

УДК 662.215.1

О ДЕТОНАЦИИ НИЗКОПЛОТНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. П. Ершов, И. А. Рубцов

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

Проведены электромагнитные измерения массовой скорости при выходе детонационной волны на границу раздела порошкового взрывчатого вещества (ВВ) и инертного окна из оргстекла. Исследовались тэн, гексоген и октоген при плотности, близкой к естественной насыпной. Имея в виду необходимость регистрации не только осредненного профиля скорости, но и возможных флуктуаций на масштабах порядка размера зерна ВВ, отлажена методика измерений с малыми датчиками при размере рабочего плеча около 1 мм. В большинстве опытов получены профили с четким химпиком, однако в части записей химпик не выделялся на фоне резких пульсаций сигнала, что может быть проявлением неклассического механизма распространения волны (взрывное горение по А. Я. Апиному). Результаты в сопоставлении с предыдущим исследованием приводят к представлению о параллельной работе ударного и конвективного механизмов, каждый из которых может преобладать на отдельных участках фронта волны.

Ключевые слова: детонация, взрыв, модель ЗНД, взрывное горение.

DOI 10.15372/FGV20190113

ВВЕДЕНИЕ

В работах Я. Б. Зельдовича, Дж. фон Неймана и В. Дёринга [1–3] введена классическая модель детонационной волны, кратко обозначаемая ЗНД. Согласно теории ЗНД агентом распространения детонации является ведущая ударная волна. За ударной волной следует зона химической реакции с характерным спадом давления (химпиком). Благодаря своей физической прозрачности уже в течение многих десятилетий эта теория формирует схематическое представление о детонации. С моделью ЗНД связаны многие успехи в исследованиях детонации, а также в практических применениях взрыва.

Однако постепенно накапливались данные в пользу более сложной картины явления, в том числе и для твердых гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ), представляющих основной практический интерес. В [4, 5] наблюдались детонационные волны с конечным превращением во фронте сжатия, в зоне реакции которых давление не падает, а нарастает. Вначале полагали, что подобные явления характерны для смесей высокой плотности, но позднее такие же профили получены и для систем, имеющих значительную пористость. В частности, были чет-

ко зафиксированы недосжатые режимы [6], которые, как известно [7], не могут распространяться посредством ударной волны.

В особенности трудности классической модели проявляются для ВВ низкой плотности. Центральное понятие модели ЗНД — ведущая ударная волна — плохо согласуется с процессами в порошке при пористости в десятки процентов. Вместо ударного скачка правильнее говорить о волне сжатия, при одномерном осреднении размазанной на мезоскопическом размере (приблизительно размере зерна ВВ). В этих условиях агентом распространения волны, по крайней мере в некоторых системах, могут быть струи горячего газа, прорывающиеся по порам из области высокого давления (концепция взрывного горения А. Я. Апина [8]). Режимы детонации, имеющие конвективную струйную природу, исследовались в [9, 10] для экстремально малоплотных систем. Для смесей гексогена с мипорой плотности $0.2 \div 0.6 \text{ г/см}^3$ механизм взрывного горения был убедительно подтвержден в работах [11, 12]. На возможность такого механизма и в случае более естественного состояния насыпной плотности ВВ указывают работы [13, 14]. На основании данных [6, 11–14] можно ожидать, что конвективные режимы не являются экзотически редкими, и целесообразен их систематический поиск.

В проведенных исследованиях мезоскопическим эффектам уделялось сравнительно ма-

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-03-01039).

ло внимания. Из ранних работ необходимо упомянуть исследование [15], в котором были изучены системы в широком диапазоне плотностей. При доступном на то время разрешении порядка 100 нс особых отклонений от модели ЗНД в низкоплотных зарядах заметить не удалось. Позднее, с развитием экспериментальных методов, в основном исследовались ВВ в высокоплотном однородном состоянии. Важная область низких и средних плотностей остается слабо изученной современными методами. Исключением являются упомянутые выше работы [6, 11–14].

В работе [16] с использованием стандартной диагностики VISAR нами исследовались три взрывчатых вещества: тэн, гекоген и октоген при плотности, незначительно превышающей насыпную. В мелкодисперсных порошках (размер частиц в десятки микрометров) получен химпик, хотя и с редуцированной амплитудой. Однако при крупной дисперсности (сотни микрометров), кроме классических химпиков, примерно в половине опытов наблюдались резкие пульсации скорости течения вокруг уровня Чепмена — Жуге, как и в работе [13]. Преимуществом метода VISAR является локальность измерений (в пределах лазерного пятна), что позволяет регистрировать пульсации течения.

Цель данной работы — сравнить результаты [16] с данными электромагнитной диагностики, более простой и прямолинейной по сравнению с интерференционной диагностикой VISAR. Исследуются те же вещества, что и в [16]. Поскольку при малых размерах частиц ВВ в общем подтвердилась модель ЗНД, основное внимание уделялось материалам штатной дисперсности. Для тэна, гекогена и октогена медианный по массе размер зерна составлял 260, 160 и 430 мкм соответственно.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка VISAR, использованная в [16], измеряла скорость на границе раздела ВВ и инертного окна из оргстекла в пределах лазерного пятна диаметром 0.6 мм. Электромагнитная диагностика должна была, по возможности, воспроизводить сходные условия опыта, с тем чтобы отслеживать не только среднюю массовую скорость, но и возможные ее флуктуации на масштабах порядка размера зерна ВВ. Поэтому в данной работе использовали П-образные датчики весьма малых размеров, с

длиной рабочего плеча около 1 мм. Плоский датчик из алюминия толщиной 9 мкм вырезали из полоски фольги, наклеенной на блок из оргстекла толщиной 10 мм, с микроскопическим контролем. Как и в [16], датчик был защищен от прямого воздействия продуктов взрыва эпоксидным слоем толщиной $50 \div 100$ мкм. С эпоксидным слоем непосредственно контактировал торец заряда ВВ насыпной плотности. Иницирование проводилось с противоположного торца детонатором через малогабаритный генератор плоской волны. Расположение рамки датчика в «лежащем» положении и защитный слой обеспечивали достаточную живучесть сборки. Малые размеры датчика позволяют работать со сравнительно небольшими зарядами. Обычно использовался заряд диаметром 18 мм и длиной 25 мм в пластиковой оболочке.

Импульсное магнитное поле создавалось катушкой Гельмгольца (два кольца по десять витков, диаметр 12 см). Ток в катушке генерировался разрядом конденсатора емкостью 20 мкФ при начальном напряжении 3 кВ. Стандартный уровень тока 1 кА в максимуме, соответствующий магнитной индукции $B = 0.15$ Тл, достигался через 43 мкс после начала разряда. Ток можно считать постоянным с точностью не хуже 1 % в окрестности максимума 43 ± 5 мкс. Синхронизация опыта позволяла задать момент начала измерения скорости с гораздо меньшим разбросом, а длительность измеряемого сигнала была порядка микросекунды. Экспериментальная сборка схематически показана на рис. 1.

Отличие от обычно применяемых датчиков, ширина проводящих полосок датчика (обычно 0.4 мм) не была пренебрежимо малой. Нетрудно видеть, что эффективные размеры рамки в таких условиях соответствуют средней линии, показанной штрихом на врезке рис. 1. Каждый датчик аккуратно обмерялся на цифровом микроскопе, и вычислялось его эффективное плечо L как полусумма габаритной ширины и ширины щели. Сигнал с рамки равен

$$\mathcal{E} = BLu,$$

где B — магнитная индукция, u — измеряемая скорость. Скорости 2 км/с соответствовал уровень сигнала 0.3 В.

Для синхронизированного подрыва детонатора использовался довольно мощный им-

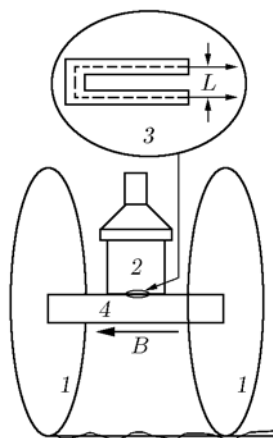


Рис. 1. Геометрия эксперимента:

1 — катушка Гельмгольца, 2 — исследуемый заряд, 3 — электромагнитный датчик, 4 — блок из оргстекла

пульс тока (≈ 1 кА). При срабатывании детонатора этот ток обрывается, что порождает колебания в питающей электрической сети с периодом около 2 мкс, которые искажают и экспериментальные записи. Питание цифрового осциллографа от стандартного источника бесперебойного питания, отключаемого на время эксперимента от сети, решает эту проблему. Заземление схемы проводилось строго в одной точке, где оплетка передающего сигнал кабеля присоединялась к рамке.

Еще один источник помех — поляризация вещества в окрестности фронта волны. На рис. 2, *a* показана запись, полученная в описанных выше условиях. Перед началом основного сигнала видны колебания, вызванные влиянием зоны разделения зарядов на фронте. По существу, вначале наблюдается краевой эффект вне «конденсатора», сформированного указанным разделением. После выхода фронта на границу защитного слоя заряды перераспределяются, что и вызывает резкие знакопеременные колебания в течение $20 \div 30$ нс. Поскольку эта помеха емкостная, эпоксидный слой от нее не спасает. Амплитуда помехи того же порядка, как у полезного сигнала, который начинается в момент выхода волны давления на датчик. Шумы, наблюдаемые на профиле далее, связаны уже не с электростатическими эффектами, а с неоднородностью течения на масштабе размера зерна. Для подавления поляризационных шумов, следуя [17, 18], на расстояние около 2 мм выше по течению выставлялся заземленный электрод — иголка из алюминия диа-

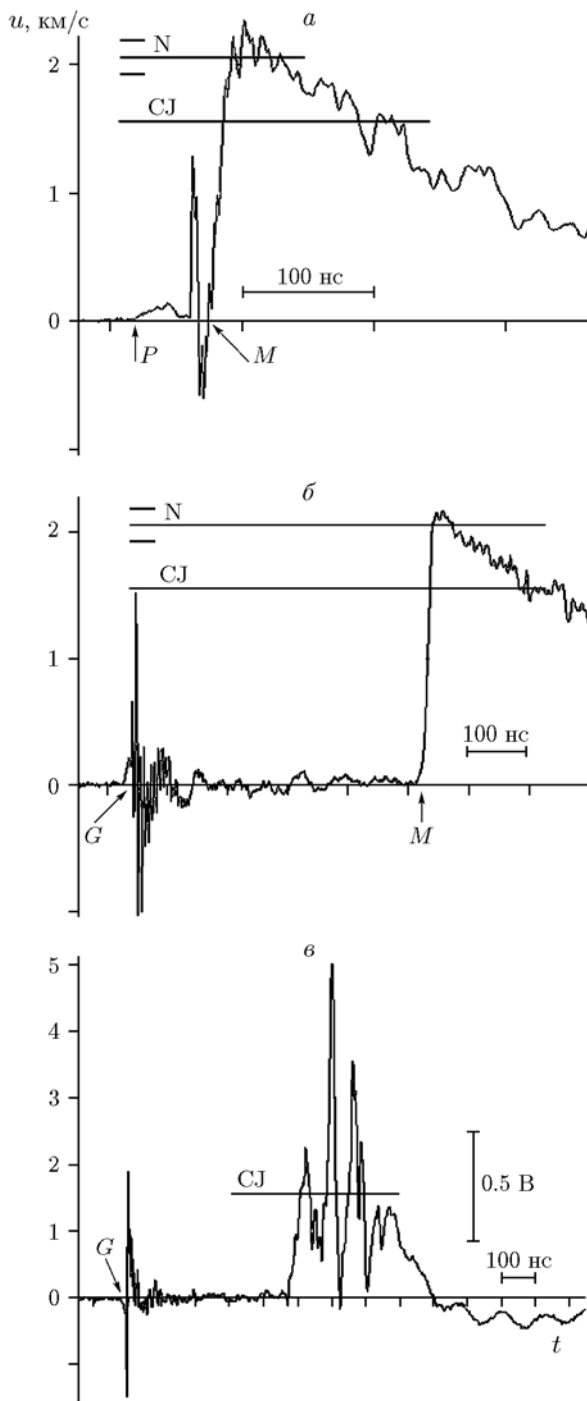


Рис. 2. Профили скорости границы при детонации заряда тэна:

начальная плотность 1 г/см^3 ; *a* — эксперимент без заземляющей иглы, *b* — разрядка поляризации на игле, выдвинутой на 2.25 мм от плоскости датчика, *v* — эксперимент без защитного слоя; *P* — начало поляризационной помехи, *M* — начало основного сигнала, *G* — момент заземления фронта, *CJ* — расчетный уровень скорости в состоянии Чепмена — Жуге, *N* — интервал скорости, ожидаемый для пика Неймана, и среднее значение в этом интервале

метром 0.6 мм, ось которой проходила приблизительно в 3 мм от плеча датчика. Эффект этой меры иллюстрирует рис. 2,б. Видно, что к началу основного сигнала поляризационный «звон» практически исчезает.

На рис. 2,в показана запись, полученная без защитного слоя. На фоне резких колебаний невозможно различить какие-либо особенности полезного сигнала (хотя положительный средний уровень примерно соответствует состоянию Чепмена — Жуге). В отличие от поляризационных помех, успешно заземленных иголкой, здесь разделение зарядов наблюдается в плоскости фронта волны. Такие же осцилляции получались и в отсутствие магнитного поля (естественно, уже без положительного среднего уровня). Следовательно, их природа не электромагнитная — скажем, из-за колебаний скорости проводящих газов вблизи датчика, а химическая. В зоне реакции неоднородной среды вполне можно ожидать флуктуаций потенциала на уровне десятых долей вольта. Малое сопротивление рамки в норме должно закорачивать эти химические ЭДС, но рамка без защиты довольно быстро разрушается, что и приводит к наблюдаемым помехам. Таким образом, защитный эпоксидный слой не только упрощает работу при сборке заряда и улучшает живучесть датчика, но и предохраняет от шумов, возникающих при прямом контакте рамки с реагирующим ВВ.

Аналогично [16], на полученный в опыте профиль накладывался уровень скорости, порождаемый распадом разрыва между расчетным состоянием Чепмена — Жуге и начальным состоянием оконного материала. На рис. 3 показана ударная адиабата оргстекла из [19] (связь скорости ударной волны D и массовой скорости u имеет вид $D = 2.59 + 1.52u$ [км/с]), а также состояния Чепмена — Жуге для трех исследованных ВВ, рассчитанные по данным [20], и соответствующие линии разгрузки. Отметим, что все состояния Чепмена — Жуге лежат близко к ударной адиабате, так что возможные ошибки пересчета невелики. Кроме того, показаны ожидаемые в предположении выполнения модели ЗНД состояния в пике Неймана. Поскольку надежные данные по этим состояниям отсутствуют, они были получены несколько произвольным умножением давления и скорости на коэффициент 1.4. Данных по динамической разгрузке из пика Неймана тем более нет, поэтому оценивался интервал, в котором

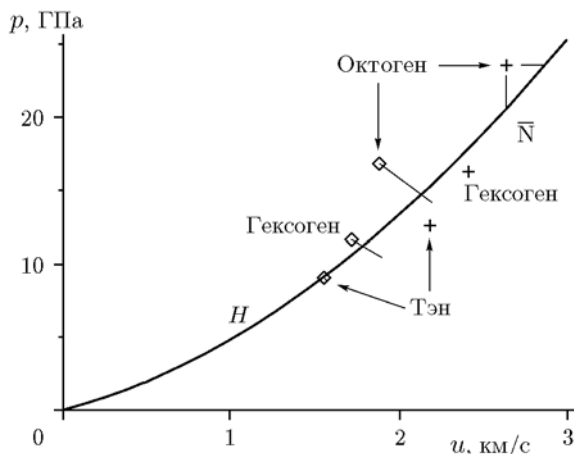


Рис. 3. P - u -диаграмма опытов:

H — ударная адиабата оргстекла, \diamond — состояние Чепмена — Жуге для трех веществ, $+$ — оценки для пиков Неймана, \bar{N} — интервал возможных скоростей при разгрузке октогена из пика Неймана

может находиться пиковая скорость границы раздела. Этот интервал определяют горизонтальная и вертикальная линии, проведенные из пиковой точки к адиабате; на рис. 3 эти построения выполнены для октогена. Для насыпных плотностей пиковые состояния также близки к адиабате оргстекла и получаемые интервалы достаточно узки. Оба опыта, результаты которых показаны на рис. 2,а,б, демонстрируют достижение уровня Неймана. Видно, что точность измерений (около 5%) достаточна для выявления химпика. Более обычная процедура выделения химпика как особенности на фоне медленно меняющегося течения (в частности, излома профиля) в нашем случае неприменима из-за пульсаций, наблюдаемых, например, на рис. 2,а.

В опытах минимальное время нарастания сигнала составляло около 5 нс. Оценка разрешения по временам пробега волны в датчике дает примерно ту же величину.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для гексогена в шести опытах стабильно получался профиль с химпиком. Как видно из рис. 4, пиковая скорость хорошо соответствует оценке и заметно выше уровня Чепмена — Жуге. Это полностью согласуется с моделью ЗНД. Такой же результат был получен в [16]. Гексоген среди исследованных ВВ имел наименьший размер зерна. Соответственно конвектив-

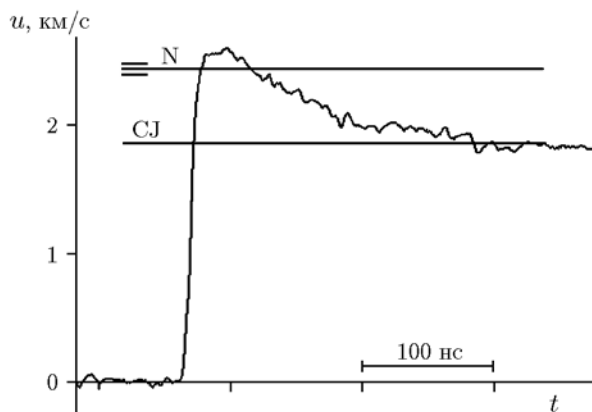


Рис. 4. Профиль скорости границы при детонации гексогена (начальная плотность 1.1 г/см^3)

ные процессы в нем были менее вероятны. На рабочей перекладине рамки могло разместиться $10 \div 20$ частиц, так что воздействие фронта волны на датчик эффективно осреднялось. В результате шумы на осциллограммах были невелики.

В наиболее крупнодисперсном октогене наблюдались профили как классического вида (рис. 5, *a*), так и с колебаниями случайного характера (рис. 5, *б*). Здесь на рабочей перекладине рамки датчика умещается всего $2 \div 3$ частицы ВВ, что и объясняет осцилляции на некоторых записях. В работе [16] из двух опытов один дал классический результат и один — профиль с ярко выраженными осцилляциями. Электромагнитная диагностика показала отклонение от модели ЗНД в двух из шести опытов. При заметном завале фронта импульса пульсации в течение первых 100 нс происходили между уровнями Чепмена — Жуге и Неймана, как на рис. 5, *б*. Такой режим при желании можно отнести не к чисто конвективному, а к некоторому гибриднему типу.

Из семи электромагнитных опытов с тэном шесть более или менее соответствовали модели ЗНД. Профиль мог быть несколько зашумленным, как на рис. 2, *a*. Тэн имел промежуточный размер зерна между октогеном и гексогеном, так что на перекладине рамки могло разместиться порядка шести частиц. Повидимому, этого было достаточно для осреднения пульсаций, хотя шумы на записях оставались заметно сильнее, чем в случае гексогена. Один из семи опытов дал результат, сходный с показанным на рис. 5, *б* для октогена. В

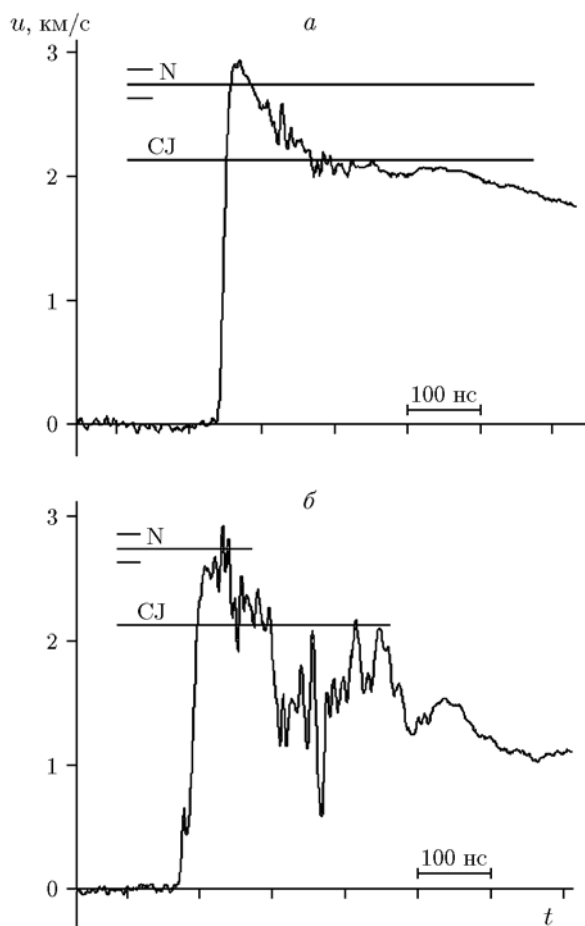


Рис. 5. Скорости границы для октогена: начальная плотность 1.28 г/см^3 , *a* — профиль с химпиком, *б* — неклассический профиль

работе [16] оба эксперимента с крупнодисперсным тэном показали резкие осцилляции. Можно предположить, что диагностика VISAR более чувствительна к флуктуациям скорости течения.

Эксперименты с мелкодисперсными веществами, как и в работе [16], дали гладкие профили с хорошо выраженными химпиками. На рис. 6 показан результат опыта с гексогеном при среднем размере частиц 11 мкм и начальной плотности 0.8 г/см^3 . Аналогичные результаты получены для мелкодисперсных октогена (размер частиц 21 мкм) и тэна (80 мкм). Пластическое ВВ на основе высокодисперсного тэна также дало классический профиль. Вполне естественно, что конвективные процессы становятся менее существенными при малых размерах зерен порошка и тем более в сплошном пластифицированном ВВ.

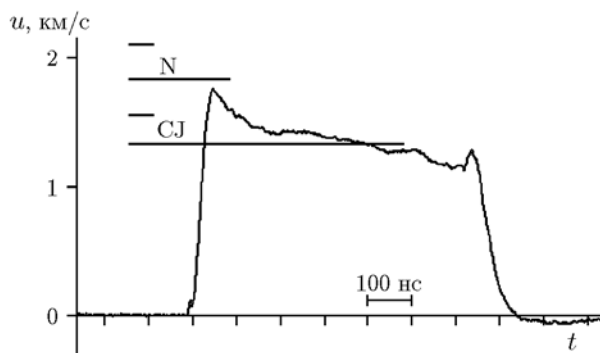


Рис. 6. Профиль скорости границы при детонации мелкодисперсного гексогена

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Структура насыпных зарядов предполагает случайность пространственного распределения зерен ВВ и пор. Поэтому фронт волны непременно будет неоднородным, и на масштабе зерна неизбежны, в том числе, и конвективные явления. Вопрос, однако, в том, какие процессы играют ведущую роль.

Необходимым атрибутом режима ЗНД является четко выраженный химический пик, следующий за скачком. Соответственно признаками неклассического режима будут плавное нарастание параметров во фронте волны (в частности, присутствие «предвестника») и отсутствие химпика [11, 12]. Аналогичный подход принят и в [14]. Заметим, что в упомянутых работах в качестве маркеров скорости использовались довольно толстые фольги (100 ÷ 400 мкм), что могло затруднять обнаружение тонких деталей процесса. В данной работе, как и в [16], использованы значительно более тонкие датчики, притом малого размера, способные реагировать не только на средние параметры волн, но и на локально ожидаемые в конвективном процессе случайные пульсации, которые также следует считать индикаторами неклассического режима.

Для порошков естественной насыпной плотности подход ЗНД заранее не выглядит подходящим. Достоинство удивления, что в большинстве опытов классическая модель все же оказалась работоспособной. Несмотря на благоприятную для конвективных процессов пористую структуру материала с обилием пустого пространства, преобладали профили с резким подъемом скорости выше уровня Чепмена — Жуге и последующим спадом. Одно из

возможных объяснений такого результата состоит в быстром дроблении частиц во фронте сжатия и в уплотнении вещества с закрытием пор. Характерное время таких процессов естественно оценить как отношение размера зерна d к скорости волны D , т. е. 50 ÷ 60 нс для октогена и тэна и около 30 нс для гексогена. В наших экспериментах время нарастания импульсов находилось в диапазоне 5 ÷ 30 нс, а в среднем было в 2 ÷ 4 раза меньше ожидаемого по дисперсности. Это показывает, что гомогенизация на масштабе зерен происходит неожиданно быстро, что и позволяет, с оговорками, использовать понятие ударной волны для насыпных ВВ. Разброс времен нарастания, по видимому, связан с деталями укладки зерен материала в окрестности датчика. Достигнутая точность измерений достаточна для уверенного выявления химпиков.

Осцилляции, наблюдавшиеся на записях скорости для крупнодисперсных ВВ, неизбежно указывают на струйный режим распространения волны. С течением времени на датчик приходят волны, испущенные все более далекими участками границы раздела. Естественное запаздывание этих сигналов, несущих в том числе и стохастическую составляющую, может создавать ложное впечатление продолжительных колебаний на границе. Анализ отклика датчика на неоднородности течения будет проведен в отдельной работе. Предварительно укажем, что датчики достаточно большой площади будут эффективно осреднять запаздывающие пульсации. Примененные в данной работе датчики, сравнимые с размером зерна, позволяют как определять средние значения, так и наблюдать пульсации течения. Поскольку заметные пульсации происходили только в части опытов, их следует считать не эффектом запаздывания, а отражением реальных процессов во фронте волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты данной работы вместе с предыдущей статьей [16] указывают на возможность струйного механизма распространения детонации в зарядах насыпной плотности. Вместе с тем следует признать, что полученные результаты нельзя считать однозначным доказательством конвективного механизма. Пульсации течения и размазанность фронта свидетельствуют о существенности двухфазных процессов, но это еще не значит, что

именно проникновение струй является основным фактором инициирования реакции. Для такого вывода нужны дополнительные аргументы (как, например, отсутствие контакта между частицами в разреженных средах, исследованных в [12]). В отличие от классической картины ЗНД, струйная модель не может быть одномерной. Это резко усложняет построение теории, необходимое для сравнения с экспериментом. Такого однозначного подтверждения, каким является химпик в модели ЗНД, для струйной модели в настоящее время не усматривается. Тем не менее струйная концепция — это интересная и заслуживающая внимания возможность.

Наблюдение различных режимов при одних и тех же условиях эксперимента в [16] и в данной работе указывает на возможность гибридного характера распространения детонации во взрывчатых веществах насыпной плотности, при котором на разных участках фронта волны ведущим фактором распространения может быть либо ударная волна, либо конвективные процессы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газообразных системах // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1940. — Т. 10, № 5. — С. 542–568.
2. von Neumann J. Theory of detonation waves // John von Neumann, Collected Works / A. J. Taub (Ed.). — New York: Pergamon Press, 1963. — P. 203–218. — (Shock Wave Sci. and Technol. Ref. Libr.; V. 6).
3. Döring W. Ueber den Detonationsvorgang in Gasen // Annalen der Physik. — 1943. — V. 43, N 6-7. — P. 421–436.
4. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 1. — С. 95–99.
5. 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, № 5. — С. 111–118.
6. Kolesnikov S. A., Utkin A. V., Ananin A. V. Non-classical steady-state detonation regimes in TNETB // Proc. of 13th Int. Detonation Symp. — ONR 351-07-01, Office of Naval Research. — Norfolk, VA, 2006. — P. 422–426.
7. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С. Теория детонации. — М.: ГИТТЛ, 1955.
8. Апин А. Я. О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ // Докл. АН СССР. — 1945. — Т. 50. — С. 285–288.
9. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации газовой смеси в жесткой пористой среде // Детонация: материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1980. — С. 106–110.
10. Пинаев А. В., Лямин Г. А. Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. АН. — 1992. — Т. 325, № 3. — С. 498–501.
11. Бойко М. М., Крамаренко В. Н., Соловьев В. С. Особенности детонации низкоплотных ВВ с открытой пористостью // Детонация: материалы 5-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977. — С. 58–62.
12. Соловьев В. С., Аттетков А. В., Бойко М. М., Власова Л. Н., Крамаренко В. Н., Чернов А. И. Экспериментальное исследование механизма возбуждения детонации в низкоплотных ВВ // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 4. — С. 88–92.
13. Gustavsen R. L., Sheffield S. A., Alcon R. R. Detonation wave profiles in HMX based explosives // AIP Conf. Proc. V. 429 / S. C. Schmidt, D. P. Dandekar, J. W. Forbes (Eds). — Amherst, MA, 1998. — P. 739–668. — <http://doi.org/10.1063/1.55674>.
14. Уткин А. В., Мочалова В. М., Рогачева А. И., Якушев В. В. Структура детонационных волн в тэне // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 2. — С. 84–90.
15. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. — М.: Наука, 1970.
16. Ershov A. P., Kashkarov A. O., Prueel E. R., Satonkina N. P., Sil'vestrov V. V., Yunoshev A. S., Plastinin A. V. Nonideal detonation regimes in low density explosives // J. Appl. Phys. — 2016. — V. 119, N 7. — P. 075903(1–6).
17. Hayes W. Particle-velocity gauge system for nanosecond sampling rate of shock and detonation waves // Rev. Sci. Instrum. — 1981. — V. 52, N 4. — P. 594–603.
18. Воробьев А. А., Трофимов В. С., Михайлюк К. М., Королев А. Н., Брауэр Г. Б. Исследование инициирования детонации в литом тротиле динамическим методом. I. Постановка задачи и методика эксперимента // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 2. — С. 106–116.
19. Carter W. J., Marsh S. P. Hugoniot equation of state of polymers // Rep. N A-13006-ms, Los Alamos Nat. Lab. — Los Alamos, NM, 1995.

20. **Tanaka K.** Detonation properties of condensed explosives computed using the Kihara — Hiki-ta — Tanaka equation of state // Tech. Rep. Nat.

Chem. Lab. for Industry, Tsukuba Research Center. — Tsukuba, Japan, 1983.

*Поступила в редакцию 28/X 2017.
Принята к публикации*
