

УДК 6.011+533.231.4

ДИНАМИКА ОГНЕННОГО ШАРА И УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВЕ НОВЫХ АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ БОЕПРИПАСОВ

Дж. М. Гордон, К. К. Гросс, Г. П. Перрам

Технологический институт ВВС, 2950 Райт-Паттерсон, Огайо, США, glen.perram@afit.edu

Анализируется динамика ударных волн и огненного шара при взрыве боеприпасов из алюминизированного гексогена при изменении состава оболочки. Модель точечного взрыва Седова — Тейлора использована для приближения распространения ударных фронтов, в рамках которой характеристики взрывной волны исследуются при изменении скорости выделения энергии s и размерности взрыва n . В предположении постоянной скорости выделения энергии ($s = 1$) модель Седова — Тейлора указывает на почти сферическое расширение с пространственной размерностью $n = 2.2 \div 3.1$ и энергией ударной волны $0.5 \div 8.9$ МДж. Эти энергии соответствуют эффективности $2 \div 15$ % от энергии детонации гексогена. Модель «плуга» дает максимальный радиус огненного шара ≈ 5 м, что согласуется с размером светящегося огненного шара, полученного из кинограмм, при этом начальные скорости ударных волн соответствуют числам Маха $4.7 \div 8.2$. Начальные ударные скорости в 3–4 раза меньше, чем максимальная теоретическая скорость детонации гексогена. Энергия ударной волны уменьшается, если алюминий во взрывчатом веществе заменить алюминием в оболочке.

Ключевые слова: ударные волны, огненный шар, классификация, детонация, алюминизированный гексоген, модель точечного взрыва Седова — Тэйлора.

ВВЕДЕНИЕ

Для классификации очагов горения на поле боя необходимы новые данные натурных наблюдений по видимому и инфракрасному излучению, построение упрощенных феноменологических моделей и выявление корреляции ключевых особенностей с характеристиками событий. Несмотря на непостоянство интенсивности свечения постдетонационных огненных шаров, мы показали связь между спектральными характеристиками в средней инфракрасной области, которые соответствуют продуктам горения, содержащим H_2O и CO_2 , и стехиометрией для существенно различных мощных взрывчатых веществ (ВВ) [1]. Относительно недавно набор радиометров, визуализаторов и спектрометров был использован для сбора данных по взрыву зарядов ВВ на основе гексогена, у которых изменяются только содержание алюминия и состав оболочки [2]. Мы надеемся расширить классификацию этих явлений, с тем чтобы установить корреляции между спектральными характеристиками и особенностями визуальных изображений. В част-

ности, характерная температура постдетонационного огненного шара (ОШ) может быть связана с динамикой детонационных ударных волн, так как более высокая детонационная эффективность приводит к меньшей доле материала, доступного для поствзрывного горения.

Ударно-волновой анализ полезен для множества приложений, от импульсного лазерного напыления до взрыва бомбы и астрофизических событий. Авторы работ [3, 4] применили его к межзвездным явлениям при моделировании взаимодействия газа с ударным фронтом от остатка сверхновой звезды. Астрономический временной масштаб позволяет предположить, что реализуется подобие стационарного течения и потому можно осуществить интегрирование спектра по времени вместо интегрирования по пространству. В работе [5] аналитически рассмотрено поведение ударной волны во времени в астрономическом масштабе; предполагалось, что ударная волна непрерывно подпитывается или инжектируется центральным источником с постоянной светимостью через некоторый механизм излучения. В настоящей работе используются подходы, примененные при анализе импульсной лазерной абляции [6–9] и взрыва бомбы [10–12].

Путем контроля интенсивности и скорости распространения ударных волн, генерируемых

© Gordon J. M., Gross K. C., Perram G. P., 2013.

Department of Engineering Physics, Air Force Institute of Technology, 2950 Hobson Way, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, USA.

при взрыве, и использования различных моделей взрывных волн можно сделать выводы о выделении энергии в процессе взрыва [6–12]. При неидеальной детонации остаток энергии от теплоты детонации может выделиться в ходе повторного горения, которое задает динамику температуры ОШ.

Распространение ударной волны, изменение размера излучающего огненного шара и максимальное расширение продуктов детонации развиваются по-разному, и моделирование отдаления ударного фронта от ОШ упрощенными эмпирическими моделями не дает хороших результатов [13–16]. Рассеивание частиц материалов определяется начальной скоростью и последующим сопротивлением [10]. Можно полагать, что начальная скорость соответствует скорости ударного фронта, но предсказать эффективный коэффициент сопротивления и максимальный размер ОШ трудно. Корреляция между размером ОШ, найденным по полученным изображениям, и спектром свечения может зависеть от спектральной полосы пропускания и плохо понятна [1, 17]. В настоящей работе анализируются видимый размер огненного шара и распространение ударной волны.

Влияние содержания алюминия в конденсированных ВВ исследовалось в ряде работ [14, 18–23]. Однако полностью установить механизм его воздействия на динамику ударных волн пока не удалось. Известно, что влияние алюминия ограничено во времени, особенно в присутствии кислорода, поскольку это поддерживает распространение ударного фронта, обусловленного выделением энергии во время реакции [21]. Полученные в [23] данные по измерению электрической проводимости при взрыве позволили авторам предположить, что при детонации реакция алюминия с продуктами происходит в течение микросекундного интервала. Анализируя твердый остаток после детонации внутри взрывной камеры, авторы заключили, что вокруг частиц алюминия быстро образуется тонкий слой оксида, который эффективно ограничивает дальнейшее развитие реакции в объеме алюминия с другими реагентами. В результате при детонации основная часть добавки алюминия выступает как инертная. Вклад тепловой энергии от реагирования алюминия с продуктами детонации в опытах [23] составил около $5 \div 14$ % от полной энергии ВВ. Эксперименты [23] показали, что чем меньше размер частиц, тем большая часть алюми-

ния реагирует. Авторы работы [20] предположили, что частицы размером порядка 100 нм не увеличивают баллистических возможностей алюминизированных ВВ на основе гексогена, и объяснили это присутствием тонкого (3 нм) слоя Al_2O_3 на поверхности частиц алюминия. Однако они отметили, что отраженные взрывные волны и отраженный импульс усиливаются в присутствии металлических наноразмерных добавок, и считают, что это связано с большим временем передачи тепла от горячих газообразных продуктов детонации к частицам алюминия — от сотен микросекунд до нескольких миллисекунд. В [22, 24] также сделано предположение, что алюминий может способствовать дополнительному выделению энергии, но при временах, больших времени реакции при детонации. Влияние реакции алюминия на размер излучающего ОШ детально не исследовалось [25, 26].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Тринадцать макетов новых алюминизированных боеприпасов, содержащих $6.3 \div 16.9$ кг мощного ВВ в оболочке массой $2.8 \div 10.7$ кг, были подорваны на экспериментальной площадке Исследовательской лаборатории передовых вооружений ВВС (AWEF) во Флориде, США. Объект испытаний (взрывное устройство) был расположен в центре серии концентрических окружностей, оснащенных датчиками давления, установленными с интервалом 3.05 м от центра. Ряд деревьев за испытательной площадкой оказался хорошим фоном для наблюдения за ударным фронтом, потому что обеспечивал достаточный контраст при цифровой обработке изображения.

Объект испытаний представлял собой цилиндрическую трубу из малоуглеродистой стали с внутренним диаметром 17.8 см и внешним 20.3 см. Трубу заполняли алюминизированным ВВ на основе гексогена или комбинацией ВВ и реагирующего лайнера в различных соотношениях. Состав исследуемых объектов приведен в табл. 1. Результаты опытов в табл. 1 и других даны в порядке убывания массы ВВ от наибольшей к наименьшей. Номер события (E) соответствует хронологической последовательности испытаний. Для зарядов ВВ в оболочке с отношением длины к диаметру $L/D > 2$ работа, связанная с прочностью разрушения стальной трубы и производимая давлением в конце

Таблица 1

Состав исследуемых объектов

| Номер опыта | ВВ | | | Оболочка | | | Боеприпас | | Массовая доля | | | | |
|-------------|-----------|---------|--------|-----------|----------|--------|-----------|--------|---------------|------|-------|-----------|------|
| | масса, кг | RDX, кг | Al, кг | масса, кг | объем, % | Al, кг | масса, кг | Al, кг | оболочка | RDX | заряд | связующее | Al |
| E13 | 16.92 | 10.83 | 3.38 | 0 | 0 | 0 | 16.92 | 3.38 | 0 | 0.64 | 1.00 | 0.16 | 0.20 |
| E5 | 16.74 | 10.88 | 3.01 | 0 | 0 | 0 | 16.74 | 3.01 | 0 | 0.65 | 1.00 | 0.17 | 0.18 |
| E10 | 15.84 | 13.14 | 0 | 0 | 0 | 0 | 15.84 | 0 | 0 | 0.83 | 1.00 | 0.17 | 0 |
| E8 | 15.83 | 13.14 | 0 | 0 | 0 | 0 | 15.83 | 0 | 0 | 0.83 | 1.00 | 0.17 | 0 |
| E4 | 13.42 | 8.72 | 2.42 | 2.78 | 20 | 1.53 | 16.20 | 3.95 | 0.17 | 0.54 | 0.83 | 0.14 | 0.24 |
| E17 | 13.37 | 8.69 | 2.41 | 2.78 | 20 | 1.53 | 16.15 | 3.94 | 0.17 | 0.54 | 0.83 | 0.14 | 0.24 |
| E12 | 12.69 | 10.53 | 0 | 3.56 | 20 | 2.67 | 16.25 | 2.67 | 0.22 | 0.65 | 0.78 | 0.13 | 0.16 |
| E16 | 12.67 | 10.52 | 0 | 3.56 | 20 | 2.67 | 16.24 | 2.67 | 0.22 | 0.65 | 0.78 | 0.13 | 0.16 |
| E7 | 12.65 | 10.50 | 0 | 2.78 | 20 | 1.53 | 15.43 | 1.53 | 0.18 | 0.68 | 0.82 | 0.14 | 0.10 |
| E11 | 9.75 | 7.21 | 0.88 | 6.23 | 40 | 4.05 | 15.98 | 4.93 | 0.39 | 0.45 | 0.61 | 0.10 | 0.31 |
| E6 | 6.75 | 4.39 | 1.22 | 10.65 | 60 | 7.99 | 17.40 | 9.20 | 0.61 | 0.25 | 0.39 | 0.07 | 0.53 |
| E15 | 6.69 | 4.35 | 1.20 | 8.33 | 60 | 4.58 | 15.02 | 5.78 | 0.55 | 0.29 | 0.45 | 0.08 | 0.39 |
| E3 | 6.31 | 5.24 | 0 | 8.33 | 60 | 4.58 | 14.64 | 4.58 | 0.57 | 0.36 | 0.43 | 0.07 | 0.31 |

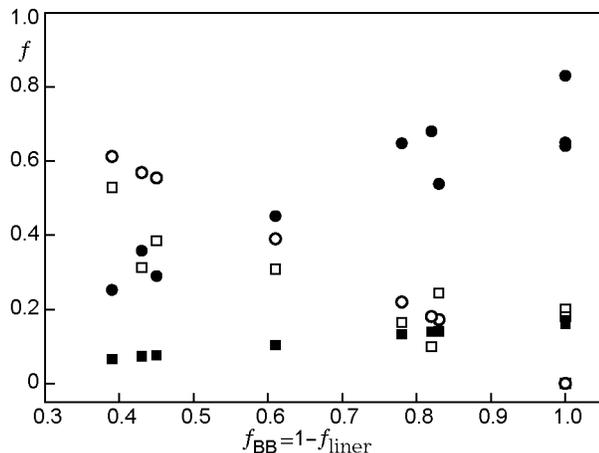


Рис. 1. Массовая доля компонентов макета при различном относительном содержании мощного ВВ:

○ — оболочка, □ — алюминий в оболочке и в ВВ, ● — гексоген, ■ — связующее

заряда, приближается к постоянному значению [27].

Полная масса устройства приблизительно постоянна, так что при увеличении массы ВВ массовая доля лайнера и алюминия уменьшается (рис. 1). Средний размер частиц алюминия

23 мкм. Объекты испытаний без лайнера покрывали тонким слоем (0.1 мм) битума горячего плавления, чтобы предотвратить контакт металлической оболочки с мощным ВВ. Снизу объект был прикрыт стальной пластиной толщиной 1.27 см, имеющей болтовое соединение с цилиндром, сверху располагалась цепь подрыва, состоящая из детонатора RP-80, бустера из состава А-5 (диаметром 2.54 см, толщиной 2.54 см, массой ≈ 110 г) и двух бустеров из состава В (диаметром 5 см, толщиной 5 см, массой ≈ 120 г и диаметром 20 см, толщиной 2.52 см, массой ≈ 1.5 кг).

Набор измерительной аппаратуры состоял из четырехполосного радиометра, инфракрасного спектрометра, аудиовизуальной камеры и двух высокоскоростных цифровых камер Phantom v5.1 и v7.1, собирающих информацию с безопасного расстояния 335 м. В качестве первичных данных использовались 8-битовые серые видеоизображения с разрешением 768×384 пикселей камеры Phantom v5.1. Съемку вели с частотой 3 000 и 4 200 кадр/с при размере эффективного горизонтального поля зрения около 70 м, или 91 см/пиксель. Время экспозиции составляло $50 \div 240$ мкс, для того чтобы предотвратить излишнюю засветку и получить высо-

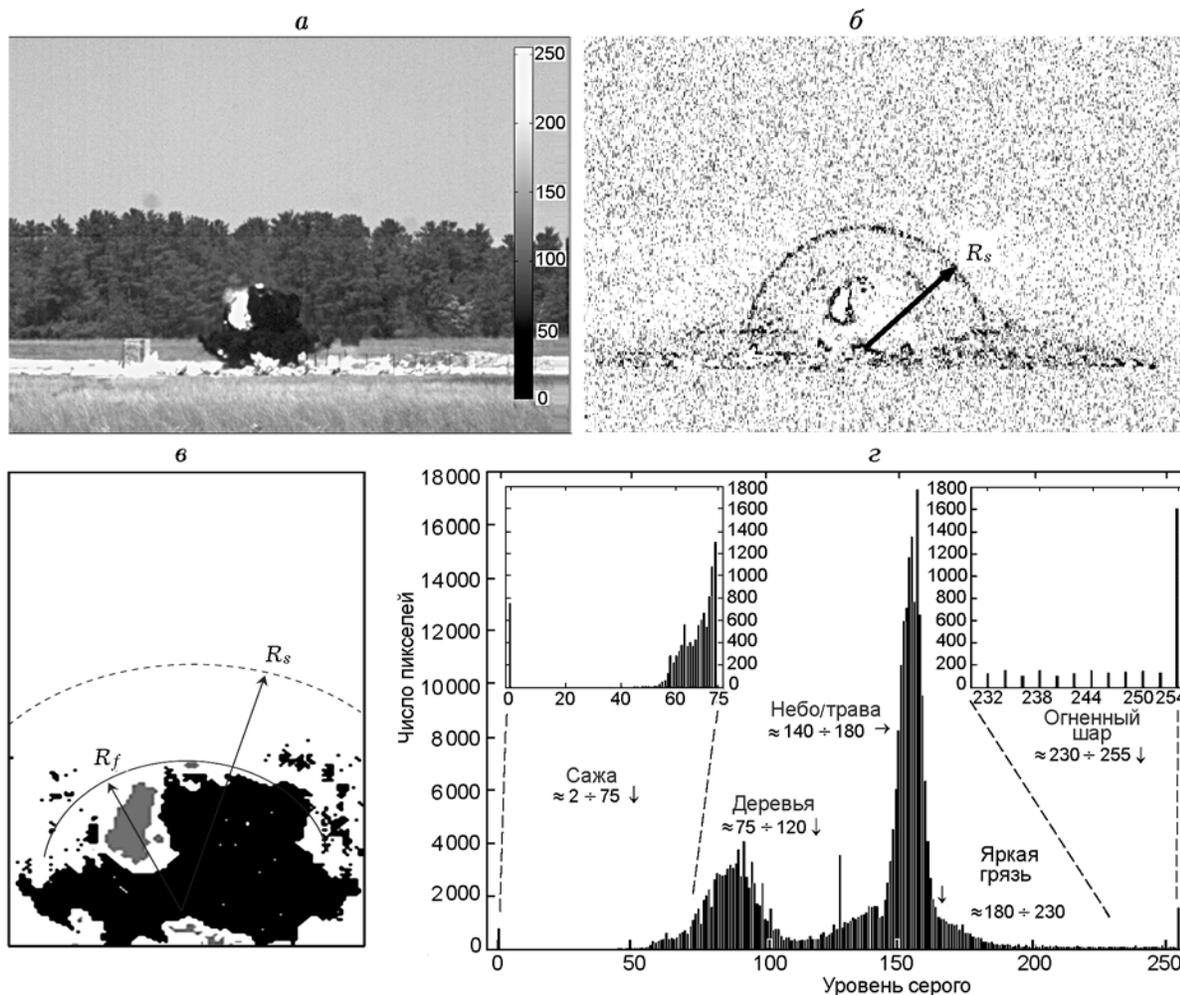


Рис. 2. Видеоизображение эксперимента E8 в момент времени $t = 13$ мс после детонации: *a* — 8-битовое разрешение по оттенкам серого; *б* — обработка с учетом 10-кратной разницы по интенсивности почернения по нескольким кадрам; *в* — выделение серыми пикселями огненного шара радиусом R_f (серый) и темными пикселями сажи (черный); *г* — гистограмма, показывающая изображение в 8-битовой серой шкале интенсивности с указанием особенностей кадра

контрастные изображения с градациями серого. Метеоусловия при проведении испытаний контролировались.

2. ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ

Отдельное изображение эксперимента E8 на 13-й миллисекунде после детонации показано на рис. 2, *a*. Огненный шар и соответствующее облако расширились до радиуса 5.6 м. На этом изображении доминирует темная сажа с маленькой яркой областью, представляющей постдетонационное горение. Видны также высокоскоростные фрагменты, пересекающие грязь вне объема ОШ. Траектория ударного фронта восстанавливалась по разнице изоб-

ражения фронта на 3 ÷ 5 кадрах [28]. Рис. 2, *б* иллюстрирует эту разницу в логарифмической шкале интенсивности почернения. Отчетливо наблюдаются фронт ударной волны (УВ) и вторичная отраженная волна. Перемещение ударного фронта от места подрыва (R_s) определяется с точностью до 1 пикселя при временном разрешении 0.24 ÷ 0.33 мс. Ударный фронт приблизительно полусферический с эллиптичностью $\varepsilon = 0.95$ (отношение ширины к высоте). Положение фронта УВ отслеживалось под углом $\approx 15^\circ$ относительно поверхности земли. Эта линия наблюдения выбрана потому, что обеспечивает наилучший контраст большинства изображений. Поверхность земли не влия-



Рис. 3. Огненный шар в эксперименте E7:

H_1 — высота нижней кромки ОШ, H_2 — высота подъема ОШ, измеряемая от точки подрыва вверх до верхней границы пылевого облака

ет на поведение размерности ударного фронта вдоль линии наблюдения (см. § 3.1). Центром точки подрыва определен центр объекта испытаний.

Рис. 2,6 демонстрирует прежде всего излучающие пиксели ОШ (серые) и пиксели, относящиеся к саже (черные), иллюстрирующие максимальный размер ОШ. Ударный фронт хорошо отделяется от излучающего ОШ и облака сажи в момент времени $t = 13$ мс после детонации. Ударная волна распространилась на расстояние $R_s = 10.1$ м, что далеко выходит за пределы максимального расширения ОШ, $R_f = 5.6$ м. На рис. 2,2 показана гистограмма оригинального изображения в 8-битовой серой шкале интенсивности почернения. Заметим, что пиксели, представляющие интерес (огненный шар и сажа), расположены на крыльях гистограммы и легко отличаются от большинства пикселей, относящихся к траве, деревьям и небу. Радиус фронта огненного шара R_f определяется как расстояние от точки подрыва до внешнего края ОШ при максимальном его размере вдоль направления, близкого к направлению, используемому при определении траектории ударного фронта R_s .

Для каждого подрыва первые 20 ÷ 30 кадров индивидуально анализировались, чтобы получить наиболее точную траекторию роста светящегося ОШ. Время пробега рассчитывалось по разнице вводимых временных меток между выбранными кадрами. После отделения УВ от огненного шара только каждый пятый

или десятый кадр анализировался для определения радиусов ОШ и УВ.

Значительно позже в ходе развития огненного шара излучающая область поднималась вверх и уплощалась, как показано на рис. 3. К моменту $t = 0.35$ с радиус ОШ увеличился более чем до 6.1 м и поднялся выше 13 м. Эллиптичность постдетонационного облака частиц или облака-султана к моменту времени $t = 0.35$ с составила $\varepsilon = 0.72$, для сравнения эллиптичность УВ $\varepsilon = 0.95$ при $t = 0.01$ с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ударно-волновой анализ выполнен с использованием модели Седова — Тейлора, которая позволяет анализировать пространственную размерность взрыва, скорость выделения энергии и энергию взрыва. Динамика изменения размера ОШ в результате постдетонационного горения проанализирована при помощи модели «плуга».

3.1. Анализ динамики ударной волны

На рис. 4 показаны радиус ударного фронта R_s и огненного шара R_f в эксперименте E7 в зависимости от времени. Приблизительно на 4-й миллисекунде ударный фронт отделяется от ОШ, радиус которого после отделения достигает максимума около 5 м. Скорость УВ становится постоянной, близкой к скорости звука в момент времени $t = 30$ мс, число Маха $M = 1.06$.

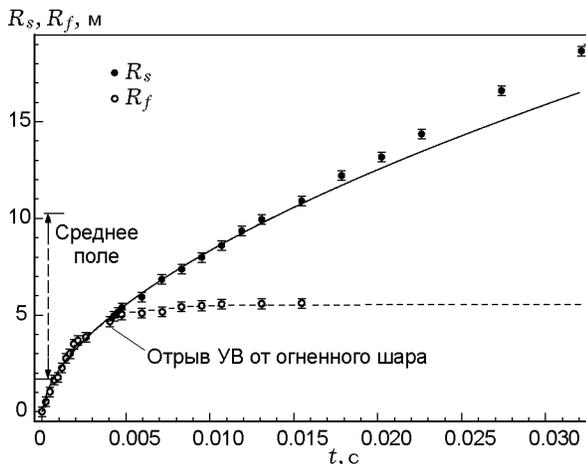


Рис. 4. Приближение моделью точечного взрыва (сплошная линия) и экспоненциальной моделью «плуга» (штриховая линия) экспериментальных значений радиуса фронта ударной волны R_s и радиуса огненного шара R_f в эксперименте E7:

в области среднего поля теория точечного взрыва Седова — Тейлора справедлива

Модель Седова — Тейлора [10, 11] используется для того, чтобы характеризовать пространство УВ:

$$R_s(t) = at^b, \quad (1)$$

$$b = (s + 2)/(n + 2), \quad (2)$$

где n — пространственная размерность ($n = 1$ — плоское пространство, $n = 2$ — цилиндрическое, $n = 3$ — сферическое), s — фактор, характеризующий скорость выделения энергии ($s = 0$ — мгновенное выделение, $s = 1$ — выделение с постоянной скоростью). Коэффициент a определяется выделяющейся при детонации энергией E_d , характерными масштабами длины l_0 , времени τ_0 и плотностью атмосферного воздуха ρ [10, 29, 30]:

$$a = \left(\frac{E_d / (\tau_0^s l_0^{3-n})}{\rho} \right)^{1/(n+2)}. \quad (3)$$

При $n = 3$, $s = 0$ масштабы длины и времени не вносят вклада в интерпретацию выделяющейся энергии. При $n = 3$, $s = 1$ фактор E_d / τ_0 можно интерпретировать как скорость выделения энергии.

Применимость выражений модели Седова — Тейлора ограничена областью среднего поля, где УВ расширяется и перемещает массу

воздуха, которая превышает массу продуктов взрыва ВВ m , и давление за фронтом УВ еще велико по сравнению с давлением окружающей среды p [8]. Все это отражено в уравнении

$$\left(\frac{3m}{2\pi\rho} \right)^{1/3} \ll R_s \ll \left(\frac{\Delta H_d}{p} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

На ранних промежутках времени, сразу после детонации и до отделения УВ от фронта ОШ, фронт ОШ в средней области используется в модели Седова — Тейлора для приближения данных по траектории фронта УВ. Отраженная от почвы волна может вызвать формирование более сильной УВ за счет отражения первоначальной УВ от земли и образования маховской волны [31, с. 13]. В настоящей работе испытываемые объекты были приподняты достаточно высоко над поверхностью земли, так что УВ, отраженная от земли, в течение исследуемого интервала времени не взаимодействовала с начальной УВ. В этом случае модель Седова — Тейлора точечного взрыва может быть использована для приближения данных по УВ. Анализ кадров высокоскоростной съемки подтверждает, что в средней области только фронт начальной УВ моделируется этой моделью. Из уравнения (3) масштаб длины, необходимый для подходящей интерпретации выде-

Таблица 2
Масштабы

| Номер опыта | Масштабы | |
|-------------|-----------|---------------|
| | l_0 , м | τ_0 , мс |
| E13 | 1.25 | 0.14 |
| E5 | 1.24 | 0.14 |
| E10 | 1.32 | 0.15 |
| E8 | 1.32 | 0.15 |
| E4 | 1.13 | 0.13 |
| E17 | 1.16 | 0.13 |
| E12 | 1.21 | 0.14 |
| E16 | 1.22 | 0.14 |
| E7 | 1.21 | 0.14 |
| E11 | 1.09 | 0.12 |
| E6 | 0.90 | 0.10 |
| E15 | 0.91 | 0.10 |
| E3 | 0.96 | 0.11 |

Таблица 3

Параметры аппроксимаций для расширяющейся ударной волны и границы огненного шара по модели «плуга»

| Номер опыта | Модель Седова — Тейлора, $b = 0.6$ | | Модель Седова — Тейлора | | | | | Модель «плуга» | | | | |
|-------------|------------------------------------|------------|-------------------------|------------|-------|------------|-------|----------------|------------------|----------------|-----------------------|-------|
| | a | δa | a | δa | b | δb | RMSE* | R_m , м | δR_m , м | k , c^{-1} | δk , c^{-1} | RMSE* |
| E13 | 136 | 1 | 144 | 11 | 0.611 | 0.017 | 0.145 | 5.76 | 0.13 | 426 | 20 | 0.049 |
| E5 | 138 | 3 | 159 | 19 | 0.631 | 0.025 | 0.185 | 4.90 | 0.12 | 527 | 38 | 0.122 |
| E10 | 133 | 1 | 132 | 8 | 0.599 | 0.012 | 0.074 | 4.54 | 0.07 | 609 | 27 | 0.077 |
| E8 | 136 | 2 | 135 | 26 | 0.599 | 0.037 | 0.198 | 5.57 | 0.13 | 422 | 27 | 0.121 |
| E4 | 134 | 1 | 137 | 15 | 0.604 | 0.023 | 0.177 | 5.05 | 0.15 | 500 | 52 | 0.204 |
| E17 | 136 | 2 | 156 | 15 | 0.629 | 0.020 | 0.183 | 5.31 | 0.11 | 455 | 27 | 0.128 |
| E12 | 132 | 2 | 153 | 18 | 0.630 | 0.025 | 0.226 | 5.07 | 0.11 | 509 | 34 | 0.142 |
| E16 | 134 | 4 | 188 | 12 | 0.674 | 0.014 | 0.138 | 5.08 | 0.08 | 431 | 20 | 0.096 |
| E7 | 132 | 2 | 125 | 18 | 0.588 | 0.029 | 0.190 | 5.53 | 0.10 | 470 | 27 | 0.115 |
| E11 | 130 | 2 | 165 | 9 | 0.651 | 0.012 | 0.107 | 5.66 | 0.15 | 360 | 26 | 0.172 |
| E6 | 125 | 3 | 186 | 15 | 0.689 | 0.019 | 0.198 | 5.15 | 0.22 | 374 | 42 | 0.227 |
| E15 | 122 | 3 | 186 | 12 | 0.693 | 0.014 | 0.114 | 4.31 | 0.24 | 457 | 39 | 0.143 |
| E3 | 111 | 2 | 189 | 21 | 0.712 | 0.023 | 0.168 | 4.81 | 0.24 | 327 | 30 | 0.032 |

*RMSE — среднеквадратичная ошибка.

ления энергии, может быть определен как начало средней области:

$$l_0 = \left(\frac{3m}{2\pi\rho} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Применение иных масштабов длины, таких как длина или диаметр взрывного устройства, приводит к низким значениям выделяемой энергии E_d . Время τ_0 , необходимое для достижения границы средней области, определяется по формуле [27]

$$\tau_0 = l_0/v_{RDX}, \quad (6)$$

где $v_{RDX} = 8.8$ км/с — идеальная скорость детонации гексогена при теоретической максимальной плотности ρ_{\max}^{calc} . В чистом гексогене при $\rho_{\max}^{calc} = 1.81$ г/см³ детонация со скоростью 8.8 км/с проходит длину испытываемого изделия 0.4064 м за 46.2 мкс. Соответствующие масштабы длины и времени для каждого эксперимента приведены в табл. 2. На рис. 4 показано среднее поле в опыте E7, распространяющееся от 1.2 до 10.2 м. Камера хорошо захватывает расширение ОШ до и после границ среднего

поля. УВ отделяется от ОШ приблизительно на половине размера среднего поля.

На рис. 4 приведено также приближение уравнением (1) наблюдаемой в опыте E7 траектории расширения УВ. Уравнение (1) приближает данные только в области среднего поля. Переход к звуковой волне ($M = 1$) в области дальнего поля не описывается моделью Седова — Тейлора. Результирующие параметры приближения a и b и их погрешности δa и δb для каждого события, определяемые как половина разницы между верхним и нижним значениями границ 95%-го доверительного интервала, даны в табл. 3. Там же приведены параметры приближения моделью Седова — Тейлора при фиксированном значении $b = 0.6$, соответствующем случаю $n = 3$, $s = 1$, и параметры приближений и погрешности для модели «плуга» (уравнение (9) из § 3.3).

Расширение УВ по данным нескольких экспериментов представлено на рис. 5 в двойных логарифмических координатах. Небольшие, но видимые различия в пересечениях с осями и в наклонах линий соответствуют изменению двух параметров приближений. Суще-

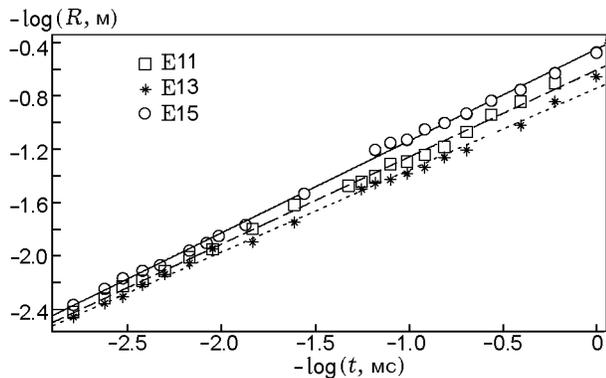


Рис. 5. Траектория расширения ударной волны и ее приближение двухпараметрическим степенным законом, показывающее относительный разброс приближений моделью точечного взрыва при $t = 0 \div 20$ мс

ние энергии, дано в табл. 4. Случай с показателем $b = 0.6$ приводит к детонационным энергиям $2.4 \div 8.8$ МДж. Эти решения ограничены значением $s = 1$, соответствующим скоростям выделения энергии $22.4 \div 61.0$ ГВт, в предположении теоретической скорости детонации гексогена и временного масштаба $0.11 \div 0.15$ мс (см. табл. 2). Однако следовало ожидать заметно более высокого выделения энергии при идеальных условиях, соответствующих теоретическим значениям теплоты детонации $24.5 \div 74.1$ МДж, приведенным в табл. 4. Иным методом характеристики эффективности преобразования энергии детонации может быть определение нового временного масштаба, при котором детонационная энергия выделяется в течение более длительного периода:

$$\tau_{\text{RDX}} = \frac{\Delta H_{d\text{RDX}}}{dE_d/dt}. \tag{7}$$

ствует связь между этими особенностями траектории УВ и характеристиками боеприпасов, особенно с массовыми долями компонентов, которые анализируются в этой работе.

Параметров приближения a и b недостаточно для того, чтобы определить размерность n , фактор s и выделяющуюся энергию E_d . Изменение размерности геометрии расходящейся УВ и констант, характеризующих выделе-

При заданном $\Delta H_{d\text{RDX}}$ в уравнении (7) большее значение τ_{RDX} предполагает, что скорость выделения энергии (dE_d/dt) мала. Описание эффективности в терминах временного масштаба вполне допустимо, так как связано со скоростью выделения энергии при дето-

Таблица 4

Динамика движения ударной волны

| Номер опыта | $s = 1, n = 3$ | | | $s = 0$ | | $s = 1$ | | | | | $n = 3$ | | | Расчет ΔH_d | |
|-------------|-----------------|-------------|--------------------------|-------------|------|-----------------|-------------|--------------------------|--------|------|-------------|--------|------|---------------------|---------|
| | dE_d/dt , ГВт | E_d , МДж | τ_{RDX} , мс | E_d , МДж | n | dE_d/dt , ГВт | E_d , МДж | τ_{RDX} , мс | η | n | E_d , МДж | η | s | RDX, МДж | ВВ, МДж |
| E13 | 57.05 | 8.07 | 1.07 | 20.41 | 1.27 | 48.28 | 6.83 | 1.26 | 0.11 | 2.91 | 9.46 | 0.16 | 1.06 | 60.99 | 126.59 |
| E5 | 60.98 | 8.59 | 1.01 | 17.68 | 1.17 | 39.01 | 5.49 | 1.57 | 0.09 | 2.76 | 13.30 | 0.22 | 1.15 | 61.30 | 130.54 |
| E10 | 51.37 | 7.68 | 1.44 | 23.79 | 1.34 | 52.20 | 7.80 | 1.42 | 0.11 | 3.01 | 7.47 | 0.10 | 0.99 | 74.05 | 138.28 |
| E8 | 58.72 | 8.79 | 1.26 | 25.98 | 1.34 | 59.51 | 8.91 | 1.24 | 0.12 | 3.01 | 8.60 | 0.12 | 0.99 | 74.03 | 138.14 |
| E4 | 57.40 | 7.38 | 0.86 | 19.12 | 1.31 | 53.69 | 6.90 | 0.92 | 0.14 | 2.97 | 7.76 | 0.16 | 1.02 | 49.14 | 104.59 |
| E17 | 54.85 | 7.25 | 0.89 | 14.86 | 1.18 | 35.88 | 4.74 | 1.36 | 0.10 | 2.77 | 10.91 | 0.22 | 1.14 | 48.96 | 104.19 |
| E12 | 52.54 | 7.22 | 1.13 | 15.75 | 1.17 | 34.16 | 4.70 | 1.74 | 0.08 | 2.76 | 11.10 | 0.19 | 1.15 | 59.33 | 110.80 |
| E16 | 55.27 | 7.64 | 1.07 | 10.68 | 0.97 | 18.99 | 2.62 | 3.12 | 0.04 | 2.45 | 19.89 | 0.34 | 1.37 | 59.26 | 110.62 |
| E7 | 52.55 | 7.22 | 1.13 | 23.71 | 1.40 | 63.27 | 8.69 | 0.93 | 0.15 | 3.10 | 6.06 | 0.10 | 0.94 | 59.15 | 110.40 |
| E11 | 45.34 | 5.60 | 0.90 | 9.26 | 1.07 | 20.74 | 2.56 | 1.96 | 0.06 | 2.61 | 10.68 | 0.26 | 1.25 | 40.63 | 80.60 |
| E6 | 38.77 | 3.98 | 0.64 | 4.01 | 0.90 | 9.13 | 0.94 | 2.71 | 0.04 | 2.35 | 10.59 | 0.43 | 1.45 | 24.71 | 52.60 |
| E15 | 33.61 | 3.46 | 0.73 | 3.69 | 0.89 | 8.05 | 0.83 | 3.04 | 0.03 | 2.33 | 10.14 | 0.41 | 1.46 | 24.50 | 52.18 |
| E3 | 22.37 | 2.43 | 1.32 | 2.93 | 0.81 | 4.93 | 0.54 | 5.98 | 0.02 | 2.21 | 9.85 | 0.33 | 1.56 | 29.51 | 55.14 |

нации. Значения этого временного масштаба $0.64 \div 1.44$ мс намного больше, чем временной масштаб $0.10 \div 0.15$ мс, характерный для идеальной детонации гексогена. Эффективность преобразования энергии может быть определена как отношение энергий или как отношение временных масштабов:

$$\eta = \frac{E_d}{\Delta H_{d\text{RDX}}} = \frac{\tau_0}{\tau_{\text{RDX}}}. \quad (8)$$

Следует отметить, что 100%-я эффективность, т. е. полное преобразование теоретической теплоты детонации в энергию взрывной волны, недостижима. Детонационная энергия расходуется на несколько процессов, что уменьшает энергию, идущую на формирование взрывной волны. Для зарядов в оболочке фрагментация стального контейнера и ускорение фрагментов оболочки, излучение света и нагрев продуктов детонации являются теми процессами, в которых энергия детонации отводится прочь и не идет на формирование взрывной волны. Давление детонации гексогена примерно на два порядка больше прочности оболочки из типовой стали. Для малоуглеродистой стали, использованной в работе, разумно предположить, что менее 1 % детонационной энергии пойдет на разрушение материала стальной оболочки [32]. В настоящей работе объектами испытаний являются заряды в стальной оболочке. При массе стальной оболочки 27.2 кг отношение масс оболочки и заряда находится в диапазоне $1.6 \div 4$.

Для данного диапазона отношений масс кинетическая энергия фрагментов составляет примерно 50 % от энергии детонации [32]. Другими словами, до половины энергии детонации тратится на метание фрагментов. Менее 1 % теряется в форме теплового и оптического излучения [32]. Остаток детонационной энергии доступен для генерации взрывной волны. Детонационная эффективность, полученная в настоящей работе, может быть ниже реальной эффективности, так как мы не принимали во внимание потери энергии, обусловленные кинетической энергией фрагментов оболочки и тепловым нагревом газовых продуктов.

Неопределенность значения параметра b относительно мала, около 5 % или $\Delta b \approx 0.02$, но изменение b по всем экспериментам значительно больше: $b = 0.59 \div 0.71$. Более того, этот показатель степени систематически увеличивается при уменьшении массы ВВ. Таким об-

разом, ограничение $b = 0.6$ не соответствует данным. При идеальном точечном взрыве $b = 0.4$ ($s = 0, n = 3$). Однако мы наблюдали значения $b = 0.59 \div 0.71$ (± 0.02), указывающие на пространственную размерность взрыва $n < 3$ или на немгновенное выделение энергии $s > 0$. В работе [8] приведены значения $b = 0.33 \div 0.90$ для ударных волн, генерируемых лазером. Авторы этой работы наблюдали, что значение b уменьшается при увеличении начальной энергии, а также при росте давления окружающего воздуха. В настоящем исследовании мы наблюдали похожее уменьшение параметра b при увеличении теоретической расчетной теплоты детонации.

При мгновенном выделении энергии ($s = 0$) параметры приближений приводят к размерности $n = 0.81 \div 1.40$ (т. е. где-то между плоской и цилиндрической геометрией). Однако на изображениях наблюдается почти полусферическая структура. Более того, при этой интерпретации оцененные энергии детонации приближаются к 40 % от теплоты детонации гексогена. В зависимости от условий проведения испытаний в предыдущих исследованиях эффективность преобразования энергии детонации составляла $12 \div 85$ % [8, 10, 11, 29, 33–36]. Случаи наибольшей эффективности включают лазерную абляцию с зависящим от времени выделением начальной энергии при нарастающем лазерном импульсе [36] или идеальный точечный взрыв в атмосфере с отношением удельных теплоемкостей 1.4 [10]. Предположение о мгновенном выделении энергии при соответствующей цилиндрической размерности не согласуется с физической интерпретацией набора параметров приближения.

При $n = 3$ (сферическая ударная волна) фактор выделения энергии изменяется в диапазоне $s = 0.94 \div 1.56$ (среднее значение 1.22 , стандартное отклонение 0.20), а детонационная энергия — в пределах $E_d = 7.7 \div 19.9$ МДж. Однако детонационная энергия не коррелирует с количеством ВВ (см. § 3.2), что делает сомнительным условие $n = 3$. При постоянном выделении энергии ($s = 1$) размерность становится более сферической — $n = 2.21 \div 3.10$ (среднее значение 2.68 , стандартное отклонение 0.28). Мы ожидали, что $n \leq 3$, что обусловлено взаимодействием УВ с землей и полусферическим расширением. Очевидно, что полученные данные лучше описываются решением с $n \cong 3$ и $s \cong 1$. При $s = 1$ скорости выделения энер-

гии $4.9 \div 63.3$ ГВт (см. табл. 4) соответствуют энергии детонации $0.54 \div 8.9$ МДж. Временные масштабы выделения энергии, рассчитанные по уравнению (7): $\tau_{\text{RDX}} = 0.92 \div 5.98$ мс, длиннее, чем те, что определяются скоростью детонации гексогена при $\rho_{\text{max}}^{\text{calc}}$, а именно $\tau_0 = 0.11 \div 0.15$ мс. При $s = 1$ это соответствует эффективности $\eta = 2 \div 15$ %.

3.2. Влияние оболочки и алюминия на детонационную энергию

Интерпретация динамики ударной волны критически зависит от предположений относительно размерности расширения. Эффективность η и размерность n , следуемые из модели Седова — Тейлора, предполагающей постоянную скорость выделения энергии ($s = 1$), значительно возрастают по мере того, как увеличивается часть массы испытываемого объекта, связанная с мощным ВВ (рис. 6). Эксперимент ЕЗ, в котором только 43 % массы связано с мощным ВВ (36 % гексогена), показал очень малое выделение энергии при детонации ($E_d = 0.54$ МДж) относительно теплоты детонации (29.5 МДж). Эффективность низкая, $\eta = 2 \div 15$ %, и скорее отражает стабильность состава боеприпасов. В целом эффективность возрастает по мере роста количества мощного ВВ и уменьшения части массы, связанной с оболочкой. С этой точки зрения вклад лайнера в разрушительные эффекты УВ мал.

Эффективность уменьшается с долей мощного ВВ при размерности $n = 3$. Рис. 7 по-

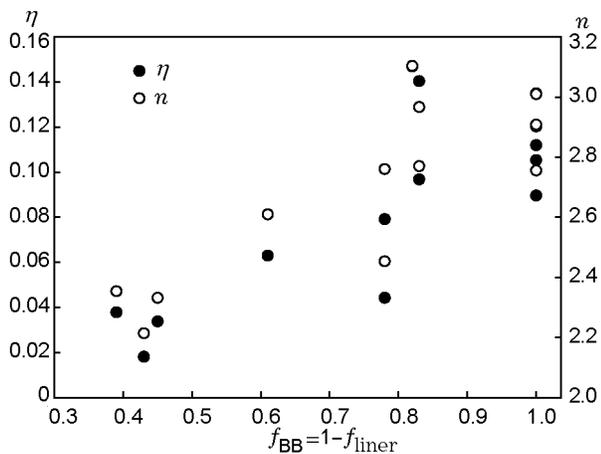


Рис. 6. Зависимость параметров ударной волны — энергетической эффективности η и размерности n от массовой доли мощного ВВ при постоянном выделении энергии ($s = 1$)

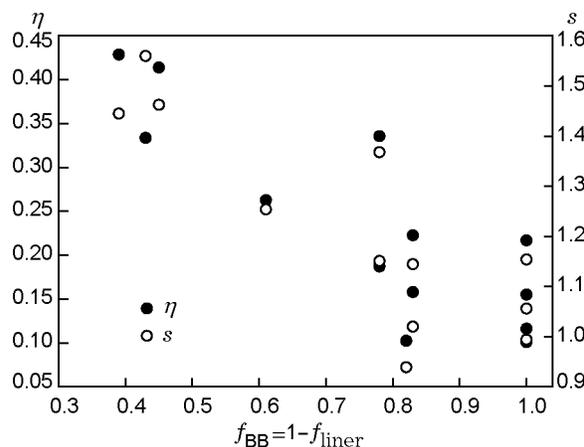


Рис. 7. Зависимость параметров ударной волны — энергетической эффективности η и постоянной выделения энергии s от массовой доли мощного ВВ при сферическом расширении ($n = 3$)

казывает более высокую эффективность, $\eta = 10 \div 43$ %, при скорости выделения энергии в диапазоне $s = 0.94 \div 1.56$ (± 0.2). Несмотря на то, что при взрывах обычных боеприпасов на открытом воздухе предполагается, что продольная симметрия может существовать, для обычных боеголовок, у которых избыточное давление и форма взрывной волны могут сильно зависеть от угла отклонения от продольной оси тестируемого элемента, взрывные волны несферические [37]. По данным рис. 7 эффективность может достигать 43 %, несмотря на то что число Маха (см. § 3.3) в 3–4 раза меньше, чем пиковая теоретическая скорость УВ. Таким образом, мы отдаем предпочтение интерпретации УВ с $s = 1$, что согласуется с анализом в настоящей работе.

Проанализируем влияние оболочки и алюминия. В соответствии с табл. 1, в которой приведены параметры испытываемых макетов, полная масса (в процентах) алюминия возрастает при увеличении массы оболочки. Наблюдается 88%-я корреляция между массой лайнера и полной массой алюминия в испытываемых объектах. Анализ испытываемых объектов на основе соотношения массы лайнера с массой ВВ ($f_{\text{BB}} = 1 - f_{\text{liner}}$) указывает на возможность другой интерпретации детонационной энергии и эффективности. Наше предположение заключается в том, что ВВ полностью расходуется в детонационной реакции, тогда как алюминий из оболочки дает вклад в основном при горе-

нии после детонации, и такая интерпретация согласуется с высказанной ранее гипотезой.

Альтернативный этому подход заключается в анализе детонационной энергии с использованием объема лайнера. При постоянной скорости выделения энергии ($s = 1$) объекты испытаний с наибольшим объемом лайнера ($\approx 60\%$) (опыты E6, E15, E3) дали наименьшую энергию детонации. Можно предположить, что лайнер не играет значительной роли в детонации. Это может быть связано с тем, что большой объем лайнера замещает пропорциональное количество ВВ, необходимого для детонации, или, возможно, связано с анизотропией между ВВ и кольцевым лайнером в боеприпасе, что мешает детонации. При взрывах зарядов без оболочки (лайнера) наблюдается генерация наибольших энергий взрывной волны. Если говорить о зарядах в оболочке, то наиболее широкий разброс детонационных энергий получен в экспериментах с зарядами, в которых лайнер занимает 20 % объема.

Можно ожидать, что алюминий вносит большой вклад в энергию взрывной УВ при постгорении, чем при детонации. Алюминий в составе ВВ имеет тенденцию реагировать в более позднее время, когда он горит уже в продуктах детонации, особенно в присутствии атмосферного кислорода [24]. Поскольку алюминий реагирует позднее, скорость выделения энергии (dE/dt) меньше, следовательно, меньше и скорость ударного фронта. Выделение тепла от сгорания алюминия реализуется позднее, во время фазы постдетонационного горения.

Влияние содержания алюминия иллюстрирует рис. 8. Обратное соотношение между энергией УВ и полной массой алюминия при $s = 1$ поддерживает утверждение о компромиссе между количеством ВВ и количеством алюминия в испытываемом объекте. С другой стороны, при размерности $n = 3$ энергия УВ скорее всего не зависит ни от количества ВВ, ни от полного содержания алюминия в тестируемом объекте. Как обсуждалось выше, чисто сферическая интерпретация ($n = 3$) размерности взрыва не поддерживается предыдущими полевыми взрывами типичных боеприпасов, которые моделируются исследуемыми объектами испытаний. Поэтому при анализе в настоящей работе мы предпочитаем условие $s = 1$.

Для дальнейшего изучения влияния алюминия на эффективность мы рассмотрели эксперименты с долей ВВ около 0.8 и 1.0 (рис. 9).

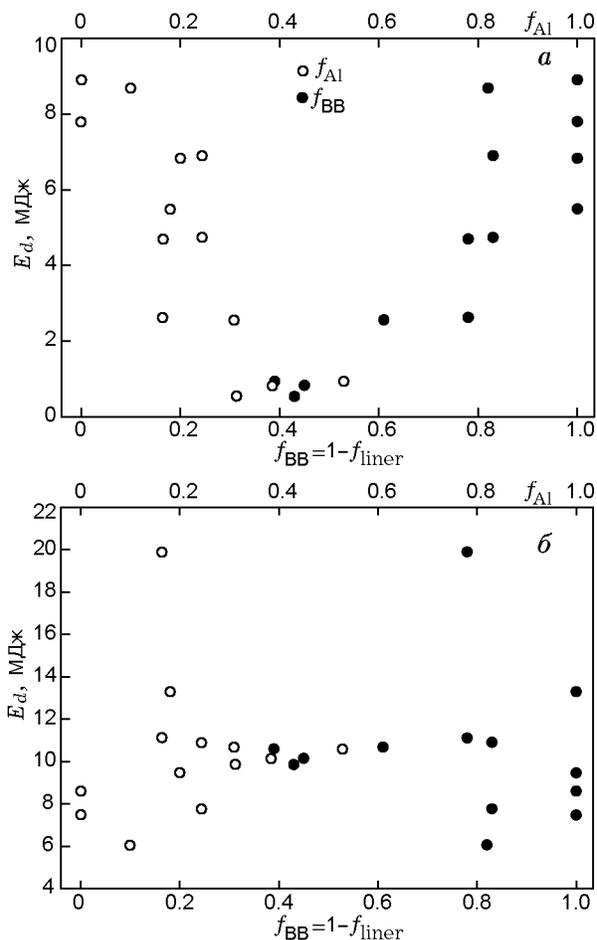


Рис. 8. Изменение энергии детонации при изменении массовой доли ВВ и доли алюминия при $s = 1$ (а) и $n = 3$ (б)

Как показал анализ результатов, нет ясной связи между полной массовой долей алюминия и энергетической эффективностью в рассмотренных экспериментах. Возможно, что распределение содержания алюминия между ВВ и лайнером является причиной отсутствия корреляции.

3.3. Динамика огненного шара

Для изучения поведения размера огненного шара была выбрана модель «плуга» [23]:

$$R_f(t) = R_m[1 - \exp(-kt)], \quad (9)$$

где R_m — расстояние, на котором подъем шара прекращается, k — коэффициент сопротивления. Было проведено сравнение размера ОШ, определяемого уравнением (9), с расширением в опыте E7, результаты которого представлены на рис. 4. Отслеживание фронта ОШ есть

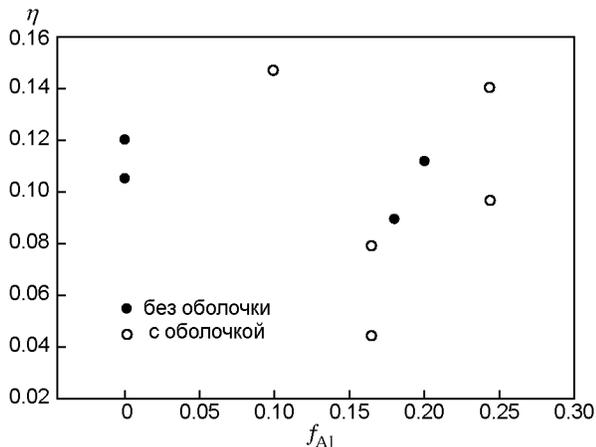


Рис. 9. Влияние содержания алюминия на эффективность взрыва зарядов без оболочки и с оболочкой, составляющей 17 ÷ 22 % (по массе)

ключевой момент для анализа, так как на ранней стадии фронт ОШ и фронт УВ совпадают до тех пор, пока УВ не отделится от ОШ. Таким образом, в средней зоне при использовании модели Седова — Тейлора траектория фронта ОШ используется для фронта УВ на ранних промежутках времени, непосредственно после детонации и перед отделением УВ.

Результаты приближения данных каждого эксперимента моделью «плуга» приведены в табл. 3 и интерпретируются в табл. 5. Максимальный радиус ОШ изменяется в диапазоне 4.3 ÷ 5.8 м (среднее значение 5.1 м). При анализе разрешенного во времени инфракрасного спектра сходных опытов [38] установлено, что радиус ОШ изменяется от 3.69 до 7.17 м со средним значением 5.80 м, которому соответствует максимальное излучение. Высокоскоростная съемка показала, что огненный шар задымлен сажей и оптически толстый, его излучательная способность близка к 1. Средний радиус максимально излучающего шара и средний по модели «плуга» согласуются в пределах ≈12 %. Размер ОШ быстро, через 30 ÷ 50 мс после инициирования, достигает своего максимального значения и, как показывает видеокамера, сохраняется практически постоянным в течение 150 ÷ 200 мс.

Отделение УВ происходит в интервале времени 1.9 ÷ 3.4 мс при среднем значении 2.7 мс, соответствующем среднему расстоянию по радиусу ≈3.7 м от точки подрыва. Анализ недавних радиометрических данных для взрыва импровизированного взрывного устройства

Таблица 5

Динамика движения огненного шара

| Номер опыта | Начальная скорость | | | | Скорость на ближней границе поля l_0 | | | H_1 , м | H_2 , м | Скорость подъема, м/с |
|-------------|----------------------|---------------|-----------|-------|--|------------------------|------|-----------|-----------|-----------------------|
| | $v_0 = R_m k$, км/с | v_0/v_{RDX} | a , м/с | M_0 | t , мс | $R_m k e^{-kt}$, км/с | M | | | |
| E13 | 2.45 | 0.28 | 343 | 7.15 | 0.57 | 1.92 | 5.60 | 11.89 | 14.32 | 11.1 |
| E5 | 2.58 | 0.29 | 340 | 7.59 | 0.55 | 1.93 | 5.67 | 11.48 | 13.02 | 7.2 |
| E10 | 2.77 | 0.31 | 338 | 8.18 | 0.56 | 1.96 | 5.81 | 12.38 | 14.75 | 10.9 |
| E8 | 2.35 | 0.27 | 339 | 6.92 | 0.64 | 1.79 | 5.29 | 12.94 | 14.95 | 8.3 |
| E4 | 2.53 | 0.29 | 332 | 7.61 | 0.51 | 1.96 | 5.91 | 11.77 | 14.19 | 11.4 |
| E17 | 2.41 | 0.27 | 345 | 7.00 | 0.54 | 1.89 | 5.47 | 12.24 | 14.31 | 9.7 |
| E12 | 2.58 | 0.29 | 333 | 7.74 | 0.54 | 1.96 | 5.89 | 12.73 | 15.27 | 11.9 |
| E16 | 2.19 | 0.25 | 336 | 6.52 | 0.64 | 1.66 | 4.96 | 12.21 | 14.40 | 10.4 |
| E7 | 2.60 | 0.30 | 334 | 7.79 | 0.52 | 2.03 | 6.08 | 12.77 | 14.72 | 9.3 |
| E11 | 2.04 | 0.23 | 342 | 5.95 | 0.59 | 1.65 | 4.81 | 13.35 | 15.71 | 10.9 |
| E6 | 1.92 | 0.22 | 333 | 5.78 | 0.52 | 1.59 | 4.76 | 11.98 | 14.35 | 11.3 |
| E15 | 1.97 | 0.22 | 336 | 5.87 | 0.52 | 1.56 | 4.63 | 12.36 | 14.78 | 11.1 |
| E3 | 1.57 | 0.18 | 333 | 4.72 | 0.68 | 1.26 | 3.78 | 11.38 | 13.69 | 10.8 |

[39] показал, что УВ отделяется от светящегося огненного шара примерно в диапазоне времени $1.1 \div 1.5$ мс.

Зависимости начальной скорости и расстояния, на котором происходит остановка, от массы ВВ приведены на рис. 10. Скорость детонации гексогена составляет 8.8 км/с [27], тогда как начальные скорости УВ, полученные из анализа по модели «плуга», изменяются от 1.57 до 2.77 км/с ($M = 4.6 \div 7.5$). Начальные скорости УВ от испытываемого объекта значительно возрастают с массой мощного ВВ и примерно в три раза меньше скорости детонации гексогена при ρ_{\max}^{calc} . В дополнение к стальной оболочке, наличие алюминия и воска в составе ВВ, а также присутствие алюминизированного полиэтилена в кольцевом зазоре, окружающем ВВ, могут привести к неидеальной детонации. Так как энергия детонации определяется как сумма кинетической и тепловой энергии при взрыве [10, 11], уменьшение в три раза скорости детонации приведет к пропорциональному уменьшению эффективности энергии в соответствии с уравнением (8). Этим можно частично объяснить низкие ее значения в табл. 4.

При больших временах ($t \approx 0.3$ с) огненный шар всплывает вверх (см. рис. 3). Его диаметр остается равным $4 \div 6$ м по мере того, как продолжается горение и остывание. Скорость подъема ОШ приближается к постоянной примерно на 0.25 -й секунде (рис. 11). Это явление связано с плавучестью ОШ. Скорости подъема шара в экспериментах приведены в табл. 5. Следует ожидать корреляции между

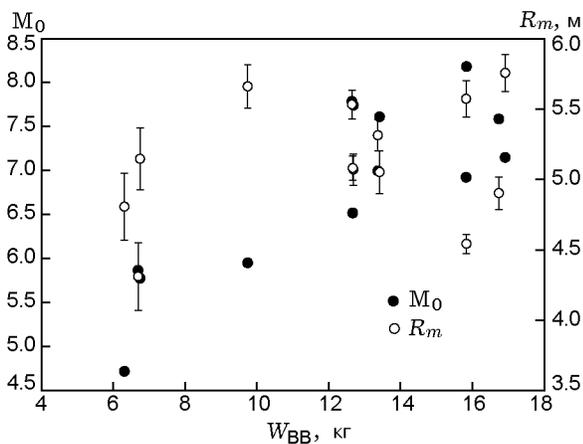


Рис. 10. Начальная скорость и координата остановки подъема светящегося огненного шара

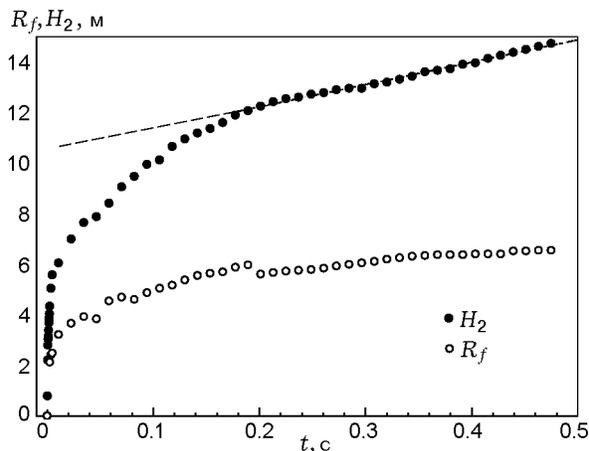


Рис. 11. Эволюция огненного шара (радиуса и высоты подъема) в длительные промежутки времени

скоростью подъема и температурой ОШ. Температуры могут быть получены из инфракрасных спектров, зарегистрированных для этих событий, но требуется моделирование излучения, что и планируется сделать в дальнейшем. Скорости подъема плохо соотносятся с эффективностями, приведенными в табл. 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ динамики развития огненного шара и ударной волны позволил выявить ключевые особенности взрывных событий. Модель «плуга» дает хорошую оценку радиуса огненного шара (5 м), а также показывает быстрый его рост при взрыве. Последующее изучение спектра постдетонационного горения может быть полезным для объяснения быстрого роста размера огненного шара до постоянного значения.

Анализ динамики ударной волны с применением модели точечного взрыва существенен для оценки ударной энергии и соответствующей эффективности преобразования энергии детонации в энергию взрывной волны. Ключевым моментом при интерпретации в рамках этой модели является использование в качестве энергетических параметров характеристического масштаба длины l_0 и масштаба времени τ_0 . Начальная скорость УВ прямо связана с ее энергией. Начальная скорость, вычисленная как производная от траектории УВ, является грубой оценкой: она в три раза меньше по амплитуде, чем теоретическая скорость детонации основного взрывчатого компонента —

гексогена. Возможно, это обстоятельство объясняет, почему малы предполагаемые энергии взрыва. Модель точечного взрыва Седова — Тейлора лучше всего описывает данные при использовании фактора постоянного выделения энергии ($s = 1$), действующего в течение первых $1 \div 6$ мс после детонации с размерностью, приближающейся, но не равной размерности в случае сферической геометрии. Доля мощного ВВ лучше соотносится с эффективностью в интерпретации с $s = 1$ вместо $n = 3$, так как положительная корреляция между долей ВВ и детонационной энергией скорее интуитивная и лучше согласуется с другими особенностями, обнаруженными при анализе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Gross K. C., Perram G. P.** The phenomenology of high explosive fireballs from fielded spectroscopic and imaging sensors for event classification // *Intern. J. High Speed Electron. Syst.* — 2008. — V. 18, N 1. — P. 19–29.
2. **Gordon J. M., Gross K. C., Perram G. P.** Temporally-resolved infrared spectra from the detonation of advanced munitions // *Proc. of SPIE.* — 2009. — V. 7330. — P. 733006-1–733006-8.
3. **Cox D. B.** Theoretical structure and spectrum of a shock wave in the interstellar medium: The Cygnu Loop // *Astrophys. J.* — 1972. — V. 178. — P. 143–157.
4. **Raymond J. C.** Shock waves in the interstellar medium // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1979. — V. 39. — P. 1–27.
5. **Dokuchaev V. I.** Self-similar spherical shock solution with sustained energy injection // *Astronaut. Astrophys.* — 2006. — V. 395. — P. 1023.
6. **Geohegan D. B.** Fast intensified-CCD photography of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ laser ablation in vacuum and ambient oxygen // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — V. 60, N 22. — P. 2732–2734.
7. **Jeong S. H., Greif R., Russo R. E.** Propagation of the shock wave generated from excimer laser heating of aluminum targets in comparison with ideal blast wave theory // *Appl. Surf. Sci.* — 1998. — V. 127–129. — P. 1029–1034.
8. **Misra A., Thareja R. K.** Investigation of laser ablated plumes using fast photography // *IEEE Trans. Plasma Sci.* — 1999. — V. 27, N 6. — P. 1553–1558.
9. **Phelps P., Druffner C. J., Perram G. P., Biggers R. R.** Shock front dynamics in the pulsed laser deposition of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2007. — V. 40, N 15. — P. 4447–4453.
10. **Sedov L. I.** Similarity and Dimensional Methods in Mechanics. 4th ed. / M. Holt (Ed.). — New York: Academic Press, 1959.
11. **Taylor G. I.** The formation of a blast wave by a very intense explosion // *Proc. Roy. Soc. A.* — 1950. — V. 201. — P. 159–174.
12. **Zel'dovich Y. B., Raizer Y. P.** Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena / W. D. Hayes, R. F. Probstein (Eds). — New York: Academic Press, 1966.
13. **Аскарьян Г. А., Рабинович М. А., Савченко М. М. и др.** Оптическое разрушение огненного шара в фокусе луча лазера // *Письма в ЖЭТФ.* — 1967. — № 5. — С. 150–154.
14. **Wilkinson J., Lightstone J. M., Boswell C. J., Carney J. R.** Emission spectroscopy of aluminum in post-detonation combustion // *Shock Compression Cond. Matter.* — 2007. — V. 955, N 1. — P. 1271–1274.
15. **Keshavarz M. H., Motamedoshariati H., Moghayadnia R., et al.** A new computer code to evaluate detonation performance of high explosives and their thermochemical properties, Part I // *J. Hazard Mater.* — 2009. — V. 172, N 2–3. — P. 1218–1228.
16. **Yngve G. D., O'Brien J. F., Hodgins J. K.** Animating explosions // *SIGGRAPH'00: Proc. of the 27th Annu. Conf. on Computer Graphics and Interactive Techniques.* — 2000. — P. 29–36.
17. **Dills A. N., Gustafson S. C., Perram G. P.** Detonation discrimination and feature saliency using a near-infrared focal plane array and a visible CCD camera // *Proc. of SPIE.* — 2005. — V. 5811. — P. 123–132.
18. **Cook M. A., Filler A. S., Keyes R. T., et al.** Aluminized explosives // *J. Phys. Chem.* — 1957. — V. 61, N 2. — P. 189–196.
19. **Gogulya M. F., Dolgoborodov A. Y., Brazhnikov M. A.** Investigation of shock and detonation waves by optical pyrometry // *Intern. J. Impact Eng.* — 1999. — V. 23. — P. 283–293.
20. **Lefrancois A., Baudin G., Gallic C. L., et al.** Nanometric aluminium powder influence on the detonation efficiency of explosives // *12th Symp. (Intern.) on Detonation, San Diego, 2002.* — P. 22.
21. **Brousseau P., Dorsett H. E., Cliff M. D., et al.** Detonation properties of explosives containing nanometric aluminum powder // *Ibid.* — P. 11.
22. **Carney J. R., Miller J. S., Gump J. C., et al.** Atmospheric effects on the combustion of detonating aluminized explosives // *Shock Compression Cond. Matter.* — 2006. — V. 845, N 1. — P. 948–951.
23. **Гилев С. Д., Анисичкин В. Ф.** Исследование взаимодействия алюминия с продуктами детонации // *Физика горения и взрыва.* — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 120–129.
24. **Carney J. R., Miller J. S., Gump J. C., et al.** Time-resolved optical measurements of the post-detonation combustion of aluminized explosives // *Rev. Sci. Instrum.* — 2006. — V. 77, N 6. — P. 063103-1–063103-6.

25. **Carney J. R., Wilkinson J., Lightstone J. M.** Time-resolved optical measurements of detonation and combustion products // Shock Compression Cond. Matter. — 2007. — V. 955, N 1. — P. 1225–1228.
26. **Peucker J. M., Lynch P., Krier H., et al.** Optical depth measurements of fireballs from aluminized high explosives // Opt. Lasers Eng. — 2009. — V. 47, N 9. — P. 1009–1015.
27. **Cooper P. W.** Explosives Engineering. — New York: VCH Publ., 1996.
28. **Gonzalez R. C., Woods R. E., Eddins S. L.** Digital Image Processing Using Matlab. — Pearson Prentice-Hall, Upper Saddle River, 2004.
29. **Callies C., Berger P., Hugel H.** Time-resolved observation of gas-dynamic discontinuities arising during excimer-laser ablation and their interpretation // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1995. — V. 28. — P. 794–806.
30. **Sakurai A.** Blast Wave Theory // MRC Technical Summary Report N 497. — Mathematics Research Center, United States Army, Univ. of Wisconsin, Madison, 1964.
31. **Baker W. E.** Explosions in Air. — Austin: Univ. of Texas Press, 1973.
32. **Needham C. E.** Blast Waves. — Heidelberg: Springer-Verlag, 2010.
33. **Jamieson G. E., Wetsel G. C., Jr.** Optical-beam-deflection probing of blast waves near solid surfaces // IEEE 1985 Ultrasonics Symp. Proc. — 1985. — P. 451–456.
34. **Zyung T., Kim H., Postlewaite J. C., et al.** Ultrafast imaging of 0.532- μm laser ablation of polymers: Time evolution of surface damage and blast wave generation // J. Appl. Phys. — 1989. — V. 65, N 12. — P. 4548–4565.
35. **Diaci J., Možina J.** Investigation of blast waves generated by laser induced damage processes // Opt. Commun. — 1992. — V. 90, N 1–3. — P. 73–78.
36. **Lee S. J., Imen K., Allen S. D.** Shock wave analysis of laser assisted particle removal // J. Appl. Phys. — 1993. — V. 74, N 12. — P. 7044–7049.
37. **Anderson J. G., Katselis G., Caputo C.** Analysis of a generic warhead. Part I: Experimental and computational assessment of free field overpressure // DSTOTR-1313. — Australian Defence Science and Technology Organisation, Systems and Sciences Laboratory, Edinburgh, 2002.
38. **Gordon J. M.** Shock wave dynamics of novel aluminized detonations and empirical model for temperature evolution from post-detonation combustion fireballs: Ph.D. Dissertation. — AFIT/DS-ENP/10-S03, Department of Engineering Physics, Air Force Institute of Technology, 2011.
39. **Spidell M. T., Gordon J. M., Pitz J., et al.** High speed radiometric measurements of IED detonation fireballs // Proc. of SPIE. — 2010. — V. 7668. — P. 76680C-1–76680C-10.

Поступила в редакцию 10/IV 2012 г.
