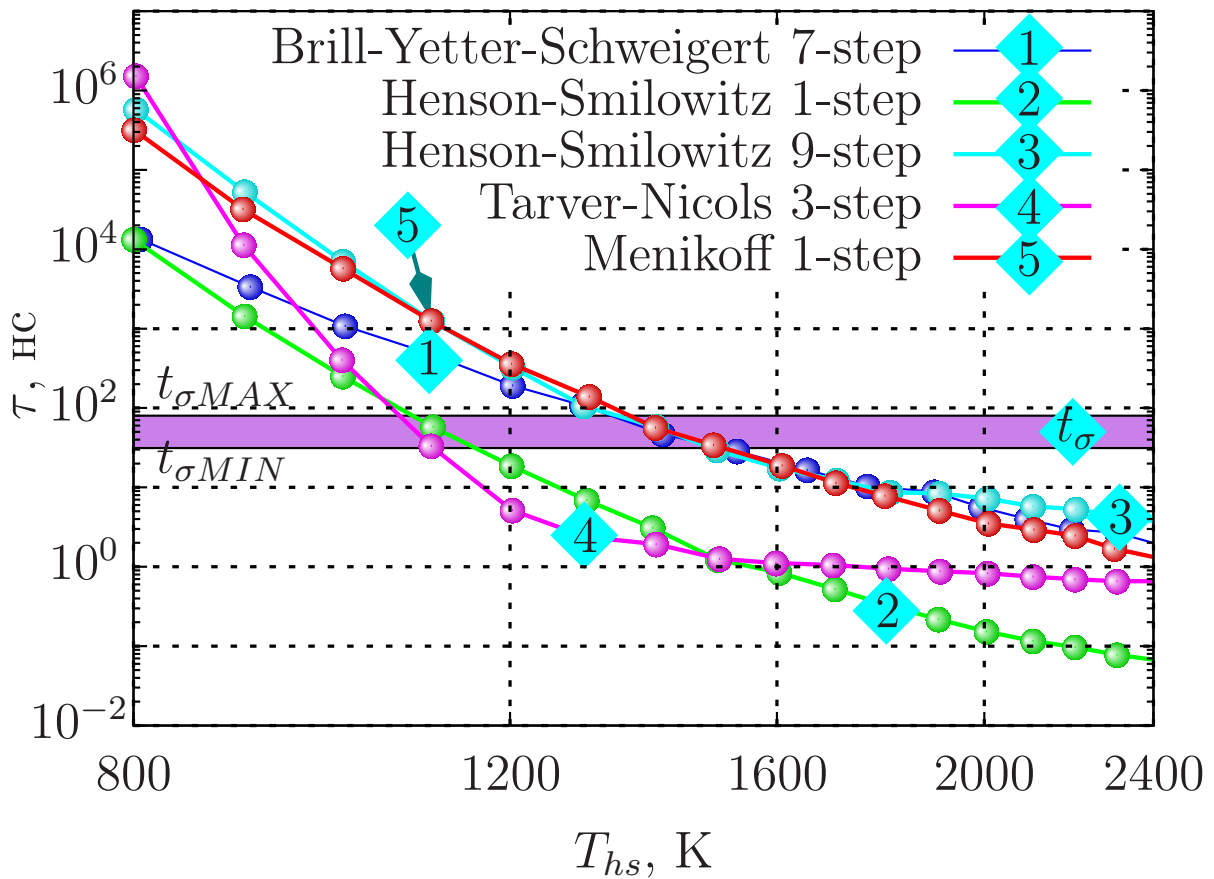


Рис. 4.3. Зависимость длительности зоны реакции  $\tau$  от температуры горячих точек  $T_{sh}$ , результаты моделирования: одноступенчатая модель Henson-Smilowitz [250], одноступенчатая модель Menikoff [251], трехступенчатая модель Tarver-Nichols [252], девятиступенчатая модель [253], семиступенчатая модель Brill-Yetter-Schweigert [238];  $t_{\sigma MIN}$  и  $t_{\sigma MAX}$  отмечают диапазон длительности области высокой электропроводности детонирующего НМХ с плотностью от 1.3 до 1.9 г/см<sup>3</sup>.

Отсутствие яркого влияния температуры характерно не только для октогена. В таблице 4.2 приведены данные по длительности высокой электропроводности  $t_{\sigma}$  от плотности заряда  $\rho_0$  при разной дисперсности зерна ВВ, приведена оценка давления согласно формуле  $P_{CJ} = \rho_0 D^2 / 4$ , дана температура в точке ЧЖ (данные [102]). Видно, что длительность  $t_{\sigma}$  слабо зависит от плотности, давления и температуры, но чувствительна к размеру зерна  $d$ . При увеличении плотности вещество становится более однородным, поэтому длительность зоны реакции становится близка к веществу насыпной плотности с высокой дисперсностью. Связь скорости реакции с дисперсностью в рамках теории горячих точек выражается в уве-

Таблица 4.2. Длительность зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  при плотности заряда  $\rho_0$  и давлении в точке ЧЖ  $P_{CJ}$ ,  $\langle d \rangle$  – средний размер зерна ВВ, данные работ [14, 21, 30]. Данные по температуре  $T_{CJ}$  в точке ЧЖ – работа [102]

ВВ	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$\langle d \rangle$ , мкм	$P_{CJ}$ , ГПа	$T_{CJ}$ , К	$\langle t_\sigma \rangle$ , нс
RDX	1.2	11	12	4000	31
RDX	1.2	160	12	4000	56
RDX	1.7	160	31	3550	48
HMX	1.3	21	15	3950	34
HMX	1.3	430	15	3950	63
HMX	1.8	430	34	3500	42
PETN	1.1	80	9	4100	59
PETN	1.1	260	9	4100	92
PETN	1.7	260	29	3700	44

личении концентрации зародышей горячих точек при измельчении зерна. То есть концентрация горячих точек влияет на зону химической реакции сильнее, чем величина давления или температуры [24].

Влияние дисперсности на химпик получено в работе [249]. Известно наличие связи между дисперсностью и чувствительностью [151, 152, 212, 213]. В работе [104] для плоского слоя ВВ, полученного методом термовакuumной возгонки, то есть с неоднородностями на уровне наномасштаба, толщина критического слоя сократилась до рекордных величин и составила для ТАТВ 700 мкм, для чувствительного ВТФ 20 мкм.

Следовательно, модельные кинетики, основанные на экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры, не объясняют слабое влияние плотности заряда на длительность высокой электропроводности при детонации на примере октогена, необходимо новое направление для исследовательских усилий. Главным образом, сложившаяся ситуация объясняется отсутствием общепризнанного экспериментального метода исследования зоны реакции. Полезные данные, полученные при детонации зарядов насыпной плотности, крайне малочисленны, что связано с отсутствием практической значимости исследования низкоплотных зарядов ВВ.

Для объяснения зависимости длительности зоны реакции от концентрации горячих точек при слабом влиянии термодинамических параметров необходимо развитие альтернативной имеющимся кинетики. Этому посвящен раздел 4.4.

## 4.2. Влияние размера зерна на кинетику зоны реакции

Определение параметров зоны химической реакции при детонации конденсированных взрывчатых веществ является сложной задачей физики взрыва, актуальной как с научной, так и с практической точки зрения. Об исключительной сложности исследования явления говорит тот факт, что длительность зоны реакции для одного вещества по данным разных методик и авторов может отличаться на порядки [112, 105, 129, 35].

Как известно, большое влияние на зону реакции имеют способ изготовления, структура заряда, дисперсность зерна. Самым ярким примером этого является тротил, который подробно обсуждается в разделе 4.3. По тротилу в литературе присутствуют противоположные точки зрения о роли дисперсности зерна ВВ: есть мнение как о наличии влияния [254], так и о его отсутствии [112, 255].

В работе Хасаинова [212] по данным [151, 152, 256] построены аналитические зависимости критического диаметра от дисперсности для широкого круга ВВ, обсуждается связь длительности зоны реакции, критического диаметра и ударно-волновой чувствительности. Последняя характеристика актуальна, в первую очередь, для практического применения: миниатюризация взрывных устройств расширяет круг использования ВВ и увеличивает степень безопасности с уменьшением количества необходимого для устойчивой детонации вещества. Прогнозирование УВЧ для разной дисперсности ВВ является востребованной темой исследований, что подчеркивается увеличением количества публикаций об этом в последние годы [257, 258, 259, 260, 261]. На данный момент при моделировании перехода ударно-волновом воздействии в детонацию используется эмпирическая кинетика. Знание характеристик зоны реакции и, в частности, длительности позволит проводить моделирование на качественно новом уровне.

В этом разделе предлагаются результаты, полученные альтернативным методом диагностики зоны реакции через электропроводность. При исследовании электропроводности ранее надежно зафиксировано влияние дисперсности при насыпной плотности для гексогена, октогена и тэна, которое проявляется сокращением длительности зоны высокой электропроводности [14] и значительным снижением максимума массовой скорости с ростом дисперсности [21]. Здесь приведены доказательства влияния дисперсности на профиль электропроводности при детонации гексогена во всем диапазоне исследованных плотностей вплоть до максимально достигнутой.

#### 4.2.1. Об интерпретации экспериментальных данных по распределению электропроводности при детонации ВВ насыпной плотности

В разделе 2.1 приведена информация об изготовлении высокодисперсных ВВ, а также результаты исследования. В работе [14] по результатам экспериментов со штатным размером и с высокодисперсным с использованием t-критерия Стьюдента показано, что вероятность сокращения длительности зоны реакции при уменьшении размера зерна близка к 100%. Значение максимума электропроводности  $\sigma_{max}$  при анализе не учитывалось. В работе [21] для тех же ВВ в близкой постановке подтверждено сокращение зоны реакции на профиле массовой скорости с увеличением дисперсности.

На рисунке 4.4(а) приведены экспериментальные результаты в координатах  $\sigma_{max}$  от  $t_{\sigma}$ , даны соответствующие плотность и размер зерна исходного ВВ. По графику видно,

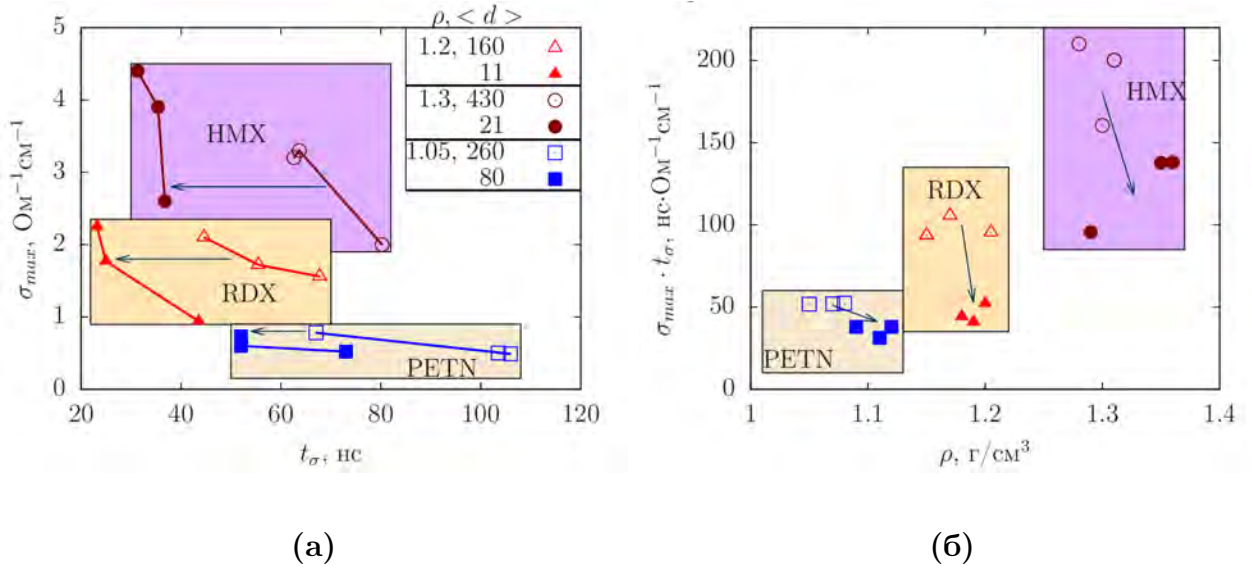


Рис. 4.4. Влияние дисперсности на характеристики профиля электропроводности при детонации RDX, HMX и PETN насыпной плотности: (а) – максимальная электропроводность  $\sigma_{max}$  от длительности зоны высокой электропроводности  $t_{\sigma}$ , (б) – функция произведения зависимых величин  $\Phi = \sigma_{max} \cdot t_{\sigma}$  от плотности ВВ. Приняты обозначения:  $\langle d \rangle$  – средний размер зерна в мкм,  $\rho$  – плотность в  $\text{г}/\text{см}^3$ . Стрелка указывает направление сдвига экспериментальных данных при увеличении дисперсности.

что величины  $\sigma_{max}$  и  $t_{\sigma}$  зависимы. Результаты, соответствующие одному ВВ разной дисперсности, лежат на хорошо различимых линиях, близких к гиперболическим, которые в заданном диапазоне не пересекаются. При увеличении дисперсности происходит сдвиг зависимости  $\sigma_{max}(t_{\sigma})$  влево при близких амплитудных значениях  $\sigma_{max}$ . И смещение  $\sigma_{max}(t_{\sigma})$  тем



значительней, чем больше отношение штатного размера зерна к высокодисперсному. При анализе использованных в статье Ершова [14] данных в приведенных координатах получено, что при использовании значения электропроводности визуализация роли дисперсности более наглядная и очевидная.

В силу гиперболической зависимости одной величины от другой можно предположить, что при фиксированной плотности сохраняется их произведение  $\Phi = \sigma_{max}t_{\sigma}$ . На рисунке 4.4(б) по оси ординат приведена функция  $\Phi$  от плотности. Данные сгруппировались по виду ВВ, дисперсности зерна исходного вещества и начальной плотности. Наибольший разброс величин наблюдается для НМХ с максимальным размером зерна, который порождает более высокую степень неоднородности и ведет к увеличению относительного разброса величины  $\Phi$ .

Таким образом, к результату работы [14] о влиянии дисперсности на длительность зоны высокой электропроводности приведенное выше рассмотрение позволяет добавить следующее:

- ✧ при увеличении дисперсности значение максимума электропроводности изменяется слабо при существенном сокращении длительности  $t_{\sigma}$ ;
- ✧ величины  $\sigma_{max}$  и  $t_{\sigma}$  зависимы, их произведение менее подвержено статистическому разбросу, определяется плотностью и видом вещества;
- ✧ в приведенной интерпретации влияние дисперсности для трех ВВ проявляет себя одинаковым образом.

#### 4.2.2. Влияние дисперсности зерна на электропроводность при детонации RDX

Если влияние дисперсности при насыпной плотности искали целенаправленно, то при уменьшении пористости эффекта от размера зерна не ожидалось. С увеличением плотности при воздействии пресса будет происходить дробление зерна, это должно существенно изменять структуру пор по сравнению с насыпной плотностью. В рамках этой логики ожидать влияние дисперсности даже при средних плотностях не стоило.

Тем не менее, эффект был обнаружен. Как показано выше для насыпной плотности, интерпретация результатов через три переменные  $\sigma_{max}$ ,  $\rho$  и  $t_{\sigma}$  ведет к уменьшению статистического разброса и росту чувствительности к начальным условиям. Среди исследованных нами ВВ наибольшее количество экспериментальных данных получено для RDX. На рисунке 4.5(а) приведены все экспериментальные данные по электропроводности RDX

[8, 10, 12, 14], в координатах  $\sigma_{max}$  от  $t_\sigma$  с разбросом по плотности  $\rho \pm 0.3$  г/см<sup>3</sup>. Большая часть данных получена с исходным размером зерна 160 мкм, результаты с дисперсностью 11 мкм выделены. Как и для мало плотных ВВ, при близких плотностях хорошо видна гиперболическая зависимость  $\sigma_{max}(t_\sigma)$ . На рисунке 4.5(б) приведено  $\Phi(\rho) = \sigma_{max}t_\sigma$  от фактической плотности. Каждой точке графика 4.5(а) соответствует точка на 4.5(б).

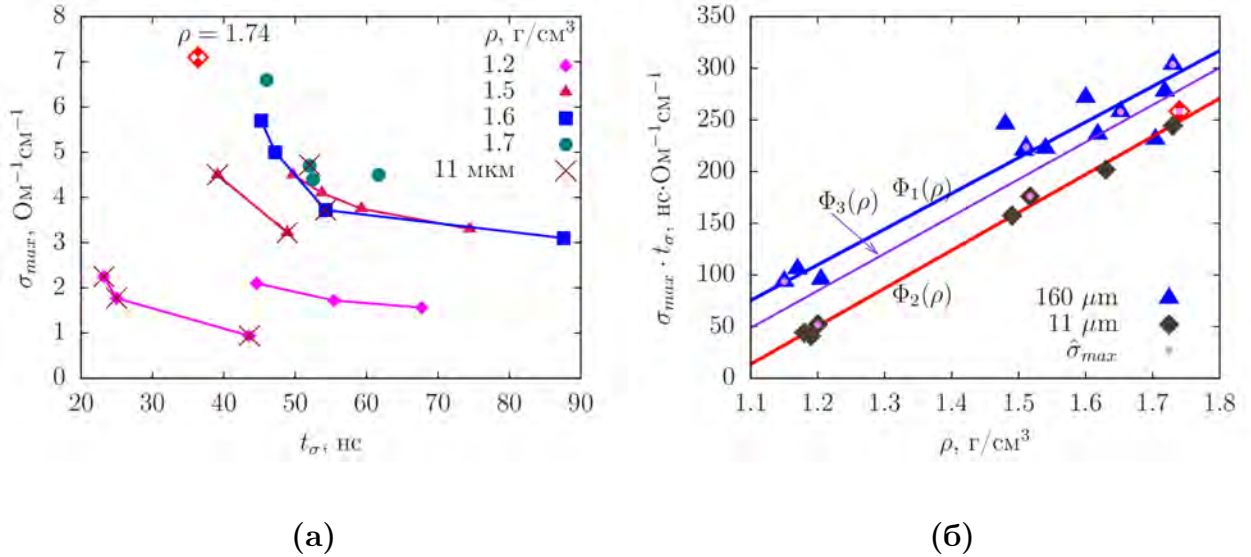


Рис. 4.5. (а) Максимальное значение электропроводности  $\sigma_{max}$  от длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  при разной плотности RDX, данные для высокой дисперсности обозначены как  $\times$ .

(б) Произведение  $\sigma_{max}t_\sigma$  от плотности RDX, обозначение  $\hat{\sigma}_{max}$  соответствует максимальному значению при заданной плотности (левые точки зависимостей рисунка 4.5(а)). Функции аппроксимация:  $\Phi_1$  – для дисперсности  $\langle d \rangle = 160$  мкм,  $\Phi_2$  – для  $\langle d \rangle = 11$  мкм,  $\Phi_3$  – аппроксимация по всем точкам без учета размера зерна.

По смыслу произведение  $\sigma_{max} \cdot t_\sigma$  является оценкой и пропорционально проводимости  $G$  области высокой электропроводности, проводимость связана с сопротивлением  $R$  как  $G = 1/R$ . С точки зрения эксперимента, гиперболическая зависимость  $\sigma_{max}(t_\sigma)$  объясняется наличием неоднородностей в структуре заряда, которые несущественны только для монокристалла.

Яркий эффект зерна наблюдается на рисунке 4.5(а) не только для малоплотного RDX, но и для плотности  $\rho = 1.5$  г/см<sup>3</sup> – при одинаковых амплитудных значениях электропроводности зависимость  $\sigma_{max}(t_\sigma)$  сдвигается ближе к оси ординат. Но выделить эксперименты с мелким зерном для плотности  $\rho > 1.5$  г/см<sup>3</sup> на рисунке 4.5(а) невозможно. На рисун-

ке 4.5(б) те же результаты, представленные в других координатах, разделяются согласно размеру зерна.

Линейные по плотности зависимость  $\Phi_1(\rho)$  для зерна со средним размером  $\langle d \rangle = 160$  мкм и  $\Phi_2(\rho)$  для высокодисперсного достоверно разделены, функция  $\Phi_2(\rho)$  расположена ниже, чем  $\Phi_1(\rho)$ . При слабом влиянии дисперсности на значение  $\sigma_{max}$  для фиксированной плотности сдвиг функции  $\Phi$  трактуется как сокращение длительности области высокой электропроводности во всем диапазоне плотностей. Так как  $t_\sigma$  ассоциируется с зоной реакции, сдвиг  $\Phi$  с падением размера зерна означает рост детонационной способности [220], что согласуется с работой [104]. Незначительный разброс данных  $\Phi_2$  для высокой дисперсности демонстрирует роль горячих точек, концентрация которых в этом случае значительно выше.

Соответствующие максимальной электропроводности  $\hat{\sigma}_{max}$  точки (левые верхние значения для каждой  $\rho$  на графике 4.5(а)) выделены на графике 4.5(б). Соответствующие им значения  $\Phi_1$  имеют меньший разброс по отношению к общей линейной зависимости, чем другие данные со штатной дисперсностью.

Точку на рисунке 4.5(а) с координатами (36 нс, 7.1 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>) необходимо обсудить отдельно. При прессовании ВВ в оболочку для всех экспериментов, кроме этого, поршень упирался в ограничительные кольца, тем самым обеспечивая расчетную плотность. Для этого эксперимента упор поршня с давлением 3 кбара приходился непосредственно на ВВ, в результате чего была получена максимально достижимая при прессовании чистого ВВ плотность. Можно предположить, что сокращение длительности до 36 нс связано с предельно достижимым измельчением ВВ вследствие воздействия высокого давления и сходству структур пор с зарядами высокой дисперсности. На графике рисунка 4.5(б) эта точка принадлежит  $\Phi_2(\rho)$  для высокой дисперсности. Эксперимент был единичным, данное предположение не проверялось.

Таким образом, рассмотрение отдельно длительности зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  и максимальное значение  $\sigma_{max}$  ведет к увеличению ошибки. Для нахождения  $\sigma_{max}$  от плотности необходимо использовать полученное максимальное из нескольких экспериментов значение для одной плотности, что трактуется как результат минимального искажения и лучшей при заданной плотности однородности. Соответствующая этому значению длительность  $t_\sigma$  определяет время химической реакции. Надо отметить, что при такой трактовке минимальная длительность является оценкой сверху истинного значения, к которому можно приблизиться, увеличив статистику.

Так как значение  $\sigma_{max}$  слабо зависит от дисперсности, можно предположить, что оно определяется плотностью вещества (количеством реагирующего ВВ), в то время как длительность зоны высокой электропроводности  $t_\sigma$  несет информацию о дисперсности ВВ.

Электрические характеристики в приведенной интерпретации чувствительны к таким тонким явлениям, как изменение характера неоднородностей при одинаковой плотности. Визуализация роли дисперсности происходит при рассмотрении данных в координатах  $\sigma_{max}t_\sigma$  от  $\rho$ , использование отдельно как длительности зоны высокой электропроводности, так и максимального значения  $\sigma_{max}$  ведет к потере информации о влиянии размера зерна. Показано, что результат с максимальным значением  $\hat{\sigma}_{max}$  из нескольких экспериментов с близкой плотностью заряда можно рассматривать как наиболее достоверный. Интегральная величина  $\Phi(\rho)$  подвержена меньшему статистическому разбросу.

### 4.2.3. Анализ экспериментальных данных

В силу того, что ряд предположений настоящей работы ранее не обсуждался ни в экспериментальных работах, ни с теоретической точки зрения, следует более детально провести обзор рассматриваемых гипотез, вдаваясь в подробности статистического анализа.

Проверим высказанные выше гипотезы, используя наиболее универсальный и чувствительный критерий  $\chi^2$  [262]. Результаты приведены в таблице 4.3 (использованные для анализа данные содержатся в дополнительных материалах). Приняты следующие обозначения:  $a$  и  $b$  – параметры подгонки для функции вида  $a\rho + b$ , в столбце  $\chi^2/N_{dof}$  в знаменателе первое значение – число событий, второе – число параметров,  $N_{dof}$  – количество степеней свободы,  $P(\chi^2)$  уровень достоверности гипотезы, абсолютная инструментальная ошибка равна  $\varepsilon = 12\%$ ,  $\Phi_{1-3}$  – функции аппроксимации произведения  $\sigma_{max}t_\sigma$  от  $\rho$ . Функции  $\Phi_1(\rho)$  – аппроксимация по всем точкам со штатной дисперсностью,  $\Phi_2(\rho)$  – аппроксимация для высокой дисперсности,  $\Phi_3(\rho)$  – по всем точкам без учета дисперсности. При бóльшем количестве событий, но без учета дисперсности, уровень значимости нулевой гипотезы (что произведение  $\sigma_{max}t_\sigma$  нечувствительно к дисперсности) составляет величину, близкую к нулю (таблица 4.3 строка 3). Вероятность резко возрастает и приближается к 100 %, если сгруппировать данные согласно выбранному принципу влияния размера частиц (функции  $\Phi_1(\rho)$  и  $\Phi_2(\rho)$ ).

Найдем вероятность принадлежности величины  $\sigma_{max}t_\sigma(\rho)$  одной зависимости  $\Phi_3$  без учета дисперсности, используя критерий Вилькоксона [263]. Количество событий для выборок равно 7 (высокодисперсный) и 14 (штатный), соответствующее количество инверсий 5

Таблица 4.3. Результаты фитирования для функции  $\Phi(\rho) = \sigma_{max} t_{\sigma}$  при зависимости от плотности вида  $a\rho + b$

N	гипотеза	$a$	$b$	$\chi^2/N_{dof}$	$P(\chi^2)$ , %	примечание
1	$\Phi_1(\rho)$	345.39	-304.68	8.95/13-2	62.7	$\langle d \rangle = 160$ мкм
2	$\Phi_2(\rho)$	367.41	-390.58	1.75/7-2	88.2	$\langle d \rangle = 11$ мкм
3	$\Phi_3(\rho)$	359.76	-347.03	164.3/21-2	$4 \cdot 10^{-23}$	все точки

и 93. Вероятность истинности гипотезы о принадлежности двух выборок одной последовательности составляет меньше 0.2%.

Таким образом, точки графика рисунка 4.5(б) разделены согласно дисперсности и принадлежат разным зависимостям с высокой степенью достоверности.

#### 4.2.4. Обсуждение

На рисунках 4.6, 4.7 приведены фото использованных в экспериментах зерен RDX разной дисперсности. Для частиц со средним диаметром  $\langle d \rangle = 11$  мкм характерна округлая форма, зерна имеют близкий размер, что обеспечивает высокую степень однородности заряда. Для штатного, при наличии мелких частиц, основная масса ВВ сосредоточена в крупных.

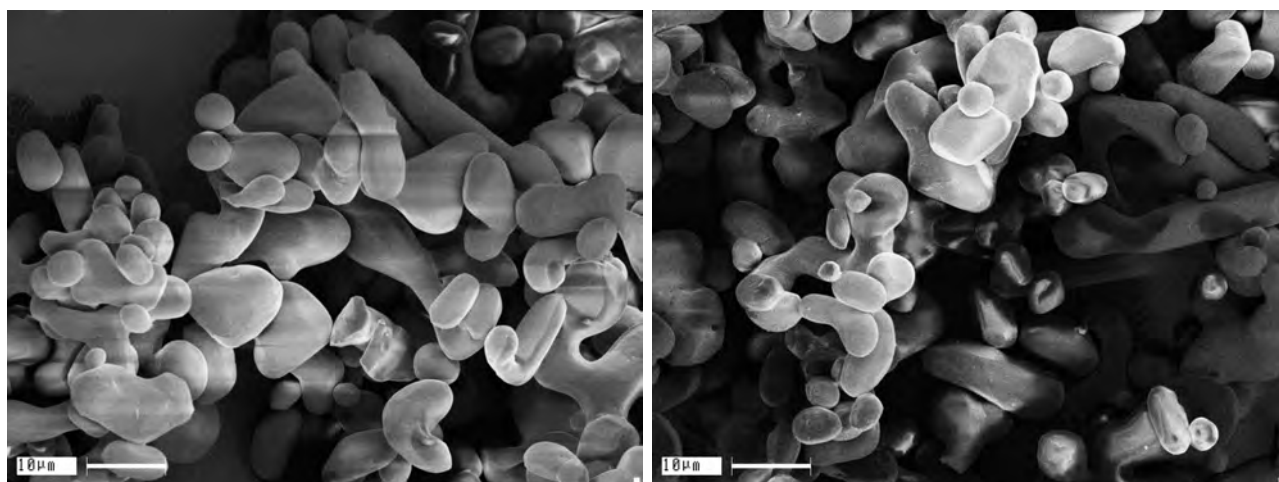


Рис. 4.6. Фотографии зерна высокодисперсного RDX со средним размером частиц  $\langle d \rangle = 11$  мкм.

Принято считать, что при запрессовке заряда происходит дробление частиц, и уже при средней плотности влияние размера зерна нивелируется. Приведенные данные говорят о сохранении информации об исходном размере частиц ВВ после прессования вплоть

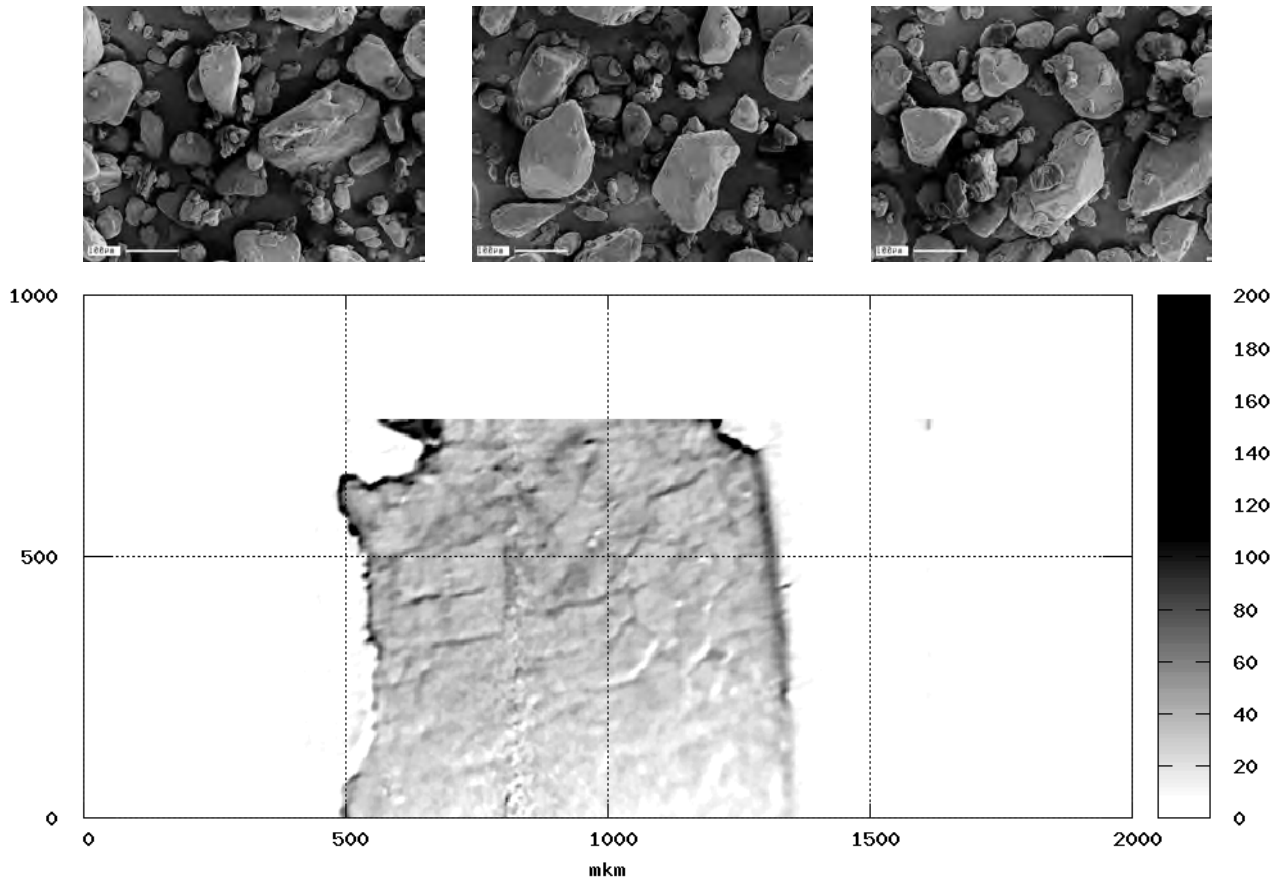


Рис. 4.7. Фотографии зерна штатного RDX со средним размером зерна  $\langle d \rangle = 160$  мкм (сверху) и результаты рентгеновской томографии заряда прессованного гексогена (снизу) в одном масштабе.

до предельно достижимой плотности. Влияние дисперсности на электропроводность при детонации RDX проявляется через интегральную величину  $\Phi(\rho) = \sigma_{max} t_{\sigma}$ . С увеличением дисперсности происходит смещение  $\Phi(\rho)$ , соответствующее сокращению длительности зоны высокой электропроводности, при сохранении угла наклона линейной зависимости рисунок 4.5. Вероятность принадлежности точек с мелким размером зерна линейной зависимости  $\Phi_2(\rho)$  составляет около 90% (таблица 4.3).

Экспериментальная проверка характера изменения структуры и размера зерна при прессовании должна быть основана на методе диагностики в объеме, например, томографии. При исследовании образца под микроскопом доступна лишь поверхность, на которой зерна находятся в выделенном положении, и воздействие прессовочной поверхности не идентично внутренним усилиям и взаимодействию зерен между собой при уплотнении.

На рисунке 4.7 в нижней части приведены данные томографического исследования заряда высокоплотного гексогена, на срезе хорошо видны границы зерен, которые близки по форме и размеру использованным для запрессовки зернам штатного и приведенным в

верхней части рисунка в том же масштабе. То есть прямое исследование изменение структуры прессованного заряда показывает сохранение отдельного зерна за счет разрушения на краях, существенного дробления не происходит.

Для верификации полученного результата литературными данными напомним принцип Харитона [220], по которому длительность зоны химической реакции пропорциональна критическому диаметру.

В таблице 4.4 для сравнения приведены данные по исследованию влияния размера зерна порошка ВВ на критический диаметр и длительность зоны высокой электропроводности при насыпной плотности. Приняты следующие обозначения:  $\rho, \rho_\sigma$  – плотность,  $\langle d'_{1,2} \rangle, \langle d_{1,2} \rangle$  – средний размер зерна, 1 соответствует большему размеру,  $d_{cr}(d'_{1,2})$  – критический диаметр в цилиндрической постановке для указанного в скобках размера зерна [151, 152],  $t_\sigma(d_{1,2})$  – минимальная при данной плотности длительность зоны высокой электропроводности для указанной в скобках дисперсности [14]. Напомним, что минимум значения  $t_\sigma$  соответствует максимальному значению  $\sigma_{max}$  и наилучшей однородности. При сравнении отношения критических диаметров и длительностей зоны высокой электропроводности наблюдается яркое соответствие результатов. Таким образом, корректность трактовки смещения  $\sigma_{max}t_\sigma$  при увеличении дисперсности для ВВ насыпной плотности подтверждается данными работ [14, 21, 151, 152].

Таблица 4.4. Влияние дисперсности на критический диаметр (данные [151, 152]) и длительность зоны высокой электропроводности (данные работы [14]) для ВВ насыпной плотности

ВВ	$\rho, \text{ г/см}^3$	$\langle d'_1 \rangle / \langle d'_2 \rangle,$ $[\langle d'_{1,2} \rangle] = \text{мм}$	$d_{cr}(d'_1) / d_{cr}(d'_2),$ $[d_{cr}] = \text{мм}$	$\rho_\sigma, \text{ г/см}^3$	$\langle d_1 \rangle / \langle d_2 \rangle,$ $[\langle d_{1,2} \rangle] = \text{мм}$	$t_\sigma(d_1) / t_\sigma(d_2),$ $[t_{sigma}] = \text{нс}$
PETN	1.0	240/100	3.5/1.5 = 2.3	1.1	260/80	67/52 = 1.3
RDX	1.0	180/80	4.4/2.4 = 1.8	1.2	160/11	45/23 = 2.0
HMX	1.0	530/52	8.0/4.0 = 2.0	1.3	430/21	64/31 = 2.1

Слабый эффект сокращения длительности  $t_\sigma$  наблюдается для PETN, что может быть связано с крупным зерном  $\langle d_2 \rangle = 80$  мкм, с высокой степенью неоднородности, с отличием поведения PETN от других ВВ при изменении дисперсности, полученное в работе [104], с недостаточной статистикой. Тем не менее, влияние зерна PETN на длительность зоны высокой электропроводности диагностируется с высокой степенью достоверности (рисунок 4.4).

Влияние дисперсности при больших плотностях получено в работе [104], где в плоской постановке с уменьшением размера зерна наблюдались рост восприимчивости к детонации и сокращение критической толщины слоя (аналог критического диаметра для двухмерного случая). Результаты работы сведены в таблицу 4.5, обозначение  $h_{cr}$  соответствует критической толщине слоя ВВ. Коэффициент отношения критической толщины слоев, имеющий значение близкое к 2.5, больше, чем полученное в таблице 4.4 для критического диаметра, что объясняется влиянием плоской геометрии. Эффект дисперсности для плоского случая еще более выражен.

Таблица 4.5. Данные по критической толщине слоя  $h_{cr}$  высокоплотных ВВ [104] при размерах частиц  $\langle d_1'' \rangle = 100$  мкм и  $\langle d_2'' \rangle = 3.5$  мкм

ВВ	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$h_{cr}(d_1'')/h_{cr}(d_2'')$ , [ $h_{cr}$ ] = мм
PETN	$\approx 1.63$	$0.22/0.10 = 2.2$
RDX	$\approx 1.68$	$0.45/0.18 = 2.5$
HMX	$\approx 1.81$	$0.81/0.32 = 2.5$

Сокращение длительности зоны реакции и увеличение скорости реакции с уменьшением исходного размера зерна определено ранее численно в работе [264]. В работе [212] получена аналитическая связь критического диаметра и дисперсности через площадь поверхности во всем диапазоне плотностей, упоминается о необходимости экспериментальной проверки, которой можно считать результаты настоящей работы. Так как кинетика зоны химической реакции определяет конденсацию углерода при детонации [145, 146, 190, 191], влияние дисперсности ВВ на размер детонационного наноалмаза также является доказательством интенсификации химической реакции с уменьшением размера зерна [96, 97, 265, 266, 267, 268].

Итак, совокупность рассмотренных данных, полученных разными методами, находится в хорошем согласии между собой. Сравнительно простой в использовании метод электропроводности при высокой чувствительности и небольшой статистике позволил экспериментально диагностировать сокращение длительности зоны реакции с увеличением дисперсности. Зависимость  $\Phi(\rho)$  определяется именно дисперсностью и для мелкого зерна демонстрирует высокую повторяемость и минимальный разброс вследствие роста степени однородности. Использование высокодисперсного ВВ для изготовления методом прессования даже высоко-



плотных зарядов сокращает длительность зоны реакции и увеличивает однородность структуры заряда.

Результаты данной работы полезны, в первую очередь, для физики взрыва, могут быть использованы при исследовании кинетики зоны реакции высокобризантных органических ВВ, для развития теории горячих точек и исследования детонации. Актуальны для промышленного производства наноалмаза при разработке технологии производства продукта с нужными характеристиками, полезны для миниатюризации взрывных устройств и повышения безопасности при обращении с ВВ.

Предложенная интерпретация экспериментальных данных по распределению электропроводности при детонации конденсированных ВВ проанализирована с использованием критериев статистического анализа. Степень достоверности говорит о состоятельности гипотезы о влиянии дисперсности зерна ВВ на структуру заряда и зону химической реакции во всем диапазоне исследованных плотностей. Результаты работы хорошо согласуются с данными как численного моделирования, так и полученных экспериментально.

### **4.3. Влияние характера неоднородностей заряда тротила разного способа изготовления на кинетику химических реакций**

В физике энергетических материалов широко известен факт высокой чувствительности кинетики и критических параметров детонации к структуре заряда. Согласно современным представлениям, развитие реакции происходит на неоднородностях [131, 213, 238, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280].

Среди различных возможных механизмов образования горячих точек в процессе распространения детонации коллапс пор, вызванный ударным воздействием, считается одним из наиболее вероятных путей развития реакции [270, 271, 272, 273]. Значительное количество работ посвящено численному эксперименту по исследованию схлопывания пустот, моделирование проводится, преимущественно, на полостях геометрически выверенной правильной формы. Для лучшего понимания процессов, происходящих при схлопывании пор в энергетическом материале, ведутся экспериментальные и численные исследования деформации пор в РММА – инертной среде – при воздействии УВ в широком диапазоне интенсивностей – от слабых до детонационных [281]. В работе [238] моделируется развитие реакции в ТАТВ и НМХ при схлопывании пор в зависимости от давления ударного фронта  $P_S$ , которое варьируется в широких пределах – от слабых до детонационных. Получена зависимость

эффективного диаметра пустот от  $P_S$ , при детонационных давлениях становятся эффективными поры размером меньше 0.5 мкм. Для заряда ТАТБ разогрев до более высоких температур (1500 – 1800 К) происходит именно при схлопывании мелких пор. Максимальный моделируемый размер эффективных полостей около 4 мкм.

Есть работы по исследованию влияния морфологии и расположения внутренних пустот на чувствительность [274, 275, 276]. В работе [275] исследуется чувствительность ВВ при ударном воздействии детонационным давлением. Моделирование воздействия УВ на порошок НМХ с учетом реального распределения частиц по размерам проведено в работах [282, 283, 284].

В качестве эффективного зародыша горячей точки могут выступать и другие неоднородности. Обзор влияния кристаллических дефектов на чувствительность энергетических материалов приведен в работе [277]. В работе [278] рассмотрены структурные неоднородности, на которых при воздействии УВ развивается химическая реакция. В работе [279] методом молекулярной динамики проведено моделирование при ударном нагружении ТАТБ, по результатам которого получено образование наноразмерных полос сдвига, в которых реакционный барьер более низкий, что поддерживает развитие химической реакции. В работе [280] предложена мультимасштабная модель инициирования детонации энергетических материалов от молекулярного уровня до макромасштаба с учетом внутренней структуры материала. Другие мультимасштабные модели предлагаются в работах [271, 273]

С развитием технологий благодаря увеличению вычислительных мощностей моделирование производится все более подробно с увеличением разрешения и учетом новых физических эффектов. Но без знания реальных параметров структуры возможности численного эксперимента ограничены.

Порождаемую разной структурой заряда неопределенность чувствительности к детонации хорошо иллюстрирует такой параметр как критический диаметр  $d_{cr}$ . Это явление ярко выражено для тротила. В таблице 4.6 приведен  $d_{cr}$  для высокоплотного тротила с близкой плотностью и разной структурой. Для зарядов даже с одинаковым способом изготовления – литьевого –  $d_{cr}$  может отличаться больше чем в два раза (строки 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11). Отметим, что для жидкого агрегатного состояния (строка 1) и монокристалла (строка 12) критический диаметр существенно больше.

На рис. 4.8(а) приведена зависимость критического диаметра тротила от размера гранул  $a$  при насыпной плотности 1 г/см<sup>3</sup>: 1 – сплошное зерно, 2 – агрегатное, изготовлено

Таблица 4.6. Критический диаметр  $d_{cr}$  при разном способе изготовления заряда TNT

N	способ изготовления заряда	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$d_{cr}$ , мм	ссылка
1	жидкий	1.44	62.6 ± 2.6	[285]
2	прессованный в тонкостенную стеклянную трубку	1.50	2.5	[254]
3	прессованный	1.51	3 ÷ 5	[285]
4	литой типа II*	1.60	27.5	[112]
5	сплав крупнокристаллический*	1.60	27.5	[155]
6	литой (creaming and casting*)	1.62	14.6 ± 2.0	[285]
7	послойное литьё	1.62	12.6 ± 0.2	**
8	прессованный	1.62	2.6 ± 0.6	[285]
9	вакуумное литье	1.62	14.5 ± 0.5	[285]
10	сплав мелкокристаллический*	1.62	15	[155]
11	литой типа I*	1.62	16	[112]
12	монокристалл	1.66	110	[152]

\* – сохранено оригинальное название;

\*\* – данные получены Юношевым А.С. и Пластининым А.В., 2022 г, ИГиЛ.

следующим способом: порошкообразный тротил с размером зерна 0.06 мм запрессовывался в таблетки плотностью 1.5 г/см<sup>3</sup>, затем дробился и фракционировался; 3, 4 – порошкообразный тротил с двумя диапазонами дисперсности, заряд помещен в тонкостенную стеклянную оболочку. Сплошным цветом выделены области значений критического диаметра для литого и прессованного зарядов тротила при плотности близкой к максимальной. При фиксированной плотности с увеличением дисперсности (уменьшением размера зерна) величина  $d_{cr}$  монотонно падает. При размере зерна  $a \approx 40$  мкм величина критического диаметра сначала попадает в область, характерную для высокоплотного прессованного тротила (метка 4), а с увеличением размера – в область для высокоплотного слабо чувствительного литого тротила (метки 1 и 2).

На рис. 4.8(б) приведен критический диаметр от плотности для всех данных, кроме высокооднородных жидкого и монокристалла. При фиксированной дисперсности наблюдается монотонное уменьшение значения  $d_{cr}$  с ростом плотности для меток 3 и 4, для метки 6 наблюдается обратная зависимость – рост  $d_{cr}$  с плотностью, что противоречит данным 3 и 4. Заметим, что рост критического диаметра с плотностью получен в работе [256] вблизи мак-

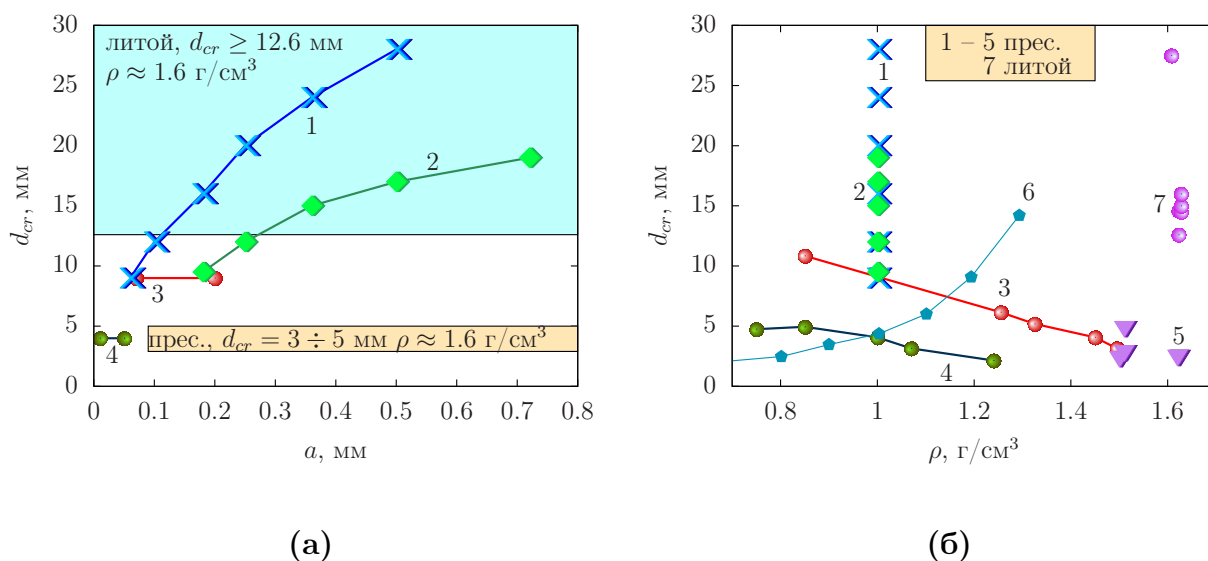


Рис. 4.8. (а) Критический диаметр заряда тротила с разными размером и структурой зерна, **1**, **2**, **3**, **4** при насыпной плотности  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>: **1** – измельченный фракционированный тротил однородной структуры [151, 216], **2** – агрегатный фракционированный [151], **3**, **4** – заряд помещен в тонкостенную стеклянную трубку, горизонтальными линиями показан диапазон дисперсности [254]. Заполненные цветом области показывают интервал значений при плотности близкой к максимальной для прессованного и литого зарядов.

(б) Обозначения **1**, **2**, **3**, **4** соответствуют приведенным на рис. 4.8(а), **5** – прессованный заряд высокой плотности (таблица 4.6), **6** – механически аэрированный расплавленный ТНТ [286], **7** – литой заряд с разной структурой (таблица 4.6).

симальной плотности, отмечается U-образная зависимость  $d_{cr}$  от плотности, к сожалению, без указания плотности для минимального значения  $d_{cr}$  и других параметров. Диапазон значений  $d_{cr}$  при плотности как насыпной, так и близкой к максимальной, одинаковый. Это означает определяющее значение структуры заряда для кинетики зоны реакции при детонации.

Такой эмпиризм наблюдается не только для тротила. На рисунке 4.9 показаны аналогичные результаты для гексогена. График 4.9(а) демонстрирует критический диаметр заряда гексогена от размера зерна  $a$ , приведены плотности зарядов. Метки **3** и **4** соответствуют критической толщине слоя (плоский случай), для адекватного отражения в координатах {размер зерна – критический диаметр} домноженные на коэффициент 3, согласно работе [131].

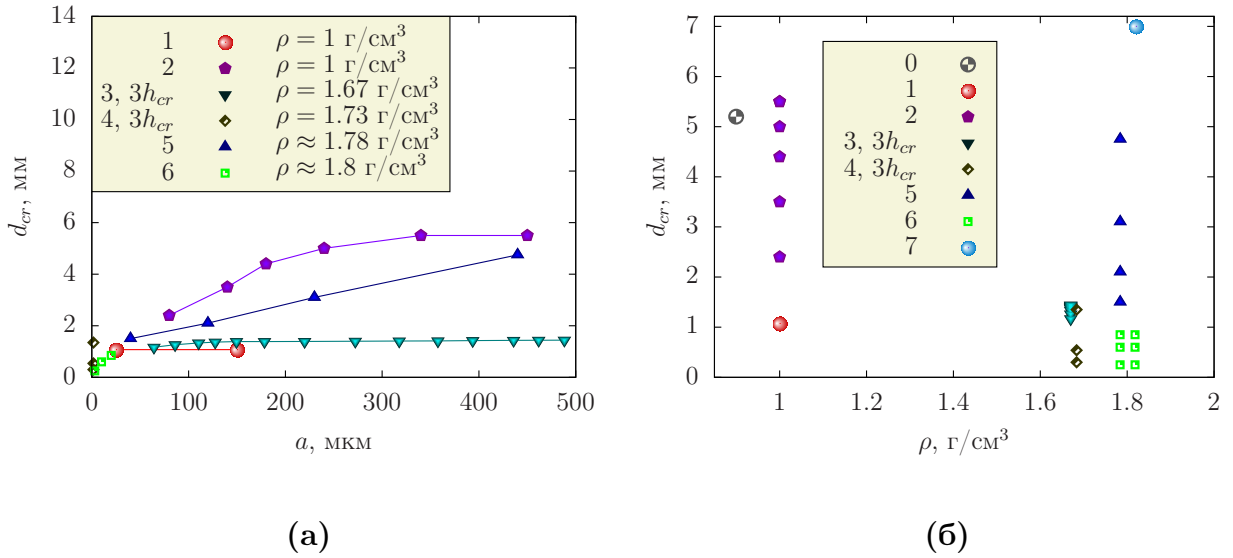


Рис. 4.9. (а) Критический диаметр **гексогена** с разным размером зерна, приведены плотности зарядов, данные соответствуют следующим работам: 1 – [254], 2 – [216, 151], 3 – [289], 4 – [104], 5 – [287], 6 – по плотности приведен диапазон указанных в работе [288] значений.

На графике (б) дан критический диаметр от плотности для разной дисперсности зерна, обозначения 1 – 6 соответствуют рисунку (а), 0 – работа [285], 7 – данные для монокристалла [256]. Данные с метками 3 и 4 получены для плоского слоя  $h_{cr}$ , поэтому домножены на коэффициент 3, согласно работе [131].

Обращает на себя внимание близкое расположение зависимости 2 при плотности  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> и 5 при плотности  $\rho = 1.78$  г/см<sup>3</sup>. Точки для размера зерна  $\approx 450$  мкм имеют близкое значение  $d_{cr}$ , то есть либо зависимость  $d_{cr}$  от плотности немонотонная, как указано в работах Апина [256] и Котомина [287, 288], либо очень слабая.

Стоит отметить, что эти данные противоречат зависимости 3 из работы Афанасьева с соавторами [289], в которой для высокоплотного гексогена нет зависимости критической толщины слоя от размера зерна при  $a > 100$  мкм. На рисунке 4.9(б) дан критический диаметр от плотности для разной дисперсности зерна, обозначения 1 – 6 соответствуют рисунку 4.9(а), 0 – работа [285] для низкоплотного заряда RDX, 7 – данные для монокристалла [256]. Отметим экстремально низкий критический диаметр для высокодефектного гексогена высокой плотности – 100 мкм. Интересное явление переизмельчения обсуждается в работе [290], когда вследствие чрезмерного уменьшения размера зерна происходит увеличение критического диаметра и снижение детонационной способности.

Сравнивая рисунки 4.8 и 4.9, видно, что диапазон значений до 6 мм критического диаметра для зарядов тротила и гексогена свойственен обоим ВВ даже при высокой плотности. В связи с этим необходимо выделить тот факт, что тротил при ударно-волновом и ударном воздействии значительно менее чувствителен, чем гексоген [131], например, частотность взрывов при падении массы 10 кг с высоты 25 см для тротила составляет 4–8%, для гексогена 72–80%. Таким образом, структура заряда является определяющей для диаметра устойчивого распространения детонации. Так как детальных исследований структуры ранее не проводилось, характеристик чувствительной структуры нет.

Получить из теоретических соображений информацию о размере и форме пор по начальному размеру зерна нельзя [212, 254]. При исследовании поверхности нет уверенности в том, что ее структура идентична внутренней, особенно после воздействия прессовочной поверхности. Для исследования среза заряда после его разлома производимая манипуляция меняет его внутреннюю структуру (это хорошо проиллюстрировано приводимыми ниже данными). Для литого заряда тротила морфология внутренних пустот определяется такими факторами, как способ литья, скорость охлаждения, геометрия заряда, материал оболочки и т.д., то есть еще менее определена. Свойства заряда тротила, полученного литьем, настолько чувствительны к тонкостям процесса изготовления, что в литературе [112, 155, 129] принято приводить данные для каждого заряда с указанием, что использован разный способ заливки. В связи с этим исследование реальной внутренней структуры заряда взрывчатого вещества является чрезвычайно интересной и актуальной задачей.

В настоящем разделе предложен метод изучения реальной структуры заряда тротила в объеме без разрушения объекта исследования.

### 4.3.1. Особенности эксперимента

#### 4.3.1.1. Изготовление зарядов

Для изготовления прессованного заряда использован штатный чешуирующий тротил, который был предварительно измельчен в керамической ступке пестиком в течении часа. На рис. 4.10 приведены микрофотографии полученных зерен. Основная масса ВВ содержится в гранулах размером порядка десятков мкм. Прессование производилось на гидравлическом прессе при давлении 90 бар, при вынимании из формы заряд разломился на 3 куска. Этот заряд после придания одному из кусков цилиндрической формы был использован для томографического исследования. Плотность прессованного заряда составила  $\rho_{pres} = 1.620 \pm 0.0099$  г/см<sup>3</sup>, соответствующая пористость  $m_{pres,exp} = 0.0259$ .

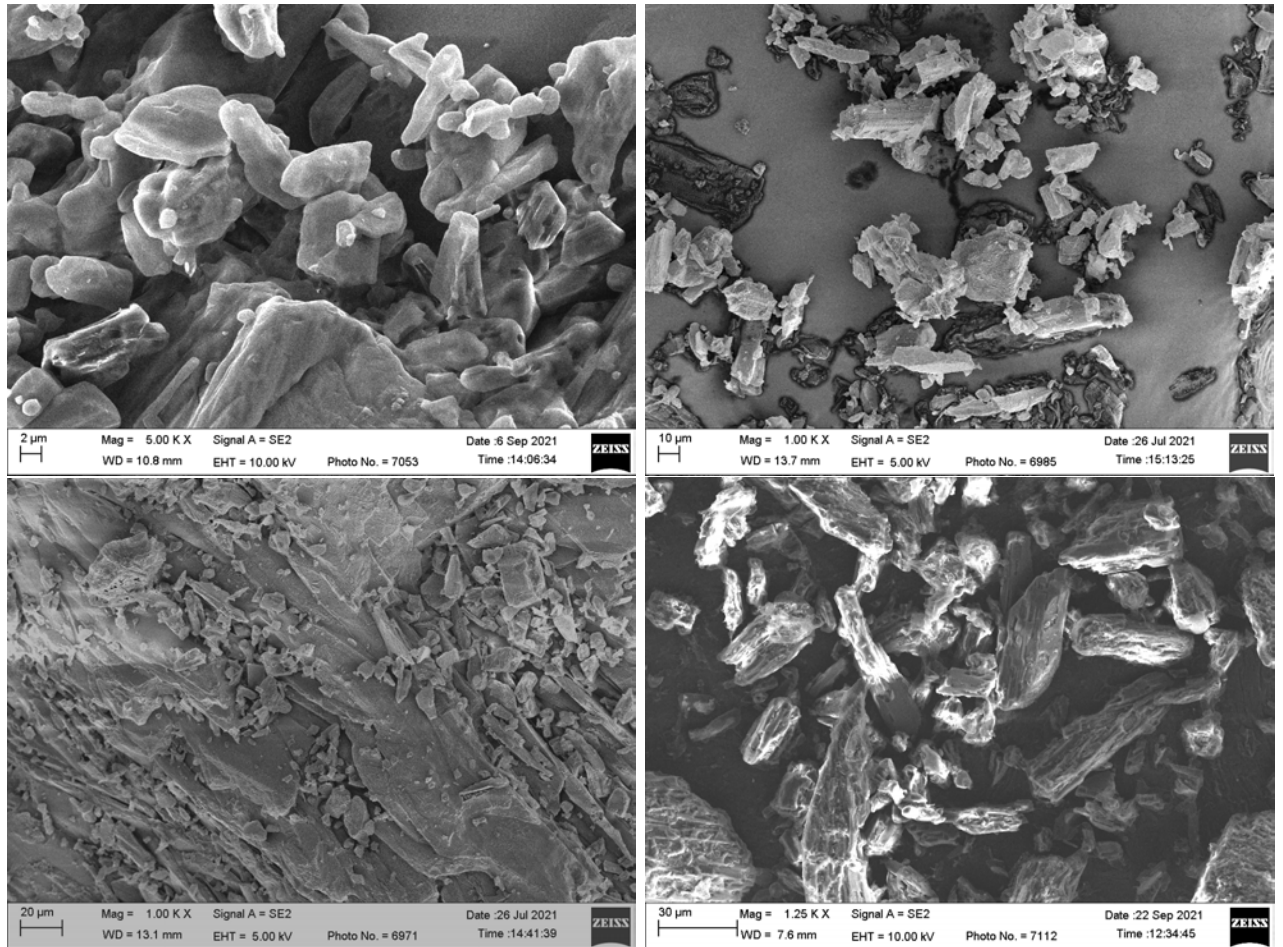


Рис. 4.10. Микрофотографии использованного при прессовании исходного зерна.

Основной источник неоднородностей при изготовлении литого заряда связан с отличием плотности жидкого ( $\rho_{liquid} = 1.467 \text{ г/см}^3$ ) и кристаллического ( $\rho_{crystal} = 1.663 \text{ г/см}^3$ ) TNT [291], вследствие этого при застывании образуются полости. Заряд литого тротила получен методом послойного литья, что минимизирует количество неоднородностей, для равномерного охлаждения заливка производилась небольшими порциями тонким слоем после застывания предыдущей.

Плотность измерена гидростатическим взвешиванием. Для каждого образца проведено несколько измерений, результат усреднен. Для литого заряда  $\rho_{cast} = 1.615 \pm 0.0029 \text{ г/см}^3$ , соответствующая абсолютная пористость  $m_{cast,exp} = 0.0288$ .

#### 4.3.1.2. Метод томографического исследования

Для исследования внутренней структуры зарядов был использован метод рентгеновской томографии. Схема проведения исследований приведена на рис. 4.11. Просвечивание образцов осуществлялось синхротронным излучением, полученным на ускорителе ВЭПП – 3

(Институт ядерной физики Сибирского отделения Российской академии наук). Угловой разброс пучка излучения составляет 0.1 миллирадиан, суммарная мощность достигает 0.1 кВт. Пространственное разрешение томографического исследования доходит до рекордной величины 2 мкм в использованном диапазоне (5–30 кэВ), что достаточно для исследования объекта.

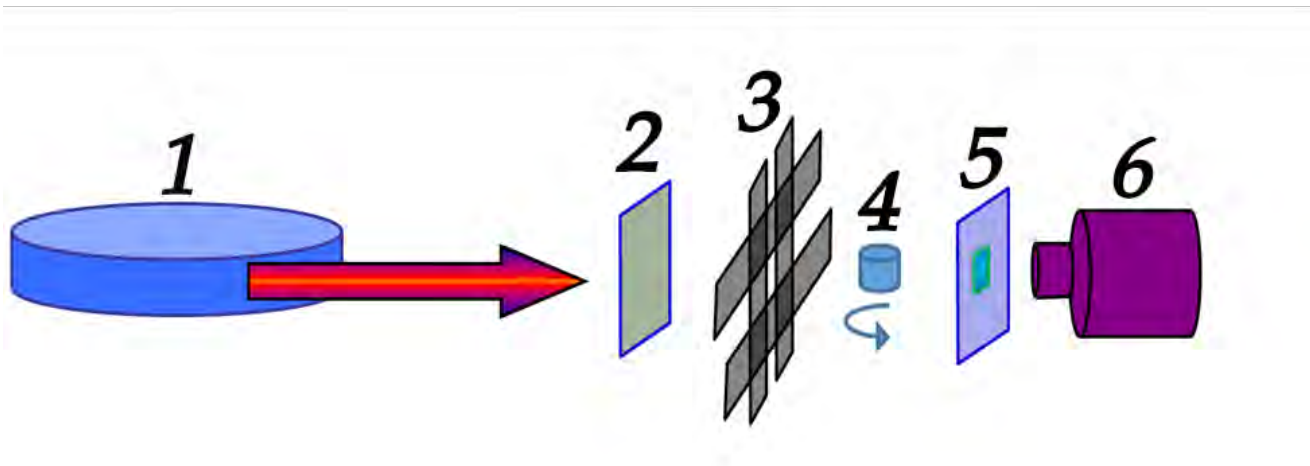


Рис. 4.11. Схема томографического исследования плотности: 1 – источник синхротронного излучения ВЭПП – 3, 2 – фильтр, 3 – коллиматор, 4 – образец на вращающейся подставке, 5 – сцинтиллятор, 6 – детектор.

Для рентгеновского фильтра в качестве материала выбран алюминий, это продиктовано специфическими характеристиками материала, не содержащего особенностей в спектре поглощения для примененного диапазона. В качестве детектора проходящего излучения использован тонкий сцинтилляционный экран из иодида цезия с добавлением таллия. Для детектирования применена матрица (Hamamatsu ORCA-Flash2.8) с размером  $2048 \times 2048$  пикселей.

Вследствие ротации образца производится набор проекций, в дальнейшем из этого набора данных восстанавливается трехмерная внутренняя структура с пространственным разрешением не хуже 2.6 мкм [292, 293].

#### 4.3.2. Результаты томографического исследования плотности заряда тротила разного способа изготовления

На рис. 4.12 приведены результаты томографического исследования литого (слева) и прессованного (справа) зарядов тротила в разрезе. Характерной чертой литого заряда явля-



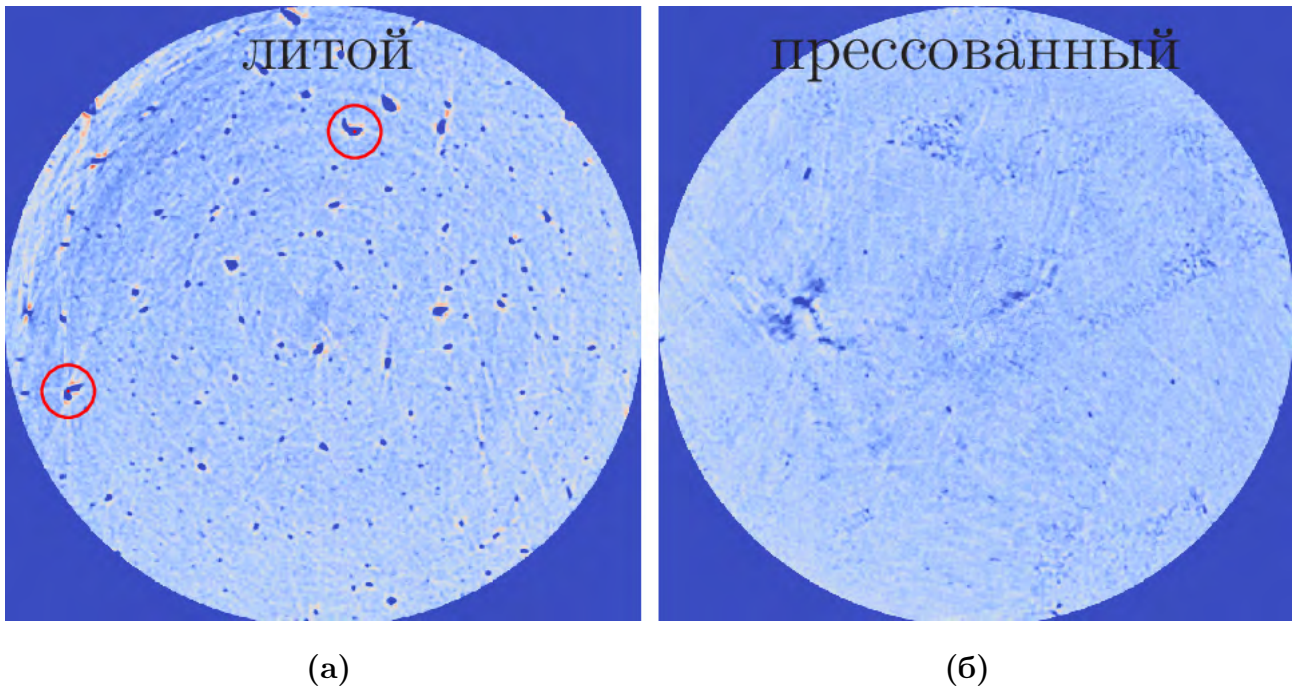


Рис. 4.12. Диаметр образцов 1.5 мм, (а) – литой, (б) – прессованный. В литом присутствуют поры с вогнутой внутренней поверхностью (выделено кругами). Форма пор представлена разнообразными геометрически неправильными фигурами.

ется высокая степень неоднородности, присутствует большое количество пор разной формы размером до нескольких десятков мкм, окружностью выделены поры с вогнутой внутренней поверхностью. Для прессованного характерны более высокая степень однородности, меньшее количество пустот большого размера, поры преимущественно компактной формы с размером не больше 20 мкм.

На рис. 4.13 приведены томографические срезы зарядов и микрофотография начального зерна измельченного ВВ, использованного при прессовании, показан фрагмент указанного размера. Выделить отдельное зерно на томографическом срезе прессованного образца сложно. Так как тротил обладает невысокой прочностью, при прессовании происходит деформация отдельных фрагментов, что увеличивает однородность и сглаживает границы зерен. На срезе прессованного присутствуют трещины, возникшие при выдавливании заряда из формы.

### 4.3.3. Статистический анализ

Для удобства сравнительного анализа из цифровых образцов литого и прессованного зарядов были вырезаны одинаковые цилиндра диаметром 600 ячеек высотой 451 ячейка, размер ячейки 2.6 мкм, соответствующий объем равен  $V_0 \approx 2.24 \text{ мм}^3$ .

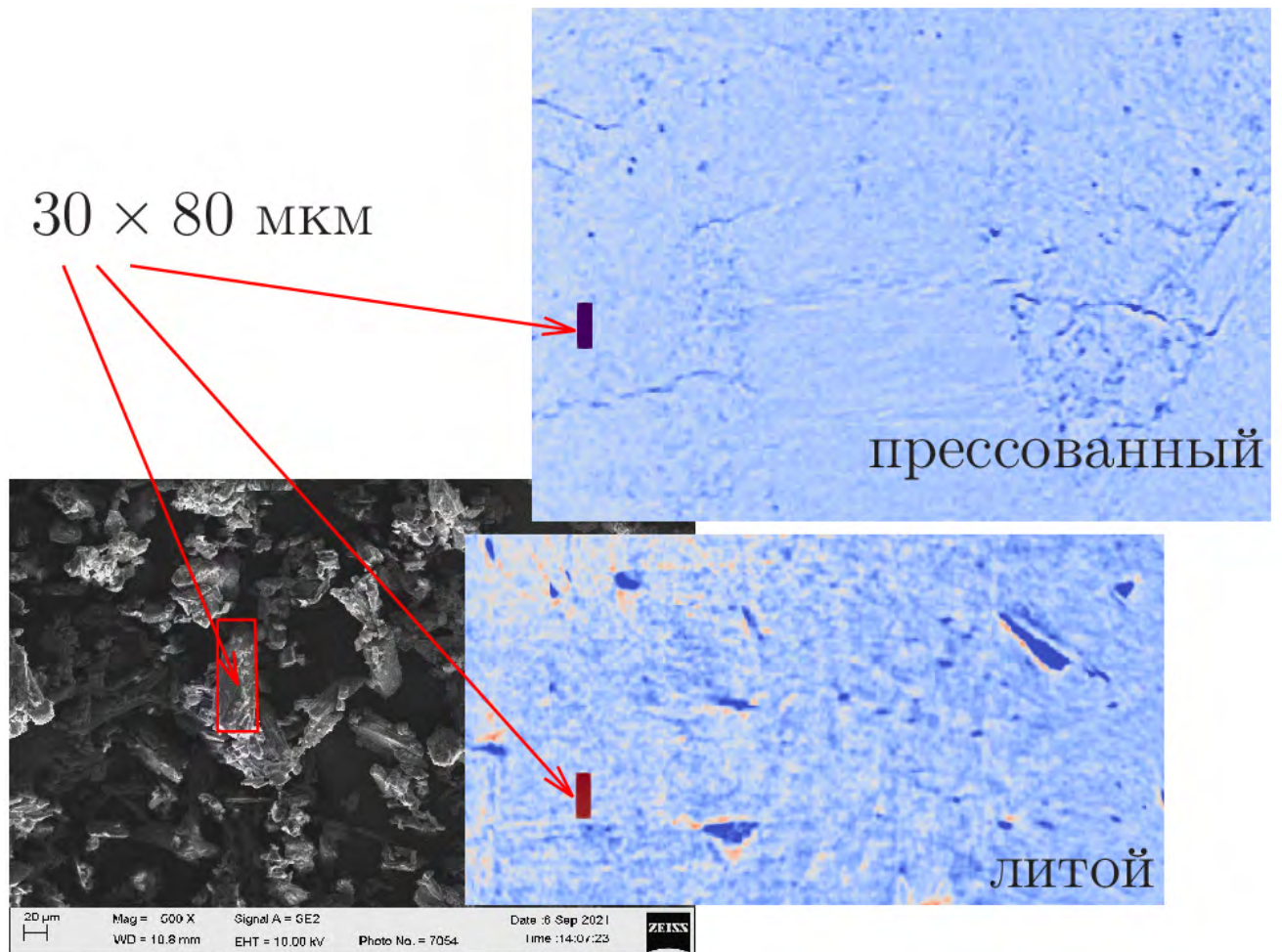


Рис. 4.13. Приведены томографические срезы и микрофотография зерен измельченного ВВ, на всех фото показан фрагмент размером  $30 \times 80$  мкм. На срезе **прессованного** заряда видны трещины, образовавшиеся при манипуляциях с образцом в процессе изготовления и обработки до нужной формы. Полости преимущественно компактной формы близкой к круглой. На срезе **литого** заряда видны полости размером с выбранный фрагмент, которые имеют удлиненную форму с острыми углами. Присутствуют также узкие трещины сравнимые по ширине с компактными порами размером порядка мкм.

На рис. 4.14 приведены распределение количества пор  $N_p(d)$  (а) и объема пор  $V_p(d)$  (б), на рисунке 4.15 (а) – площадь внутренней поверхности  $S_p(d)$  от диаметра  $d$ , который равен диаметру сферы эквивалентного pore объема. Использован логарифмический масштаб. Для всех величин в области малых  $d$  характерен монотонный спад, максимум достигается при  $d = 4$  мкм. По количеству, суммарному объему пор и площади внутренней поверхности с эквивалентным диаметром около 4 мкм заряды литого и прессованного не отличаются. Для литого характерна более рыхлая структура, присутствуют поры большего размера, объема и количества. В литом заряде присутствуют в значительном количестве поры с размером

больше 10 мкм, их объем составляет около 10% всего занимаемого порами. При  $d > 35$  мкм в литом заряде спектр перестает быть непрерывным, полости становятся единичными.

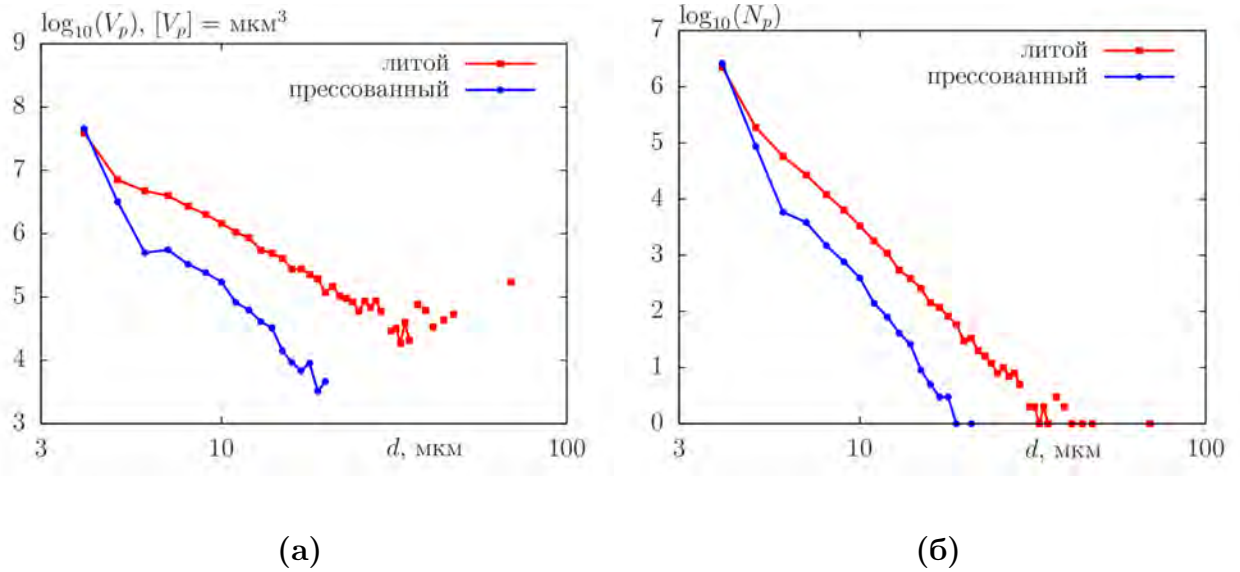


Рис. 4.14. Результаты томографического исследования пустот в литом и прессованном зарядах: (а) объем пор  $V_p$  при данном эквивалентном диаметре поры сферической формы  $d$ , (б) – количество пор  $N_p$ .

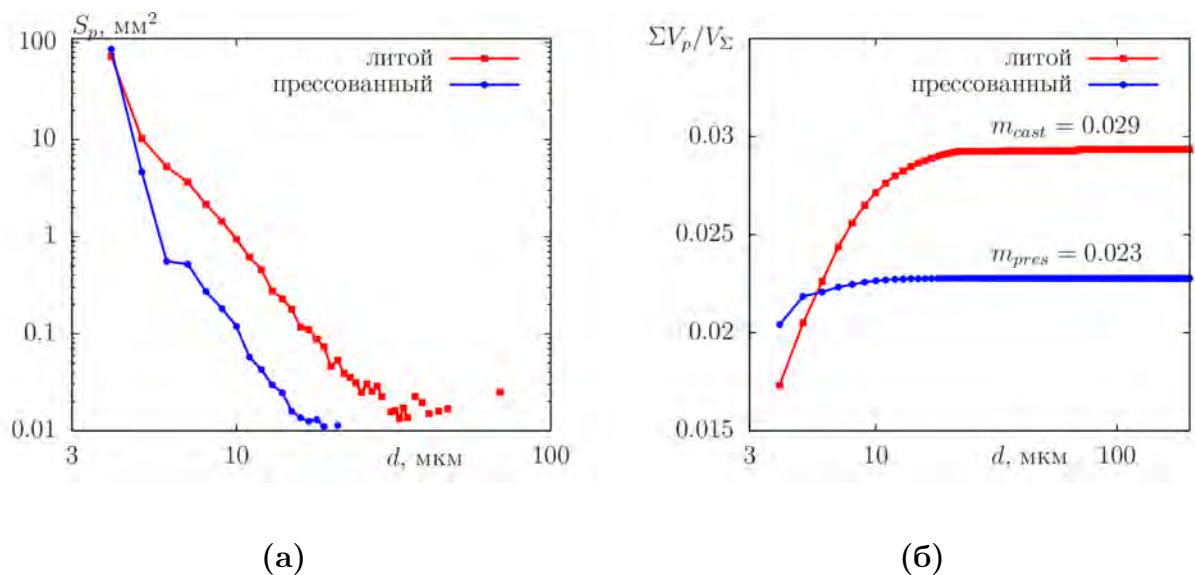


Рис. 4.15. Результаты томографического исследования пустот в литом и прессованном зарядах: (а) – площадь внутренней поверхности  $S_p$ ,  $S_{p,pres} = 244 \text{ см}^2/\text{г}$ ,  $S_{p,cast} = 273 \text{ см}^2/\text{г}$ , (б) – нормированный на объем образца интеграл по порам, при  $d > 70$  мкм соответствует значению пористости  $m$  в случае, если образец содержит только посчитанные поры.

Найденные при томографическом исследовании литого тротила большие поры – размером в десятки мкм – в ударной волне могут фрагментироваться, образуя несколько пор неправильной формы размером поменьше. Чем большего размера пора и чем она более протяженная, тем больше вероятность этого процесса. Каждый из фрагментов может породить горячую точку. Таким образом, нельзя утверждать, что пора большого размера и неправильной геометрической формы не эффективна для развития реакции.

На рис. 4.15 (б) приведены данные интегрирования по объему пустот литого и прессованного зарядов. Полученная по пустотам пористость прессованного  $m_{pres} \approx 0.023$  и литого  $m_{cast} \approx 0.029$  образцов близка к реальной (параграф 4.3.1.1). Из этого следует вывод, что томографические данные по плотности зарядов демонстрируют бóльшую часть пор. Если в образце присутствуют поры размером меньше разрешения (очевидно, что такие поры есть), то занимаемый ими объем, и, соответственно, площадь внутренней поверхности, незначительны, так как полученная из данных по томографии плотности пористость показывает хорошее соответствие с экспериментально измеренной.

В работе [294] приведены данные по исследованию пористости взрывчатых веществ. Различают абсолютную пористость  $m$  и открытую  $m_0$ . В качестве основного параметра использован средний гидравлический диаметр поры  $d_{\Pi}$ , который определяется через газопроницаемость и открытую пористость  $m_0$ . Указывается, что получить информацию о внутренней структуре, размере и распределении пор по начальному размеру зерна без экспериментального исследования невозможно.

На рисунке 4.16 приведены данные работы [294] по распределению объема пор от среднего гидравлического диаметра поры  $d_{\Pi}$  в прессованном тротиле, полученные методом нагнетания ртути. Этот метод детектирует только открытые поры, эквивалентные по газопроницаемости. Для пористости TNT  $m = m_0 = 0.21$  максимум распределения находится в районе  $d_{\Pi} \approx 10$  мкм. Авторы предполагают, что при уменьшении пористости размер пор должен уменьшаться, что и наблюдается для линий **2** пористость  $m = m_0 = 0.16$  и **3**  $m = 0.05$  ( $m_0 = 0.027$ ). Утверждается, что уже при пористости  $m = 0.05$  максимальный диаметр пор не превышает 0.4 мкм.

По представленным данным, максимальный размер пор для прессованного заряда с пористостью  $m \approx 0.023$  составил 21 мкм, литого с  $m = 0.039$  –  $d_{max} = 69$  мкм. Максимум по количеству пор и объему содержится в пустотах размером  $d_p \approx 4$  мкм. Существенную часть объема, особенно для литого заряда, составляют поры размером больше 4 мкм.

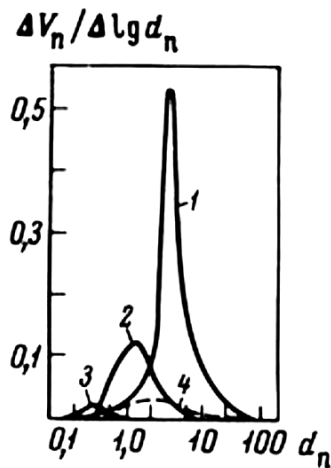


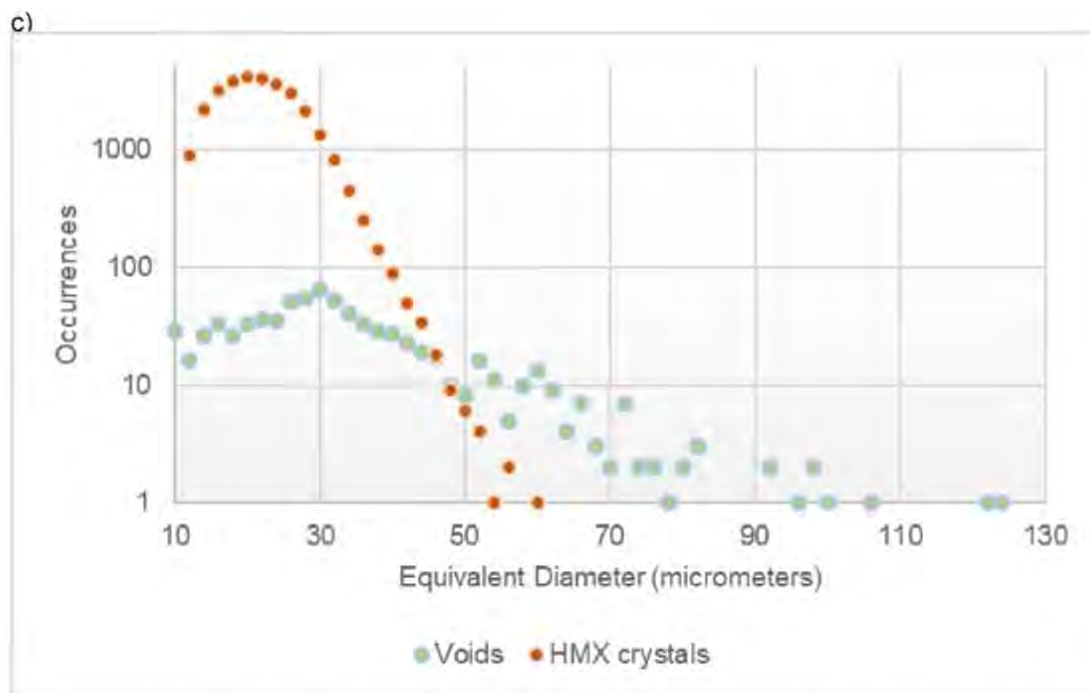
Рис. 4.16. Дифференциальные кривые распределения пор по размерам канала диаметром  $d_n$  (мкм), полученные методом нагнетания ртути, начальный размер частиц 100 – 140 мкм. **1** – TNT, абсолютная пористость  $m = 0.21$ , **2** – TNT,  $m = 0.16$ , **3** – TNT,  $m = 0.05$ , **4** – RDX,  $m = 0.05$ , цитирование работы [294].

Отличие приведенных данных и рисунка 4.16 может быть связано со следующими факторами. Первый и самый главный: авторов работы [294] интересует, в первую очередь, газопроницаемость, то есть при экспериментальном исследовании в результате получено распределение по эквивалентным по проницаемости порам, это равносильно расположению вдоль всего образца канала со средним диаметром  $d_n$ . При ударном нагружении такую пору нельзя считать пустотой компактной формы определенного диаметра. Второй момент – использованный для исследования пористости метод нагнетания ртути может агрессивно воздействовать и исказить результат, возможно образование новых пор или расширение имеющихся до большего размера.

Таким образом, томографический метод, при общей согласованности с предыдущими исследованиями, показывает преимущество как пригодный для исследования морфологии как открытой, так и закрытой пористости с минимальным воздействием на объект.

В литературе томографический метод зарекомендовал себя как вызывающий доверие и надежный метод исследования трехмерной структуры, в частности, в медицине [295, 296, 297, 298, 299, 300], а также в других областях. В работе [301] проведено томографическое исследование заряда ВВ, на рисунке 4.17 приведено распределение пор по эквивалентному диаметру, разрешение метода около 10 мкм на воксель. Характер распределения кардинально отличается от полученного нами (рисунок 4.14). Распределение (рисунок 4.17) демонстрирует примерно одинаковое количество пор с размером 10 – 50 мкм, в то время как в приведенных исследованиях количество пор с минимальным размером  $d = 4$  мкм на несколько порядков превосходит полученное для размера  $d = 10$  мкм.

В работе [302] с использованием распределения по размерам пор моделируется переход ударного воздействия в детонацию, наблюдается прекрасное соответствие с экспериментом.



**Figure 2.** 3D rendering of the voids (a) and the crystals (b) within the HMX-HTPB plastic-bonded explosives (PBX) system. The voids and the crystals are colored by their equivalent diameter with the graph (c), a plotting of a histogram of their sizes. The equivalent diameter is the diameter of a sphere with the same volume as the object.

Рис. 4.17. Цитирование работы [301].

При этом, распределение по размерам пор начинается примерно с  $\sim 10$  нм, имеет два локальных максимума и заканчивается при 1 мкм, максимум объема пустот соответствует размеру поры 20 нм. В качестве аргумента такого распределения авторы ссылаются на работы [301, 303], но подтверждения в этих работах найти не удалось, в первой локальный максимум распределения располагается в области  $\approx 180$  нм, во второй – 1 мкм. В работе [304] численно исследован нагрев пор разного размера, получено, что для ТАТВ и НМХ наибольшие температуры достигаются в порах размером 0.1 мкм, распределение пор по размерам находится в диапазоне 0.1–10 мкм.

Таким образом, некоторая противоречивость демонстрирует недостаточную исследованность структуры зарядов ВВ.

#### 4.3.4. Кинетика зоны реакции детонирующего тротила разного способа изготовления в рамках теории горячих точек

На рисунке 4.18 приведены профили электропроводности при детонации зарядов TNT прессованного **1** и литого **2, 3**. Эксперименты проведены в одинаковой постановке [8, 10].

Литой получен аналогично описанному в разделе 4.3.1.1 методом послойного литья, прессованный был изготовлен из измельченного в ступке чешуированного TNT, запрессован небольшими порциями. Заряд был помещен в медную оболочку  $d = 8$  мм, это больше  $d_{cr}$  для прессованного, но меньше, чем для литого. Согласно расчетам Кобылкина [99, 106, 107], при помещении ВВ в тяжелую толстую оболочку критический диаметр уменьшается в  $6 \div 8$  раз. На рисунке 4.18 приведены скорости, соответствующие детонации, значения  $D$  близки.

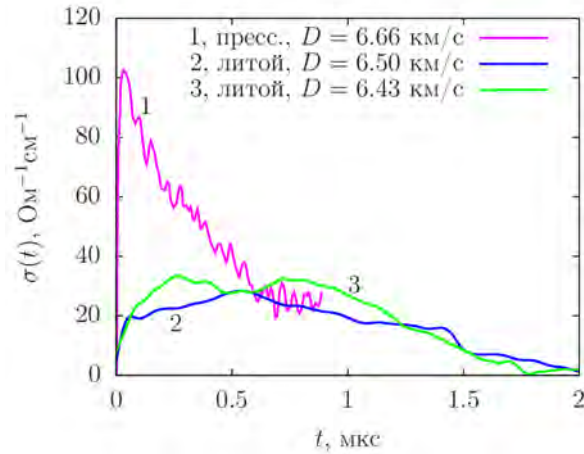


Рис. 4.18. Профили электропроводности при детонации тротила с разной структурой заряда: **1** – прессованный заряд [12], **2, 3** – литой (неопубликованные данные).

Для прессованного форма профиля треугольная, максимум достигается за время  $\approx 20$  нс и составляет  $\sigma_{max} \approx 100 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что согласуется с данными работ [50, 70]. Основываясь на данных по длительности  $t_J$  и ширине зоны реакции  $X_J$  тротила ( $t_J \approx 190 \div 330$  нс,  $X_J \approx 0.87 \div 1.6$  мм [112, 129, 132]), максимум  $\sigma_{max}$  находится внутри зоны реакции [31].

Форма профиля литого заряда близка к ступеньке длительностью около 1.5 мкс, максимум электропроводности  $\approx 30 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Близкое значение  $\sigma_{max}$  при детонации литого получено в работе [11]. Длительность области высокой электропроводности сильно зависит от структуры заряда и для линий **1** и **2** отличается примерно в 2 раза. Это согласуется с данными работ [112, 129], в которых указана разная ширина зоны реакции при детонации зарядов тротила разного способа изготовления. Это указывает на разную скорость химической реакции. Отличающиеся в 3 раза для разной структуры максимальные значения  $\sigma_{max}$  подтверждают этот вывод.

Интерпретация данных электропроводности о разной скорости химической реакции хорошо согласуется с известной информацией о критических диаметрах. Согласно Кобылкину [99, 106, 107], критический диаметр обратно пропорционален интенсивности химической ре-

акции  $d_{cr} \sim W^{-1}$ . То есть чем критический диаметр меньше, тем интенсивней реакция и выше детонационная способность заряда. Так как для прессованного критический диаметр меньше (рис. 4.6, таблица 4.8), скорость химических реакций в нем выше. Это подтверждается работами [153, 154], в которых экспериментально изучена кинетика разложения тротила литого ( $\rho = 1.61 \text{ г/см}^3$ ) и прессованного ( $\rho = 1.56 \text{ г/см}^3$ ), получено, что скорость разложения в одинаковых условиях для прессованного выше примерно в 5 раз. Аналогичные данные содержатся в недавней работой [305].

Таким образом, резкое различие в скоростях реакции прессованных и литых тротильных зарядов является хорошо установленным фактом. Все данные свидетельствуют в пользу вывода о том, что прессованный тротил является более чувствительным. Тем не менее, если исходить из теории горячих точек, томографические данные противоречат этому заключению. В то время как количество мельчайших разрешимых пор с диаметром 4 мкм в обоих зарядах почти одинаковое, большие пустоты в литой заряде значительно многочисленней. В настоящее время поры рассматриваются как наиболее вероятные предшественники горячих точек. Но это может быть результатом более четкой физической картины и более удобного численного моделирования этого процесса, чем надежного обоснования, необходимого для устоявшейся теории.

Разная динамика кинетики и отличающаяся чувствительность для зарядов с близкой пористостью, но разным способом изготовления, говорит о зависимости от размера микрокристалликов, которые при литье имеют бльший размер. Молекулы, образующие межзеренные границы, находятся в другом состоянии по сравнению с расположенными внутри микрокристаллов, их энергия активации может быть ниже, и деформационный эффект в таких местах должен быть более интенсивным. Таким образом, границы зерен кажутся перспективными в качестве мест запуска химической реакции. Такие же выводы сделаны в работах [306, 307], в которых с рекордным временным разрешением для монокристалла НМХ экспериментально зафиксировано развитие химической реакции из горячих точек, образующихся преимущественно в острых углах и местах соприкосновения зерен.

#### 4.4. Феноменологическое описание кинетики и дискуссия

Итак, имеющийся экспериментальный инструмент диагностики зоны реакции при детонации поликристаллической среды разной плотности говорит о слабой зависимости длитель-



ности зоны реакции от термодинамических параметров и определяющем значении размера зерна даже при высокой плотности заряда.

Детальное исследование кинетики в детонационном процессе затруднено вследствие крайней агрессивности исследуемой среды при малом характерном времени процесса – порядка десятков наносекунд, но есть процессы, в которых реакция растянута во времени, что позволяет ее изучать, есть многочисленные исследования развития реакции при ударном либо механическом воздействии. Считая детонационную волну ударом с высокой амплитудой воздействия, предположим, что механизм и кинетика химических реакций двух процессов близки.

Как известно, в настоящее время существуют две концепции возбуждения взрыва при ударе – нетепловая и тепловая [131]. В нетепловой теории причиной инициирования является активирование и разрушение химических связей под действием относительного сдвига молекул, разрыв химических связей вследствие пластической деформации [308, 309], перегрев в ударном фронте поступательных степеней свободы и вследствие этого их разрушение [255, 310], атомизация молекул ВВ в области узкого ударного фронта (20 – 100 Å) по причине большого градиента давления и энергии [311, 312]. Расходясь в деталях, разные авторы сходятся во мнении, что деструкция химических связей происходит не вследствие разогрева, а при высокоинтенсивном воздействии. По тепловой концепции при механическом воздействии происходит схлопывание пор и разогрев в очагах на неоднородностях, а затем термическое разложение приводит к появлению быстрых химических реакций. Этим же механизмом принято объяснять ход реакции в детонационном процессе – в детонационной волне происходит сжатие вещества, вследствие этого разогрев и химическая реакция [131], то есть запускающим механизмом является температура. Сравнение результатов моделирования по тепловому механизму и данных экспериментального исследования, приведенных в разделе 4.1.3, а также демонстрация структуры и чувствительности зарядов тротила разного способа изготовления (раздел 4.3) показывает неустранимые несоответствия.

Рассмотрим развитие реакции при ударно – волновом воздействии на структурированную плотную среду.

#### 4.4.1. Ударно – волновая чувствительность монокристалла PETN

При исследовании монокристаллов ВВ получена анизотропия ударно – волновой чувствительности для PETN [308, 313], RDX [314], HMX [315], TATB [316], для PETN она выражена наиболее ярко.

В таблице 4.7 приведены результаты экспериментального исследования Dick с соавторами [308, 313, 317] по ударно – волновой чувствительности, приведена глубина возникновения детонации  $h$ , для высоко- и низкочувствительного направления монокристалла PETN давление инициирования составляют 19.5 ГПа и 4.2 ГПа, соответственно, то есть отличаются в 4.6 раза, что значительно превышает ошибку эксперимента.

Таблица 4.7. Развитие реакции в PETN при разной структуре заряда

N	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	описание	$P$ , ГПа	ориентация	$h$ , мм	примечание	ссылка
1	1.778	монокристалл	3.95	$\langle 110 \rangle$	—	детонация не развилась	[308]
2	1.778	монокристалл	4.2	$\langle 110 \rangle$	6.77	переход в детонацию	[308]
3	1.778	монокристалл	19.5	$\langle 100 \rangle$	—	детонация не развилась	[308]
4	1.774	монокристалл	35.4	$\langle 100 \rangle$	—	детонация	[132]
5	1.72	порошок	2	—	5	переход в детонацию	[131]

В работе [318] Dick утверждает, что при ударном нагружении монокристалла PETN происходит одноосное сжатие, наблюдается двухволновая конфигурация, которая при увеличении интенсивности воздействия – детонации – вырождается в одноволновую. Высокую чувствительность монокристалла тэна в ориентации  $\langle 110 \rangle$  Dick объясняет разрывом химических связей при сжатии и столкновении со стерическими препятствиями (model of steric hindrance to shear at the molecular level). При пористости 3.26% (строка 5 таблица 4.7) и хаотичной ориентации кристаллов происходит снижение необходимого давления инициирования в 2 раза по сравнению с высокочувствительным направлением (строка 2 таблица 4.7), то есть здесь, как и по данным таблицы 4.2, наблюдается сильная зависимость от концентрации горячих точек, которых в идеальном монокристалле нет.

О разной форме профиля массовой скорости, отражающем ход реакций, при детонации монокристалла вдоль разных направлений упоминается в работах [132, 185]. Диком получена массовая скорость при ударном воздействии, форма профиля которой зависит от

ориентации монокристалла [318]. Причем разная скорость реакции, зависящая от направления, обнаруживается и в медленном процессе – при горении [319].

Исходя из модели ЗНД [1, 2, 4, 320], сделаем оценку плотности вещества при детонации в момент наибольшего сжатия, то есть в пике Неймана. По данным работы [132], максимальное давление при детонации монокристалла PETN с начальной плотностью  $\rho_0 = 1.774 \text{ г/см}^3$  составляет  $P_N = 35.4 \text{ ГПа}$ , скорость детонации  $D = 8.3 \text{ км/с}$ , тогда из законов сохранения плотность  $\rho_N$  в пике Неймана, выраженная через начальную, равна

$$\rho_N = \frac{\rho_0}{1 - \frac{P_N}{\rho_0 D^2}} \approx 1.41 \rho_0$$

Время прохождения детонационной волной молекулы PETN [321] равно  $\frac{L}{D} = \frac{9.3 \cdot 10^{-10}}{8.3 \cdot 10^3} \approx 10^{-13} \text{ с}$ , что сравнимо с периодом колебаний внутримолекулярных связей. Сжатие молекулы на 40% в одном направлении, которое происходит за время колебания отдельного атома, ведет к сильной деформации внутримолекулярных связей вдоль выделенного направления. Для метастабильного вещества, которым является ВВ, это должно приводить к возбуждению химической реакции вследствие выведения молекулы из состояния равновесия.

Также вследствие сильного сжатия возможно возникновение межмолекулярных связей, как, например, при полимеризации углеводородов с бензольным кольцом [322] при давлениях десятков кбар (0.1 МПа). Образование алмаза из пиролитического графита вследствие перестройки связей при ударно-волновом воздействии получено в работах [323, 324], необходимое давление больше 20 ГПа. Связь между ориентацией графита и конечным наноалмазом выявлена в работе [325]. По анизотропии УВЧ монокристалла ВВ можно сделать вывод о решающем для чувствительности значении строения и ориентации кристаллов, анизотропия указывает на разрыв выделенных химических связей вследствие одноосного сжатия.

#### 4.4.2. Механизм запуска химической реакции при детонации

Механизм, отвечающий за развитие реакции в монокристалле ВВ при ударно – волновом воздействии, может действовать и при распространении детонации, не являясь единственным, но внося свой определяющий вклад в ход реакции в поликристалле.

Феноменологическое описание кинетики химических реакций, как при детонации, так и при ударном воздействии давлением больше порогового [212], при распространении по гомогенному веществу высокой плотности (монокристаллу) заключается в следующем: в ударном фронте, ширина которого составляет несколько межатомных расстояний, проис-

ходит одноосное сжатие, среда сокращается в выделенном направлении примерно на 50%, вследствие чего происходит разрушение и перестройка внутри- и межмолекулярных связей. При этом происходит выделение энергии, этот механизм запускает химическую реакцию в материале. Расположенные перпендикулярно ударному воздействию связи, подвергаясь меньшему воздействию, могут частично сохраняться.

Мнение о неполном разрушении молекул ВВ при детонации высказывается в работах [255, 265], в работах [255, 326] делается предположение о перегреве поступательных степеней свободы в ударном фронте наиболее жестких связей, вследствие чего происходит только их разрыв. В работе [189] утверждается, что полного развала молекул ВВ не происходит, идет построение углеродного каркаса с постепенным вытеснением "чужеродных" элементов, которыми сверху покрыт углеродный каркас. Существование такой "шубы" сомнений не вызывает – в работах [137, 222, 266, 327] приведены данные по наличию связей углерода детонационного наноалмаза с элементами N, O, H и функциональными группами. Мы предполагаем, что это фрагменты молекул ВВ, а не результат химической реакции в детонационной волне. В качестве аргумента приведем таблицу 4.8, где содержатся данные работ [267, 268] по элементному составу наноалмазов, полученных в результате детонации ВВ (TNT+RDX в разных пропорциях) и смеси ВВ и графита. Выяснено, что в составе наноалмазов из смеси ВВ и графита отсутствуют азот и водород, то есть даже при высоких детонационных давлениях азот и водород не образуют связей с углеродом. Так как считается, что алмаз образуется до точки ЧЖ, можно сказать, что в наноалмазе зона химической реакции детонационной волны застывает, сохраняя свое состояние. По оценке, используя данные таблицы 4.8, доля связанного углерода составляет около 20%.

Для поликристаллического порошка – пористого не гомогенного материала – перестройка химических связей начинается в местах соприкосновения зерен – за счет схлопывания пор именно там возникают области локального повышения давления. Реакция запускается с поверхности, где молекулы ВВ находятся в выделенном по отношению к внутренним положению.

Таким образом, предлагаемое описание механизма запуска химической реакции находится в согласии с экспериментальными данными по анизотропии УВЧ, результатам исследования методом меченых атомов, экспериментальным данным по ударному нагружению ВВ разной структуры и анализу сохраненных продуктов детонации. Именно такой кинетикой можно объяснить образование сквозных проводящих структур за время десятков нс и дальнейший спад, когда область высокой электропроводности соответствует зоне реакции.

Таблица 4.8. Элементный состав ультрадисперсного алмаза

#	содержание элементов, %			
	N	C	H	O
графит + RDX [267]				
20	0.00	88.47	0.00	8.24
23	0.00	94.14	0.00	3.00
27	0.00	95.15	0.05	1.27
28	0.00	93.44	0.00	2.76
TNT + RDX [267]				
6	1.70	81.20	1.80	7.46
24	0.11	83.03	0.34	10.91
25	0.27	81.04	0.39	11.82
26	0.00	79.55	0.43	8.70
TNT + RDX [268]				
	1.5÷2.5	84÷90	0.8÷1.2	8.0÷10.0

Находясь в рамках этой гипотезы, в качестве горячих точек [131] должны выступать не пустоты, а места соприкосновения микрокристаллов, которые в ударном фронте формируют точки локального высокого давления, достаточного для начала химической реакции. Это подтверждают данные работ [306, 307], в которых с рекордным временным разрешением для монокристалла НМХ получено развитие химической реакции из горячих точек, образующихся преимущественно в острых углах и местах соприкосновения зерен, то есть зонах локального повышения давления. Вывод о ключевой роли механических процессов, а не температуры вследствие сжатия по ударной адиабате, сделан в работе [241], в которой проведено моделирование столкновения двух молекул РЕТН. При такой модели развития реакции должна быть сильная зависимость кинетики от дисперсности, что и наблюдается нами – таблица 4.2.

В данном разделе, который является развитием идей нетепловой теории возбуждения взрыва, описан механизм запуска химических реакций при детонации конденсированных взрывчатых веществ вида  $C_aH_bN_cO_d$ . Оценка одноосного сжатия монокристалла РЕТН при детонации дает 40% сокращения в направлении распространения детонационного фронта, этого достаточно для выведения из равновесия метастабильной молекулы ВВ. Наблюдаемая сильная зависимость от сплошности ВВ является следствием развития химической реакции

из мест локального повышения давления. Таким образом, ключевым для развития химической реакции является не разогрев вследствие изоэнтропического сжатия, а достижение в горячих точках порогового давления.

#### 4.5. Выводы по главе 4

Диагностика зоны химической реакции при детонации КВВ электропроводностью оказалась информативной и доказала свою состоятельность.

- ✧ Методом электропроводности исследована зона химической реакции при детонации зарядов октогена, гексогена и тэна насыпной плотности с разным начальным размером зерна. Получено сокращение области высокой электропроводности при увеличении дисперсности. Аналогичное влияние начального размера зерна зафиксировано для зарядов гексогена во всем диапазоне исследованных плотностей, вплоть до максимально достигнутых. Это объясняется интенсификацией химической реакции вследствие роста концентрации горячих точек.

Проведено сравнение результатов экспериментального исследования длительности высокой электропроводности и результатов моделирования пяти моделей с использованием кинетики Аррениуса. В отличие от слабо меняющейся длительности  $t_\sigma$  во всем диапазоне плотностей заряда октогена, модельная длительность химической реакции изменяется на несколько порядков. Такое резкое противоречие показывает необходимость развития альтернативной имеющимся кинетики.

- ✧ Проведено томографическое исследование с разрешением 2.6 мкм на точку зарядов тротила разного способа изготовления. По количеству, объему занимаемых пор и площади внутренней поверхности пор эквивалентным диаметром около 4 мкм заряды литого и прессованного тротила не отличаются. Различие томографических данных заключается в наличии у литого заряда в значительном количестве пор с размером больше 10 мкм, их объем не превышает 10% всего занимаемого порами. Геометрия пор отличается многообразием и неправильной формой, встречаются поры с вогнутой внутренней поверхностью. В прессованном заряде поры более компактные, максимальный размер около 20 мкм, в литом 70 мкм. Полученная из томографических данных пористость близка к измеренной напрямую.

В рамках теории горячих точек в качестве зародышей ГТ выступают поры, то есть ожидаемая кинетика при детонации литого заряда должна быть более динамичной,

а чувствительность выше, чем для прессованного. Это противоречит экспериментальным данным по критическому диаметру, ударно-волновой чувствительности, результатам исследования кинетики [153, 154] и данным по электропроводности, во всех перечисленных случаях прессованный заряд обладает большей чувствительностью и динамикой, чем литой. Следовательно, экспериментальное исследование структуры и несоответствие с результатами разных методик также показывает необходимость разработки новой кинетики.

- ✧ За отличие чувствительности литого от прессованного отвечают не поры, которых в литом заряде больше, а межзеренные и межкристаллические границы, которые содержат молекулы вещества в другом, по отношению к внутренним молекулам, энергетическом состоянии.

Наблюдаемая сильная зависимость длительности зоны реакции от сплошности ВВ объясняется тем, что ключевым для развития химической реакции является не разогрев вследствие изоэнтропического сжатия, а достижение в горячих точках порогового давления, достаточного для выведения из равновесия метастабильной молекулы ВВ.

Формирование сквозных проводящих структур из углерода происходит в зоне реакции за фронтом детонационной волны вследствие перестройки химических связей при сжатии и соотносится с первой стадией химической реакции. Второй стадией является разрушение наноструктур вследствие как химических реакций, так и расширения вещества при снижении давления в детонационной волне. Конденсированный углерод в сохранных продуктах детонации является остатком после химических и физических процессов со структурой, образованной в химике.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- ✧ Разработана и реализована экспериментальная схема измерения электропроводности высокого пространственного разрешения, пригодная для исследования электрических свойств конденсированных взрывчатых веществ в процессе детонации. Численный эксперимент показал, что разрешение методики растет с уменьшением толщины диэлектрика. Рассмотрены ограничения методики, определены оптимальные условия эксперимента, объяснены некоторые наблюдаемые эффекты. Моделирование отклика экспериментальной ячейки доказало, что разрешение метода составляет четверть ширины диэлектрика.
- ✧ Получен широкий спектр экспериментальных данных по электропроводности для тротила, гексогена, октогена, тэна, бензотрифуроксана, ВВ на основе триаминотринитробензола, гексанитростильбена, СЛ-20, эмульсионных ВВ при разных начальных условиях. Характерным для большинства исследованных веществ является резко неоднородный профиль электропроводности, содержащий область высоких и низких значений. Для всех исследованных индивидуальных ВВ прослеживается тенденция увеличения максимального значения  $\sigma_{max}$  с плотностью. Для составного вещества – эмульсионного ВВ – с минимальным среди исследованных веществ содержанием углерода получены наименьшие значения электропроводности.
- ✧ Основываясь на экспериментальных данных, проведено всестороннее исследование, содержащее изучение сохраненных продуктов детонации, анализ корреляции значения электропроводности и термодинамических параметров, состава продуктов в точке Чепмена–Жуге и элементов исходного ВВ. Методом сравнительного анализа показано, что зона химической реакции коррелирует с областью высокой электропроводности, максимум профиля электропроводности достигается внутри зоны реакции. Показано, что однообразная корреляция величины электропроводности наблюдается только с углеродом, причем максимум тем больше, чем выше содержание углерода в молекуле ВВ. Точка перегиба на профиле  $\sigma(t)$  ассоциирована с точкой Чепмена–Жуге, что подтверждается увеличением значения  $\sigma_{CJ}$  с массовой долей углерода, полученного с помощью модифицированного уравнения БКВ [102]. Исследование сохраненных продуктов детонации богатых углеродом веществ методом просвечивающей электронной микроскопии показало наличие протяженных углеродных структур в проводящей гра-



фитоподобной модификации. Эти структуры сформировались в области химпика и обеспечили контактную электропроводность, наблюдаемую в эксперименте.

Показано, что хемоионизация, ионный механизм проводимости, полупроводниковый в условиях высокого давления, термоэмиссия электронов с углеродных частиц и термоионизация вследствие высокой температуры не могут удовлетворительно объяснить экспериментальные данные по электропроводности. Корреляция величины электропроводности наблюдается с содержанием углерода, причем высокие значения могут быть объяснены только в рамках контактной проводимости.

- ✧ Сформулирована модель электропроводности при детонации твердых взрывчатых веществ вида  $C_aH_bN_cO_d$ , согласно которой в детонационном фронте начинается формирование протяженных углеродных структур, максимум электропроводности достигается за фронтом на некотором удалении, время достижения максимума для всех ВВ, за исключением высокоплотного бензотрифуроксана, составляет порядка 10 нс, проводимость осуществляется по сквозным углеродным структурам. Далее в зоне реакции осуществляются окислительные реакции с атомами углерода, находящимися на поверхности углеродных "сеток", вследствие чего проводящая структура истончается и частично разрушается, электропроводность падает. Настоящая модель объясняет все наблюдаемые экспериментальные данные и находится в согласии с данными разных методик.
- ✧ Разработанная модель электропроводности позволяет диагностировать кинетику химических реакций в области химпика при детонации конденсированных ВВ, что дало возможность изучить некоторые закономерности влияния дисперсности исходного вещества на ширину зоны реакции при детонации зарядов как насыпной плотности, так и высокоплотных. При детонации зарядов тротила близкой плотности разного способа изготовления амплитуда электропроводности отличается в три раза, что отражает разную динамику кинетики и подтверждается литературными источниками. Показаны имеющиеся на сегодняшний день противоречия между зависимостью длительности зоны реакции при разных термодинамических параметрах и начальных условиях и модельными зависимостями, основанными на кинетике Аррениуса. Предложено феноменологическое описание механизма запуска химической реакции при детонации конденсированных ВВ.

### Список условных обозначений, сокращений, терминов

- ВВ – взрывчатое вещество;  
 КВВ – конденсированное ВВ;  
 ДВ – детонационная волна;  
 ДФ – детонационный фронт;  
 ФД – фронт детонации;  
 ДШ – детонирующий шнур;  
 ПД – продукты детонации;  
 ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия;  
 СПД – сохраненные продукты детонации;  
 ЭмВВ, EmHE – эмульсионное взрывчатое вещество;  
 мксф – стеклянные микросферы;  
 RDX – гексоген, циклотриметилентринитроамин;  
 HMX – октоген, циклотетраметилентетранитроамин;  
 PETN – тэн, пентаэритриттетранитрат;  
 TNT – тротил, тринитротолуол;  
 ТГ – смесь либо сплав состава тротил+гексоген;  
 ТАТВ – триаминотринитробензол;  
 HNS – гексанитростильбен;  
 ВТФ – бензотрифуроксан;  
 УВЧ – ударно – волновая чувствительность;  
 точка ЧЖ – точка Чепмена–Жуге, место окончания зоны реакции в детонационной волне;  
 модель ЗНД – модель Зельдовича – Неймана – Дёринга;  
 уравнение БКВ (ВКВ) – уравнение состояния продуктов взрыва Беккера – Кистяковского – Вильсона;
- раздел 1.2*
- $R_S, R_b, L_b, C, I$  – параметры электрической схемы 1.2;  
 $b, c$  – геометрические размеры экспериментальной ячейки;  
 $2a$  – толщина диэлектрика;  
 $M$  – взаимная индуктивность между ячейкой и тороидальным датчиком;  
 $U, U(t)$  – напряжение с датчика;  
 $V, V(t)$  – напряжение с ячейки;

$V_c$  – ”калибровочное“ напряжение;

$V_0$  – уровень начального напряжения на ячейке;

$x = Dt$  – расстояние, на которое фронт волны удалился от разреза внешнего медного электрода к моменту времени  $t$ ;

$L$  – индуктивность измерительной катушки (датчика);

$D, D_1, D_2, D_3$  – скорость детонации;

$\sigma$  – электропроводность среды;

$\sigma(x)$  – профиль электропроводности в зависимости от расстояния  $x$  за фронтом;

$\sigma(t)$  – профиль электропроводности от времени;

$\sigma_{max}$  – максимальное значение электропроводности;

$\sigma_{CJ}$  – электропроводность в точке Чепмена–Жуге, процедура определения приведена на рисунке 1.3;

$\rho$  – плотность заряда ВВ;

*раздел 1.2.2*

$L_d$  – расстояние от точки инициирования до области вблизи диэлектрика;

$b_l$  – расстояние от оси до места инициирования;

$r$  – радиус заряда;

$\Delta X$  – максимальное расстояние вдоль заряда между дальней и ближней точкой по периметру вдоль стенки заряда фронта детонационной волны;

*глава 2*

КБ – кислородный баланс;

$\rho_{max}$  – максимальная плотность вещества;

$r_C$  – массовая доля углерода в молекуле;

$P_{CJ}$  – давление в точке ЧЖ;

$P$  – давление;

$T$  – температура;

$\langle d \rangle$  – средний размер зерна ВВ;

*раздел 2.7*

$\mu$  – массовая доля микросфер сверх массы эмульсии;

$\rho_e$  – плотность эмульсии;

*глава 3*

$T_{CJ}$  – температура в точке ЧЖ;

$r_{CJ}$  – массовая доля конденсированного (свободного) углерода в точке ЧЖ;

$n$  – концентрация носителей заряда;

$e$  – заряд электрона;

$\lambda$  – длина свободного пробега электрона;

$d_\sigma$  – диаметр заряда в экспериментах по получению профиля электропроводности;

$d$  – диаметр заряда в экспериментах с ”механическими“ параметрами;

$d_{cr}$  – критический диаметр заряда;

$u(t)$  – профиль массовой скорости;

$U_{CJ,CJ1,CJ2}$  – массовая скорость при детонации в т. ЧЖ;

$U_p$  – массовая скорость;

$U_s$  – скорость ударной волны;

$W$  – скорость химической реакции;

$\rho$  – плотность;

$t$  – время;

$\Delta$  – ширина области высокой электропроводности;

$t_{\sigma,1\sigma,2\sigma}$  – длительность высокой электропроводности;

$t_{J,J1,J2,J3}$  – длительность зоны реакции из ”механических“ параметров;

$\tau, \tau_{1,2,3}$  – длительность стадии быстрой реакции, которая примерно соответствует 66% прореагировавшего вещества;

$k = t_J/t_\sigma, k' = t_J/t_\sigma$  – отношение длительности времени реакции из ”механических“ параметров к длительности зоны высокой электропроводности;

#### глава 4

$T_{hs}$  – температура горячей точки;

$h$  – глубина возникновения детонации;

$d$  – диаметр сферической поры, равной объёму поры неправильной формы;

воксель – элемент объёмного изображения, содержащий значение элемента раstra в трёхмерном пространстве, воксель является аналогом двумерного пикселя для трёхмерного пространства;

ГТ – горячая точка.

## Список литературы

1. Зельдович, Я.Б. К теории распространения детонации в газообразных системах // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1940. – Т. 10, N 5. – С. 542–568.
2. Von Neuman, J. Report on "Theory of Detonation Waves"(OD-2). National Defence Research Committee of the Office of Scientific Research and Development, 1942. Division B-1/Serial N 238.
3. von Neumann, J. Theory of detonation waves // In John von Neumann, Collected Works. Taub A.J. (Ed). V. 6 of Shock Wave Science and Technology Reference Library, Pergamon Press, 1963. N.Y., P. 203–218.
4. Döring W. Über den Detonationsvorgang in Gasen [About the detonation process in gases] // *Annalen der Physik*. – 1943. – V. 43, N 6-7. – P. 421–436.
5. Пат. РФ N RU 2247923. Взрывная логическая схема / Орликов, Ю.П., Герман, В.Н., Александрова, С.А., Денденков Ю.П., Фисенко А.К. – М., 2006.
6. Пат. РФ N RU 2527241 Способ разрушения интегральных схем памяти носителя информации / Орликов, Ю. П., Денденков, Ю. П., Дреннов, О. Б. – М., Изобретение N 2013125512, опубл. 31.05.2013 г.
7. Пат. РФ N RU 2202384. Устройство для волнового воздействия на биологические объекты / Орликов, Ю.П., Фисенко А.К., Герман, В.Н., Фомичева, Л.,В., Денденков, Ю.П. – М., 2003, опубл. 20.04.2003.
8. Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М. Распределение электропроводности при детонации прессованного взрывчатого вещества // *Письма в Журнал технической физики*. – 2004. – Т. 30, N 24. – С. 63–69.
9. Ershov, A.P., Satonkina, N.P., Ivanov, G.M. Reaction zones and conductive zones in dense explosives // Proceedings of the 13th International Detonation Symposium. – 2006. – P. 79–88.
10. Ершов, А.П., Сатонкина, Н.П., Иванов, Г.М. Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // *Химическая физика*. – 2007. – Т. 26, N 12. – С. 21–33.
11. Ершов, А.П., Сатонкина, Н.П., Дибиров, О.А., Цыкин, С.В., Янилкин, Ю.В. Исследование взаимодействия компонентов гетерогенных взрывчатых веществ методом электропроводности // *Физика горения и взрыва*. – 2000.– Т. 36, N 5. – С. 97–108.
12. Ершов, А.П., Сатонкина, Н.П. Исследование зон реакции в неоднородных взрывчатых веществах методом электропроводности // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, N 2. – С. 109–115.

13. Satonkina, N.P., Safonov, A.A. Electrical properties of trotyl detonation products // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2009. – V. 18, N 2. – P. 177–181.
14. Ershov, A.P., Satonkina, N.P. Electrical conductivity distributions in detonating low-density explosives – Grain size effect // *Combustion and Flame*. – 2010. – V. 157, N 5. – P. 1022–1026.
15. Ershov, A.P., Satonkina, N.P. Electrical conductivity profiles in detonating low density explosives of various grain sizes // *Proceedings – 14th International Detonation Symposium*. – 2010. – P. 302–305.
16. Satonkina, N.P., Prueel, E.R., Ershov, A.P., Karpov, D.I., Sil'vestrov, V.V., Plastinin, A.V., Savrovskii, P.A. Electrical conduction of emulsion explosives // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2011. – V. 20(3). – P. 315–319.
17. Satonkina, N.P., Ershov, A.P., Prueel, E.R., Karpov, D.I. Electric conductivity of detonating trotyl at different initial conditions // *Proc. XXIX International Conference Physics of Extreme States of Matter*. 2014.
18. Satonkina, N.P., Prueel, E.R., Karpov, D.I. Formation of carbon nets in detonation products of high explosives *Proc. XV International Detonation Symposium*. 2014.
19. Сатонкина, Н. П., Прууэл, Э. Р., Ершов, А. П., Сильвестров, В. В., Карпов, Д. И., Пластинин, А. В. Эволюция электропроводности эмульсионных взрывчатых веществ при их детонационном превращении // *Физика горения и взрыва*. – 2015. – Т. 51, N 3. – С. 91–97.
20. Satonkina, N.P. The dynamics of carbon nanostructures at detonation of condensed high explosives // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – V. 118. – P. 245901.
21. 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 // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – V. 119, N 7. – P. 075903.
22. Сатонкина, Н.П. Связь электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ с содержанием в них углерода // *Физика горения и взрыва*. – 2016. – Т. 52(4). – С. 129–134.
23. Сатонкина, Н.П., Рубцов, И.А. Распределение электропроводности при детонации взрывчатого вещества на основе ТАТБ // *Журнал технической физики*. – 2016. – Т. 86, N 1. – С. 144–147.
24. Satonkina, N.P. Duration of the zone of high electrical conductivity at the detonation of RDX of different densities // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2017. – V. 894. – P. 012136.

25. Satonkina, N. P. and Medvedev, D. A. On the mechanism of carbon nanostructures formation at reaction of organic compounds at high pressure and temperature // *AIP Advances*. – 2017. – V. 7, N 8. – P. 085101.
26. Satonkina N. P. Chemical composition of detonation products of condensed explosives and its relationship to electrical conductivity // *Journal of Physics: Conference series*. – 2017. – V. 946. – P. 012059.
27. Satonkina, N. P., Bordzilovsky, S A, Danilko, D. A., Ershov, A. P., Karakhanov, S. M., Plastinin, A. V., Rafeichik, S. I., Yunoshev, A. S. Influence of aluminum on the characteristics of detonating emulsion explosives // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – V. 1128. – P. 012063.
28. Satonkina, N.P., Ershov, A.P., Kashkarov, A.O., Mikhaylov, A.L., Pruel, E.R., Rubtsov, I.A., Spirin, I.A., Titova, V.B. Electrical conductivity distribution in detonating benzotrifuroxane // *Scientific Reports*. – 2018. – V. 8. – P. 9635.
29. Satonkina, N.P., Ershov, A.P., Plastinin, A.V., Yunoshev, A.S. Chemical reaction zone and electrical conductivity profile in detonating high explosives // *Combustion and Flame*. – 2019. – V. 206. – P. 249–251.
30. Satonkina, N.P. Influence of the grain size of high explosives on the duration of a high conductivity zone at the detonation // *Scientific Reports*. – 2019. – V. 9. – P. 12256.
31. Ершов, А.П., Сатонкина, Н.П., Пластинин, А.В., Юношев, А.С. О диагностике зоны химической реакции при детонации твердых взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. – 2020. – Т. 56, N 6. – С. 95–106.
32. Satonkina, N.P., Ershov, A.P., Kashkarov, A.O. and Rubtsov, I.A. Elongated conductive structures in detonation soot of high explosives // *RSC Advances*. – 2020. – V. 10(30). – P. 17620–17626.
33. Satonkina, N.P. and Ershov, A.P. Dynamics of carbon nanostructures in the benzotrifuroxan detonation // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – V. 1787. – P. 012015.
34. Satonkina, N.P., Kuper, K.E., Ershov, A.P., Pruel, E.R., Yunoshev, A.S., Lukyanov, Ya.L., Gusachenko, D.V., Khorungenko, A.S., Kuzminykh, A.A. Tomographic study of the structure of cast and pressed trotyl charges // *Results in Engineering*. – 2022. – V. 16. – P. 100621.
35. Satonkina, N.P., Medvedev, D.A. On the kinetics of chemical reactions at the detonation of organic high explosives // *Physics of Fluids*. – 2022. – V. 34, N 8. – P. 087113.
36. Birk, M., Erez, A., Manheimer, Y., Nahmani, G. On electrical conductivity in detonation and shock waves and the measurement of detonation and shock velocities // *Bulletin of the*

- Research Council of Israel.* – 1954. – V. 3, N 4. – P. 398–413.
37. Birk, M., Erez, A., Manheimer, Y., Nahmani, G. Sur la conductivité électrique des ondes de choc et de détonation et la mesure de la vitesse des ondes // *Comptes Rendus des Seances de l'Academie des Sciences.* – 1958. – V. 238, N 6. – P. 654–655.
38. Бриш, А.А., Тарасов, М.С., Цукерман, В.А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 1959. – Т. 37, N 6(12). – С. 1543–1549.
39. Cook, M.A. *The science of high explosives,* Reinhold Publ., N.Y., 1959. – P. 143–171.
40. Shall, R., Vollrath, K. Sur la conductibilité électrique provoquée par les ondes de détonation dans les explosifs solides // *Les ondes de détonation.* Ed. du Centre Nat. de la Recherche Sci. Paris, – 1962. – P. 127–136.
41. Шалль, Р. Физика детонации, с. 276–349 / В кн.: *Сборник статей. Физика быстропотекающих процессов.* Перевод под ред. Златина Н.А. Т. 2. – Изд. Мир, Москва, 1971. – 252 с.
42. Cavenor, M.C., Munday, G., Ubbelohde, A.R. Chemi-ionization in detonation chemistry // *Combustion and Flame.* – 1972. – V. 18, N 1. – P. 99–101.
43. Дремин, А.Н., Колдунов, С.А., Шведов, К.К. Об электропроводности ВВ при инициировании детонации ударными волнами // *Физика горения и взрыва.* – 1972. – N 1. – С. 150–152.
44. Антипенко, А.Г., Дремин, А.Н., Якушев, В.В. Электропроводность продуктов детонации тетранитрометана // *Физика горения и взрыва.* – 1980. – V. 16, N 4. – С. 116–120.
45. Иванов, А.Г., Минеев, В.Н., Тюняев, Ю.Н., Лисицын, Ю.В., Новицкий, Е.З. Переходная зона проводимости в тринитротолуоле за фронтом ударной волны // *Письма в ЖЭТФ.* – 1968. – Т. 7. N 10. – С. 365–367.
46. Jameson, R.L., Lukasik, S.L., Pernik, J. Electrical resistivity measurements in detonating composition B and pentolite // *Journal of Applied Physics.* – 1964. – V. 35, N 3. – P. 714–720.
47. Allison, F.E. Detonation studies in electric and magnetic fields // *Proc. 3rd ONR Symposium on Detonation. V. 1.* Princeton, 1960. Office of Naval Research, ACR–52. P. 112–119.
48. Hayes, B. On the electrical conductivity of detonating high explosives // *Proc. 3rd ONR Symposium on Detonation. V. 1.* Princeton, 1960. Office of Naval Research, ACR–52. P. 139–149.
49. Hayes, B. Electrical measurements in reaction zones of high explosives // *Proc. 10th Symposium (Internat.) on Combustion.* Cambridge, England, 1964. Pittsburgh, PA:



- Combustion Institute. – 1965. – P. 869–874.
50. Hayes, B. On the electrical conductivity in detonation products // *Proc. 4th Symposium (Internat.) on Detonation*. White Oak, MD, 1965. Washington: Office of Naval Research, ACR-126. – 1967. – P. 595–601.
51. Зинченко, А.Д., Смирнов, В.Н., Чвилева, А.А. Измерение электропроводности продуктов взрыва при детонации литого состава ТГ 40/60 // *Физика горения и взрыва*. – 1971. – Т. 7, N 3. – С. 422–426.
52. Thomas, G.O., Edwards, D.H., Edwards, M.J. and Milne, A Electrical enhancement of detonation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1993. – V. 26. – P. 20–30.
53. Tanaka, K. Measurement of electrical conductivity in detonation products. Report on 5th Internat. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges, France, 1975.
54. Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А., Новоселов, Б.С. Электропроводимость в зоне детонации конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. – 1971. – Т. 7, N 2. – С. 295–299.
55. Ершов, А.П., Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А. Измерение ширины зоны проводимости за детонационным фронтом в тэне // В кн.: *Динамика сплошной среды*. Вып. 8. Новосибирск, Ин-т гидродинамики. – 1971. – С. 177–182.
56. Ершов, А.П., Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А. Об измерениях профиля электропроводности во фронте детонации конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. – 1974. – Т. 10, N 6. – С. 864–873.
57. Ершов, А.П. О магнитогидродинамических методах измерений массовой скорости и электропроводности, изменяющихся вдоль течения // *Журнал прикладной механики и технической физики*. – 1974. – N 4. – С. 108–113.
58. Ершов, А.П. О методах измерения электропроводности за фронтом детонации в конденсированных взрывчатых веществах // В кн.: *Динамика сплошной среды*. Вып. 11. Новосибирск, Ин-т гидродинамики. – 1972. – С. 17–27.
59. Пинаев, А.В. Электромагнитный метод измерения массовой скорости и электропроводности, изменяющихся вдоль течения // *Прикладная механика и техническая физика*. – 1981. N 2. – С. 98–103.
60. Пинаев, А.В., Сычев, А.И. Измерения профилей электропроводности и процессы ионизации при детонации газов // *Физика горения и взрыва*. – 1984. – Т. 20, N 3. – С. 74–79.
61. Пинаев, А.В. Измерение электропроводности при детонации газов со взвесями алюминия // *Физика горения и взрыва*. – 1991. – Т. 27, N 6. С. 124–127.

62. Ершов, А.П. Ионизация при детонации конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. – 1975. – Т. 11, N 6. – С. 938–945.
63. Wang, X., Ye, D., Gu, F. Исследование модели термической ионизации // *Физика горения и взрыва*. – 2008. – Т. 44, N 1. – С. 113–122.
64. Ершов, А.П., Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А. Электрофизические свойства детонационной плазмы и быстродействующие взрывные размыкатели тока // *Журнал прикладной механики и технической физики*. – 1977. – N 6. – С. 19–23.
65. Ершов, А.П., Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А. Природа электропроводности за фронтом детонации конденсированных взрывчатых веществ // В кн.: *Детонация. Материалы 5-го Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву*. Дремин А.Н. Одесса. Черноголовка: ОИХФ АН СССР. – 1977. – С. 89–92.
66. Ershov, A.P., Lukyanchikov, L.A., Rjabinin, Ju.V., Zubkov, P.I. Electrophysical properties of detonation products of condensed explosives // *Megagauss Physics and Technology. Proc. 2th Internat. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Related Topics*. Turchi P.I. (Ed). Washington. – 1979. N.Y., L.: Plenum Press. – 1980. – P. 89–98.
67. Ершов, А.П., Зубков, П.И., Ильянович, Ю.Н., Лукьянчиков, Л.А., Тен, К.А., Рябинин, Ю.В. Прерывание тока с шунтированием дуги проводящими продуктами детонации // В кн.: *Сверхсильные магнитные поля. Физика, техника, применение. Труды 3-й Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам*. Титов В.М., Швецов Г.А. Новосибирск, 1983. М.: Наука, 1984. С. 397–401.
68. Пряхин, Г.В., Титов, В.М., Швецов, Г.А. Исследование высокоскоростных потоков газа электромагнитным методом // *Журнал прикладной механики и технической физики*. – 1971. – N 3. – С. 137–139.
69. Титов, В.М., Швецов, Г.А. Генерация электрических импульсов высокой мощности с помощью кумулятивного взрыва // *Физика горения и взрыва*. – 1980. – Т. 16, N 5. – С. 47–56.
70. Гилев, С.Д., Трубачев, А.М. Высокая электропроводность продуктов детонации тротила // *Журнал технической физики*. – 2001. – Т. 71, N 9. – С. 123–127.
71. Дремин, А.Н., Михайлов, А.Н. К вопросу об изучении процесса инициирования детонации ВВ ударными волнами с помощью метода электропроводности // *Физика горения и взрыва*. – 1973. – Т. 9, N 3. – С. 420–424.

72. Dremin, A.N., Yakushev, V.V. Electrochemical effects of nitromethane detonation // *Acta Astronautica*. – 1974. – V. 1. – P. 885–892.
73. Hayes, B. The detonation electric effect // *Journal of Applied Physics*. – 1967. – V. 38, N 2. – P. 507–511.
74. Якушев, В.В., Дремин, А.Н. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // *Доклады АН СССР*. – 1975. – Т. 221, N 5. – С. 1143–1144.
75. Hamann, S.D., Linton, M. Electrical conductivity of water in shock compression // *Trans. Faraday Society*. – 1966. – V. 62. – P. 2234.
76. Hamann, S.D., Linton, M. Electrical conductivities of aqueous solutions of KCl, KOH and HCl, and the ionization of water at high shock pressures // *Trans. Faraday Society*. – 1969. – V. 5. – P. 2186–2196.
77. Антипенко, А.Г., Дремин, А.Н., Якушев, В.В. О зоне электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ // *Доклады АН СССР*. – 1975. – Т. 225, N 5. – С. 1086–1088.
78. Антипенко, А.Г., Якушев, В.В. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // *Детонация. Материалы 5-го Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву*. Дремин А.Н. Одесса, 1977. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977. – С. 93–96.
79. Mallory, H.D., Plauson, R.A. Liquid explosives with transparent detonation products // *Nature*. – 1963. – V. 199. – P. 58–59.
80. Якушев, В.В. Электрические измерения в динамическом эксперименте // *Физика горения и взрыва*. – 1978. – V. 14, N 2. – С. 3–19.
81. Елькинд, А.И., Гусар, Ф.Н. Измерение на СВЧ электропроводности за фронтом детонационной волны в тротиле // *Физика горения и взрыва*. – 1986. – V. 22, N 5. – С. 144–149.
82. Ставер, А.М., Ершов, А.П., Лямкин, А.И. Исследование детонационного превращения конденсированных ВВ методом электропроводности // *Физика горения и взрыва*. – 1984. – Т. 20, N 3. – С. 79–83.
83. Лямкин, А.И., Петров, Е.А., Ершов, А.П., Сакович, Г.В., Ставер, А.М., Титов, В.М. Получение алмазов из взрывчатых веществ // *Доклады АН СССР*. – 1988. – Т. 302, N 3. – С. 611–613.
84. Greiner, N.Roy, Phillips, D.S., Johnson, J.D., Volk, F. Diamonds in detonation soot // *Nature*. – 1988. – V. 333. – P. 440–442.

85. Волков, К.В., Даниленко, В.В., Елин, В.И. Синтез алмаза из углерода продуктов детонации ВВ // *Физика горения и взрыва*. – 1990. – Т. 26, N 3. С. 123–125.
86. Антипенко, А.Г., Першин, С.В., Цаплин, Д.Н. Динамические исследования образования алмаза в продуктах детонации тротила // *Proc. 10th Int. Conf. on High Energy Rate Fabrication*. Ljubljana, Yugoslavia. – 1989. – P. 170–178.
87. Першин, С.В., Петров, Е.А., Цаплин, Д.Н. Влияние структуры молекулы ВВ на скорость образования, выход и свойства ультрадисперсных алмазов // *Физика горения и взрыва*. – 1994. – Т. 30, N 2. – С. 102–106.
88. Ананьин, А.В., Першин, С.В., Шунин, В.М. Электропроводность свободного углерода продуктов детонации тетрила // *Химическая физика*. – 2002. – Т. 21, N 8. – С. 83–85.
89. Сатонкина, Н.П. Исследование детонации конденсированных взрывчатых веществ методом электропроводности: дис. канд. физ. – мат. наук: 01.04.17 / Сатонкина Наталья Петровна. – Новосибирск, 2006. – 112 с.
90. Ершов, А.П., Сатонкина, Н.П. Электропроводность при детонации плотных ВВ // *Труды международной конференции III Харитоновские тематические научные чтения "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны."* – 2001. – г. Саров. С. 54–59.
91. Горшков, М.М., Гребенкин, К.Ф., Жеребцов, А.Л., Заикин, В.Т., Слободенюков, В.М., Ткачев, О.В. Кинетика электропроводности продуктов детонации ТАТБ как индикатор процесса роста наночастиц углерода // *Физика горения и взрыва*. – 2007. – Т. 43, N 1. – С. 92–98.
92. Гилёв, С.Д., Трубачев, А.М. Детонационные свойства и электропроводность смесей взрывчатых веществ с металлическими добавками // *Физика горения и взрыва*. – 2002. – V. 38, N 2. – С. 104–120.
93. Zhou, L., Liao, Y.-Q., Xu, G.-G. Experimental measurement of conductivity for the detonation product // *Hanneng Cailiao/Energetic Materials*. – 2005. – V. 13, N 3. – P. 148–149.
94. Jin, Z.-X., Jiao, Q.-J., Chen, X., Zeng, L. Electrical conductivity for the detonation products of some explosives with cast TNT // *Hanneng Cailiao/Chinese Journal of Energetic Materials*. – 2008. – V. 16, N 4. – P. 420–423.
95. Zhou, Z.Q., Nie, J.X., Zeng, L., Jin, Z.X., Jiao, Q.J. Effects of Aluminum Content on TNT Detonation and Aluminum Combustion using Electrical Conductivity Measurements // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2016. – V. 41, N 1. – P. 84–91.

96. Pichot, V., Risse, B., Schnell, F., Mory, J., Spitzer, D. Understanding ultrafine nanodiamond formation using nanostructured explosives // *Scientific Reports*. – 2013. – V. 3. – P. 2159.
97. Pichot, V., Comet, M., Risse, B., Spitzer, D. Detonation of nanosized explosive: New mechanistic model for nanodiamond formation // *Diamond and Related Materials*. – 2015. – V. 54. – P. 59–63.
98. Tasker, D.G., Lee, R.J. The measurement of electrical conductivity in detonating condensed explosives // *Proc. 9th Symposium (International) on Detonation*. Portland, Oregon. – 1989. – P. 396–406.
99. Кобылкин, И.Ф. Критический диаметр детонации зарядов промышленных взрывчатых веществ. Влияние оболочки // *Физика горения и взрыва*. – 2011. – Т. 47, N 1. – С. 108–114.
100. Yakushev, V.V. Electrical conductivity of shock-compressed liquid dielectric and weak electrolytes // *Report at Intern. AIRAPT Conference on High Pressure Science and Technology*. Honolulu, Hawaii, USA. – 1999.
101. Ершов, а.П., Дашапилов, Г.Р., Карпов, Д.И., Кашкаров, А.О., Лукьянов, Я.Л., Прууэл, Э.Р., Рубцов, И.А. Детонация взрывчатого вещества, содержащего наноразмерные включения // *Физика горения и взрыва*. – 2020. – Т. 57, N 1. – С. 112–119.
102. Tanaka, K. Detonation Properties of Condensed Explosives Computed Using the Kihara-Hikita-Tanaka Equation of State. Technical report. National Chemical Laboratory for Industry, Tsukuba Research Center, Tsukuba, Japan, 1983. 304 p.
103. Hang, G.–Y., Yu, W.–L., Wang, T., Wang, J.–T. Theoretical investigations on structures, stability, energetic performance, sensitivity, and mechanical properties of CL-20/TNT/HMX cocrystal explosives by molecular dynamics simulation // *Journal of Molecular Modeling*. – 2019. – V. 25, N 1. – P. 10.
104. Мильченко, Д.В., Губачёв, В.А., Андреевских, Л.А., Вахмистров, С.А., Михайлов, А.Л., Бурнашов, В.А., Халдеев, Е.В., Пятойкина, А.И., Журавлёв, С.С., Герман, В.Н. Наноструктурированные ВВ, полученные методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств // *Физика горения и взрыва*. – 2015. – Т. 51, N 1. – С. 96–101.
105. Альтшулер, Л.В., Доронин, Г.С., Жученко, В.С. Режимы детонации и параметры Жуге конденсированных взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – Т. 25, N 2. – С. 84–103.
106. Кобылкин, И.Ф. Вычисление критического диаметра детонации зарядов взрывчатого вещества по данным их ударно-волнового инициирования // *Физика горения и взрыва*.

- 2006. – Т. 42, N 2. – С. 112–115.
107. Кобылкин, И.Ф. Взаимосвязь критического диаметра детонации зарядов взрывчатых веществ с характеристиками их ударно-волновой чувствительности // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, N 3. – С. 101–105.
108. Van Thiel, M., Ree, F.H., Haselman, L.C. Accurate determination of pair potentials for a  $C_wH_xN_yO_z$  system of molecules: A semiempirical method / Lawrence Livermore National Lab., CA, California (United States). 1995. P. 60.
109. Болховитинов, Л.Г., Викторов, С.Д. Зависимость скорости детонации от диаметра заряда // *Физика горения и взрыва*. – 1976. – Т. 12, N 5. – С. 799–801.
110. Зубков, П.И., Лукьянчиков, Л.А. Электропроводность продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ / Труды международного семинара "Гидродинамика высоких плотностей энергии" 11–15 августа 2003 г., Новосибирск, с. 112–131.
111. Duff, R.E., Houston, E. Measurement of Chapman-Jouguet pressure and reaction zone length in a detonating high explosive // *Journal of Chemical Physics*. – 1955. – V. 23, N 7. – P. 1268.
112. Дремин, А.Н., Савров, С.Д., Трофимов, В.С., Шведов, К.К. Детонационные волны в конденсированных средах / Изд-во Наука, Москва. 1970. 164 с.
113. Hayes, B. Particle-velocity gauge system for nanosecond sampling rate of shock and detonation waves // *Review of Scientific Instruments*. – 1981. – V. 52, N 4. – P. 594–603.
114. Vorthman, J., Andrews, G., Wackerle, J. Reaction rates from electromagnetic gauge data // *Proc. of 8th Symposium (International) on Detonation*. Albuquerque, NM, 1985. Naval Surface Weapons Center. P. 99–110.
115. Уртьев, П.А. Диагностика ударно-волновых процессов // *Химическая физика*. – 1993. – Т. 12, N 5. – С. 579–601.
116. Sheffield, S.A., Bloomquist, D.D., Tarver, C.M. Subnanosecond measurements of detonation fronts in solid high explosives // *Journal of Chemical Physics*. – 1984. – V. 80, N 8. – P. 3831–3844.
117. Erskine, D.J., Green, L., Tarver, C. VISAR wave profile measurements in supra-compressed HE // *Shock Waves in Condensed Matter – 1989. Proc. American Physical Society Conference*. Albuquerque, NM, 1989. North-Holland. – 1990. – P. 717–720.
118. Tarver, C.M., Breithaupt, R.D., Kury, J.W. Detonation waves in pentaerythritol tetranitrate // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 81, N 11. – P. 7193–7202.

119. Tarver, C.M., Kury, J.W., Breithaupt, R.D. Detonation waves in triaminotrinitrobenzene // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 82, N 8. – P. 3771–3782.
120. Kury, J.W., Breithaupt, R.D., Tarver, C.M. Detonation waves in trinitrotoluene // *Shock Waves*. – 1999. – V. 9, N 4. – P. 227–237.
121. Федоров, А.В., Меньших, А.В., Ягодин, Н.Б. Структура детонационного фронта в гетерогенных ВВ // *Химическая физика*. – 1999. – Т. 18, N 11. – С. 64–68.
122. Федоров, А.В. Структура и параметры фронта детонационной волны конденсированных ВВ // *Химическая физика*. – 2002. – Т. 21, N 8. – С. 66–71.
123. Fedorov, A.V. Detonation wave structure in liquid homogeneous, solid heterogeneous and agatized HE // *Proc. of 12th International Detonation Symposium. ONR 333-05-2*. San Diego, CA, 2005. Office of Naval Research, Arlington, VA. P. 230–233.
124. Федоров, А.В. Параметры пика Неймана и структура фронта детонационной волны конденсированных взрывчатых веществ // *Химическая физика*. – 2005. – Т. 24, N 10. – С. 13–21.
125. Utkin, A.V., Kolesnikov, S.A., Pershin, S.V., Fortov, V.E. Influence of the initial density on the reaction zone for steady-state detonation of high explosives // *Proc. of 12th International Detonation Symposium. ONR 333-05-2*. San Diego, CA, 2005. Office of Naval Research, Arlington, VA. P. 175–182.
126. Sheffield, S.A., Engelke, R., Alcon, R.R., Gustavsen, R.L., Robbins, D.L., Stahl, D.B., Stacy, H.L., Whitehead, M.C. Particle velocity measurements of the reaction zone in nitromethane // *Proc. of 12th International Detonation Symposium. ONR 333-05-2*. San Diego, CA, 2005. Office of Naval Research, Arlington, VA. P. 159–166.
127. Уткин, А.В., Колесников, С.А., Першин, С.В. Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных взрывчатых веществах // *Физика горения и взрыва*. – 2002. – Т. 38, N 5. – С. 111–118.
128. Lubyatinsky, S.N., Loboiko, B.G. Detonation reaction zones of solid explosives // *Proc. 11th Symposium (International) on Detonation. Publication No. ONR333000-5*. Snowmass Village, CO, 1998. P. 836–844.
129. Лобойко, Б.Г., Любятинский, С.Н. Зоны реакции детонирующих взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. – 2000. – Т. 36, N 6. – С. 45–64.
130. Ашаев, В.К., Доронин, Г.С., Левин, А.Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // *Физика горения и взрыва*. – 1988. – Т. 24, N 1. – С. 95–99.

131. Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А. и др., Имховик Н.А., Кобылкин И.Ф., Колпаков В.И., Ладов С.В., Одинцов В.А., Орленко Л.П., Охитин В.Н., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. *Физика взрыва*, Т. 1 / М: Физматлит, изд. 3-е, испр., 2002, 2004. – 832 с.
132. Фёдоров, А.В., Михайлов, А.Л., Антонюк, Л.К., Назаров, Д.В., Финюшин, С.А. Определение параметров зоны химической реакции, параметров пика Неймана и состояния в плоскости Чепмена – Жуге в гомогенных и гетерогенных взрывчатых веществах // *Физика горения и взрыва*. – 2012. – Т. 48, N 3. – С. 62–68.
133. Кондриков, Б.Н., Сумин, А.И. Уравнение состояния газов при высоком давлении // *Физика горения и взрыва*. – 1987. – Т. 23, N 1. – С. 114–122.
134. Batsanov, S.S., Osavchuk, A.N., Naumov, S.P., et al. Novel synthesis and properties of hydrogen-free detonation nanodiamond // *Materials Chemistry and Physics*. – 2018. – V. 216. – P. 120–129.
135. Долгобородов, А.Ю., Бражников, М. А., Махов, М.Н., Сафронов, Н.Е., Кириленко, В.Г. Параметры детонации прессованных зарядов бензотрифуроксана // *Физика горения и взрыва*. – 2013. – Т. 49, N 6. – С. 112–120.
136. Dolgoborodov, A., Brazhnikov, M., Makhov, M., Gubin, S., Maklashova, I. Detonation performance of high-dense BTF charges // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2014. – V. 500. – P. 052010.
137. Krüger, A., Kataoka, F., et al. Unusually tight aggregation in detonation nanodiamond: Identification and disintegration // *Carbon*. – 2005. – V. 43, N 8. – P. 1722–1730.
138. Титов, В.М., Анисичкин, В.Ф., Мальков, И.Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – Т. 25, N 3. – С. 117–126.
139. Bagge-Hansen, M., et al. Measurement of carbon condensates using small-angle X-ray scattering during detonation of the high explosive hexanitrostilbene // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – V. 117. – P. 245902.
140. Ten K.A., Titov V.M., Pruel E.R., et al. Proceedings of the 14th International Detonation Symposium, Coeur d'Alene, ID, 11-16 April 2010 (Office of Naval Research, Arlington, VA), P. 387–391.
141. Kashkarov, A.O., Pruel, E.R., Ten, K.A., Rubtsov, I.A., Gerasimov, E.Yu., Zubkov, P.I. Transmission electron microscopy and x-ray diffraction studies of the detonation soot of high explosives // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – V. 774. – P. 012072.



142. <http://ancient.hydro.nsc.ru/srexpl/detcarbon/index.html>
143. Мальков, И.Ю., Филатов, Л.И., Титов, В.М., Литвинов, Б.В., Чувилин, А.Л., Тесленко, Т.С. Образование алмаза из жидкой фазы углерода // *Физика горения и взрыва*. – 1993. – Т. 29, N 4. – С. 131–134.
144. Viccelli, J.A., Bastea, S., Glosli, J.N., Ree, F.H. Phase transformations of nanometer size carbon particles in shocked hydrocarbons and explosives // *The Journal of Chemical Physics*. – 2001. – V. 115. – P. 2730.
145. Даниленко, В.В. Особенности синтеза детонационных наноалмазов // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, N 5. – С. 104–116.
146. Даниленко, В.В. Фазовая диаграмма наноуглерода // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, N 4. – С. 110–116.
147. Batsanov, S.S. et al. Synthesis and properties of hydrogen-free detonation diamond // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2015. – V. 40. – P. 39–45.
148. Dobratz, V.M., Crawford, P.C. LLNL Explosives Handbook Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants –LLNL University of California, Livermore, California – (UCRL – 52997, 1985)
149. Якушев, В.В., Постнов, В.И., Фортов, В.Е., Якушева, Т.И. Электропроводность воды при квазиизэнтропическом сжатии до 130 ГПа // *ЖЭТФ*. – 2000. – Т. 117, N 4. – С. 710–716.
150. Медведев, Д.А., Ершов, А.П., Янилкин, Ю.В., Гаврилова, Е.С. Мезоскопические течения в неоднородном газе // *Физическая мезомеханика*. – 2004. – Т. 7, N 3. – С. 101–112.
151. Апин, А.Я., Стесик, Л.Н. Критические диаметры порошкообразных взрывчатых веществ // *Физика взрыва. Сборник N 3*. – 1955. Изд-во Москва: АН СССР. – N 3. – С. 87–92.
152. Апин, А.Я., Велина, Н.Ф. О критических диаметрах зарядов ВВ и скорости детонации гексогена // *Взрывное дело. Детонация взрывчатых веществ и безопасность взрывных работ*. – 1967. – N 63/20. – С. 5–37.
153. Канель, Г.И. Кинетика разложения литого тротила в ударных волнах // *Физика горения и взрыва*. – 1978. – Т. 14, N 1. – С. 113–117.
154. Балинец, Ю.М., Дремин, А.Н., Канель, Г.И. О кинетике разложения прессованного тротила за фронтом ударной волны // *Физика горения и взрыва*. – 1978. – Т. 14, N 3. – С. 111–116.

155. Кравцов, В.В., Сильвестров, В.В. Влияние низкой температуры на параметры детонации литого тротила // *Физика горения и взрыва*. – 1979. – Т. 15, N 3. – С. 119–124.
156. Зубков, П.И., Карташов, А.М., Лукьянчиков, Л.А., Свих. В.Г. Аномальное поведение электропроводности в детонационной волне тротила / Труды международной конференции VII Харитоновские тематические научные чтения ”Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны.“ 14–18 марта 2005 г., Саров. С. 58–61.
157. Зубков, П.И., Иванов, П.И., Карташов, А.М., Лукьянчиков, Л.А., Свих. В.Г., Тен, К.А. Новые экспериментальные данные по электропроводности продуктов детонации конденсированных ВВ / Труды международной конференции V Харитоновские тематические научные чтения ”Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях“, 17–21 марта 2003 г., Саров, С. 265–269.
158. Альтшулер, Л.В., Доронин, Г.С., Жученко, В.С. Режимы детонации и параметры Жуге конденсированных взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – Т. 25, N 2. – С. 84–103.
159. Sollier, A., Hebert, P., Letremy, R. Chemical reaction zone measurements in pressed trinitrotoluene (TNT) and comparison with triaminotrinitrobenzene (TATB) // *Journal of Applied Physics*. – 2022. – V. 131. – P. 055902.
160. Kilmer, E.E. Heat-Resistant Explosives for Space Applications // *Journal of Spacecraft and Rocketss*. – 1968. – V. 5, N 10. – P. 1216–1219.
161. Bagge-Hansen, M. et al. Detonation synthesis of carbon nano-onions via liquid carbon condensation // *Nature Communications*. – 2019. – V. 10. – P. 3819.
162. Nomura, Y., Kawamura, R. Soot derived from the detonation of a trinitrotoluene charge // *Carbon*. – 1984. – V. 22, N 2. – P. 189–191.
163. Nomura, Y., Kawamura, R. Soot derived from the detonation of a trinitrotoluene charge // *Carbon*. – 1984. – V. 22. – P. 189–191.
164. Roy Greiner, N., Phyllips, D.S., Johnson, J.D., Volk, F. Diamonds in detonation soot // *Nature*. – 1988. – V. 333. – P. 440–442.
165. Xu Tao, Xu Kang, Zhao Jiazheng. TEM and HREM studies on ultradispersed diamonds containing soot formed by explosive detonation // *Materials Science and Engineering B*. – 1996. – V. 38. – P. L1–L4.
166. Ornellas, D.L. Calorimetric determinations of the heat and products of detonation for explosives: October 1961 to april 1982. Technical report. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA, 1982. 82 p.

167. Сильвестров, В.В., Юношев, А.С., Пластинин, А.В., Рафейчик, С.И. Ударная сжимаемость эмульсионной матрицы при давлении до 37 ГПа // *Физика горения и взрыва*. – 2014. – Т. 50, N 4. – С. 110–116.
168. Lee, J., Persson, P.A. Detonation behavior of emulsion explosives // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 1990. – N 15. – P. 208–216.
169. Сильвестров, В.В., Пластинин, А.В. Исследование низкоскоростных эмульсионных взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, N 5. – С. 124–133.
170. Соснин, В.А., Колганов, Е.В. Исследование процесса детонации в эмульсионных промышленных взрывчатых веществах // *Химическая физика*. – 2003. – Т. 22, N 8. – С. 100–107.
171. Leiper, G.A., Kirby, I.J., Hackett, A. Determination of reaction rates in intermolecular explosives using the electromagnetic particle velocity gauge // *Proceedings Eight Symposium on Detonation*. – 1985. – P. 187–195.
172. Hirosaki, Y., Murata, K., Kato, Y., Itoh, S. Detonation characteristics of Emulsion explosives as function of void size and volume // *12th International DETONATION SYMPOSIUM*, 2002, USA, San Diego, California,  
[www.intdetsymp.org/detsymp2002/PaperSubmit/FinalManuscript/pdf/Hirosaki-149.pdf](http://www.intdetsymp.org/detsymp2002/PaperSubmit/FinalManuscript/pdf/Hirosaki-149.pdf)
173. Юношев, А.С., Пластинин, А.В., Сильвестров, В.В. Исследование влияния плотности эмульсионного взрывчатого вещества на ширину зоны реакции // *Физика горения и взрыва*. – 2012. – Т. 48, N 3. – С. 79–88.
174. Колесников, С.А., Лавров, В.В., Мочалова, В.М. и др. Экспериментальное исследование структуры детонационных волн в эмульсионных ВВ // *Тезисы докладов международной конференции "Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике"*, Новосибирск, 2010, ИГиЛ, с. 216–217.
175. Mitchell, A.C., Nellis, W.J. Equation of state and electrical conductivity of water and ammonia shocked to the 100 GPa (1 Mbar) pressure range // *Journal of Chemical Physics*. – 1982. – V. 76, N 12. – P. 6273–6281.
176. Орлов, А. В. Влияние температуры на неупругое деформирование стекла ЛК-105 в ударных волнах: автореф. дис. кан. физ.-мат. наук: 01.04.17 / Орлов Алексей Владимирович. – М., 1992. – МФТИ. – 20 с.
177. Рафейчик, С.И. Исследование зависимости критического диаметра эмульсионных взрывчатых веществ от плотности в стальной оболочке / *Вестник НГУ Серия: Физика*. – 2013. – Т. 8, N 6. – С. 107–110.

178. Campbell, T., Kalia, R. K., Nakano, A., Vashishta, P., Ogata, S., Rodgers, S. Dynamics of Oxidation of Aluminum Nanoclusters using Variable Charge Molecular – Dynamics Simulations on Parallel Computers // *Physical Review Letters*. – 1999. – V. 82, N 24. – P. 4866.
179. Филяк, М. М., Каньгина, О. Н. Электрофизические свойства анодного оксида алюминия // *Вестник ОГУ*. – 2013. – N 9. – С. 240.
180. Pachman J., Künzel M., Němec O., Majzlík J. A comparison of methods for detonation pressure measurement // *Shock Waves*. – 2018. – V. 28, N 2. – P. 217–225.
181. Pei H., Huang W., Zhang X., Zheng X. Measuring detonation wave profiles in plastic-bonded explosives using PDV // *AIP Advances*. – 2019. – V. 9. – P. 015306.
182. Dolan, D.H. Foundations of VISAR Analysis / Sandia Report N. SAND2006-1950. – 2006.
183. Титов, В.М., Прууэл, Э.Р., Тен, К.А., Лукьянчиков, Л.А., Мержиевский, Л.А., Толочко, Б.П., Жуланов, В.В., Шехтман, Л.И. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // *Физика горения и взрыва*. – 2011. – Т. 47, N 6. – С. 4–16.
184. Прууэл, Э.Р., Тен, К.А., Толочко, Б.П., Мержиевский, Л.А., Лукьянчиков, Л.А., Мержиевский, Л.А., Аульченко, В.М., Жуланов, В.В., Шехтман, Л.И., Титов, В.М. Реализация возможностей синхротронного излучения в исследованиях детонационных процессов // *Доклады АН*. – 2013. – Т. 448, N 1. – С. 38–42.
185. Федоров, А.В., Михайлов, А.Л., Антонюк, Л.К., Назаров, Д.В., Финюшин, С.А. Определение параметров детонационных волн в монокристаллах тэна и октогена // *Физика горения и взрыва*. – 2011. – Т. 47, N 5. – С. 117–122.
186. Gustavsen, R.L., Sheffield, S.A., Alcon, R.R. Detonation wave profiles in HMX based explosives // In AIP Conference Proceedings. V. 429. S.C. Schmidt D.P. Dandekar, Forbes J.W. (Eds). Amherst, MA, 1998. American Institute of Physics. – P. 739–744.
187. Уткин, А.В., Канель, Г.И., Фортов, В.Е. Эмпирическая макрокинетика разложения флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – Т. 25, N 5. – С. 115–122.
188. Wen, Y., Zhang, C., Xue, X., Long, X. Cluster evolution during the early stages of heating explosives and its relationship to sensitivity: a comparative study of TATB, b-HMX and PETN by molecular reactive force field simulations // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2015. – V. 17. – P. 12013.

189. Бреусов О.Н. К вопросу о механизме динамического синтеза алмаза из органических веществ // *Химическая физика*. – 2002. – Т. 21, N 11. – С. 110–112.
190. Анисичкин, В.Ф. Результаты исследований механизма детонации тротила, гексогена и октогена методом изотопных индикаторов // *Физика горения и взрыва*. – 2007. – Т. 43, N 5. – С. 96–103.
191. Анисичкин, В.Ф. О механизме детонации органических взрывчатых веществ // *Химическая физика*. – 2016. – Т. 35, N 6. – С. 30–34.
192. Zubkov, P.I. Dynamic mechanism of carbon condensation in TNT detonation // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2015. – V. 24, N 1. – P. 57–67.
193. Bastea, S. Aggregation kinetics of detonation nanocarbon // *Applied Physics Letters*. – 2012. – V. 100. – P. 214106.
194. Bastea, S. Nanocarbon condensation in detonation // *Scientific Reports*. – 2017. – V. 7. – P. 42151.
195. Gorshkov, M.M., Grebenkin, K.F., Zherebtsov, A.L., Zaikin, V.T., Slobodenyukov, V.M., Tkachev, O.V. Kinetics of electrical conductivity of TATB detonation products as an indicator of growth of carbon nanoparticles // *Combustion, Explosives and Shock Waves*. 2007. V. 43 (1). p. 78–83.
196. Ten, K.A., Pruel, E.R., Titov, V.M. SAXS Measurement and Dynamics of Condensed Carbon Growth at Detonation of Condensed High Explosives // *Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures*. – 2012. – V 20. – P. 587–593.
197. Willey, T.M., Bagge-Hansen, M., Lauderbach, L., et al. Measurement of carbon condensates using small-angle X-ray scattering during detonation of high explosives // *AIP Conference Proceedings*. – 2017. – V. 1793. – P. 030012.
198. Watkins, E.B., Velizhanin, K.A., Dattelbaum, D.M., et al. Evolution of Carbon Clusters in the Detonation Products of the Triaminotrinitrobenzene (TATB)–Based Explosive PBX 9502 // *Journal of Physical Chemistry C*. – 2017. – V. 121. – P. 23129–23140.
199. Ершов, А.П., Куперштох, А.Л. Образование фрактальных структур при взрыве // *Физика горения и взрыва*. – 1991. – Т. 27, N 2. – С. 111–117.
200. Dideikin, A.T., Aleksenskii, A.E., Baidakova, M.V., et al. Rehybridization of carbon on facets of detonation diamond nanocrystals and forming hydrosols of individual particles // *Carbon*. – 2017. – V. 122. – P. 737–745.
201. Huber, R.C., Ringstrand, B.S., Dattelbaum, D.M. et al. Extreme condition nanocarbon formation under air and argon atmospheres during detonation of composition B-3 // *Carbon*.

- 2018. – V. 126. – P. 289–298.
202. Jafri, S.H.M., Carva, K. et al. Conductivity engineering of graphene by defect formation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2010. – V. 43, N 4. – P. 045404.
203. Lee Weller, Fiona R. Smail, James A. Elliott, Alan H. Windle, Adam M. Boies, Simone Hochgreb Mapping the parameter space for direct-spun carbon nanotube aerogels // *Carbon*. – 2019. – V. 146. – P. 789–812.
204. Yoann Dini, Jerome Faure-Vincent, Jean Dijon How to overcome the electrical conductivity limitation of carbon nanotube yarns drawn from carbon nanotube arrays // *Carbon*. – 2019. – V. 144. – P. 301–311.
205. Kondratyev, A.M., Korobenko, V.N., Rakhel, A.D. Experimental study of liquid carbon // *Journal of Physics Condensed Matter*. – 2016. – V. 28. – P. 265501.
206. Korobenko, V.N., Savvatimski, A.I., Cheret, R. Graphite Melting and Properties of Liquid Carbon // *International Journal of Thermophysics*. – 1999. – V. 20, N 4. – P. 1247–1256.
207. Бордзиловский, С.А., Караханов, С.М., Пластинин, А.В., Рафейчик, С.И., Юношев, А.С. Температура детонации эмульсионного взрывчатого вещества с полимерным сенсбилизатором // *Физика горения и взрыва*. – 2017. – Т. 53, N 6. – С. 123.
208. Елецкий, А.В., Книжник, А.А., Потапкин, Б.В., Кенни, Х.М. Электрические характеристики полимерных композиций, содержащих углеродные нанотрубки // *Успехи физических наук*. – 2015. – Т. 185, N 3. – С. 225–270.
209. Shtertser, A.A., et al. Characterization of nanoscale detonation carbon produced in a pulse gas-detonation device // *Diamond and Related Materials*. – 2020. – V. 101. – P. 107553.
210. Мальков, И.Ю., Филатов, Л.И., Титов, В.М., Литвинов, Б.В., Чувилин, А.Л., Тесленко, Т.С. Образование алмаза из жидкой фазы углерода // *Физика горения и взрыва*. – 1993. – Т. 29, N 4. – С. 131–134.
211. Hammons, J.A. et al. Observation of Variations in Condensed Carbon Morphology Dependent on Composition B Detonation Conditions // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2020. – V. 45(2). – P. 347–355.
212. Khasainov, B.A., Ermolaev, B.S., Presles, H.-N. and Vidal, P. On the effect of grain size on shock sensitivity of heterogeneous high explosives // *Shock Waves*. – 1997. – V. 7, N 2. – P. 89–105.
213. Хасайнов, Б.А., Аттетков, А.В., Борисов, А.А. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // *Химическая физика*. – 1996. – Т. 15, N 7. – С. 53–125.

214. Кузнецов, Н.М., Шведов, К.К. Параметры детонационной волны и уравнение состояния продуктов детонации водонасыщенного гескогена // *Химическая физика*. – 1999. – Т. 18, N 2. – С. 80–83.
215. Колесников, С.А., Уткин, А.В. Неклассические режимы стационарной детонации в прессованном ТНЕТВ // *Физика горения и взрыва*. – 2007. – Т. 43, N 6. – С. 97–103.
216. Апин, А.Я. О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ // *Доклады АН СССР*. – 1945. – Т. 50. – С. 285–288.
217. Пайерлс, Р. Построение физических моделей // *Успехи физических наук*. – 1983. – Т. 140, N 2. – С. 315.
218. Самарский, А.А., Михайлов, А.П. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры. // М.: Физматлит. – 2001. – 320 с.
219. Зельдович, Я.Б., Райзер, Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Изд. "Наука", Москва. 1966. – 688 с.
220. Харитон, Ю.Б. О детонационной способности взрывчатых веществ / Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 1. Книга 1. Сборник статей. 1947. Академия наук СССР. С. 7–29.
221. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Корицкого Ю.В., Пасынкова В.В., Тареева Б.М. – Т. 3. – 3-е изд., перераб. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1988. – 728 с.
222. Dolmatov, V.Yu. et al. Detonation nanodiamonds: new aspects in the theory and practice of synthesis, properties and applications // *Russian Chemical Reviews*. – 2020. – V. 89(12). – P. 1428–1462.
223. Hammons, J.A. et al. Submicrosecond Aggregation during Detonation Synthesis of Nanodiamond // *Journal of Physical Chemistry Letters*. – 2021. – V. 12. – P. 5286–5293.
224. Kowalczyk, P. et al. Reconstructing the fractal clusters of detonation nanodiamonds from small-angle X-ray scattering // *Carbon*. – 2020. – V. 169. – P. 349–356.
225. Анисичкин, В.Ф. Моделирование состава внешнего жидкого ядра Земли // *Физика Земли*. – 2023. – N 2. – Принято в печать.
226. Koenig, M. et al. Progress in the study of warm dense matter // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2005. – V. 47. – P. B441–B449.
227. Бахрах, С.М., Евстигнеев, А.А., Зубарев, В.Н., Шанин, А.А. Влияние конечной скорости разложения ВВ на определение детонационных параметров // *Физика горения и взрыва*. – 1981. – Т. 17, N 6. – С. 117–121.

228. Баталова, М.В., Бахрах, С.М., Зубарев, В.Н. Возбуждение детонации в гетерогенных ВВ ударными волнами // *Физика горения и взрыва*. – 1980. – Т. 16, N 2. – С. 105–109.
229. Cawkwell, M.J. and Manner, V.W. Ranking the drop-weight impact sensitivity of common explosives using arrhenius chemical rates computed from quantum molecular dynamics simulations // *Journal of Physical Chemistry A*. – 2020. – V. 124. –P. 74–81.
230. Chu, G. et al. Relaxed structure of typical nitro explosives in the excited state: Observation, implication and application // *Chemical Physics Letters*. – 2018. – V. 698. – P. 200–205.
231. Пепекин, В.И., Корсунский, Б.Л., Денисаев, А.А. Возбуждение взрыва твердых взрывчатых веществ при механическом воздействии // *Физика горения и взрыва*. – 2008. – V. 44, N 5. – P. 101–105.
232. Bondarchuk, S.V. Impact sensitivity of aryl diazonium chlorides: Limitations of molecular and solid-state approach // *Journal of Molecular Graphics and Modelling*. – 2019. – V. 89. –P. 114–121.
233. Manner, V.W. et al. Examining the chemical and structural properties that influence the sensitivity of energetic nitrate esters // *Chemical Science*. – 2018. – V. 9. – P. 3649–3663.
234. Cawkwell, M.J., Perriot, R., Lease, N. and Manner, V.W. Systematic study of the explosive chemical kinetics of derivatives of ETN and PETN at low pressure // *AIP Conference Proceedings*. – 2020. – V. 2272. – P. 070006.
235. Lin, C. and Luo, K.H. Kinetic simulation of unsteady detonation with thermodynamic nonequilibrium effects // *Combustion, Explosives and Shock Waves*. – 2020. – V. 56. – P. 435–443.
236. Zheng, H. and Yu, M. Thermodynamically consistent detonation model for solid explosives // *Combustion, Explosives and Shock Waves*. – 2020. – V. 56. – P. 545–555.
237. Štimac, B., Chan, H.Y.S., Kunzel, M. and Suceca, M. Numerical modelling of detonation reaction zone of nitromethane by explo5 code and wood and kirkwood theory // *Central European Journal of Energetic Materials*. – 2020. – V. 17(2). – P. 239–261.
238. Rai, N.K., Koundinyan, S.P., Sen, O., Schweigert, I.V., Henson, B.F. and Udaykumar, H.S. Evaluation of reaction kinetics models for meso-scale simulations of hotspot initiation and growth in HMX // *Combustion and Flame*. – 2020. – V. 219. – P. 225–241.
239. Botcher, T.R., Wight, C.A. Transient thin film laser pyrolysis of RDX // *Journal of Physical Chemistry*. – 1993. – V. 97. – P. 9149–9153.
240. Zhao, X., Hints, E.J., Lee, Y.T. Infrared multiphoton dissociation of RDX in a molecular beam // *Journal of Physical Chemistry*. – 1988. – V. 88. – P. 801–810.



241. Landerville, A.C., Oleynik, I.I. and White, C.T. Reactive molecular dynamics of hypervelocity collisions of PETN molecules // *Journal of Physical Chemistry A*. – 2009. – V. 113. – P. 12094–12104.
242. Stepanov, V., Anglade, V., Balas Hummers, W.A., Bezmelnitsyn, A.V. and Krasnoperov, L.N. Production and sensitivity evaluation of nanocrystalline RDX-based explosive compositions // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2011. – V. 36. – P. 240–246.
243. Tarver, C.M. Multiple roles of highly vibrationally excited molecules in the reaction zones of detonation waves // *Journal of Physical Chemistry A*. – 1997. – V. 101. – P. 4845–4851.
244. Tarver, C.M. and Tran, T.D. Thermal decomposition models for HMX-based plastic bonded explosives // *Combustion and Flame*. – 2004. – V. 137. – P. 50–62.
245. Li, Y., Kalia, R.K., Nakano, A., Nomura, K.-I. and Vashishta, P. Multistage reaction pathways in detonating high explosives // *Applied Physics Letters*. – 2014. – V. 105. – P. 204103.
246. Powell, M.S. et al. Insight into the chemistry of petn under shock compression through ultrafast broadband mid-infrared absorption spectroscopy // *Journal of Physical Chemistry A*. – 2020. – V. 124. – P. 7031–7046.
247. Бенсон, С. Основы химической кинетики / Перевод под ред. Эмануэля Н.М. Изд. Мир, Москва 1964. – 604 с.
248. Pei, H., Huang, W., Zhang, X. and Zheng, X. Measuring detonation wave profiles in plastic-bonded explosives using PDV // *AIP Advances*. – 2019. – V. 9. – P. 015306.
249. Уткин, А.В., Мочалова, В.М., Рогачёва, А.И., Якушев, В.В. Структура детонационных волн в тэне // *Физика горения и взрыва*. – 2017. – Т. 53, N 2. – С. 84–90.
250. Henson, B.F., Asay, B.W., Smilowitz, L.B. and Dickson, P.M. Ignition chemistry in HMX from thermal explosion to detonation // *AIP Conference Proceedings*. – 2002. – V. 620. – P. 1069–1072.
251. Menikoff, R. Detonation waves in PBX 9501 // *Combustion Theory and Modelling*. – 2006. – V. 10. – P. 1003–1021.
252. Tarver, C.M., Chidester, S.K. and Nichols III, A.L. Critical conditions for impact- and shock-induced hot spots in solid explosives // *Journal of Physical Chemistry*. – 1996. – V. 100. – P. 5794–5799.
253. Henson, B.F., Smilowitz, L., Romero, J.J. and Asay, B.W. Modeling thermal ignition and the initial conditions for internal burning in PBX 9501 // *AIP Conference Proceedings*. – 2009. – V. 1195. – P. 257–262.

254. Боболев, В.К. Детонационная способность и чувствительность взрывчатых веществ. В кни.: Детонация конденсированных и газовых систем. Сборник статей под ред. Фролова Ю.В. – 1986. – Изд. "Наука", Москва. 320 с.
255. Дремин, А.Н. Открытия в исследовании детонации молекулярных конденсированных взрывчатых веществ в XX веке // *Физика горения и взрыва*. – 2000. – Т. 36, N 6. – С. 31–44.
256. Апин, А.Я., Велина, Н.Ф. О критическом диаметре детонации монокристаллов взрывчатых веществ // *Второй всероссийский симпозиум по горению и взрыву. Автореферат докладов*. – 1969. – С. 317–318.
257. Huang, B., Cao, M.-H., Nie, F.-D., Huang, H., Hu, C.-W. Construction and properties of structure- and size-controlled micro/nano-energetic materials // *Defence Technology*. – 2013. – V. 9. p. 59–79.
258. Molek, C. D. Microstructural characterization of pressed HMX material sets at differing densities // *AIP Conference Proceedings*. – 2017. – V. 1793. – P. 040007.
259. Guo, X. et al. Shock initiation of nano-tatb explosives under short-duration pulses // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2019. – V. 44. – P. 138–143.
260. Akiki, M., Menon, S. A model for hot spot formation in shocked energetic materials // *Combustion and Flame*. – 2015. – V. 162. – P. 1759–1771.
261. Liu, Y. R., Hu, X. M., Duan, Z. P., Zhang, Z. Y. A mesoscopic reaction rate model for shock-to-detonation of pbx explosives having different mean particle sizes // *Shock Waves*. – 2019. – V. 29, N 4. – P. 559–571.
262. Hudson, D. J. Lectures on Elementary Statistics and Probability, V. 1, CERN [Reports], url=<https://books.google.ru/books?id=TmVTpwAACAAJ>, 1963.
263. Смирнов, Н.В., Дунин-Барковский, И.В. Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений / Изд. "Наука", Москва. – 1965. – 512 с.
264. Leiper GA, Cooper J (1989) Reaction rates and the charge diameter effect in heterogeneous explosives". Ninth Symposium (International) on Detonation, Office of the Chief of Naval Research, OCNR 113291-7, P. 197–208.
265. Миронов, Е.В., Петров, Е.А., Корец, А.Я. От анализа структуры ультрадисперсного алмаза к вопросу о кинетике его формирования // *Физика горения и взрыва*. – 2004. – Т. 40, N 4. – С. 112–116.
266. Сакович, Г.В., Жарков, А.С., Петров, Е.А. Результаты исследования физико-химических процессов детонационного синтеза и применения наноалмазов // *Российские нано-*

- технологии*. – 2013. – Т. 8, N 9-10. – С. 11–20.
267. Петров, Е.А., Колесова, А.А., Балахнина, А.В. и др. Физико–химические свойства наноалмазов детонационного синтеза // *Южно – Сибирский научный вестник*. – 2019. – N 3. – С. 121–125.
268. Корец, А.Я., Миронов, Е.В., Петров, Е.А. Исследование органической составляющей ультрадисперсного алмаза детонационного синтеза по спектрам ИК-поглощения // *Физика горения и взрыва*. – 2003. – Т. 39, N 4. – С. 113–119.
269. Handley, C.A., Lambourn, B.D., Whitworth, N.J., James, H.R. and Belfield, W.J. Understanding the shock and detonation response of high explosives at the continuum and meso scales // *Applied Physics Reviews*. – 2018. – V. 5, N 1. – P. 011303.
270. Bourne, N.K., Milne, A.M. The temperature of a shock-collapsed cavity // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2002. – V. 459, N 2036. – P. 1851–1861.
271. Wood, M.A., Kittell, D.E., Yarrington, C.D. and Thompson, A.P. Multiscale modeling of shock wave localization in porous energetic material // *Physical Review B*. – 2018. – V. 97, N 1. – P. 014109.
272. Escariza, E.M., et al. Collapse dynamics of spherical cavities in a solid under shock loading // *Scientific Reports*. – 2020. – V. 10, N 1. – P. 8455.
273. Kroonblawd, M.P. and Austin, R.A. Sensitivity of pore collapse heating to the melting temperature and shear viscosity of HMX // *Mechanics of Materials*. – 2021. – V. 152. – P. 103644.
274. Austin, R.A., Barton, N.R., Howard, W.M. and Fried, L.E. Modeling pore collapse and chemical reactions in shock-loaded HMX crystals // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2014. – V. 500 (PART 5). – P. 052002.
275. Springer, H.K., Bastea, S. III Nichols, A.L., Tarver, C.M. and Reaugh, J.E. Modeling the effects of shock pressure and pore morphology on hot spot mechanisms in HMX // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2018. – V. 43, N 8. – P. 805–817.
276. Li, C., Hamilton, B.W., Strachan, A. Hotspot formation due to shock-induced pore collapse in 1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazoctane (hmx): Role of pore shape and shock strength in collapse mechanism and temperature // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – V. 127, N 17. – P. 175902.
277. K. Zhong, R. Bu, F. Jiao, G. Liu, and C. Zhang. Toward the defect engineering of energetic materials: A review of the effect of crystal defects on the sensitivity // *Chemical Engineering*

- Journal.* – 2022. – V. 429. – P. 132310.
278. Соловьев, В.С. Некоторые особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва.* – 2000. – Т. 36, N 6. – С. 65–76.
279. Kroonblawd, M.P., Fried, L.E. High explosive ignition through chemically activated nanoscale shear bands // *Physical Review Letters.* – 2020. – V. 124, N 20. – P. 206002.
280. Das, P., Zhao, P., Perera, D., Sewell, T. and Udaykumar, H.S. Molecular dynamics-guided material model for the simulation of shock-induced pore collapse in  $\beta$ -octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine ( $\beta$ -HMX) // *Journal of Applied Physics.* – 2021. – V. 130, N 8. – P. 085901.
281. Rai, N.K., Escauriza, E.M., Eakins, D.E. and Udaykumar, H.S. Mechanics of shock induced pore collapse in poly(methyl methacrylate) (PMMA): Comparison of simulations and experiments // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids.* – 2020. – V. 143. – P. 104075.
282. Benson, D.J., Conley, P. Eulerian finite–element simulations of experimentally acquired HMX microstructures // *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering.* – 1999. – V. 7, N 3. – P. 333–354.
283. Baer, M.R. Modeling heterogeneous energetic materials at the mesoscale // *Thermochimica Acta.* – 2002. – V. 384, N 1-2. – P. 351–367.
284. Roy, S., Sen, O., Rai, N.K., et al. Structure–property–performance linkages for heterogenous energetic materials through multi-scale modeling // *Multiscale and Multidisciplinary Modeling, Experiments and Design.* – 2020. – V. 3, N 4. – P. 265–293.
285. Ed. T. R. Gibbs, A. Popolato, and J. F. Baytos. *LASL Explosive Property Data*, V. 4. University of California Press, 1980. – 471 p.
286. Кондриков, Б.Н., Анников, В.Э., Козак, Г.Д., Обобщенная зависимость критического диаметра детонации пористых веществ от плотности // *Физика горения и взрыва.* – 1997. – Т. 33, N 2. – С. 111–123.
287. Kotomin, A.A., Dushenok, S.A., Kozlov, A.S., Barannik, D.A., Shirokova, N.P. and Il'yushin, M.A. Critical Detonation Diameters of Highly Dispersed Energetic Substances // *Russian Journal of Applied Chemistry.* – 2016. – V. 89, N 5. – P. 793–799.
288. Котомин, А.А., Душенок, С.А. Критические диаметры детонации гетерогенных взрывчатых систем // *Известия СПб государственного технологического института.* – 2013. – N 21(47). – С. 43–51.
289. Афанасьев, Г.Т., Бедов, В.И., Сергиенко, О.И. Детонационная способность твердых ВВ при высокой плотности // *Физика горения и взрыва.* – 1981. – N 2. – С. 158–159.

290. Мильченко, Д.В., Пятойкина, А.И. и др. Критический диаметр детонации пластичных ВВ на основе смеси различных марок гексогена / Труды международной конференции XXI Харитоновские научные чтения, г. Саров, 2019. – С. 145–148.
291. Орлова, Е.Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. Оборонгиз. Москва. 1960. – 395 стр.
292. Gabor, T.H. Image reconstruction from projections. Fundamentals of Computerized Tomography. Department of Computer Science, State University of New York at Buffalo, Amherst. Academic Press. , 1980. – 300 p.
293. Herman, G.T. Fundamentals of Computerized Tomography: Image Reconstruction from Projections. Advances in Computer Vision and Pattern Recognition. Springer London, 2009. – 300 p.
294. Беляев, А.Ф., Боболев, В.К., Коротков, А.И., Сулимов, А.А., Чуйко, С.В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. – Изд-во Наука, Москва, 1973. – 292 с.
295. Herman, G.T. Correction for beam hardening in computed tomography // *Physics in Medicine and Biology*. – 1979. – V. 24(1). – P. 81–106.
296. Teuwen, J. et al. Deep learning reconstruction of digital breast tomosynthesis images for accurate breast density and patient-specific radiation dose estimation // *Medical Image Analysis*. – 2021. – V. 71. – P. 102061.
297. Li, X., Zhang, Y., Mao, S., Zhu, J., Ye, Y. Implementation of a Framelet-Based Spectral Reconstruction for Multi-Slice Spiral CT // *Frontiers in Physics*. – 2021. – V. 94. – P. 682152.
298. Haase, V., Hahn, K., Schöndube, H., Stierstorfer, K., Maier, A., Noo, F. Single-material beam hardening correction via an analytical energy response model for diagnostic CT // *Medical Physics*. – 2022. – V. 49(8). – P. 5014–5037.
299. Nakao, M. et al. Stoichiometric CT number calibration using three-parameter fit model for ion therapy // *Physica Medica*. – 2022. – V. 99. – P. 22–30.
300. Martinez, C. , Fessler, J., Desco, M., Abella, M. Simple beam hardening correction method (2DCalBH) based on 2D linearization. // *Physics in Medicine and Biology*. – 2022. – V. 67(117). – P. 115005.
301. Yeager, J.D. et al., Microcomputed x-ray tomographic imaging and image processing for microstructural characterization of explosives // *Materials*. – 2020. – V. 13(20). – P. 4517.
302. Walters, D., Rai, N., Sen, O. and Perry, W.L. Toward a machine-guided approach to energetic material discovery // *Journal of Applied Physics*. – 2022. – V. 131. P. 234902.

303. Mang, J.T., Hjelm, R.P. and Francois, E.G. Measurement of porosity in a composite high explosive as a function of pressing conditions by ultra-small-angle neutron scattering with contrast variation // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2010. – V. 35(1). – P. 7–14.
304. Rai, N.K., Sen, O. and Udaykumar, H.S. Macro-scale sensitivity through meso-scale hotspot dynamics in porous energetic materials: Comparing the shock response of 1,3,5-triamino-2,4,6-trinitrobenzene (TATB) and 1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetraoctane (HMX) // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – V. 128. – P. 085903.
305. Du, L., Jin, S., Liu, Z., Li, L., Wang, M., Nie, P. and Wang, J. Shock initiation investigation of a pressed trinitrotoluene explosive // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2021. – V. 46, N 11. – P. 1717–1722.
306. Johnson, B.P., Zhou, X., Ihara, H. and Dlott, D.D. Observing hot spot formation in individual explosive crystals under shock compression // *Journal of Physical Chemistry A*. – 2020. – V. 124. – P. 4646–4653.
307. Bassett, W.P. et al. Shock initiation microscopy with high time and space resolution // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2020. – V. 45. – P. 223–235.
308. Dick, J.J. et al. Shock response of pentaerythritol tetranitrate single crystals // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – V. 70. – P. 3572–3587.
309. Coffey, C.S. Initiation Due to Plastic Deformation from Shock or Impact // *Theoretical and Computational Chemistry*. – 2003. – V. 13. – P. 101–123.
310. Дремин, А.Н. О кинетике разложения прессованного тротила за фронтом ударной волны // *Физика горения и взрыва*. – 1978. – Т. 14, N 3. – С. 111–116.
311. Walker, F.E. Physical kinetics // *Journal of Applied Physics*. – 1988. – V. 63. – P. 5548–5554.
312. Уокер, Ф.Е. Новые подтверждения идеи физической кинетики // *Химическая физика*. – V. 17, N 1. – P. 25–29.
313. Yoo, C.S., Holmes, N.C., Souers, P.C., Wu, C.J., Ree, F.H. and Dick, J.J. Anisotropic shock sensitivity and detonation temperature of pentaerythritol tetranitrate single crystal // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V. 88. – P. 70–75.
314. Wang, N., Peng, J., Pang, A., Hu, J. and He, T. Study on the anisotropic response of condensed-phase rdx under repeated stress wave loading via reaxff molecular dynamics simulation // *Journal of Molecular Modeling*. – 2016. – V. 22, N 9. – P. 229.
315. Wang, X., Wu, Y., Huang, F. and Zhang, L. Dynamic anisotropic response of  $\beta$ -HMX and  $\alpha$ -RDX single crystals using plate impact experiments at 1 GPa // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2018. – V. 43. – P. 759–770.

316. Huang, X., et al. Anisotropic hydrogen bond structures and orientation dependence of shock sensitivity in crystalline 1,3,5-tri-amino-2,4,6-tri-nitrobenzene (TATB) // *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2020. – V. 22. – P. 11956–11966.
317. Cawkwell, M.J., Mohan, N., Luscher, D.J. and Ramos, K.J. Dissociation of  $\langle 111 \rangle$  dislocations on  $\{1\bar{1}0\}$  in pentaerythritol tetranitrate // *Philosophical Magazine*. – 2019. – V. 99. – P. 1079–1089.
318. Dick, J.J. Anomalous shock initiation of detonation in pentaerythritol tetranitrate crystals // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 81. – P. 601–612.
319. Sergeev, O.V., Yanilkin, A.V. Molecular dynamics simulation of combustion front propagation in a PETN single crystal // *Combustion, Explosives and Shock Waves*. – 2014. – V. 50. – P. 323–332.
320. Шведов, К.К. Некоторые вопросы детонации конденсированных взрывчатых веществ // *Химическая физика*. – 2002. – V. 23, N 1. – P. 27–49.
321. M. Nieger and J. Lehmann, CCDC 199339: Experimental Crystal Structure Determination (2003).
322. Dremine, A.N., Babare, L.V. The shock wave chemistry of organic substances // *AIP Conference Proceedings*. – 1982. – N 78. – C. 363–381.
323. Erskine, D.J. and Nellis, W.J. Shock-induced martensitic transformation of highly oriented graphite to diamond // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – V. 71. – P. 4882–4886.
324. Stavrou, E., Bagge-Hansen, M., Hammons, J.A., Nielsen, M.H. et al. Detonation-induced transformation of graphite to hexagonal diamond // *Physical Review B*. – 2020. – V. 102. – P. 104116.
325. Kroonblawd, M.P. and Goldman, N. Mechanochemical formation of heterogeneous diamond structures during rapid uniaxial compression in graphite // *Physical Review B*. – 2018. – V. 97. – P. 184106.
326. Клименко, В.Ю. Многопроцессорная модель детонации (версия 3) // *Химическая физика*. – 1998. – V. 17, N 1. – P. 11–24.
327. Kuznetsov, N.M., Belousov, S.I., et al. Detonation nanodiamonds dispersed in polydimethylsiloxane as a novel electrorheological fluid: Effect of nanodiamonds surface // *Carbon*. – 2021. – V. 174. – P. 138–147.

## Приложение

Экспериментальные данные по электропроводности при детонации RDX,  
HMX, PETN разной дисперсности

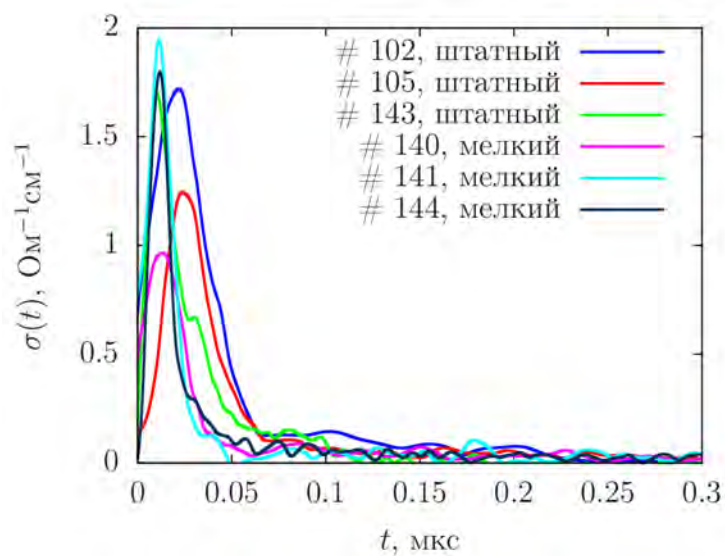


Рис. 4.19. Влияние дисперсности зерна на профиль электропроводности при детонации гексогена (RDX) насыпной плотности  $\rho = 1.15 \text{ г/см}^3$ .

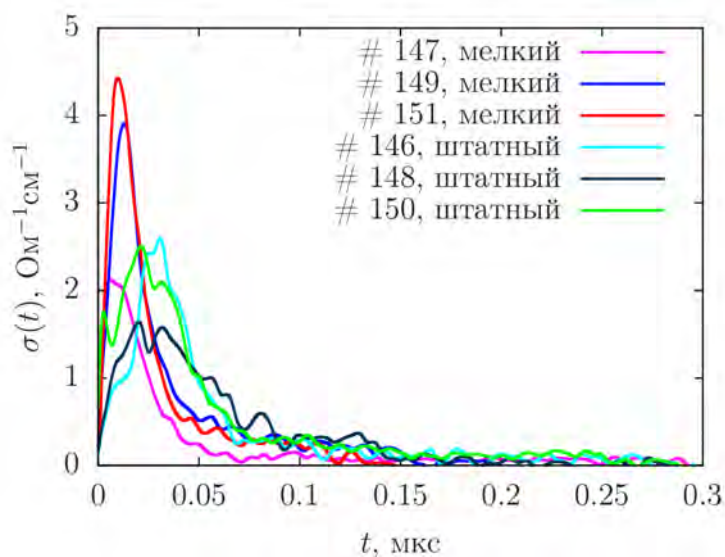


Рис. 4.20. Влияние дисперсности зерна на профиль электропроводности при детонации октогена (HMX) насыпной плотности  $\rho = 1.3 \text{ г/см}^3$ .



Таблица 4.9. **РЕТН**

#	$\langle d \rangle$ , мкм	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$	$\sigma_{CJ}$	$t_\sigma$ , нс	диэлектрик, мм
75	260	1.58	7.67	4.5	1	51	0.6
76		1.67	7.99	8.1	2	38	0.6
77		1.72	8.12	9.5	2	38	0.6
85		1.57	7.64	4.2	1.5	68	0.57
86		1.65	7.91	4.5	1.8	66	0.3
87		1.74	8.21	9.2	1.2	44	0.54
93		1.69	8.04	5.5	2	45	0.3
152		1.05	5.70	0.50	0.15	104	0.3
154		1.07	5.76	0.49	0.12	106	0.25
156		1.08	5.82	0.78	0.18	67	0.25
153	80	1.11	5.92	0.60	0.18	52	0.2
155		1.09	5.85	0.52	0.10	73	0.2
157		1.12	5.96	0.73	0.20	52	0.17

В таблицах 4.9, 4.10, 4.11 приведены результаты экспериментального исследования, приняты следующие обозначения:  $\langle d \rangle$  – средний размер зерна,  $\rho$  – начальная плотность,  $D$  – скорость детонации,  $t_\sigma$  – длительность зоны высокой электропроводности,  $\sigma_{CJ}$  и  $\sigma_{max}$  электропроводность в точке ЧЖ и максимальная, соответственно.

Таблица 4.10. **RDX**

#	$\langle d \rangle$ , мкм	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$	$\sigma_{CJ}$	$t_{\sigma}$ , нс	диэлектрик, мм
71	160	1.54	7.76	3.75	1.4	59	0.59
72		1.65	8.18	5.7	1.8	45	0.6
73		1.73	8.48	6.6	1.5	46	0.6
74		1.74	8.52	7.1	2.0	36	0.57
82		1.6	7.99	3.1	1.0	88	0.3
83		1.72	8.43	4.5	1.5	62	0.3
84		1.48	7.52	3.3	1.0	74	0.57
91		1.62	8.05	5	1.5	47	0.3
92		1.7	8.38	4.4	1.5	52	0.3
102		1.20	6.49	1.72	0.3	55	0.4
105		1.17	6.35	1.56	0.4	68	0.6
130		1.51	7.65	4.5	1.1	50	0.67
135		1.51	7.63	4.1	1.0	54	0.57
143		1.15	6.28	2.1	0.4	45	0.3
97	11	1.63	8.11	3.72	1.4	54	0.4
98		1.49	7.57	3.22	1.4	49	0.3
99		1.73	8.46	4.7	1.6	52	0.6
132		1.52	7.67	4.5	1	39	0.7
140		1.19	6.43	0.94	0.2	44	0.3
141		1.18	6.41	1.77	0.3	25	0.2
144		1.2	6.47	2.25	0.5	23	0.2

Таблица 4.11. НМХ

#	$\langle d \rangle$ , мкм	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$D$ , км/с	$\sigma_{max}$	$\sigma_{CJ}$	$t_{\sigma}$ , нс	диэлектрик, мм
78	430	1.49	7.57	4.25	1.5	61	0.56
79		1.57	7.87	4.8	1.5	58	0.59
80		1.7	8.35	7.1	2	40	0.55
81		1.8	8.75	6.25	0.7	41	0.57
88		1.63	8.08	5	1.5	61	0.54
89		1.72	8.44	6.75	1.6	48	0.56
90		1.79	8.72	7.5	2	44	1
146		1.28	6.75	3.3	0.5	64	0.3
148		1.30	6.86	2.0	0.7	80	0.3
150		1.31	6.87	3.2	0.9	63	0.3
94	21	1.64	8.15	6.25	1.5	42	0.56
95		1.78	8.66	6.4	2	42	0.56
96		1.62	8.08	6.25	1.5	48	0.56
147		1.29	6.80	2.6	0.7	37	0.3
149		1.36	7.06	3.9	1.0	35	0.25
151		1.35	7.03	4.4	1.0	31	0.27

Сводная таблица характеристик данных по электропроводности эмульсионных ВВ с учетом не проводящего материала 4.12.

Принятые обозначения:  $\Delta$  – длительность области высокой электропроводности, два значения указаны в случае двух ярко выраженных областей, если значение не указано, значит выделить область невозможно по причине слабого спада;  $D_1$  – скорость детонации на первом участке от места инициирования,  $D_2$  – скорость детонации от диэлектрика до торца заряда (окончания детонации),  $D_3$  – средняя по заряду скорость.

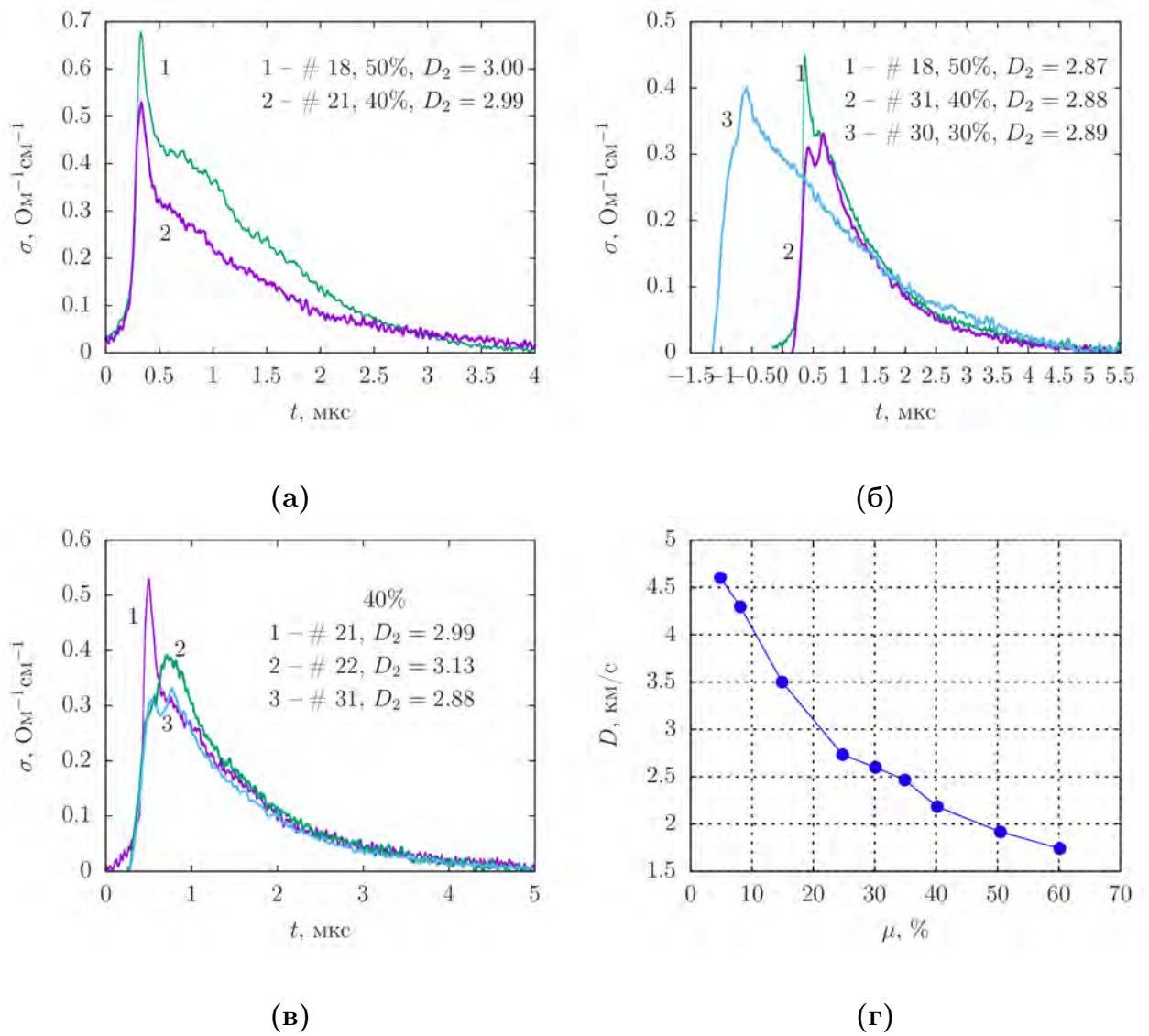


Рис. 4.21. Профили электропроводности детонирующего ЭМВВ с эмульсией АС/НС при близких скоростях процесса; (г) – установившаяся скорость детонации ЭМВВ от доли сенсibilизатора, данные работы [169].

Таблица 4.12. Эмульсионные ВВ

N	$\sigma_{max}, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\Delta, \text{мкс}$	%	состав	$D_1$	$D_2$	$D_3$
28	0.13 (0.267)	0.586	3	АС/НС	4.07	3.82	3.95
29	0.17 (0.25)	0.713	3	АС/НС	4.31	4.36	4.33
3	0.39		8	АС/НС	4.32	4.35	4.33
4	0.428		8	АС/НС	4.25	4.32	4.28
7	0.476	0.179	20	АС/НС	3.59	3.59	3.59
11	0.41	0.149	20	АС/НС	3.37	3.5	3.43
23	0.568	0.635	30	АС/НС	3.66	3.4	3.53
30	0.4	0.311 0.728	30	АС/НС	2.744	2.89	2.81
21	0.53	0.27	40	АС/НС	3.138	2.99	3.07
22	0.39	0.81	40	АС/НС	3.166	3.132	3.149
31	0.33	0.26 0.85	40	АС/НС	2.84	2.88	2.86
2	0.47	0.168 0.82	50	АС/НС	2.72	2.127	2.5
6	0.448	0.288 0.923	50	АС/НС	2.89	2.869	2.88
18	0.675	0.245 0.936	50	АС/НС	3.2	3	3.11
16	0.0528		3	АС, масло И-20	3.46	4.5	3.93
26	0.05		3	АС	4.277	4.394	4.33
27	0.133		3	АС	4.67	4.48	4.75
14	0.426	0.167	6	АС, масло И-20	4.39	4.52	4.45
15	0.177	0.142	6	АС	4.69	4.79	4.73
19	0.3	0.166	6	АС	4.96	4.96	4.96
20	0.277	0.144	6	АС	6.107	5.248	5.675
24	0.2	0.32 0.67	20	АС	3.754	3.964	3.844
25	0.155	0.637	20	АС	3.77	4.05	3.91