

УДК 532.5:539.5:658.345.44

**БАРОТЕРМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА:
УДАРНАЯ ВОЛНА И ТЕРМИЧЕСКОЕ ПОРАЖЕНИЕ****Д. О. Морозов, К. Л. Степанов**Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси
220072 Минск, ул. П. Бровки, 15**Аннотация**

Рассмотрены физические, гидродинамические и радиационные процессы, сопровождающие взрывы химических взрывчатых веществ и топливно-воздушных смесей. Разработаны методы описания и программные средства для моделирования гидродинамики взрыва и излучения огненного шара. Описаны используемые широкодиапазонные уравнения состояния продуктов взрыва и воздуха. Определены спектральные оптические характеристики типичных продуктов детонации (сгорания) углеводородов. Выполнены широкомасштабные вычислительные эксперименты, охватывающие последовательные стадии взрыва. Они включают процессы энергетического выделения, связанные с детонацией ВВ, формирование, распространение и затухание воздушной ударной волны, тепловое излучение огненного шара. Созданы программные коды для моделирования одномерных гидродинамических и тепловых процессов в ближней зоне взрыва, основанные на уравнениях газовой динамики и переноса излучения. Определены зависимости плотности теплового потока из области, занятой продуктами взрыва, от ее температуры и геометрических характеристик. Получены распределения тепловых нагрузок на мишенях различной ориентации вблизи очага взрыва. Разработанные в работе программные средства являются базой для оценки последствий взрывов и снижения рисков чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера. Созданные модели показали свою работоспособность в широком диапазоне энергий взрыва и условий окружающей среды.

Ключевые слова: ударная волна, термическое поражение, мишень

Введение

Взрыв представляет собой процесс очень быстрого химического или физического превращения вещества, сопровождающийся переходом его внутренней энергии в механическую работу [1]. Совершаемая при взрыве работа связана с быстрым расширением образовавшихся в большом количестве продуктов взрыва (ПВ) – сжатых газов или паров. Наиболее существенный признак взрыва – образование ударной волны (УВ), т. е. резкого скачка давления. Ударная волна распространяется в окружающей среде и является непосредственной причиной разрушительного действия взрыва.

Огненный шар (ОШ) взрыва, представляющий в общем случае смесь раскаленных продуктов взрыва и нагретого в ударной волне воздуха, является источником теплового излучения, которое оказывает термическое воздействие на окружающую среду и человека.

В настоящей работе рассматриваются взрывы конденсированных ВВ и топливно-воздушных смесей (ТВС). Компьютерное моделирование газодинамических и радиационных процессов в ближней зоне таких взрывов

позволяет детально исследовать совокупность физических процессов вблизи эпицентра и выяснить влияние различных факторов на их особенности.

Достаточно простую оценку роли излучения и гидродинамики можно сделать, рассматривая отношение соответствующих потоков энергии

$$\alpha = \frac{S}{\rho u} \frac{\sigma T^4}{\rho c_0} \approx 10^{-14} \frac{T^{5/2}(\text{K})}{\rho(\text{г/см}^3)}. \quad (1)$$

Видно, что при типичных температурах продуктов взрыва $T \leq 3000 \text{ K}$ и любых их плотностях величина $\alpha \ll 1$, т. е. процесс радиационного охлаждения ПВ протекает намного медленнее их гидродинамического разлета. Это позволяет не учитывать излучение при описании гидродинамики взрыва на стадии формирования, распространения и затухания ударной волны в воздухе, а излучение огненного шара взрыва исследовать в постоянном давлении, поскольку вблизи эпицентра оно в этой фазе взрыва оказывается выровненным и близким к атмосферному.

Ударная волна оказывает резкое импульсное воздействие на объекты, находящиеся в области взрыва. Оно вызывается как избыточным давлением за ее фронтом, так и скоростным напором, обусловленным движением воздуха. Эти факторы приводят к импульсному нагружению объекта [2, 3]. При этом материалы, находящиеся в ближней зоне, подвергаются дроблению и сильной пластической деформации. По мере движения УВ энергия взрыва передается все большему объему внешней среды, вследствие чего ее амплитуда снижается. Вдали от эпицентра взрыва разрушения, естественно, менее интенсивны, но зона, в которой они происходят, заметно больше.

Максимальные параметры воздушных ударных волн

Обычно при рассмотрении динамики взрывных процессов используются приближенные модели источника, поскольку возникающее вблизи центра взрыва течение быстро “забывает” детали процесса энерговыделения [4, 5]. В частности, в работах [6, 7] источник энерговыделения в свободном пространстве задается в виде неподвижной сферы, размер которой соответствует радиусу взрывчатого вещества, а давление, плотность и температура – уравнению состояния продуктов взрыва. В такой постановке начальная стадия распространения ударной волны от зоны энерговыделения хорошо описывается задачей о распаде произвольного разрыва [8]. Максимальную интенсивность УВ можно определить, рассматривая задачу о распаде разрыва, который имеет место в начальный момент времени на контактной границе (КГ) между ПВ и возду-

хом. При ряде допущений возможен ее детальный анализ. Для этого следует: а) пренебречь кривизной контактной границы, т. е. полагать ее плоской, б) считать параметры ПВ и воздуха в исходном состоянии пространственно-однородными, а их показатели адиабаты $\gamma_{ПВ}$ и γ_0 – постоянными. Результаты расчета давления за фронтом УВ p_F в зависимости от параметров продуктов взрыва конденсированных ВВ представлены на рис. 1. Здесь по оси абсцисс показано давление в ПВ (в миллионах атмосфер), по оси ординат – плотность ВВ (г/см^3), линии на графике отвечают различному уровню давления за ФУВ (в атмосферах). Пока продукты взрыва еще достаточно плотные, характерные значения показателя $\gamma_{ПВ}$ близки к трем.

Из рис. 1 видно, что максимальные значения давления за УВ составляют несколько сотен атмосфер, в то время как исходное давление в продуктах взрыва достигает сотен тысяч атмосфер. Аналогичные данные расчетов для взрыва горючих смесей даны на рис. 2. Здесь показана роль показателя адиабаты ПВ: с его уменьшением при фиксированных значениях $p_{ПВ}$ и $\rho_{ПВ}$ давление в УВ увеличивается.

Рис. 2 относится к условиям, типичным для взрывов горючих смесей. При давлениях в продуктах взрыва на уровне ≈ 20 атм максимальное давление в воздушной УВ составляет 5–10 атм. Из данных на рис. 1 и 2 следует, что для конденсированных ВВ и ТВС при фиксированном давлении в продуктах взрыва с ростом их плотности интенсивность воздушной УВ снижается.

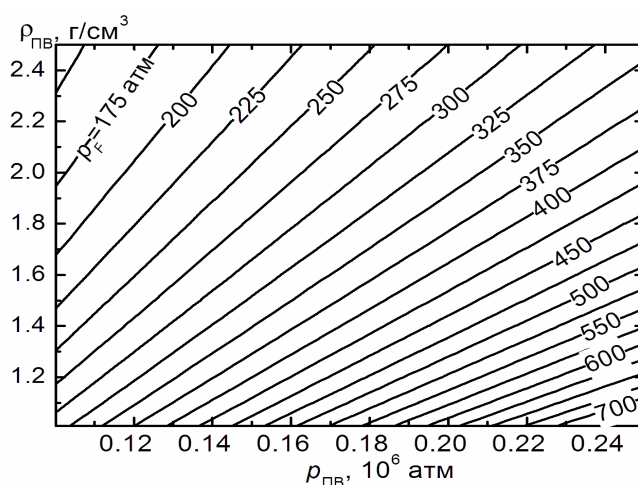


Рис. 1 – Давление в воздушной УВ при взрыве конденсированного ВВ. $\gamma_{ПВ} = 3$

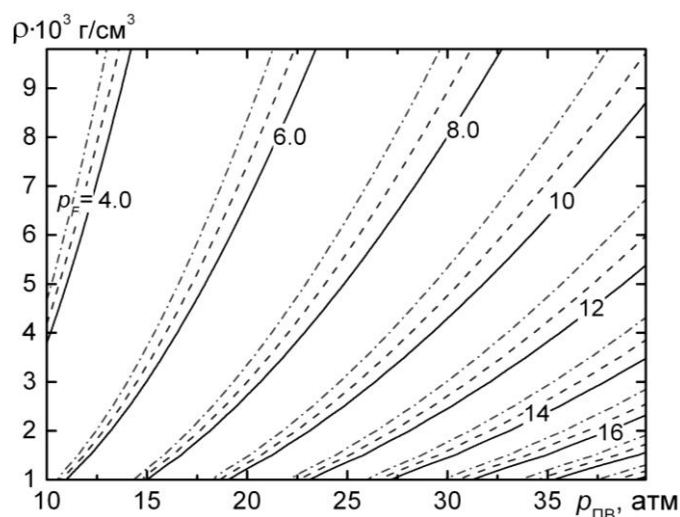


Рис. 2 – Давление при взрыве ТВС: линии – $\gamma_{ПВ} = 1.4$, пунктир – 1.3, штрихпунктир – 1.2

Отметим, что в работе авторов [9] начальная стадия взрыва рассматривалась с учетом распространения во взрывчатом веществе детонационной волны. Для ее описания использовались уравнения гидродинамики и формальной кинетики в двухкомпонентном приближении [10]. Проведенный анализ показал, что при выходе детонационной волны из заряда в окружающем воздухе формируется ударная волна, амплитуда которой может в несколько раз превышать ее значение, оцененное выше, исходя из предположений [7, 8]. Однако достаточно быстро различие давлений на фронте головной ударной волны в воздухе исчезает.

Газодинамика и параметры ударной волны взрыва

Пространственно-временных характеристики взрывов в свободном пространстве рассчитываются на основе одномерных сферических уравнений газовой динамики в лагранжевом представлении. Система замыкается уравнениями состояния продуктов взрыва и воздуха. Граничное условие состоит в равенстве нулю скорости в центре взрыва. Для решения уравнений используется полностью консервативная разностная схема второго порядка точности [11, 12], положенная в основу разработанного авторами пакета EXPLOSION [13].

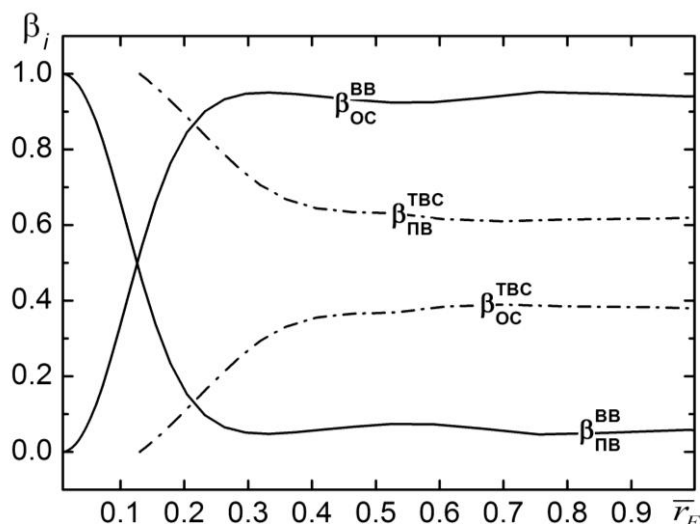


Рис. 3 – Динамика передачи энергии взрыва как функция безразмерной координаты фронта УВ

Важной характеристикой взрыва является динамика передачи энергии от ПВ в окру-

жающую среду (ОС). Анализ показывает [9], что после окончания детонации заряда основ-

ная выделившаяся энергия запасена в виде тепловой энергии ПВ. С течением времени энергия ПВ передается внешней среде, частично переходя в ее тепловую энергию и кинетическую энергию направленного движения. Пространственные масштабы области взрыва, где энергия продуктов передается воздуху, можно видеть на рис. 3. Здесь соответствующие величины приведены в зависимости от безразмерного радиуса ударной волны r_F / R_0 , где так называемый динамический радиус взрыва $R_0 = (E / p_0)^{1/3}$ связан с его энергией и давлением внешней среды. Видно, что имеет место большое отличие в остаточной энергии продуктов взрыва. При взрыве конденсированного ВВ оставшаяся в ПВ доля энергии составляет $\approx 6\%$, в то время как для взрыва ТВС она достигает около 60% всей энергии.

В [14] было показано, что, несмотря на всю сложность картины течения вблизи эпицентра, можно легко оценить доли энергии взрыва, оставшейся в ПВ и переданной в окружающую среду. Если считать, что разлет ПВ

в воздухе происходит при постоянной энтропии, то имеем

$$\beta_{ПВ} \approx p_0 / p_{ПВ}^{(\gamma_{ПВ}-1)/\gamma_{ПВ}}, \quad \beta_{ОС} = 1 - \beta_{ПВ}. \quad (2)$$

Эти оценки оказываются близкими к результатам численных расчетов.

Численное моделирование взрывов конденсированных ВВ и ТВС позволяет определить зависимость избыточного давления в ударной волне от энергии взрыва и расстояния до его эпицентра [15]. Эта зависимость хорошо изучена [16, 17], поскольку величина Δp_F характеризует масштабы разрушительного действия взрыва. В безразмерных переменных на рис. 4 представлены зависимости $\Delta \bar{p}_F / p_0 (r_F / R_0)$ для взрывов различной физической природы. Здесь пунктирными кривыми показан разброс экспериментальных данных по взрывам различных ВВ [3], индексом “А” обозначена область высокоэнергетических ВВ, индекс “В” соответствует ядерным взрывам.

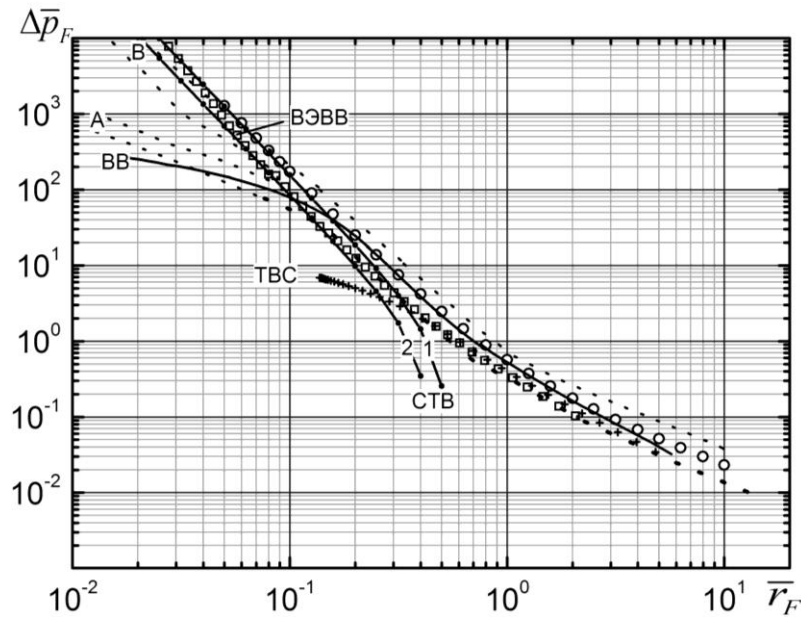


Рис. 4 – Зависимость безразмерного избыточного давления за фронтом ударной волны от расстояния до центра взрыва

Показаны также две кривые, отвечающие теории сильного точечного взрыва (СТВ) [4]. Для первой из них $\gamma = 7/5$, для второй – 1.2. Прямоугольниками показан расчет взрыва гипотетического высокоэнергетического ВВ с удельной мощностью в 10^3 раз выше, чем у гексогена. Кружками нанесена зависимость, описываемая формулой Садовского [16]. Она получена путем обработки экспериментальных

данных о взрывах химических ВВ и представляет собой трехчленное выражение, которое в приведенных переменных $\Delta \bar{p}_F = (p_F - p_0) / p_0$ и $\bar{r}_F = r_F / R_0$ имеет вид [5]:

$$\Delta \bar{p}_F = \frac{0.21}{\bar{r}_F} + \frac{0.21}{(\bar{r}_F)^2} + \frac{0.15}{(\bar{r}_F)^3}. \quad (3)$$

Расчетам авторов отвечает сплошная линия (взрыв заряда гексогена) и зависимость, показанная крестами (взрыв окиси этилена). При начальном давлении в воздухе $p_0 = 1$ атм (10^5 Па) эти результаты можно представить в размерном виде следующим образом

$$r_F(\text{м}) = C(\Delta p_F(\text{атм})) E^{1/3}(\text{кг ТНТ}),$$

$$C = a + b(\Delta p_F)^{-\delta}. \quad (4)$$

Для рассмотренных выше взрывов имеем:

$$\text{ВВ: } a = 0.624, b = 1.814, \delta = 0.632; \text{ ТВС: } a = 0.509, b = 1.582, \delta = 0.69. \quad (5)$$

Эти соотношения справедливы в наиболее интересном диапазоне избыточных давлений $0.05 \leq \Delta p_F(\text{атм}) \leq 1.5$. При $\Delta p_F < 0.05$ атм УВ слабая, она не оказывает заметного воздействия на внешнюю среду. Область $\Delta p_F > 1.5$ атм – зона полного разрушения, смертельная для людей.

Если такие данные сопоставить с существующими критериями различного рода травм людей и разрушений конструкций и сооружений инфраструктуры, то можно прибли-

женно представить последствия взрывных воздействий на человека и окружающую среду. Во множестве главным образом медицинских и военно-инженерных источников характер травм и разрушение сооружений связываются с избыточным давлением во взрывной волне. В обобщенном виде эти данные содержатся в табл. 1 и 2. С учетом приведенных критериев на рис. 5 показаны области расстояний и энергий взрыва, вызывающих соответствующие последствия.

Таблица 1 – Зависимость типичных травм от избыточного давления в УВ

№	Тип повреждений	Характерные особенности	Δp_F , атм
1	Легкие повреждения	Ушибы, контузии, вывихи	0.1–0.4
2	Повреждения средней тяжести	Контузии головы, кровотечения, повреждения конечностей	0.4–0.6
3	Тяжелые повреждения	Переломы, потеря сознания, травмы внутренних органов	0.5–1.0
4	Смертельный исход		> 1.0

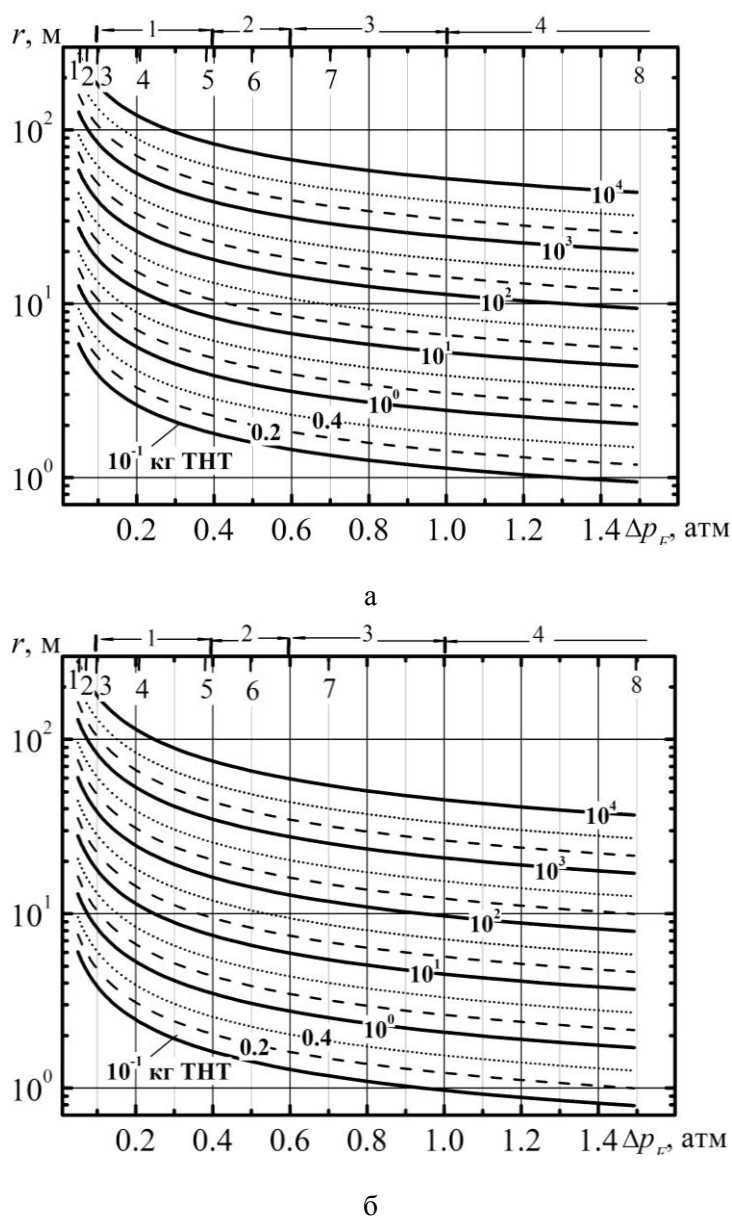
Таблица 2 – Связь характерных разрушений с избыточным давлением в УВ

№	Тип разрушений	Δp_F , атм
1	Разрушение остекления зданий	0.05
2	Вылетают окна и двери	0.07
3	Сильные разрушения наименее прочных сооружений	0.10
4	Разрушение жилых зданий	0.21
5	Сильное повреждение зданий из монолитного железобетона	0.38
6	Полное разрушение сооружений	0.50
7	Разрушение особо прочных бетонных сооружений	0.70
8	Разрушение специальных бункеров	1.50

Тепловое излучение взрыва

Наиболее простым допущением, позволяющим анализировать термическое воздействие огненного шара, является предположение о его сферической форме и однородном распределении температуры в объеме.

Из анализа коэффициентов поглощения в характерном интервале температур продуктов взрыва следует, что ОШ, в котором давление близко к атмосферному, даже при достаточно больших размерах оказывается полупрозрачным для собственного теплового излучения.



а – взрывы конденсированных ВВ, б – взрывы топливно-воздушных смесей.
Интервалы 1–4 относятся к характерным типам повреждений у человека (табл. 1),
цифры 1–8 указывают границы различных зон разрушения под действием УВ (табл. 2)

Рис. 5 – Зависимость типа повреждений и характера разрушений
от энергии взрыва и расстояния до его эпицентра

Интенсивность теплового излучения I_{ω} определяется из решения уравнения переноса для интенсивности излучения:

$$\frac{dI_{\omega}}{ds} = \kappa_{\omega} (I_{\omega P} - I_{\omega}), \quad I_{\omega P} = \frac{2hc^2\omega^3}{\exp(hc\omega/kT) - 1}, \quad I_{\omega}^{Sph} = I_{\omega P} [1 - \exp(-D_0 \kappa_{\omega} \cos \theta)] \quad (6)$$

Отсюда находится спектральная плотность теплового потока:

$$q_{\omega} = \int \bar{I}_{\omega} \bar{n} d\Omega, \quad q_{\omega}^{Sph} = q_{\omega P} \left[1 + \frac{2}{x_{\omega}} \exp(-x_{\omega}) - \frac{2}{x_{\omega}^2} (1 - \exp(-x_{\omega})) \right], \quad x_{\omega} = D_0 \kappa_{\omega}. \quad (7)$$

Интегральный по спектру тепловой поток с поверхности огненного шара:

$$q^{\text{Sph}} = \varepsilon^{\text{Sph}} \sigma T^4, \quad \varepsilon^{\text{Sph}} = \sigma T^4 \int_0^\infty q_{\omega p} \left[1 + \frac{2}{x_\omega} \exp(-x_\omega) - \frac{2}{x_\omega^2} (1 - \exp(-x_\omega)) \right] d\omega; \quad (8)$$

$$\varepsilon^{\text{Sph}} \approx \frac{2D_0}{3} \kappa_p \text{ при } x_\omega \ll 1.$$

Здесь $I_{\omega p}$ – интенсивность равновесного излучения,

D_0 – диаметр ОШ,

κ_ω – спектральный коэффициент поглощения,

$\kappa_p = (\sigma T^4)^{-1} \int_0^\infty q_{\omega p} \kappa_\omega d\omega$ – планковский средний коэффициент поглощения.

Степень черноты сферического объема продуктов сгорания и плотность теплового потока с его поверхности представлены на рис. 6. В этих расчетах использованы спектральные коэффициенты поглощения смеси, образующейся при стехиометрическом сгорании метана в воздухе.

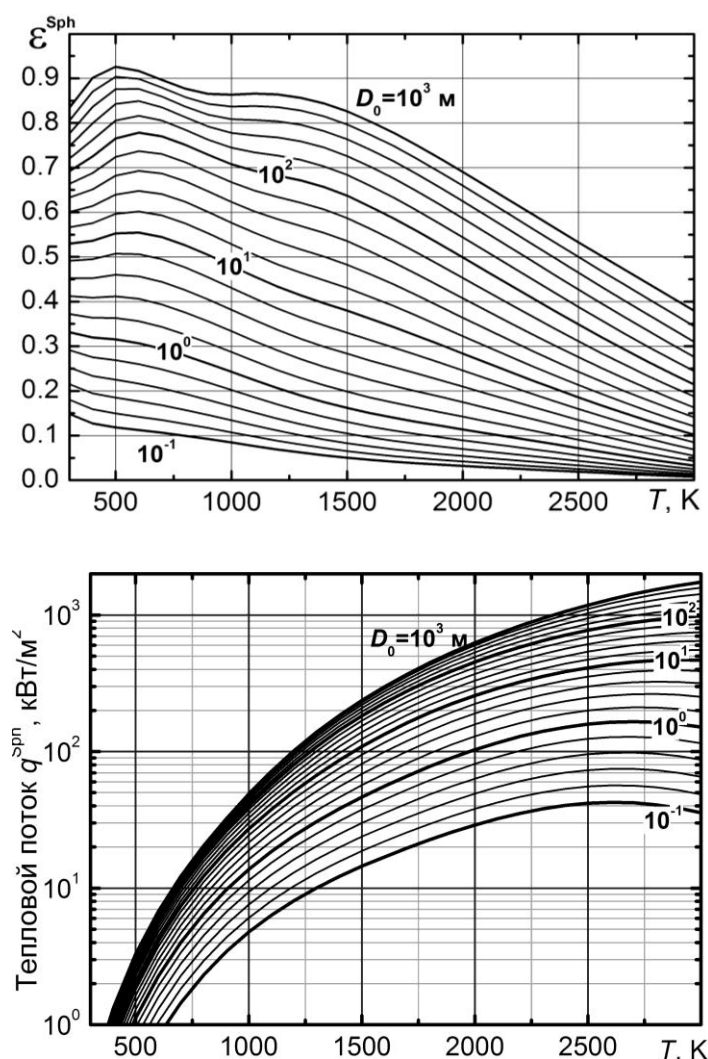


Рис. 6 – Степень черноты и тепловой поток с поверхности однородного огненного шара ПВ метана

Они получены методом line by line [18, 19] путем суммирования стандартных контуров поглощения изолированных линий, симво-

лизирующих собой колебательно-вращательные переходы, сгруппированные в отдельные колебательные полосы. Информация, касаю-

щаяся характеристик спектральных линий, берется из баз данных высокого разрешения HITRAN 2008 [20] и HITEMP.

Пример расчета спектрального коэффициента поглощения ПВ метана при температуре $T=2000$ К, изображенный в функции волнового числа ω , показан на рис. 7. Черным цветом дан коэффициент с разрешением по спек-

тру 0.1 см^{-1} , а светлая линия – его величина, осредненная по интервалу 25 см^{-1} . Давление 1 атм является типичным для процессов развития и излучения огненного шара взрыва. При атмосферном давлении происходит также диффузионное горение горючих смесей при разрыве резервуара с воспламеняющейся жидкостью или газопровода под давлением.

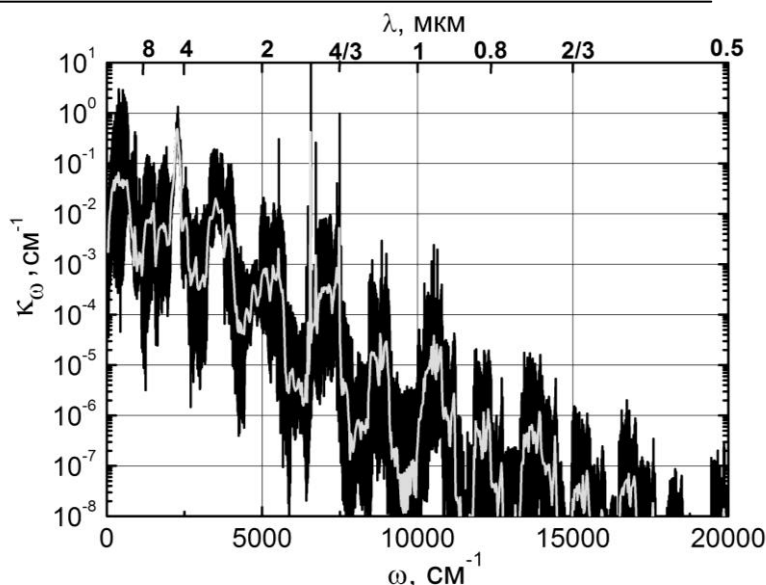


Рис. 7 – Коэффициент поглощения κ_ω продуктов взрыва метана при $T = 2000$ К и $p = 1$ атм

Влияние неоднородности ОШ может быть оценено только на основе решения уравнения переноса для заданного пространственного профиля температуры. Если $T(r)$ взять в параболическом виде $T = T_0 [1 + A(2r/D_0)^\alpha]^{-1}$ [21], то различие в спектральных и интегральных потоках излучения с поверхности ОШ можно видеть на рис. 8. Здесь дано сравнение данных для однородной сферы с $T = 2210$ К и сферы с указанным выше профилем $T(r)$, причем $T_0 = 2210$ К, $A=1$ и $\alpha=10$, т. е. температура на поверхности вдвое ниже, чем в центре. Диаметры одинаковы и составляют $D_0 = 8$ м.

Величина $T = 2210$ К – это адиабатическая температурой горения стехиометрической смеси метана с воздухом при атмосферном давлении [22]. Анализ показывает [23], что расчет излучения огненного шара по изотермической модели дает для теплового потока оценку сверху.

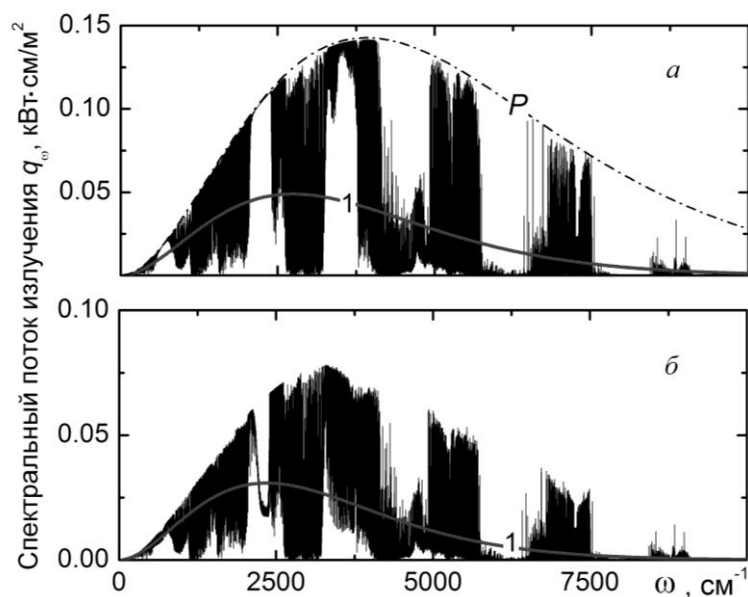
При этом скорость радиационного остывания ОШ оказывается максимальной, а продолжительность теплового воздействия мини-

мальной. Учет неизотермичности источника снижает пиковые значения теплового потока и увеличивает время выхода излучения.

При анализе теплового воздействия излучения ОШ взрыва следует иметь в виду его короткое время действия. В этом случае критерием поражения является доза излучения, т.е. количество лучистой энергии, падающей на единицу площади. Поскольку доза W пропорциональна $\int q(t) dt$, ясно, что эта величина должна слабо зависеть от выбора модели для описания излучения ОШ. Наоборот, в случае длительного воздействия, вызванного, например, пожаром пролива, критерием теплового поражения является критический поток излучения.

Когда известны тепловые нагрузки на приемники излучения и их длительность, для оценки степени поражения используют пороговую зависимость, которая связывает плотность теплового потока q и энергию W , падающую на единицу поверхности.

Диаграмма $q-W$ аналогична диаграмме $p-I$, используемой для оценки действия ударной волны [3].



P – равновесный поток,
кривые 1 – эквивалентные планковские источники излучения

Рис. 8 – Спектр излучения изотермического (а) и неизотермического (б) ОШ

Удельный импульс I есть интеграл по времени от избыточного давления $I = \int \Delta p dt$, удельное энерговыделение теплового излучения $W = \int q dt$.

Во взрывной волне избыточное давление определяет величину деформации (разрушения) в режиме квазистатического нагружения ($\omega t_0 \gg 1$), где ω – собственная частота конструкции, t_0 – длительность положительной фазы давления.

В противоположном случае, когда $\omega t_0 \ll 1$, продолжительность действия избыточного давления мала по сравнению со временем реакции конструкции.

Ударная волна сообщает конструкции начальную скорость, и деформация пропорциональна импульсу давления I .

Таким же образом, если длительность теплового излучения велика по сравнению со временем реакции мишени (в данном случае временем теплопереноса от места поглощения), критической величиной для воздействия является тепловой поток q , так как он определяет температуру поверхности.

Если же время воздействия мало, нагрев поверхности определяется попавшей на нее энергией W .

Характеристики теплового действия излучения огненного шара

Интенсивность воздействия излучения огненного шара будем характеризовать значением плотности теплового потока, приходящего на поверхность мишени. Как известно [24], она определяется излучением ОШ, пропусканием атмосферы и взаимным расположением мишени и ОШ.

Запишем в общем виде значение теплового потока на мишени q_M :

$$q_M = q_{\text{ОШ}} \tau_a F_{\text{М-ОШ}}. \quad (9)$$

Здесь $q_{\text{ОШ}}$ – средняя плотность теплового потока на поверхности ОШ,

τ_a – пропускание атмосферы,

$F_{\text{М-ОШ}}$ – угловой коэффициент, определяющий облученность мишени излучением ОШ.

Произведение $q_{\text{ОШ}} F_{\text{М-ОШ}}$ дает плотность попадающего на мишень теплового потока при отсутствии ослабления его в воздухе.

В качестве источника излучения выбирается сфера радиусом r_0 , центр которой находится на высоте h над земной поверхностью. При $h > r_0$ она целиком расположена над поверхностью, при $h = r_0$ – касается ее, а если

$h < r_0$, сфера является усеченной. При $h = 0$, источник превращается в полусферу, если $h \leq -r_0$, то сфера на земной поверхности не видна.

Положение мишени характеризуется ее расстоянием вдоль земной поверхности от оси, проходящей через центр сферы, и нормалью к поверхности мишени.

Для вертикально стоящей мишени нормаль параллельна поверхности и направлена на ось источника, для лежащей на поверхности Земли мишени нормаль параллельна оси излучающего объема (рис. 9).

В [21, 23] приведены угловые коэффициенты, рассчитанные в соответствии с [25].

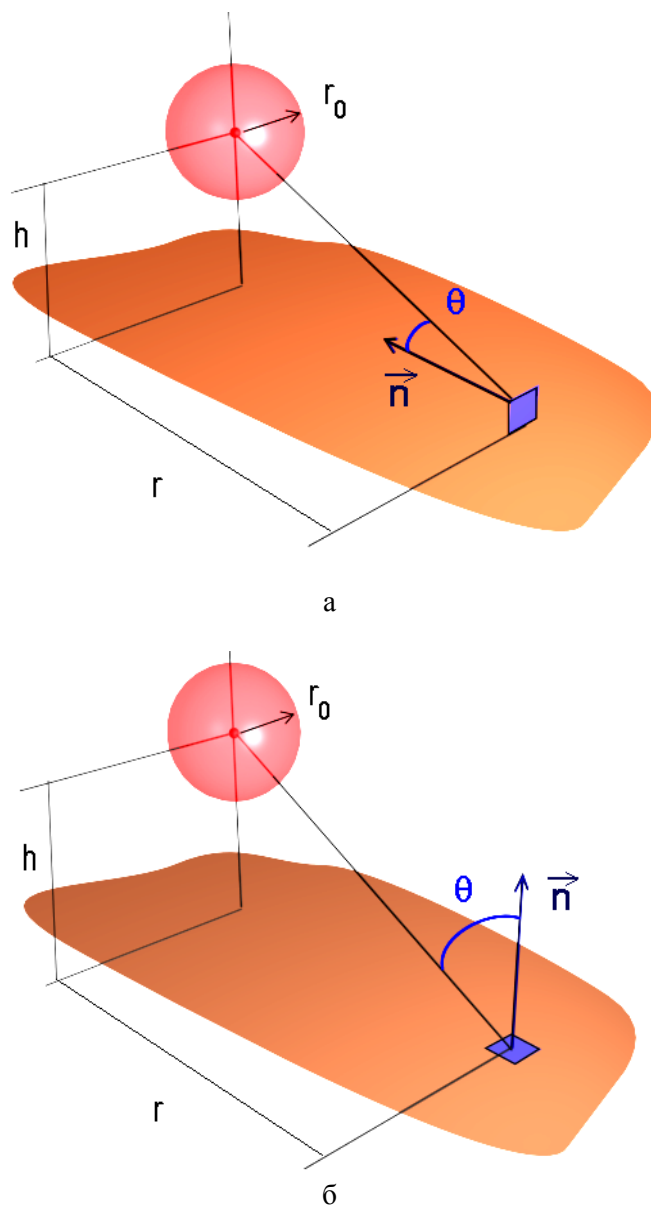


Рис. 9 – Облученность вертикальной (а) и горизонтальной (б) мишеней излучающей сферой

Пропускание атмосферы

Использование угловых коэффициентов основано на предположении о том, что излучение огненного шара изотропно, т. е. соответствует излучению черного тела с эффективной температурой, определяемой тепловым потоком на его поверхности. В этом же приближе-

нии рассчитывался коэффициент пропускания атмосферы. Соответствующее выражение имеет вид

$$\tau_a(L) = \frac{1}{q_p} \int_0^\infty q_{\omega p} \exp -\kappa_\omega^a L d\omega, \quad (10)$$

где κ_{∞}^a – коэффициент поглощения воздуха при нормальных условиях,

L – расстояние от поверхности ОШ до мишени.

Поглощение излучения ОШ в воздухе зависит от присутствия в нем малых концентраций CO_2 и H_2O .

На рис. 10 показано пропускание атмосферы в случае сухого (1) и влажного (2) воздуха. Концентрация паров воды во влажном

воздухе на уровне 1% по объему заметно снижает пропускание атмосферы. Небольшой разброс в пропускании связан с тем, что величина эффективной температуры ОШ варьируется для различных источников в интервале 10%. Прямая линия 3 – принятое в нормах пожарной безопасности пропускание, имеющее вид $\tau_A = \exp(-7.4 \cdot 10^{-4} L)$ [26] и отвечающее постоянному коэффициенту поглощения.

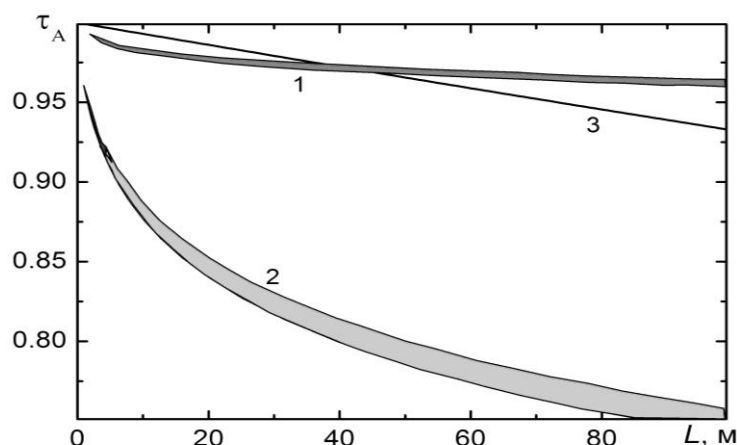


Рис. 10 – Пропускание сухого (1) и влажного (2) воздуха; 3 – данные [26]

Моделирование термического воздействия огненного шара

В качестве примера применения изложенной модели приведем расчеты теплового излучения ОШ, которое попадает на приемники излучения.

Рассмотрим излучение ОШ взрыва топливно-воздушной смеси. Пусть масса топлива (метана) составляет 93 кг. Масса стехиометрической смеси равна $M_{\text{ТВС}} \approx 1.72 \cdot 10^3$ кг, она занимает объем диаметром 13.6 м.

Согласно соотношению $r_0 = r_{\text{ПВ}} \cdot p_{\text{ПВ}} / p_0^{1/(3\gamma)}$, следующему из (2), диаметр занятой продуктами взрыва области, которая совпадает с ОШ, к окончанию гидродинамической фазы оказывается равным $D = 25$ м, если принять начальное давление в ПВ близким к 10 атм, а их показатель адиабаты $\gamma_{\text{ПВ}} \approx 1.3$.

Эффективная температура излучения ОШ, определяемая соотношением $\sigma T_{\text{ef}}^4 = \varepsilon \sigma T^4$, где $T = 2210$ К, равна $T_{\text{ef}} \approx 1650$ К. Зависимость теплового потока на вертикально распо-

ложенной мишени от ее расстояния r до оси ОШ и высоты центра ОШ h показана на рис. 11 а.

Уровень потока излучения обозначен цифрой на изолиниях. Аналогичные данные для горизонтально расположенной мишени представлены на рис. 11 б.

Видно, что излучение на вертикальной мишени может на порядок и более превышать соответствующую величину на горизонтальной мишени.

С ростом высоты ОШ различие уменьшается. Это связано со средним значением угла между направлением на ОШ и нормалью к поверхности мишени.

Заключение

Развитые в работе модели гидродинамических и радиационных процессов, сопровождающих взрывы конденсированных ВВ и горючих смесей, и созданные программные средства показали высокую эффективность и работоспособность в широком диапазоне параметров взрыва и условий внешней среды.

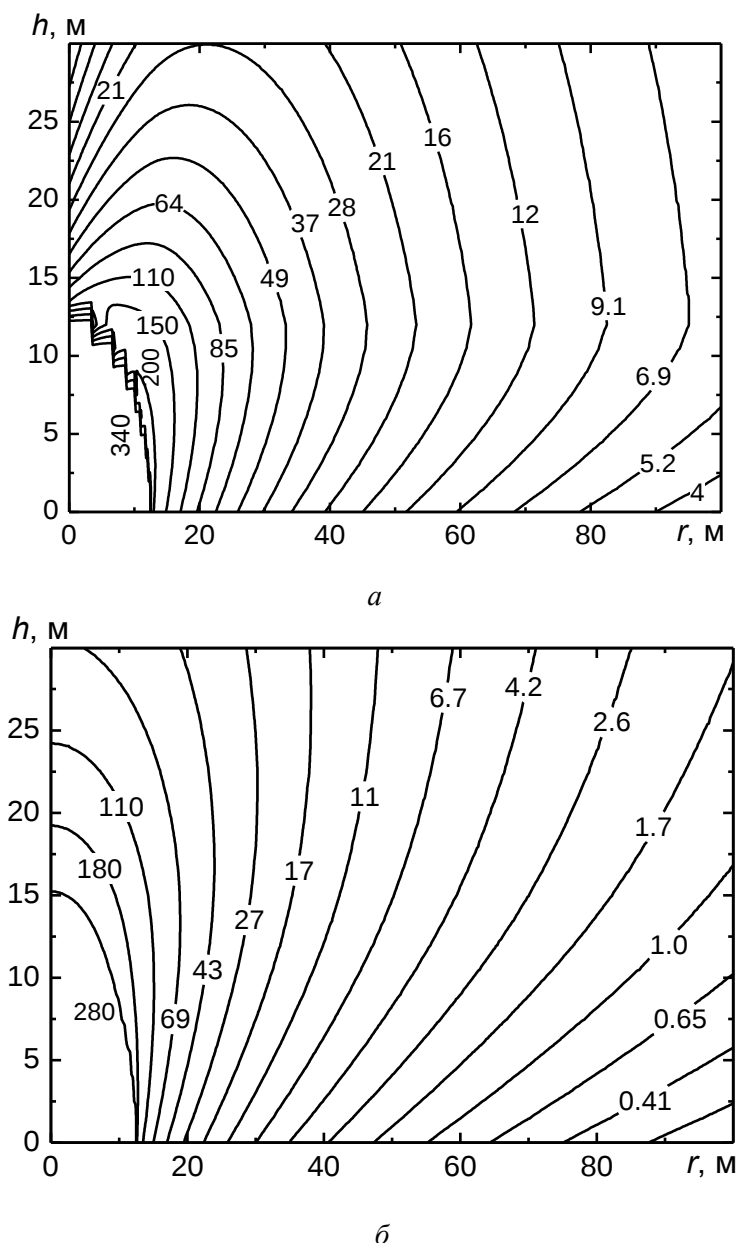


Рис. 11 – Плотность потока излучения на вертикальной (а) и горизонтальной (б) мишенях в зависимости от расстояния до эпицентра и высоты ОШ

Предложенные модели, комплексы программ и проведенные вычислительные эксперименты могут служить основой для построения инженерных методик оценки последствий баротермического действия взрыва с целью снижения рисков чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера.

Литература

1. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. В 2 т. М.: Физматлит, 2004.
2. Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2 т. М.: Мир, 1987.
3. Гельфанд Б.Е., Сильников М. В. Фу-гасные эффекты взрывов. СПб.: Полигон, 2004. – 415 с.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. – 443 с.
5. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва // Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова. 1973. Т. 119. – С. 3–278.
6. Alhussan K., Stepanov K. L., Stankevich Y. A., Smetannikov A. S., Zhdanok S. A. Hydrodynamics of the initial phase of explosion // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54, Iss. 7–8. – Pp. 1627–1640.

7. Stepanov K. L., Stankevich Y. A., Smetannikov A. S. Hydrodynamics of Explosion: Models and Software for Modeling Explosions and Estimation of Their Consequences // Shock Waves. 2012. Vol. 22, No. 6. – Pp. 557–566.
8. Морозов Д. О., Степанов К. Л. Параметры ударных волн при взрывах топливно-воздушных смесей и конденсированных взрывчатых веществ // Вестн. Командно-инженерного ин-та МЧС РБ. 2011. № 2 (13). – С. 62–69.
9. Морозов Д. О., Сметанников А. С., Степанов К.Л. Моделирование динамики взрыва в воздухе: влияние стадии детонации на характеристики течения и параметры ударной волны // Препринт ИТМО НАН Беларуси. 2013, № 3. – 31 с.
10. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985. – 384 с.
11. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. – 350 с.
12. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972. – 418 с.
13. Станкевич Ю. А., Степанов К. Л., Зенькевич С. М. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа на суперкомпьютерах // Тр. Межд. конф. «Суперкомпьютерные системы и их применение». Минск: ОИПИ НАН Беларуси, 2004. – С. 181–186.
14. Степанов К.Л., Станкевич Ю.А. Закономерности взрывных явлений: динамика взрыва и его действие на человека и объекты инфраструктуры//Вестн. Командно-инженерного ин-та МЧС РБ. 2009. № 1. – С. 53–62.
15. Stepanov K. L., Stankevich Y. A., Smetannikov A. S. Hydrodynamics of Explosion: Models and Software for Modeling Explosions and Estimation of Their Consequences // Shock Waves. 2012. Vol. 22, No. 6. – Pp. 557–566.
16. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // Механическое действие взрыва. М.: УД МИД РФ, 1994. – С. 7–102.
17. Гельфанд Б. Е., Сильников М. В. Баротермическое действие взрывов. СПб.: Астерион, 2006. – 657 с.
18. <http://spechot.iao.ru>
19. <http://spectra.iao.ru>
20. Rothman L. S., Gordon I. E., Barbe A., et al. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database // JQSRT. 2009. Vol. 110. – Pp. 533–572.
21. Степанов К. Л., Станиц Л. К., Станкевич Ю. А. Моделирование теплового излучения взрыва // Инженерно-физический журнал, 2011, Т. 84, №1. – С. 168–193.
22. Шебеко Ю. Н., Навценя В. Ю. и др. Расчет основных показателей пожаровзрывоопасности веществ и материалов. М.: ВНИИ-ПО, 2002.
23. Степанов К. Л., Станиц Л. К., Станкевич Ю. А. Моделирование теплового излучения взрыва: оценки риска термического поражения людей и возникновения пожаров. Препринт ИТМО НАНБ, 2010, №1. – 48 с.
24. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
25. Howell J. R. A Catalog of Radiation Heat Transfer Configuration Factor (<http://www.me.utexas.edu/~howell/index.html>).
26. Нормы пожарной безопасности МЧС Российской Федерации “Определение категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности” НПБ 105-03. (<http://www.0-1.ru/law/showdoc.asp?dp=npb105-03>).

BAROTHERMIC EFFECT OF EXPLOSION: SHOCK WAVE AND THERMAL INJURY

Morozov D. O., Stepanov K. L.

Heat and Mass Transfer Institute National Academy of Sciences of Belarus
220072 Minsk, P. Brovka st., 15

Abstract

Physical, hydrodynamic and radiation processes connected with explosion of fuel mixture and condense explosive have been considered. The description methods and program applications for modeling of explosion hydrodynamic and radiation of fireball have been developed. Wide-ranged equations of state for explosion products and air have been described. Spectral characteristics of typical detonation products have been determined. Numerical simulations for all stages of explosions have been done. Simulations include the pro-

cesses of energy releasing connected with detonation, forming, distribution and attenuation of shock waves and heat radiation of fireball. The program codes for modeling one-dimensional hydrodynamic and heat processes based on gas dynamic equation and heat transition have been created. Relations between heat flow density from hot explosion product region, its temperature and geometric parameters were defined. The distributions of the heat load on the targets of different orientations near explosion source have been obtained. The developed program applications form the basis for estimating effects of explosion and risk decrease of incidence caused by natural and anthropological reasons. The created models have shown workability in wide range of explosion energy and environment conditions.

ЖАРЫЛЫС BAROTHERMAL ІС-ҚИМЫЛ: ШОК ТОЛҚЫНДАР ЖӘНЕ ЖЫЛУ ЖАРАҚАТ

Д. О. Морозов, К. Л. Степанов

А.В. Лыков атындағы жылу және масса алмасу институты НАН Беларуси
220072 Минск, . П. Бровки к-сі, 15

Аннотация

Жарылғыш заттарың және әуе жанармай қосылыстарының жарылысымен қоса жүретін физикалық, гидродинамикалық және радиациялық процесстер қарастырылған. Жарылыстың гидродинамикасын және отты шар сәулеленуінің моделдеудің программалық құралдары, сипаттау әдістері жасалды. Жарылыс өнімдерінің және ауа күйінің қолданылатын кең диапазонда қолданылатын теңдеулері суреттелген. Көміртектердің детонация (жану) қарапайым өнімдерінің спектрлі оптикалық қасиеттері анықталған. Жарылыс процессінің кезеңдерін қамтитын кең ауқымды тәжірибелер жүргізілген. Олар ВВ детонациясымен байланысты жылу шығару, ауа екпінді толқынның таралуы мен құрылуы, сөнуі, отты шардың жылулық сәулелену процесстерін қамтиды. Жарылыстың жақын зонасында бір өлшемді гидродинамикалық және жылу процесстерін модельдеу үшін программалық кодтар жасалған. Жарылыстың, оның температурадан және геометриялық мінездемелерден өнімдермен бос емес облыстан жылулық ағынның тығыздықтар тәуелділіктері анықталды. Жарылыстың ошақтың жанында әр түрлі бағытта нысаналарда жылулық жүктемелердің таралуы алынды. Программалық құралдардың дамуы жарылыстарды бағалау және табиғи және техногенді сипаттағы төтенше жағдайлардың қаупін төмендетуге негіз болып табылады. Жасалған модельдер жарылыс энергиясының кең диапазонында және қоршаған орта шарттарында жұмыс істеу мүмкіндіктерін көрсетті.