

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет ФИЗИЧЕСКИЙ

Кафедра Физика плазмы

Направление подготовки 03.03.02 ФИЗИКА

Образовательная программа: БАКАЛАВРИАТ

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Микулянец Евгений Ильич

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Измерение яркостной температуры продуктов детонации алюминизированного
эмульсионного взрывчатого вещества

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

ученая степень, звание

должность, место работы

...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

ученая степень, звание

должность, место работы

...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2019

Содержание

1. Введение	3
2. Литературный обзор	4
3. Теория ударно-волновых и детонационных процессов	
3.1. Ударная волна	7
3.2. Детонационная волна	9
3.3. Детонация эмульсионных взрывчатых веществ	17
4. Описание экспериментальных методик	
4.1. Пирометрическая методика измерения температуры детонационной волны	20
4.2. Измерения давления в детонационной волне с помощью манганинового датчика	25
4.3. Измерение скорости детонационной волны	27
5. Постановка эксперимента	28
6. Результаты экспериментов	34
7. Обсуждение результатов	42
8. Выводы	44
Литература	45

1. Введение

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭМВВ) в данный момент являются основными промышленными взрывчатыми веществами по количеству производства и использования. ЭМВВ используются при добыче полезных ископаемых открытым способом, в шахтах, также используются при обработке материалов взрывом в лабораторных условиях. Алюминиевый порошок входит в состав ряда коммерческих взрывчатых композиций, основой которых является ЭМВВ. Несмотря на широкое использование алюминизированных ЭМВВ в промышленности, детально их детонационные характеристики неизвестны.

В данной работе используя методики контактных датчиков, манганиновых датчиков, а также оптической пирометрии определены основные детонационные характеристики ЭМВВ с начальной плотностью 0.5 г/см^3 с добавлением алюминиевого порошка ПАП-2 и без него. Оказалось, что добавление алюминиевого порошка незначительно увеличивает скорость детонации. При этом фиксируется значительный рост давления в продуктах детонации. Однако измеренные величины яркостной температуры продуктов детонации алюминизированного ЭМВВ оказались меньше, чем у ЭМВВ без добавок. Данный факт можно объяснить тем, что добавление алюминия в ЭМВВ увеличивает количество газообразных продуктов детонации.

Результаты данной работы демонстрируют сложность рассматриваемого процесса. Увеличение детонационных характеристик ЭМВВ с добавлением алюминия может расширить области практического использования данного класса взрывчатых материалов.

2. Литературный обзор по теме работы

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭМВВ) в данный момент являются основными промышленными взрывчатыми веществами (ВВ) по количеству производства и использования. В 2016 году в России было произведено более 1 млн тонн ЭМВВ, что составляет более 60 % от общего количества промышленных ВВ [1]. ЭМВВ используются при добыче полезных ископаемых открытым способом, в шахтах, также используются при обработке материалов взрывом в лабораторных условиях. Широкое распространение ЭМВВ обусловлено совокупностью уникальных свойств. ЭМВВ производятся из недорогих неопасных компонентов, основным из которых является водный раствор аммиачной селитры, и легко изготавливаются в непосредственной близости от места ведения взрывных работ. ЭМВВ гораздо более безопасны в использовании по сравнению с тротилсодержащими промышленными взрывчатыми веществами.

Полезным качеством ЭМВВ является относительно небольшое количество вредных газов, содержащихся в продуктах детонации [2]. Также ЭМВВ не водорастворимо. Большинство промышленных ВВ, с аммиачной селитрой в составе, легко впитывают воду, слёживаются во влажной среде и теряют чувствительность или вообще вымываются из обводнённых скважин. ЭМВВ не обладает данным недостатком.

В промышленности, в зависимости от задачи, применяют разные составы ЭМВВ. Используя разные компоненты и, варьируя их количество, можно в широком диапазоне менять различные эксплуатационные и детонационные свойства ЭМВВ [2]. Одним из компонентов, который часто используется для увеличения теплоты взрыва ВВ, является алюминиевый порошок [3, 4]. Установлено, что добавление алюминия в ВВ увеличивает теплоту взрыва и уменьшает объём газообразных продуктов детонации [3]. Несмотря на это, влияние алюминия на детонационные характеристики ВВ

сложное и зачастую непредсказуемое [3, 5]. В основном оно определяется природой ВВ, морфологией и размером алюминиевых частиц, структурой заряда ВВ. Для большинства мощных ВВ добавление алюминия не приводит к увеличению скорости детонации или давления детонации. Однако время действия высокого давления на окружающее заряд вещество может значительно возрастать, что актуально, например, при обработке материалов взрывом.

Алюминиевый порошок входит в состав ряда коммерческих взрывчатых композиций, основой которых является ЭМВВ. Например, для крепких и очень крепких пород предлагается использовать ЭМВВ повышенной мощности [2], в состав которых входит алюминиевый порошок в количестве 4-8%. Несмотря на широкое использование алюминизированных ЭМВВ в промышленности, детально его детонационные характеристики неизвестны. Научные работы, в которых приводятся исследования детонационных характеристик ЭМВВ с добавлением алюминия, не многочисленны [6-9]. Как правило, изучаются составы с плотностью более 1.0 г/см^3 , что актуально при ведении горных работ. При этом отмечается, скорость детонации ЭМВВ с добавлением алюминия всегда меньше, чем исходного ЭМВВ [6, 7], а давление в окружающей среде при этом оказывается несколько больше. Такое поведение можно объяснить, если предположить, что алюминий не успевает прореагировать до точки Чепмена-Жуге [6] или реагирует лишь частично [7], а основная масса алюминия сгорает уже при разлёте продуктов детонации. В основном, изучая влияние алюминия на детонационные характеристики, измеряются механические параметры: скорость детонации, массовая скорость, давление. Более детально изучить поведение алюминия в детонационной волне можно, измерив температуру продуктов детонации. На данный момент нам известна только одна работа, в которой измерялась температура продуктов детонации ЭМВВ с алюминием [8]. В этой работе приведены предварительные результаты

измерения яркостной температуры и давления ПД ЭмВВ. В [8] показано, что добавление алюминия в ЭмВВ может увеличивать температуру продуктов детонации. Однако экспериментальные данные этой работы не были должным образом проанализированы, а сама работа, вероятно, не получила продолжения.

Дополнительной мотивацией к детальному изучению детонации ЭмВВ, в том числе с добавлением алюминиевого порошка, является широкое распространение численного моделирования динамических процессов, в том числе процессов связанных с воздействием взрыва на окружающие заряд материалы и конструкции. Очень часто, перед реальным экспериментом или технологическим действием, проводится численное моделирование этого процесса, что позволяет сделать эксперимент менее дорогим, а результат более предсказуемым. Достоверное численное моделирование требует наличия адекватных моделей рассматриваемых процессов, проверка которых должна осуществляться сравнением с экспериментом. Чем больший набор разнообразных экспериментов может описать модель, тем она достовернее. Экспериментальные измерения температуры продуктов детонации ЭмВВ с добавлением алюминиевого порошка могут не только помочь понять роль алюминия в детонационном процессе, но и выбрать или построить адекватные модели для численного анализа воздействия алюминизированного ЭмВВ на материалы и конструкции.

Целью данной работы является изучение влияния алюминиевого порошка на детонационные характеристики ЭмВВ, в частности на температуру продуктов детонации.

3.1. Ударная волна

Ударная волна представляет собой поверхность, на которой термодинамические характеристики среды испытывают резкий скачок. При переходе через эту поверхность, именуемую фронтом ударной волны, резко изменяются плотность, давление, температура, скорость вещества. Эти изменения не являются независимыми. Они связаны законами сохранения потоков массы, импульса и энергии. Различают два типа ударных волн: прямую и косую. В случае прямой ударной волны, в системе координат, связанной с фронтом, вещество втекает во фронт по нормали к фронту и также вытекает из него. При этом, скорость вещества, втекающего во фронт, является сверхзвуковой, а вытекающего – дозвуковой. Если перейти в систему координат, связанную с втекающим во фронт потоком, то уравнения сохранения дают следующие выражения, связывающие параметры вещества перед и за фронтом:

$$\rho/\rho_0 = D/(D-u),$$

$$P = P_0 + \rho_0 u D,$$

$$E = E_0 + (P + P_0) * (1/\rho_0 - 1/\rho) / 2,$$

где ρ , P и E – плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества; u – скорость вещества за фронтом ударной волны, D – скорость ударной волны. Индекс «0» означает состояние вещества перед фронтом. Из первых двух уравнений можно выразить u и D :

$$u = \sqrt{\frac{(P - P_0)(\rho - \rho_0)}{\rho\rho_0}},$$

$$D = \frac{1}{\rho_0} \sqrt{\frac{(P - P_0)\rho\rho_0}{\rho - \rho_0}}.$$

Для расчёта состояния вещества за фронтом ударной волны также необходимо знать уравнение состояния вещества $P = f(\rho, E)$.

Косая ударная волна – процесс, когда вещество втекает во фронт под углом, отличным от нормального. В данной работе такие скачки не возникали.

Ударные волны могут возникать в материалах при их быстром соударении, при быстром выделении в некоторой области вещества энергии (электрический разряд, взрывное химическое разложение), при разрушении искусственных поверхностей разрыва (разрушение оболочки, разделяющей газы, находящиеся под разным давлением), при сверхзвуковом движении тела в среде. Ударная волна может двигаться с постоянной скоростью D лишь до тех пор, пока существует «поршень», движение или энергия которого поддерживают постоянными «избыточное» термодинамическое состояние вещества за фронтом ударной волны. Как только действие «поршня» прекращается, параметры ударной волны начинают уменьшаться, и ударная волна плавно превращается в звуковую волну.

3.2. Детонационная волна

Детонация – гидродинамический волновой процесс распространения по веществу зоны экзотермической реакции (с выделением тепла) со сверхзвуковой скоростью [10]. Фронт детонационной волны – зона основного энерговыделения и перестройки состояния вещества. Фронт волны совместно с примыкающей областью продуктов детонации образуют детонационную волну (ДВ). Выделяющаяся в зоне реакции энергия обеспечивает самоподдерживающееся распространение детонационной волны. Согласно классической теории Зельдовича-Неймана-Дёринга (ЗНД) – фронт детонационной волны представляет собой ударную волну, которая разогревает вещество до температуры, достаточной для начала экзотермических процессов в веществе, и зону химической реакции, в которой эти процессы и происходят.

Следует различать такие явления как детонация и взрыв. Взрыв – физический или физико-химический процесс, вызванный быстрым выделением энергии в небольшом объёме, сопровождающийся образованием ударной волны в окружающем пространстве. Взрывом можно назвать, например, процесс разрушения баллона со сжатым газом или разлёт проводника, после пропускания по нему большого импульсного тока. В этих процессах отсутствуют химические превращения. Детонация тоже взрывной процесс. Однако обратное утверждение не верно.

Детонационные волны распространяются по взрывчатым веществам. Взрывчатые вещества – метастабильные химические соединения и смеси, относительно устойчивые при нормальных условиях, но способные после определённого начального воздействия (инициирующего импульса) к детонации [10]. Взрывчатые вещества бывают твёрдыми, жидкими, газообразными, а также смесями веществ в разном агрегатном состоянии. Существуют три обязательные особенности, характеризующие все

взрывчатые вещества: способность к экзотермическому превращению, способность к большой скорости этого процесса и наличие газообразных продуктов разложения ВВ [11]. Именно за счёт работы расширения газообразных продуктов разложения поддерживается стационарное распространение детонационной волны.

Существует другой, более медленный, способ распространения зоны химической реакции по ВВ – горение. При нормальном послойном горении зона реакции сосредоточена в тонком слое – фронте пламени. Скорость фронта пламени относительно исходного вещества всегда дозвуковая. Механизм распространения послойного горения тепловой или диффузионно-тепловой: воспламенение свежих слоёв вещества происходит за счёт их прогрева теплом, поступающим из зоны химической реакции, и за счёт диффузии химически активных частиц. Скорость горения возрастает с ростом давления. Поэтому при создании условий, затрудняющих отток продуктов горения от зоны реакции, горение самоускоряется и может переходить в детонацию.

В пористых системах может возникать конвективное горение – процесс, когда продукты горения прорываются в поры вперёд. При этом существенно увеличивается поверхность горения и возрастает скорость распространения процесса. Скорость конвективного горения может достигать 1 км/с и больше, что, обычно, превышает скорость звука в исходном пористом материале. При этом, из-за большой скорости процесса, в зоне реакции сильно поднимается давление. Таким образом, при взрывном превращении пористых систем иногда сложно дать точное определение наблюдаемому процессу: детонация или конвективное горение. Детонационный процесс ведёт ударная волна. Горение распространяется за счёт теплопроводности. Очевидно, что существует некоторый класс процессов, при котором заметную роль играют одновременно и сжатие вещества в ударной волне и перенос тепла вперёд за счёт конвективных

механизмов. Однозначной терминологии для этих процессов ещё не выработано из-за сложности выявления лидирующих механизмов, что не редко приводит к научным дискуссиям.

Математическое описание детонационного процесса, в основном, аналогично описанию ударной волны. Изменение появляется в уравнении сохранения потока энергии, где появляется слагаемое, соответствующее энергии, выделяющейся в зоне химической реакции:

$$E = E_0 + (P + P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)/2 + Q.$$

Q – удельная энергия (на единицу массы) взрывного превращения. Как упоминалось выше, ударная волна распространяется стационарно лишь до тех пор, пока существует «поршень», толкающий среду с постоянной скоростью. При этом меняя скорость поршня можно легко менять параметры ударной волны. Прекращение действия «поршня» приводит к уменьшению её параметров и в конечном итоге исчезновению (переход в звуковую волну). Параметры детонационной волны при её возникновении также определяются «поршнем», который её инициировал. Однако прекращение влияния «поршня» не приводит к исчезновению детонационной волны. Наоборот, скорость детонационной волны становится постоянной, независимо от условий, которыми она была вызвана. Одним из важных моментов в математическом описании детонации является правило отбора скорости детонации. Этот отбор производится с учётом двух требований [10]:

1. существование реального физико-химического механизма внутри фронта ДВ, обеспечивающего переход материала из начального состояния в конечное состояние за фронтом;
2. совместимость параметров во фронте ДВ с последующим течением.

В большинстве детонационных процессов реализуется состояние, удовлетворяющее условию Чепмена-Жуге. В этом случае скорость детонационной волны D равна скорости звука в продуктах детонации в конце зоны реакции C_{CJ} сложенная с массовой скоростью ПД U_{CJ} . При этом

условии возмущения, появившиеся позади детонационного фронта вне зоны реакции, не могут проникнуть внутрь зоны реакции и повлиять на неё. Это условие обеспечивает постоянство скорости детонации. С математической точки зрения условие Чепмена-Жуге выглядит: $D-U_{CJ}=C_{CJ}$. Индекс «CJ» обозначает состояние Чепмена-Жуге. Параметры состояния продуктов детонации в состоянии Чепмена-Жуге, выраженные через скорость детонационной волны D и местный изоэнтропический показатель n :

$$n = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_s = \frac{\rho c^2}{P},$$

вычисленный при условии равновесия, которое используется при расчёте C и при условии $P \gg P_0$, что имеет место при детонации конденсированных ВВ:

$$\frac{\rho_{CJ}}{\rho_0} = \frac{n+1}{n},$$

$$U_{CJ} = \frac{D}{n+1},$$

$$P_{CJ} = \rho_0 U_{CJ} D = \frac{\rho_0 D^2}{n+1},$$

$$C_{CJ} = \frac{nD}{n+1}.$$

Изоэнтропа продуктов детонации при этом описывается уравнением:

$$P = P_{CJ} \left(\frac{\rho}{\rho_{CJ}} \right)^n.$$

Как видно из приведённых уравнений, для полного описания механических параметров детонационной волны в состоянии Чепмена-Жуге, достаточно измерить два из них. Остальные можно выразить, через измеренные параметры. Наиболее просто измеряется скорость детонации. Вторым параметром обычно является давление детонации или массовая скорость. Чаще всего эти параметры измеряются не непосредственно в ПД, а в преграде, на которую падает детонационная волна. Если детонационная волна падает на преграду по нормали, то в преграду идёт ударная волна, а в

продукты детонации отражается либо ударная волна, либо волна разрежения (в зависимости от ударно-волнового импеданса преграды). Зная параметры ударной волны в преграде, из условия равенства давлений и массовой скорости ПД и материала преграды на границе раздела, можно рассчитать параметры Чепмена-Жуге исследуемого ВВ. Для этого в координатах $P-U$ строится ударная адиабата материала преграды и на ней отмечается точка, соответствующая измеренному давлению или массовой скорости. После этого строится «детонационный луч», описываемый уравнением $P = \rho_0 U D$, где ρ_0 и D измеренные величины. Далее ищется такая точка на «детонационном луче», чтобы проходящая через неё отражённая ударная адиабата ПД или изоэнтропа разгрузки (в зависимости от расположения «детонационного луча» и ударной адиабаты материала преграды) проходила также через отмеченную точку на ударной адиабате материала преграды. Связь давления с массовой скоростью на отражённой ударной адиабате ПД описывается уравнением [12]:

$$U(P) = U_{CJ} \left(1 - \sqrt{2n} \frac{\frac{P}{P_{CJ}} - 1}{\sqrt{(n+1)\frac{P}{P_{CJ}} + (n-1)}} \right).$$

Вдоль изоэнтропы давления с массовой скоростью связаны уравнением:

$$U(P) = U_{CJ} \left(1 + \frac{2n}{n-1} \left(1 - \left(\frac{P}{P_{CJ}} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right) \right).$$

Измерение температуры ПД, также, как и давления или массовой скорости, производится при взаимодействии ПД с преградой, только в данном случае с прозрачной (см. раздел «*Пирометрическая методика измерения температуры детонационной волны*»). Наиболее просто в этом случае измеряется температура ПД прозрачных однородных ВВ, детонация которых идет по классической модели ЗНД, например – нитрометана. В этом случае детонационный фронт гладкий, а максимальная температура в

детонационной волне достигается в плоскости ЧЖ. Излучение из этой области, попадает в пирометр ещё до взаимодействия детонационной волны с преградой. Поэтому излучение практически не искажено и соответствует температуре детонации исследуемого ВВ [8].

Если ВВ детонирует по механизму «горячих точек» (см. раздел «Детонация эмульсионного взрывчатого вещества»), то максимальная температура в детонационной волне реализуется не обязательно в плоскости ЧЖ. Например, в эмульсионных ВВ интенсивность свечения «горячих точек» значительно превышает свечение ПД в плоскости ЧЖ [13]. То есть излучение «горячих точек» экранирует собой свечение продуктов детонации. В этом случае излучение ПД можно зарегистрировать пирометром только после взаимодействия детонационной волны с преградой и установления теплового равновесия в ПД.

В случае если изучаемое ВВ непрозрачно, излучение ПД также попадёт в пирометр только после взаимодействия детонационной волны с прозрачной преградой.

Поскольку в данной работе измеряется яркостная температура ПД смесового ВВ на основе ЭМВВ, детонирующего по механизму «горячих точек», для определения температуры ПД в состоянии ЧЖ необходимо учитывать влияние взаимодействия ПД с преградой.

Учёт изменения температуры гораздо более сложная задача, чем, например, учёт изменения давления, поскольку требует знания уравнения состояния продуктов детонации. В случае исследования новых взрывчатых составов или смесевых взрывчатых композиций, неизвестным может являться даже состав продуктов детонации, тем более уравнение состояния ПД. Для точного определения температуры ПД в этом случае необходимо подобрать преграду, чтобы точка Чепмена-Жуге в $P-U$ координатах лежала как можно ближе к ударной адиабате материала преграды. В этом случае интенсивность отражённой волны будет мала и изменение температуры ПД

будет незначительно. Однако обычно это невозможно. По этой причине в работе [14] предложен другой способ. В нём необходимо провести два эксперимента с двумя разными преградами. Одной более «жесткой», чем продукты детонации, второй более «мягкой». В этом случае при первом измерении зарегистрированная температура будет больше температуры ЧЖ, при втором – меньше. После этого, используя уравнение состояния ПД в форме Ми-Грюнайзена и предположение о том, что произведение коэффициента Грюнайзена на плотность ПД неизменно, можно оценить температуру ПД в точке Чепмена-Жуге. Согласно [14] температура ЧЖ в этом случае будет равна:

$$\ln T_{CJ} = \left\{ \left[(p_1 p_2)^{1/n} - (p_1 p_{CJ})^{1/n} \right] \ln T_1 - \left[(p_1 p_2)^{1/n} - (p_2 p_{CJ})^{1/n} \right] \ln T_2 \right\} \times \\ \times \left[(p_2 p_{CJ})^{1/n} - (p_1 p_{CJ})^{1/n} \right]^{-1},$$

где p_1, p_2 и T_1 и T_2 – давления и температуры в двух состояниях.

Однако для низкоплотных ВВ невозможно найти более «мягкую» преграду. Поэтому необходимо делать другие оценки изменения температуры ПД после взаимодействия с преградой. Самую простую, но достаточно грубую оценку изменения температуры можно сделать, допустив, что ПД – совершенный газ с уравнением состояния $PV=RT$ и $n=const$. В этом случае температура ПД за отраженной от преграды волной будет равна [11]:

$$T_2 = T_{CJ} \frac{P_2}{P_{CJ}} \left(\frac{\rho_{CJ}}{\rho_2} \right) = T_{CJ} \frac{P_2}{P_{CJ}} \frac{\frac{n+1}{n-1} + \frac{P_2}{P_{CJ}}}{\frac{n+1}{n-1} \frac{P_2}{P_{CJ}} + 1}, \quad (1)$$

в случае отражённой ударной волны; и

$$T_2 = T_{CJ} \frac{P_2}{P_{CJ}} \left(\frac{\rho_{CJ}}{\rho_2} \right) = T_{CJ} \left(\frac{P_2}{P_{CJ}} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

в случае отражённой волны разрежения, где индекс «2» относится к состоянию ПД после взаимодействия с преградой. Данные изменения температуры являются максимально возможными, поскольку ПД не

являются идеальным газом, в котором всё давление и внутренняя энергия связаны с тепловым движением атомов и молекул. При плотности порядка 1 г/см^3 и более, что соответствует плотности ПД конденсированных ВВ, значительная часть давления и внутренней энергии обусловлены упругим взаимодействием атомов и молекул. Соответственно, при взаимодействии продуктов детонации с преградой, лишь часть изменения давления вызвана изменением температуры. Поэтому оценки, сделанные по приведённым выше формулам, являются оценкой максимально возможного изменения температуры.

3.3. Детонация эмульсионного взрывчатого вещества

Эмульсионное взрывчатое вещество состоит из эмульсионной матрицы и сенсibilизатора. Основные компоненты эмульсионной матрицы: аммиачная селитра, индустриальное масло, вода, эмульгатор. При изготовлении эмульсии сначала растворяют аммиачную селитру в воде, после чего этот раствор смешивают с маслом. Для предотвращения расслаивания эмульсии на исходные компоненты, при смешивании добавляется эмульгатор. Эмульсионная матрица, хотя и является основой ЭМВВ, неспособна к самостоятельному детонационному превращению [15], по крайней мере, в масштабах, которые используются при ведении взрывных работ. Для превращения эмульсионной матрицы в ЭМВВ нужно увеличить её чувствительность. Для этого в неё добавляют сенсibilизатор. В качестве сенсibilизатора используются: газогенерирующая добавка (нитрит натрия), перлит (пористая вулканическая порода), зольные ценосферы (побочный продукт работы ТЭЦ), стеклянные или полимерные микробаллоны или другие порообразующие вещества. Как видно, все компоненты ЭМВВ доступны, недорогие и достаточно безопасны, что выгодно отличает ЭМВВ от большинства других ВВ.

Детонационные характеристики некоторых составов ЭМВВ достаточно хорошо изучены. Известно, что в детонационной волне ЭМВВ реагирует по механизму «горячих точек» [13]. Это означает, что фронтом ударной волны, ведущей детонацию, возникают очаги – «горячие точки», в которых начинается разложение ЭМВВ. Далее реакция из очагов охватывает весь объём ВВ. В качестве «горячих точек» в ЭМВВ выступают области в окрестности сжатых ударной волной пор, присутствие которых вызвано наличием в составе ЭМВВ сенсibilизатора. За фронтом ударной волны пора очень быстро сжимается. При этом реализуется большое число процессов, способствующих резкому разогреву эмульсии в окрестности сжимающейся

поры [16]. Одним из основных процессов является механизм нагрева эмульсии за счёт вязкого трения при её затекании в пору. Также, при несимметричном схлопывании поры, могут возникать кумулятивные явления, что приводит к высокоскоростному соударению материала одной из стенок поры по другой стенке с сопутствующим нагревом. Другим механизмом, который часто рассматривается в качестве одного из главных, является адиабатический разогрев газа, содержащегося в сжимающихся порах. Дополнительно следует отметить, что для того, чтобы механизм «горячих точек» начал работать, необходима большая скорость схлопывания пор. Иначе перечисленные механизмы не смогут обеспечить сильный разогрев эмульсии. То есть, для того чтобы ЭМВВ начало детонировать необходимо создать в ЭМВВ достаточно интенсивную ударную волну. Это утверждение подтверждается результатами испытаний, в которых показано, что даже прострел заряда ЭМВВ пулей не способен вызвать в нём детонацию [2].

Для изменения параметров детонации часто используют различные добавки. Влияние добавок неоднозначное. Если добавлять инертные материалы, то параметры должны уменьшаться, так как часть энергии будет тратиться на разогрев и разгон инертного компонента. Если добавка химически активная, то её влияние на детонационный процесс будет зависеть от скорости реакции этой добавки за фронтом ударной волны. Если часть энергии, обусловленной взаимодействием добавки с ПД, выделится до плоскости Чепмена-Жуге, детонационные параметры взрывчатой композиции могут увеличиться. Если добавка не успевает прореагировать до плоскости ЧЖ, то эта добавка, с точки зрения расчета параметров детонации, будет вести себя как инертная. Тем не менее, реакции за плоскостью ЧЖ, не влияя на параметры детонации, могут подогреть продукты детонации и существенно увеличивать длительность действия высокого давления на окружающий заряд материалы.

В работе [6] произведено измерение скорости детонации алюминизированного ЭМВВ с разным содержанием алюминия. Скорость детонации уменьшается с ростом массовой концентрации алюминиевого порошка. С помощью расчёта авторы [Мендес] показали, что измеренные скорости соответствуют отсутствию реакций с участием алюминия в детонационной волне.

Уменьшение скорости детонации алюминизированного ЭМВВ зафиксировано и в работах [6, 7, 9]. Однако из выводов работы [7] следует, что алюминий частично успевает прореагировать до плоскости ЧЖ.

В работе [8] не указана скорость детонации исследованных композиций, однако показано, что добавление алюминия в ЭМВВ может значительно увеличить температуру детонации ПД.

Несмотря на уменьшение скорости детонации, во всех перечисленных работах добавление алюминия приводит к увеличению давления в окружающих заряд веществах.

4.1. *Пирометрическая методика измерения температуры детонационной волны*

Температура является одним из основных термодинамических параметров состояния вещества. От неё зависят все основные физические свойства вещества: плотность, давление, вязкость, электропроводность и др. Информация о температуре необходима для построения уравнений состояния веществ, находящихся в экстремальных условиях. Данные по температуре являются гораздо более точным средством проверки теоретических моделей, чем адиабата ударного сжатия [12]. Одновременное измерение сжимаемости, давления и температуры в эксперименте позволяет получать полную термодинамическую информацию о состоянии ударно-сжатого вещества, что важно для обоснования формы уравнения состояния. В динамических экспериментах по ударному сжатию и детонации конденсированных веществ, для измерений температуры наибольшее распространение получили пирометрические методы.

Для измерения температуры в конденсированных средах при ударном сжатии и детонации используется оптическая регистрация светимости материалов [17]. Методы оптической пирометрии при непрерывном спектре излучения основаны на определении температуры тела по потоку, излучаемой им лучистой энергии. Математическим обоснованием возможных методов оптической пирометрии являются законы Кирхгофа и Планка.

Каждой температуре тела соответствует определенное распределение излучающих частиц по уровням энергии. Энергия излучается за счет спонтанных переходов возбужденных частиц на более низкие уровни. Возбуждение излучающих частиц - их переход на верхние уровни - происходит как за счет теплового движения, так и за счет поглощения квантов из окружающего электромагнитного поля. Пополнение тепловой

энергии может происходить за счет различных процессов, например ударного сжатия или химических реакций. Если энергия перед излучением успевает равномерно распределиться по степеням свободы, излучение носит тепловой характер. Тепловое излучение будет равновесным, если в изолированной системе в установившемся режиме наступает равновесие между излучающими телами и излучением, т.е. каждое тело излучает и поглощает одинаковое количество энергии. Согласно закону Кирхгофа отношение интенсивности излучения к коэффициенту поглощения на каждой длине волны при данной температуре – величина постоянная для всех тел и зависит только от длины волны и температуры:

$$b(\lambda, T) / \alpha(\lambda, T) = b_0(\lambda, T),$$

где $b(\lambda, T)$ – спектральная плотность энергетической светимости любого тела; $\alpha(\lambda, T)$ – спектральный коэффициент поглощения этого тела; $b_0(\lambda, T)$ – некоторая универсальная функция длины волны и температуры, одинаковая для всех тел. В пирометрии используется понятие абсолютно черного тела (АЧТ), полностью поглощающего падающее на него излучение. Коэффициент поглощения такого тела при любой температуре на всех длинах волн равен единице. Из закона Кирхгофа следует, что $b_0(\lambda, T)$ является спектральной плотностью энергетической светимости черного тела.

Спектральное распределение излучения АЧТ в зависимости от температуры описывается законом Планка:

$$b_0(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} [\exp(c_2 / \lambda T) - 1]^{-1}$$

где c_1 и c_2 - первая и вторая постоянные излучения:

$$c_1 = (3,7417749 \pm 0,0000022) 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2; \quad c_2 = (1,438769 \pm 0,000012) 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{°К}.$$

При $\lambda T / c_2 \ll 1$ уравнение Планка переходит в уравнение Вина:

$$b_0(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \exp(-c_2 / \lambda T). \quad (2)$$

Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ с повышением температуры растет на всех длинах волн, причем ее максимальное значение смещается в сторону коротких волн.

Реальное физическое тело в отличие от АЧТ не только поглощает (излучает), но отражает и пропускает излучение. Тепловое излучение реальных тел, как по спектру, так и в любом спектральном интервале может быть только меньше излучения черного тела при той же температуре. Для реальных непрозрачных тел спектральное распределение энергии излучения в направлении нормали к поверхности излучателя при температуре T может быть описано произведением функции спектрального распределения энергии излучения Планка для АЧТ и некоторой функции $\varepsilon(\lambda, T)$, характеризующей спектральную (монохроматическую) излучательную способность тела в данных конкретных условиях. Тогда $\varepsilon(\lambda, T) = b(\lambda, T)/b_0(\lambda, T)$, $\varepsilon(\lambda, T)$ тела зависит от его температуры, длины волны испускаемого излучения и угла, под которым оно испускается.

Для любого тела выполняется соотношение энергетического баланса:

$$\varepsilon(\lambda, T) + r(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) = 1,$$

где $r(\lambda, T)$ – отражательная способность и $\tau(\lambda, T)$ – прозрачность тела. Для АЧТ при любой температуре $\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon_0(\lambda, T) = 1$, $r(\lambda, T) = \tau(\lambda, T) = 0$.

Величины $b(\lambda, T)$ и $\varepsilon(\lambda, T)$ являются характеристиками излучающего тела, а их отношение для равновесного излучения при данной температуре T на длине волны λ по закону Кирхгофа есть величина универсальная, не зависящая от природы тела: $b_0(\lambda, T)/\varepsilon_0(\lambda, T) = b(\lambda, T)/\varepsilon(\lambda, T)$. Поскольку $\varepsilon_0(\lambda, T) = 1$, то уравнение для связи излучения реальных тел с излучением АЧТ:

$$b(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)b_0(\lambda, T).$$

В монохроматической пирометрии с помощью светофильтров выделяется спектральный диапазон, в котором измеряется поток лучистой энергии. Для характеристики излучения реальных тел в оптической пирометрии вводятся понятия яркостной температуры. Яркостной температурой (T_j) называют температуру АЧТ, имеющего на выбранной длине волны λ такую же монохроматическую яркость, что и исследуемое тело с температурой T :

$$b(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) b_0(\lambda, T) = b_0(\lambda, T_j).$$

На практике измерения проводятся в некотором спектральном диапазоне, тогда яркостную температуру нечерного тела можно определить как температуру черного тела, имеющего в выбранном спектральном интервале то же значение эффективной длины волны и ту же величину энергии излучения. В приближении Вина можно получить зависимость между яркостной T_j и истинной T_H температурами при эффективной длине волны λ_3 и излучательной способности $\varepsilon(\lambda_3, T)$:

$$T_j^{-1} = T_H^{-1} - (\lambda_3/c_2) \ln \varepsilon(\lambda_3, T). \quad (3)$$

Отсюда следует, что яркостная температура всегда несколько ниже истинной температуры.

Обычно при измерении температуры яркостным методом проводится сравнение измеренной яркости в эксперименте с измеренной яркостью излучения эталонного источника с известным значением яркостной температуры. В реальном эксперименте регистрируются не монохроматические яркости, а плотности почернения, величины фототока или амплитуды сигнала на осциллографе H , полученные для некоторого спектрального диапазона $(\lambda_1 \div \lambda_2)$. Фотоприемники (фотопленка, ФЭУ, фотодиоды и др.) обычно имеют различную спектральную чувствительность $S(\lambda)$ в зависимости от длины волны. Для обработки данных сравнение интенсивностей исследуемого и эталонного источников света, необходимо производить по их актиничным потокам $A(\lambda, T)$, которые вычисляются по формуле:

$$A(\lambda, T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b(\lambda, T) S(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda$$

где λ_1 и λ_2 – границы пропускания спектрального светофильтра; $\tau(\lambda)$ – спектральная пропускность светофильтра; для $b(\lambda, T)$ обычно используется приближение Вина. Необходимо, чтобы элементы измерительной установки

работали в линейной области своих характеристик. В этом случае амплитуда сигнала может быть представлена в виде:

$$H = \alpha \cdot K D A(\lambda, T) L^{-2}, \quad (4)$$

где α – коэффициент пропорциональности между амплитудой сигнала и световым потоком; D – площадь светящегося объекта; K – коэффициент пропускания светофильтров, с помощью которых регистрируется интенсивность световых потоков, попадающих на светочувствительные приёмники, L – расстояние от светящегося объекта до фотоприемника.

При постоянных α , L , и D и известном актиничном потоке эталонного источника A_1 , актиничный поток в эксперименте $A_{эксн}$ определяется по соотношению $A_{эксн}/A_1 = (H_{эксн} K_1)/(H_1 K_{эксн})$. Для получения температуры излучение эталонного и исследуемого источников света должно проходить один и тот же путь, через одни и те же диафрагмы, фильтры, оптоволоконные линии и т.д., чем устраняются неточности, связанные с зависимостью потока излучения от расстояния и площади светящегося объекта. Затем для определённых спектральных светофильтров и светочувствительных приемников строится градуировочный график $A_{эксн}/A_1$ как функция температуры (обычно в логарифмических координатах $\lg(A_{эксн}/A_1)=f(I/T)$), и уже по нему определяют искомую величину $T_я$.

4.2. Измерение давления в детонационной волне с помощью манганинового датчика

Основным методом измерения высоких динамических давлений на сегодняшний момент является метод манганиновых датчиков [17]. Применение манганиновых датчиков вызвано высокой чувствительностью удельного электрического сопротивления манганина (сплав 84 % Cu, 12 % Mn, 4 % Ni) к давлению при низкой чувствительности к изменению температуры.

Чувствительный элемент манганинового датчика, используемого для измерения давления в ударных волнах, представляет собой либо расплюснутую манганиновую проволочку, иногда зигзагообразную, либо тонкую ленту или фольгу. Толщина чувствительного элемента 0.02-0.1 мм, электрическое сопротивление обычно находится в диапазоне 0.05-50 Ом. Чувствительный элемент имеет электрические выводы из медной фольги. Для электрической изоляции датчик обычно располагается между двумя прокладками из фторопласта, лавсана или эпоксидной смолы.

Во время измерений через датчик пропускается постоянный электрический ток величиной 5-10 А. Для исключения перегрева датчика, используются импульсные источники тока длительностью порядка 100 мкс. Высокоомные датчики используют двухточечную схему подключения. Для исключения постоянной составляющей сигнала, определяемой начальным сопротивлением, датчик обычно включается в мост сопротивлений. В случае, если сопротивление подводящих проводов сравнимо или превышает сопротивление чувствительного элемента, используется четырёхточечная схема подключения.

Для определения давления по измеренному напряжению на датчике используется зависимость относительного изменения электрического сопротивления от давления ударного сжатия, общая для всех датчиков их

манганина данной марки. Впрочем, для всех марок манганина зависимость достаточно близка и в диапазоне давлений до 50 ГПа описывается следующим уравнением:

$$P = 35.62 \frac{\Delta R}{R_0} + 4.27 \left(\frac{\Delta R}{R_0} \right)^2,$$

где P – давление в ГПа, R_0 – начальное сопротивление датчика, ΔR – изменение сопротивления [17].

4.3. Измерение скорости детонационной волны

Измерение скорости детонации в данной работе выполнено с помощью методики контактных датчиков. Контактный датчик представляет собой никелевый капилляр с внешним диаметром 0.75 мм и толщиной стенки 0.1 мм, в который вставлена медная проволочка диаметром 0.4 мм с толщиной изоляции 0.02 мм. С небольшой кольцевой части проволоки изоляция снята. К капилляру и внутренней проволочке припаяны две скрученные проволочки, с помощью которых контактный датчик подсоединяется к блоку контактных датчиков Dynasen CS2-50-300.

В экспериментальной сборке контактные датчики вставляются в заряд ВВ на определённом расстоянии друг от друга так, чтобы их ось была направлена перпендикулярно направлению распространения детонации в заряде. Перед экспериментом с помощью блока контактных датчиков на них подаётся напряжение 7 В. В момент прихода детонационной волны к датчику, никелевый капилляр деформируется и происходит замыкание капилляра с внутренней проволочкой, в результате чего в цепи датчика начинает течь ток. Блок контактных датчиков Dynasen CS2-50-300 в этот момент на общий выход подаёт короткий электрический сигнал (см. рис. 4(а)). Таким образом, на отдельном канале осциллографа можно зарегистрировать время срабатывания до 12 контактных датчиков.

Время замыкания датчика в ударной волне с амплитудой 1 ГПа не превышает 0.35 ± 0.1 мкс. При увеличении давления в ударной волне время замыкания датчика будет уменьшаться.

Обычно в каждом эксперименте используется не менее трёх датчиков. Это позволяет проконтролировать стационарность детонационного процесса, а также увеличивает вероятность положительного исхода измерения скорости при некорректной работе одного из датчиков.

5. Постановка эксперимента

Основой ЭМВВ, исследуемого в данной работе является эмульсионная матрица содержащая: аммиачную селитру 68 %, натриевую селитру 11 %, воду 15 %, индустриальное масло И-20 с эмульгатором сорбитаном моолеатом 6 %. В качестве сенсibilизатора использовались полимерные микробаллоны Expancel 461 DET 40 d25 со средним размером 40 мкм и истинной плотностью 0.025 г/см^3 . В качестве добавки использовался алюминиевый порошок ПАП-2, частицы которого представляют собой хлопья толщиной до 200 нм и «диаметром» до 30 мкм. Для более полного понимания влияния добавок на детонационные характеристики ЭМВВ, было решено провести дополнительный эксперимент с добавлением в ЭМВВ инертного материала. В качестве инертного материала использовано стекло, полученное путём помола микросфер МС-В с толщиной оболочки около 2 мкм. Стекло близко к алюминию по плотности и ударно-волновому импедансу. Поэтому сравнение результатов экспериментов, где в качестве добавки используется алюминий и стекло, может помочь в выяснении роли алюминия в детонационной волне. Составы исследуемых взрывчатых композиций приведены в таблице 1. Массовое содержание сенсibilизатора и других добавок рассчитывалось сверх массы эмульсии.

В данной работе исследовалось влияние добавления алюминиевого порошка в ЭМВВ с плотностью 0.5 г/см^3 . Этот состав интересен тем, что обладает скоростью детонации около 3 км/с, что позволяет его использовать для сварки металлов взрывом.

Схема эксперимента, для изучения детонационных характеристик ЭМВВ приведена на рисунке 1. Заряд исследуемого ВВ помещался в трубу из ПВХ с внешним диаметром 66 мм, толщиной стенки 3 мм и длиной 175 мм. В боковой стенке трубы фиксировались 3÷4 контактных датчика для измерения скорости детонации. На торце заряда располагалась пластинка из

ПММА, толщиной 2 мм, и основная преграда, также из ПММА, толщиной 10 мм. Между пластинкой и преградой размещался манганиновый датчик Dynasen Mn4-50-ЕК с сопротивлением 50 Ом. Пластинка из ПММА предназначалась для защиты манганинового датчика от воздействия ПД. Рабочая часть манганинового датчика смещена на 5 мм от оси заряда для пропускания излучения ПД.

Таблица. 1. Составы исследуемых взрывчатых композиций.					
Номер опыта	Expancel, % масс	Добавка, % масс	ρ_{00} , г/см ³	ρ_0 , г/см ³	ρ_{0T} , г/см ³
1	3	0	0.507	0.507	0.507
2	3	10 Al ПАП-2	0.499	0.54	0.54
3	3	20 Al ПАП-2	0.506	0.597	0.585
4	3	20 молотого стекла	0.5	0.57	0.585

ρ_{00} – плотность приготовленного ЭМВВ, до добавления в него алюминиевого порошка или стекла;
 ρ_0 – плотность приготовленного ЭМВВ с добавками;
 ρ_{0T} – теоретическая плотность ЭМВВ с добавками.

Излучение детонационного фронта проходило через диафрагму с апертурой диаметром 6.3 мм, расположенной на дальней от ВВ стороне преграды и выводилось из взрывной камеры при помощи оптоволокну (сердцевина \varnothing 0.4 мм из кварца, длина 8 ÷ 15 м). Далее излучение поступало на вход 2-х канального пирометра. В качестве детекторов излучения применяли фотоумножители ФЭУ-51 №360 со спектральной чувствительностью в оптическом диапазоне длин волн. В измерительных каналах между торцами световодов и фотоумножителями устанавливали светофильтры: интерференционный фильтр PF – 630 на линии $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания 20 нм и широкополосный светофильтр КС-СЗС на длине волны 660 нм с полосой пропускания 120 нм. Второй светофильтр использовался с

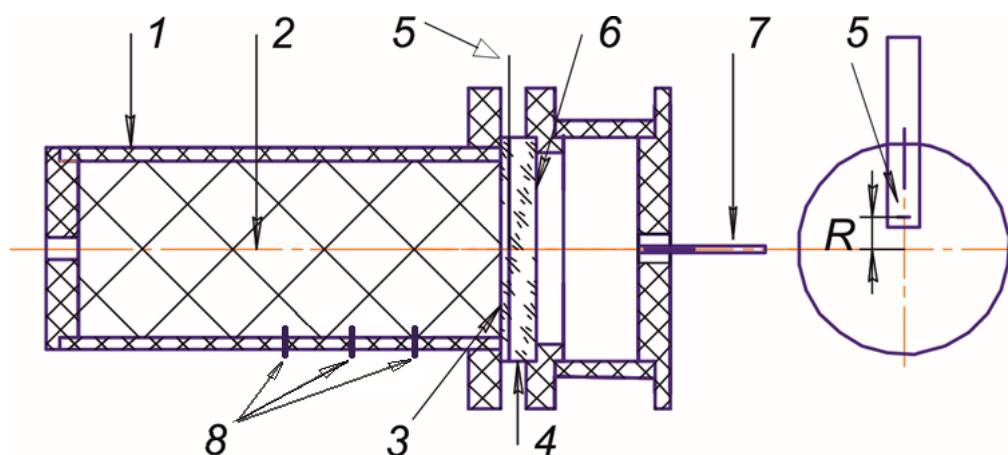


Рис. 1. Схема экспериментов. 1 – труба из ПВХ; 2 – заряд ЭМВВ; 3 – окно из ПММА толщиной 2 мм; 4 – блок из ПММА толщиной 10 мм; 5 – манганиновый датчик давления; 6 – маска с апертурой диаметром 6.3 мм; 7 – пучок световодов; 8 – контактные датчики.

целью повышения отношения сигнал/шум. Временное разрешение пирометра составляло 25 нс.

Перед каждым экспериментом производилась калибровка пирометра. Схема калибровки пирометра представлена на рисунке 1. В качестве эталонного источника излучения использовалась образцовая ленточная вольфрамовая лампа ТРУ 1100-2350. Температура в лампе регулировалась за счёт изменения в ней тока. Для питания лампы использован источник тока TDKLambdaGEN 750 W. Зависимость яркостной температуры вольфрамовой нити накала от тока в лампе взята из [18]. При открытом затворе (2) свет попадает в световод (3). Далее свет проходит через щель во вращающемся диске. Диск большую часть времени преграждает путь свету. После этого, через светофильтр, свет попадает на ФЭУ, где преобразуется в электрический сигнал, который фиксируется с помощью осциллографа.

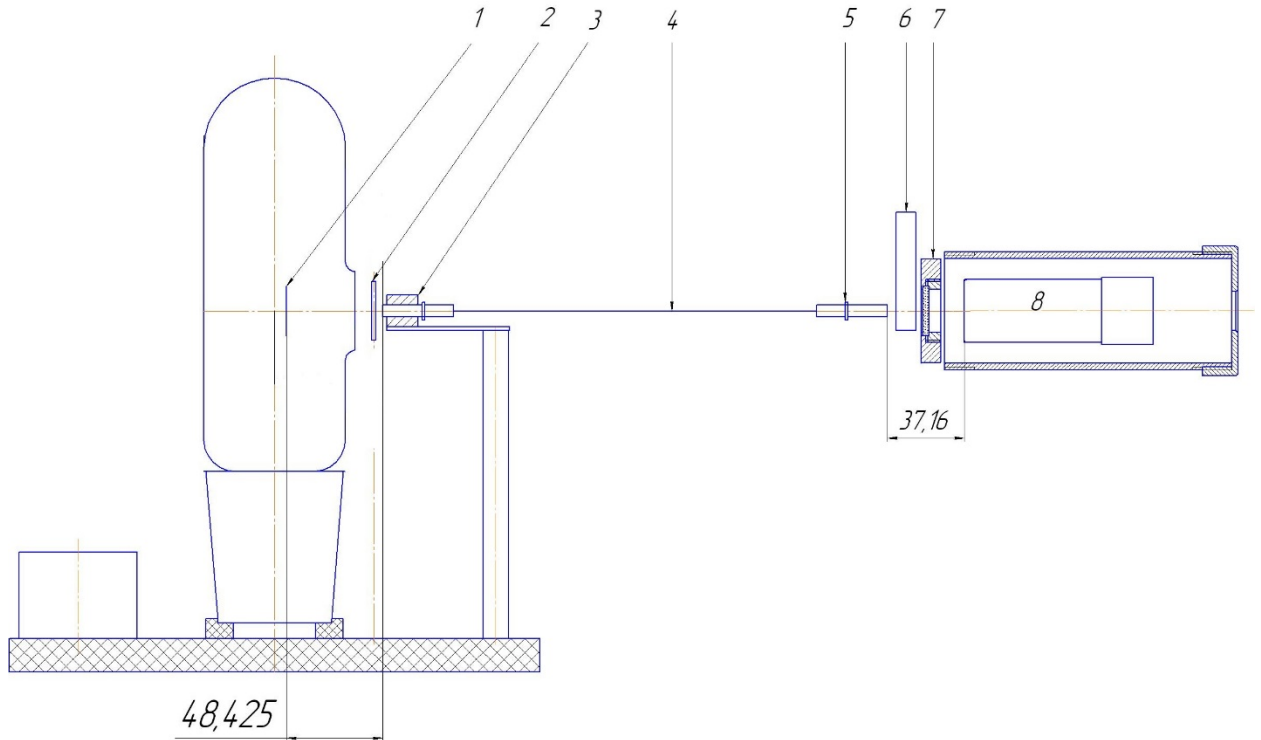


Рис. 2. Схема калибровки пирометра: 1 – вольфрамовая нить накаливания; 2 – шторка затвора; 3, 5 – наконечники со световодами; 4 – световод; 6 – вращающийся диск с щелью; 7 – оправка со светофильтром (оптическая система); 8 – ФЭУ

В таблице 2 приведены результаты калибровки пирометра перед экспериментом № 2 (из таблицы 1) – зависимость яркостной температуры образцовой лампы и напряжения на разных каналах пирометра от величины тока в лампе. Если предположить, что напряжение на ФЭУ пропорционально интенсивности излучения, в соответствии с (4), то, используя формулу Вина (2), можно записать, что

$$U(\lambda, T) = A\lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}},$$

или

$$\ln(U(\lambda, T)) = \ln(A\lambda^{-5}) - \frac{c_2}{\lambda T},$$

где A и c_2 – константы. То есть, в координатах $\ln(U)-(1/T)$, должна получиться прямая линия, причём наклон прямой – отношение

фундаментальной константы c_2 (см. формулу 2) и длины волны излучения. На рисунке 3 приведена зависимость напряжения на ФЭУ от яркостной температуры лампы в координатах $\ln(U)$ - $(1/T)$. Видно, что зависимость близка к линейной и может быть приближена прямой с теоретически предсказанным наклоном. Подобная зависимость строилась перед каждым экспериментом. С использованием этих зависимостей, по измеренным в эксперименте напряжениям с ФЭУ, рассчитывались яркостные температуры продуктов детонации.

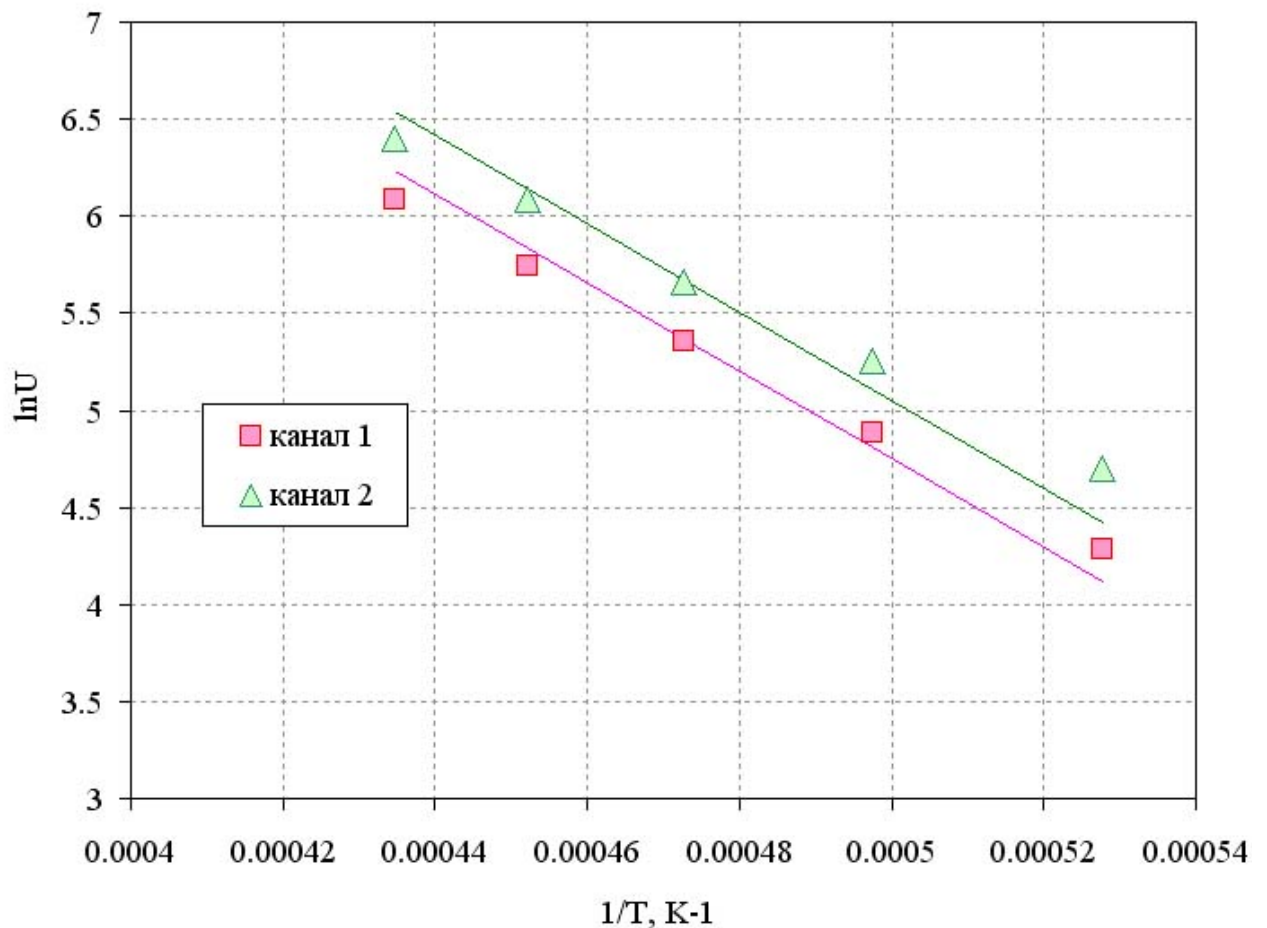


Рис. 3. Калибровочная зависимость для эксперимента №2 – напряжение на каналах ФЭУ от яркостной температуры образцовой лампы. Значками обозначены экспериментальные значения, линии – приближение.

Таблица. 2. Калибровка пирометра.			
Напряжение на ФЭУ, В		900	900
Номер канала		1	2
Марка светофильтра		PF630	КС-С3С
I, А	T, К	U, мВ	U, мВ
20	1895	72.8	110
22	2010	132	192
24	2115	212	288
26	2212	312	440
28	2301	440	600

6. Результаты эксперимента и их обработка

В каждом эксперименте была измерена скорость детонации. Пример сигнала с блока контактных датчиков Dynasen CS2-50-300 приведён на рисунке 4(а). Этот сигнал записан в эксперименте №2, в котором использовано четыре контактных датчика, расположенных на расстоянии 15 мм друг от друга.

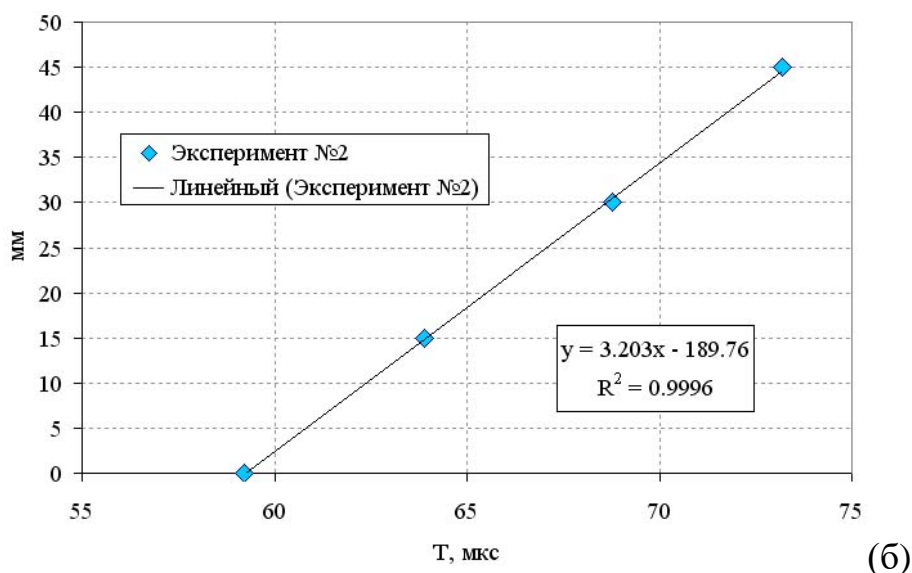
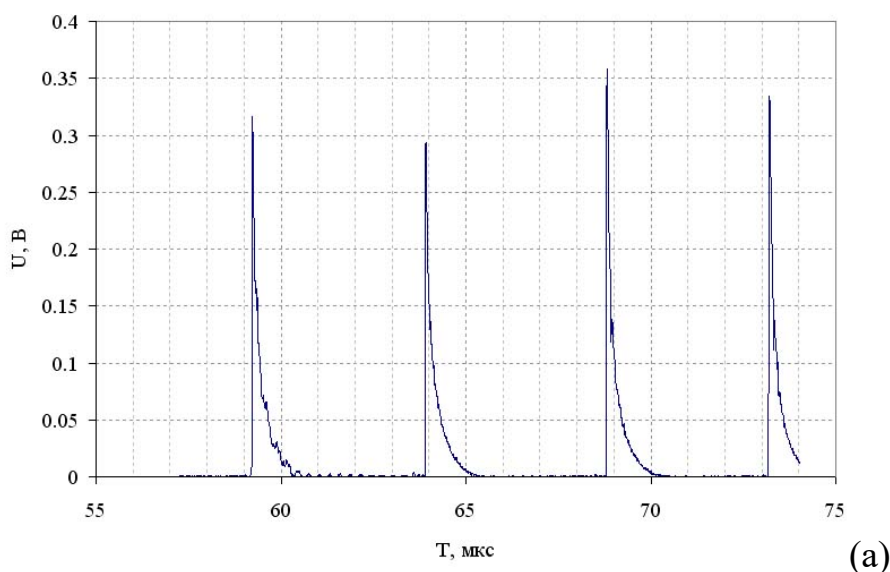


Рис. 4. Измерение скорости детонации с помощью контактных датчиков в эксперименте № 2: (а) – пример сигнала с блока контактных датчиков Dynasen CS2-50-300; (б) – X-t диаграмма распространения детонационной волны.

На рисунке 4(б) построена X-t диаграмма распространения детонационной волны. Также на рисунке приведена её аппроксимация прямой линией вместе с величиной достоверности аппроксимации (R^2). Видно, что детонационная волна распространяется с постоянной скоростью 3.2 ± 0.1 мм/мкс, где погрешность определяется точностью установки датчиков (0.5 мм) и времени срабатывания датчиков (0.1 мкс). Измеренные скорости детонации во всех экспериментах приведены в таблице 3 (обозначена буквой D).

На рисунке 5 приведён профиль напряжения, записанный с манганинового датчика, также в эксперименте №2.

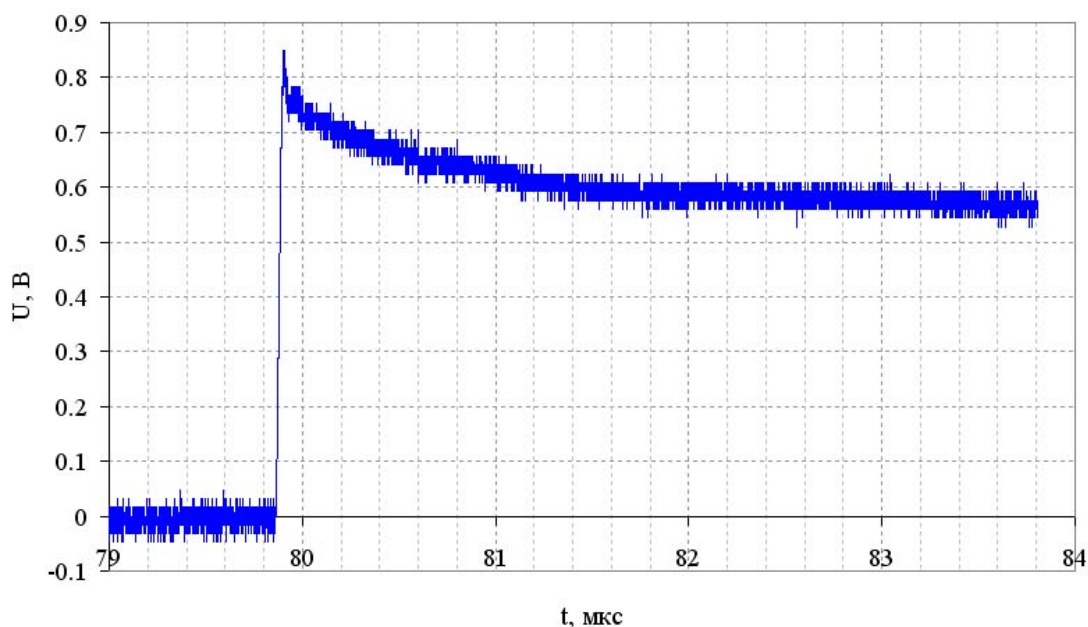


Рис. 5. Профиль напряжения, записанный с манганинового датчика в эксперименте № 2.

Напряжение на манганиновом датчике измерялось с помощью мостовой схемы. Для расчёта изменения сопротивления датчика по измеренному на нём напряжению использовалась зависимость, приведённая в инструкции к блоку измерения давления Dynasen SKZ-50/0.50-300. По рассчитанному изменению сопротивления, используя калибровку Dynasen, рассчитывалось давление в преграде. Полученные таким образом профили

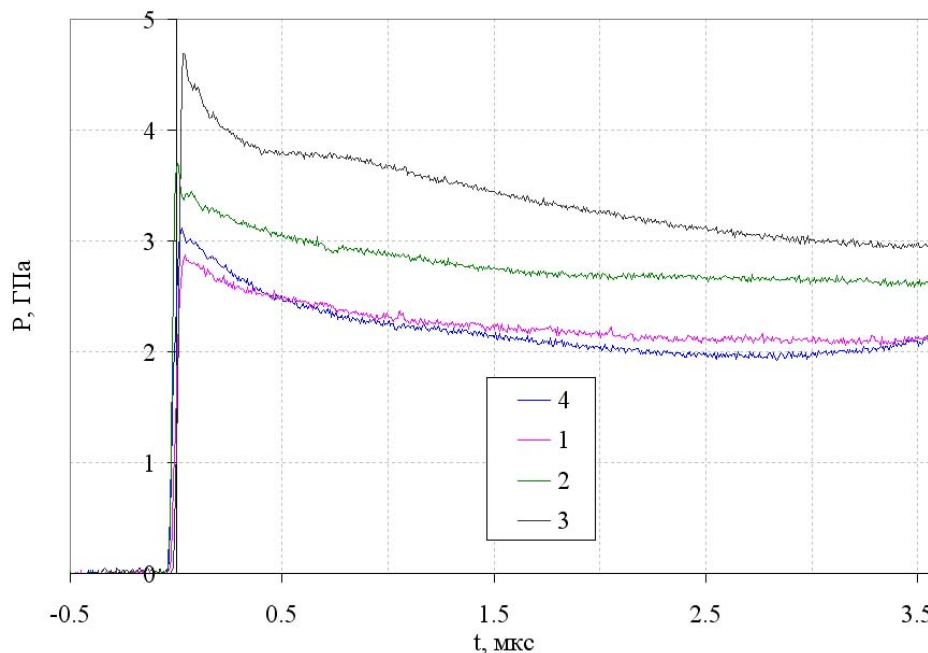
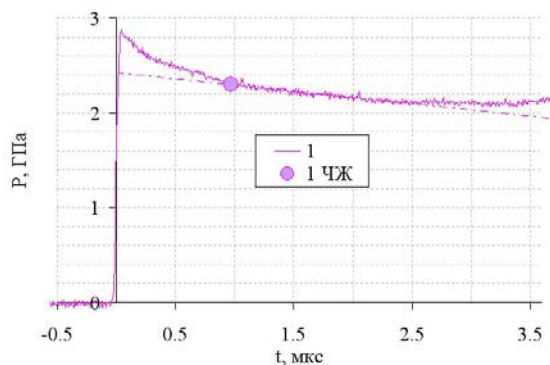


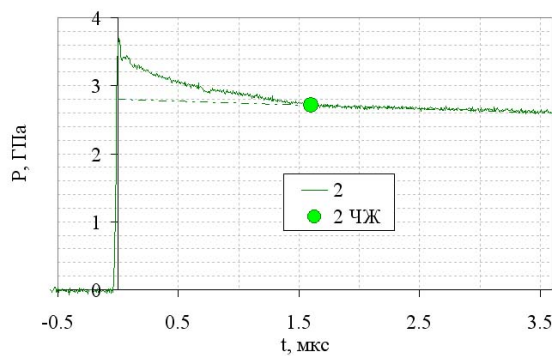
Рис. 6. Профили давления. Номера профилей соответствуют номеру эксперимента из таблицы 1.

давления для всех проведённых экспериментов приведены на рисунке 6. Для определения давления ПД в точке Чепмена-Жуге для начала необходимо

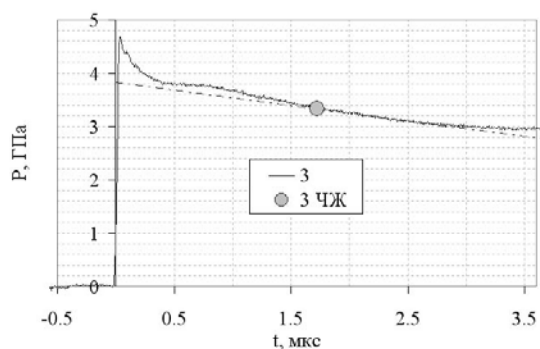
выбрать на каждом профиле давления в преграде точку, соответствующую этому состоянию. Однозначного метода, позволяющего по одному измеренному профилю давления определить положение на профиле соответствующего точке Чепмена-Жуге нет. Часто используется способ, приближённого нахождения этой точки [19, 20]. Он заключается в следующем. Вдоль участка профиля, соответствующего волне разрежения проводится прямая линия. Считается, что та часть профиля вблизи фронта ударной волны, которая оказывается выше этой прямой – соответствует зоне реакции. Соответственно, та точка, где проведённая прямая и измеренный профиль начинают расходиться – точка, соответствующая состоянию Чепмена-Жуге. На рисунке 7 приведены профили давления для каждого эксперимента вместе с проведёнными вдоль разгрузки прямыми линиями и отметками, соответствующими состоянию Чепмена-Жуге. Точность



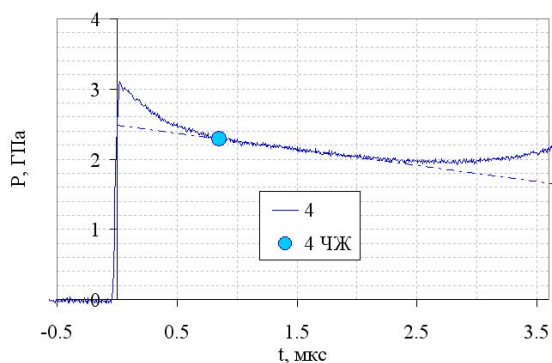
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 7. Профили давления с отметкой состояния, соответствующего состоянию Чепмена-Жуге: (а) – для эксперимента №1; (б) – для эксперимента №2; (в) – для эксперимента №3; (г) – для эксперимента №4.

определения детонационного давления в подобных ВВ, составляет примерно 10 % [20] и определяется повторяемостью экспериментов, а не инструментальной точностью (1 %) или точностью калибровки манганина (2 %).

Величины давления и времени реакции, соответствующие состоянию ЧЖ, приведены в таблице 3. С помощью этих величин, используя метод $P-U$ диаграмм, приведённый в разделе «детонация», был выполнен расчёт параметров Чепмена-Жуге для каждого исследованного состава ЭМВВ (см. рис. 8). Как видно на рисунке 8 для всех четырёх экспериментов ударно-волновой импеданс ПД оказался меньше, чем у материала преграды – ПММА. Таким образом, после взаимодействия детонационной волны с

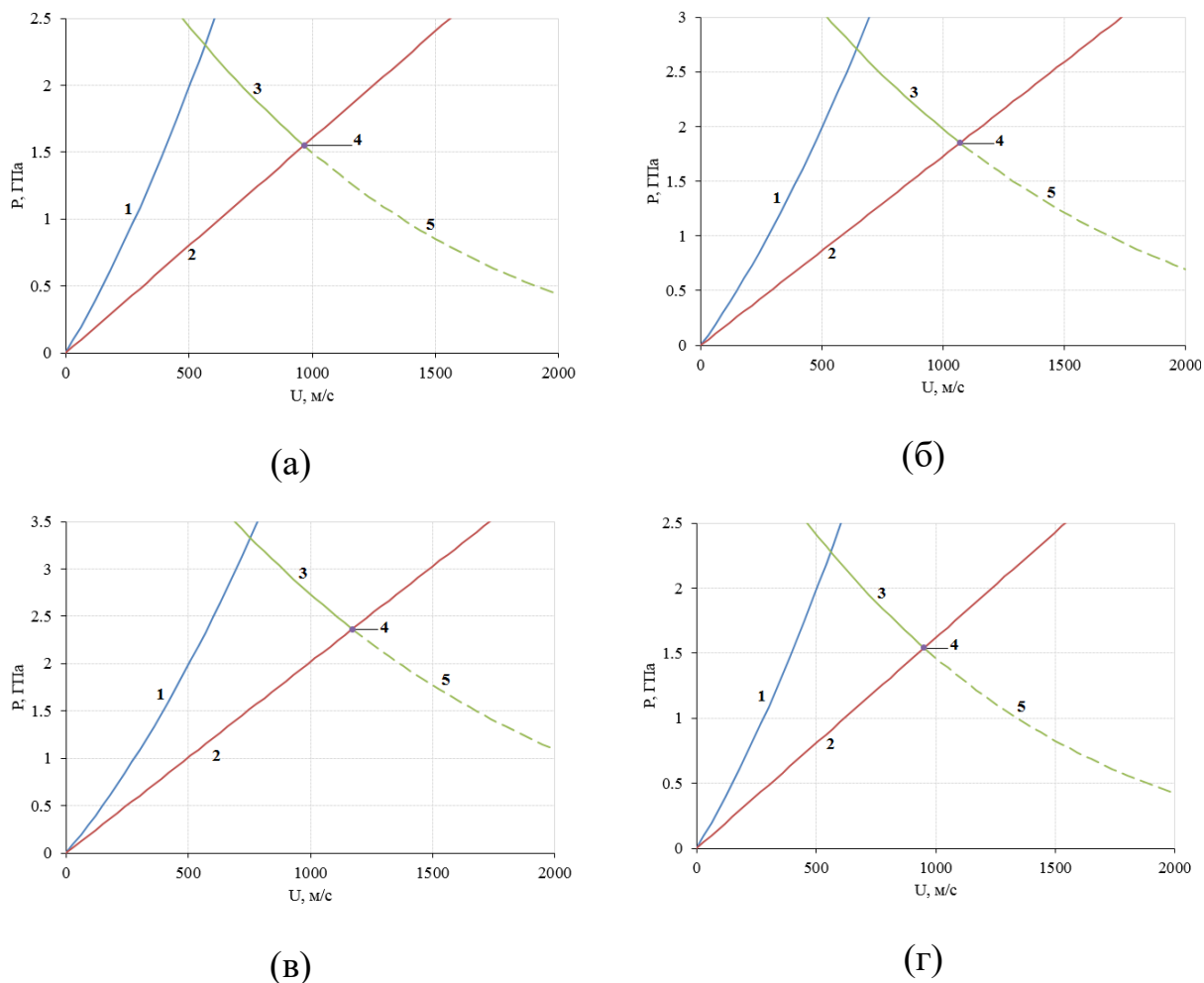


Рис. 8. P-U диаграмма нахождения параметров Чепмена-Жуге: а, б, в, г для экспериментов №1, 2, 3, 4 соответственно.

Обозначение графиков: 1 – ПММА, 2 – ЭмВВ, 3 – ударная адиабата, 4 – точка Чепмена-Жуге в ЭмВВ, 5 – изоэнтропа.

преградой, в ПД распространялась отражённая ударная волна, из-за чего измеряемое давление почти в полтора раза превышало давление ЧЖ продуктов детонации.

На рисунке 9 приведены профили напряжения, измеренные при измерении яркостной температуры ПД в эксперименте № 2. По измеренным профилям напряжения, с использованием калибровочной зависимости, приведённой на рисунке 3, рассчитывались профили яркостной температуры

ПД. Максимальная разница между значениями яркостных температур, измеренных с помощью разных светофильтров, не превышает 200 К, что составляет менее 13 % от измеряемой величины.

Для всех четырёх экспериментов результаты измерения яркостной температуры приведены на рисунке 10. Каждый изображённый профиль получен усреднением по двум профилям с разными светофильтрами. Видно, что для экспериментов № 1 и № 4 сигнал на пирометре нарастает почти экспоненциально по мере приближения детонационной волны к преграде и достигает максимума в момент их касания. Это вызвано тем, что ЭМВВ без добавок или с добавлением молотого стекла являются частично прозрачными веществами. После добавления в ЭМВВ алюминиевого порошка взрывчатая композиция становится непрозрачной. Поэтому сигнал с пирометра в экспериментах № 2 и № 3 появляется непосредственно в момент выхода детонационной волны на преграду.

На рисунке 10 отмечены точки, соответствующие состоянию ЧЖ. Положение этих точек соответствует времени реакции, определённого в экспериментах по измерению давления. Значения яркостных температур в этих точках $T_{ПД}$ приведены в таблице 3. Истинная температура выше измеренной яркостной и зависит от излучательной способности (степени черноты) ПД (см. формулу 2). В работе [8] измерена излучательная способность ПД нитрометана. В диапазоне длин волн 500-1500 нм излучательная способность уменьшается от 1 до 0.77. При этом на длине волны 650 нм она составляет 0.97. Даже если принять, что излучательная способность ПД ЭМВВ на длине волны 630 нм составляет 0.7, истинная температура ПД будет выше измеренной яркостной примерно на 3 %. Таким образом, суммарная ошибка измерения яркостной температуры, включая точность процедуры калибровки, по нашим оценкам не превышает 10÷15 %, в зависимости от величины измеренного значения.

Поскольку в ПД после взаимодействия с преградой идёт отражённая ударная волна, измеренная температура завышена по сравнению с температурой в состоянии Чепмена-Жуге. С помощью формулы 1, с использованием уравнения состояния совершенного газа для описания поведения ПД, выполнен расчёт температуры в состоянии ЧЖ T_{CJ}^* . Определённые таким образом значения также приведены в таблице 3. С учётом того, что для расчёта T_{CJ}^* используется уравнение состояния совершенного газа, значение T_{CJ}^* является минимально возможным (см. раздел «Детонация»). Таким образом, величины $T_{ПД}$ и T_{CJ}^* задают интервал в котором и находится истинное значение температуры детонации ЭМВВ.

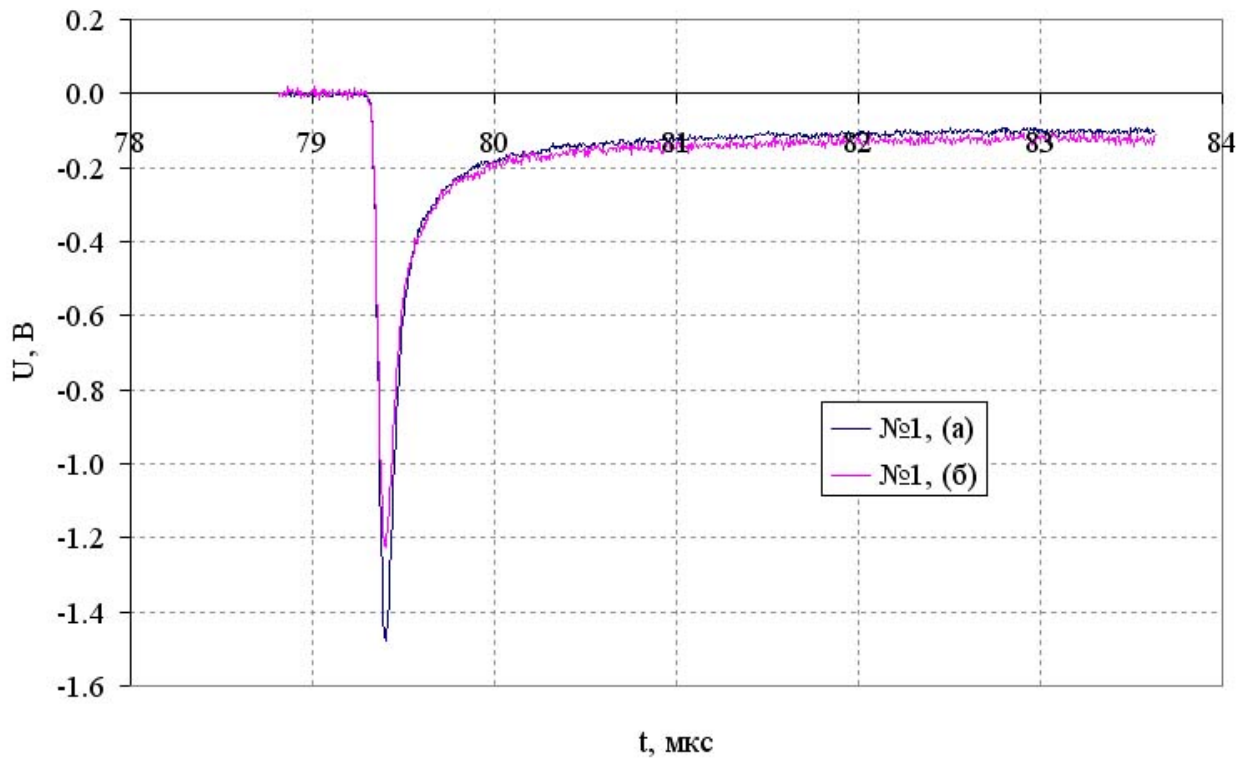


Рис. 9. Профили напряжения при измерении яркостной температуры в эксперименте №2: (а) – интерференционный фильтр; (б) – широкополосный фильтр.

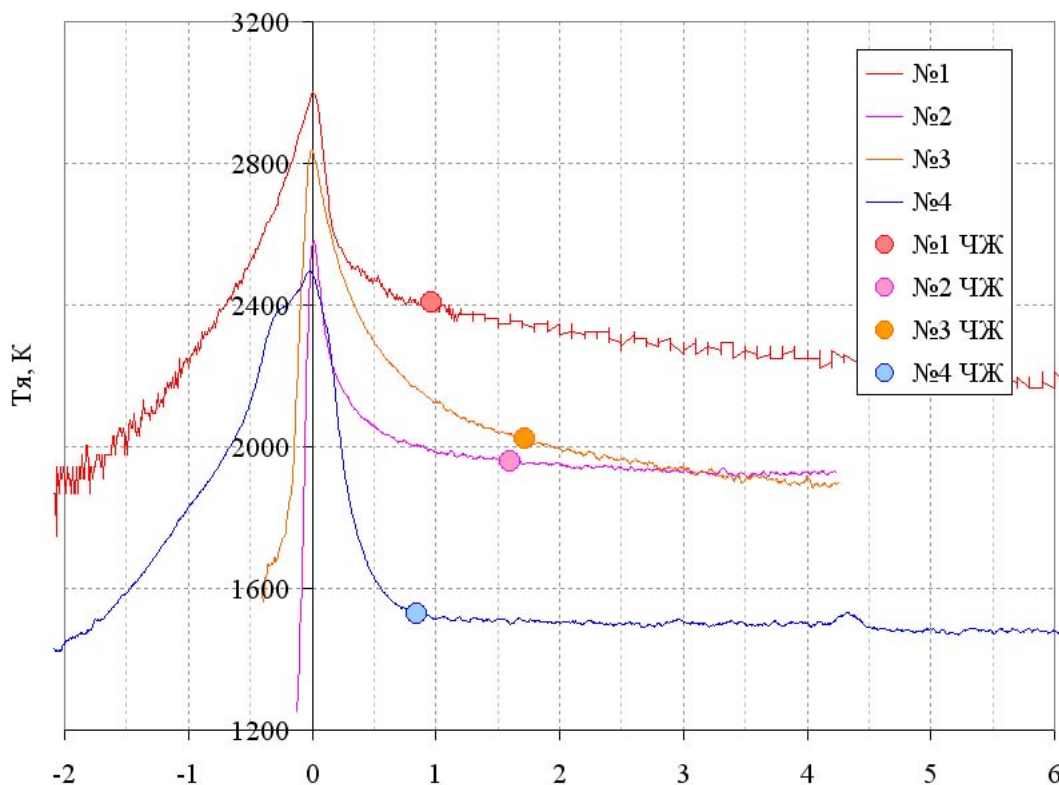


Рис. 10. Профили яркостной температуры ПД.

Таблица 3. Результаты экспериментов.

№	состав	ρ_0 , г/см ³	D , мм/мкс	$P_{ПД}$, ГПа	$P_{СЛ}$, Гпа	n	$T_{ПД}$, К	$T_{СЛ}^*$, К	τ , мкс
1	-	0.507	3.14	2.30	1.54	2.24	2406	1927	0.97
2	Al, 10%	0.54	3.20	2.71	1.86	1.98	1957	1621	1.60
3	Al, 20%	0.597	3.38	3.33	2.36	1.89	2024	1735	1.72
4	Стекло 20%	0.57	2.84	2.28	1.55	1.97	1529	1234	0.85

τ – время реакции, соответствующее положению точки ЧЖ;

* – результат получен с использованием УРСа совершенного газа для описания ПД.

7. Обсуждение результатов

Основным отличием результатов данной работы от результатов других авторов [6-8] является увеличение скорости детонации ЭМВВ при добавлении алюминиевого порошка. Увеличение небольшое и, при добавлении 10 % алюминия, находится в пределах экспериментальной ошибки. Однако добавление 20 % алюминия увеличивает скорость детонации уже до значения, превышающего ошибку измерения. Также показано, что добавление стекла вместо алюминия уменьшает скорость детонации. Эти данные свидетельствуют о том, что увеличение скорости детонации вызвано химической активностью алюминиевого порошка, который успевает реагировать в детонационной волне до точки Чепмена-Жуге. Различное поведение скорости детонации при добавлении алюминия в данной работе и в [6-8] можно объяснить разной начальной плотностью исследованных ЭМВВ. В данной работе плотность ЭМВВ была около 0.5 г/см^3 , что примерно два раза меньше, чем в [6-8]. Плотность ЭМВВ варьируется изменением количества микробаллонов. То есть, если плотность ЭМВВ больше, значит в нём меньше микробаллонов. При одинаковом массовом содержании алюминия в ЭМВВ, в композиции с большей плотностью на один микробаллон приходится большая масса алюминия. Вероятно, при плотности ЭМВВ больше 1 г/см^3 интенсивности «горячих точек», образующихся после сжатия микробаллонов, не хватает, чтобы прогреть значительное количество алюминия, часть которого расположена далеко от пор. При плотности ЭМВВ 1.1 г/см^3 расстояние между микробаллонами $\approx 20 \text{ мкм}$. В тоже время при плотности около 0.5 г/см^3 расстояние между микробаллонами $\approx 2 \text{ мкм}$ и структура ЭМВВ напоминает собой пену в которой весь алюминий расположен вблизи поверхности пор. За фронтом ударной волны чешуйки алюминия интенсивно деформируются и перемешиваются с ударно-сжатой пористой эмульсией. Это приводит к

увеличению площади контакта реагирующих компонентов, что в совокупности с более однородно прогретым алюминием даёт увеличение скорости его реакции с ПД ЭмВВ.

Результаты измерения давления детонации подтверждают предположения о реакции алюминия до плоскости Чепмена-Жуге. Давление в точке Чепмена-Жуге при добавлении 10 % и 20 % алюминия выросло соответственно в 1.2 и 1.5 раз. В [6] при добавлении 20 % алюминия давление выросло всего на 10%.

Наиболее сложно интерпретировать данные по измерению яркостной температуры ПД алюминизированного ЭмВВ. Если предположить, что методология измерения яркостной температуры непрозрачных тел, применённая в данной работе, допускает ту же интерпретацию, что и в случае прозрачных или частично прозрачных тел, то можно сделать вывод, что яркостная температура ПД уменьшается при добавлении алюминия. Соответственно, в рамках сделанных оценок, уменьшается и истинная температура ПД. Если так, то большее давление детонации алюминизированных ЭмВВ нужно объяснять не их более высокой температурой, а другими причинами. Одним из объяснений может быть появление в составе ПД компонента, который обеспечивает большее давление при меньшей температуре за счёт упругого, а не теплового вклада.

8. Выводы

Определены детонационные характеристики алюминизированного ЭМВВ с плотностью около 0.5 г/см^3 и массовым содержанием алюминия до 20 %. Добавление алюминия приводит к увеличению скорости детонации ЭМВВ, что может быть связано с реакцией алюминия до плоскости Чепмена-Жуге. Давление в детонационной волне при этом также увеличивается. Измерена яркостная температура продуктов детонации алюминизированных ЭМВВ. Показано, что яркостная температура ПД уменьшается при добавлении алюминия в ЭМВВ. Рост давления в ПД ЭМВВ с добавлением алюминия с одновременным уменьшением их температуры, возможно, вызван увеличением молей газообразных ПД в состоянии ЧЖ.

Результаты данной работы демонстрируют сложность влияния добавки алюминия на детонационные характеристики ЭМВВ. Увеличение детонационных характеристик алюминизированного ЭМВВ может расширить области практического использования данного класса взрывчатых материалов.

Литература

1. **Соснин В.А., Межеричкий С.Э.** Состояние и перспективы развития промышленных взрывчатых веществ в России и за рубежом // Вестник технологического университета. 2016. Т.19, №19, стр. 84-89
2. **Колганов Е.В., Соснин В.А.** Эмульсионные промышленные взрывчатые вещества – 1-я книга (Составы и свойства): ГосНИИ «Кристалл», 2009
3. **Вадхе П. П., Павар Р. Б., Синха Р. К. и др.** Механическая чувствительность и параметры детонации алюминизированных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва – 2008. – Т. 44, № 4. – С. 98 – 115.
4. **Махов М. Н., Гоголя М. Ф., Долгобородов А. Ю. и др.** Метательная способность и теплота взрывчатого разложения алюминизированных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва – 2004. – Т. 40, № 4. – С. 96 – 105.
5. **Гоголя М. Ф., Махов М. Н., Долгобородов А. Ю. и др.** Механическая чувствительность и параметры детонации алюминизированных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва – 2004. – Т. 40, № 4. – С. 82 – 95.
6. **Mendes R., Ribeiro J., Plaksin I., and Campos J.** Non ideal detonation of emulsion explosives mixed with metal practices // Shock Compression of Condensed Matter – 2011.
7. **Bednarczyk E., Maranda A., Paszula J., Papliński A.** Studies of effect of aluminium powder on selected parameters of emulsion explosive sensitized with microballoons // Polish J. Chem. – 2016. – V. 70, N 1. – P. 41-50.
8. **Lefrancois A., Grouffal J-Y, Bouinot P.** Temperature and pressure measurements comparison of the aluminized emulsion explosives detonation

- front and products expansion// Proc. Twelfth Int. Det. Symp. – 2002. – P. 432-439.
9. **Arvind Kumar Mishra, Hemant Agrawal, Manamohan Raut** Effect of aluminum content on detonation velocity and density of emulsion explosives // Journal of Molecular Modeling - 2019.
 10. **Митрофанов В.В.** Детонация гомогенных и гетерогенных систем. – Новосибирск: Издательство Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2003.
 11. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. 3-е изд., испр. — В 2 т. Т. 1. М.: Физматлит, 2004. Т. 1.
 12. **Долгобородов А.Ю.** Влияние физико-химических превращений на распространение ударных волн в конденсированных веществах // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва, 2008.
 13. **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, № 6. – С. 1 – 9.
 14. **Долгобородов А. Ю., Бражников М. А., Махов, Сафронов Н. Е., Кириленко В. Г.** Параметры детонации прессованных зарядов бензотрифуроксана// Физика горения и взрыва – 2013. – Т. 49, № 6. – С. 112 – 120.
 15. **Сильвестров В.В., Пластинин А.В., Юношев А.С.** Нагружение эмульсии ударом высокоскоростной пластины // Физика горения и взрыва, 2016, № 3, стр. 114-118
 16. **Караханов С.М., Пластинин А.В., Бордзиловский Д.С., Бордзиловский С.А.** Время формирования горячих точек при ударном сжатии микробаллонов в конденсированной среде // Физика горения и взрыва, 2016, т. 52, № 3, стр. 105-113.

17. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках: монография / Под общ. ред. д-ра физ.-мат. наук М.В. Жерноклетова. – Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003
18. **Карачинов В.А., Торицин С.Б., Карачинов Д.В.** Исследование характеристик телевизионного пирометра со встроенным калибратором температуры // Измерительная техника. 2008. № 7. С. 42-44.
19. **Лобойко Б.Г., Любятинский С.Н.** Зоны реакции детонирующих твёрдых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва, 2006, т. 36, № 6, стр. 45-64.
20. **Юношев А.С., Бордзиловский С.А., Воронин М.С., Караханов С.М., Макаров С.Н., Пластинин А.В.** Детонационное давление эмульсионного взрывчатого вещества, сенсibilизированного полимерными микробаллонами // Физика горения и взрыва, 2019, № 4, в печати.