

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОМЕРНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Д.О. Морозов¹ А.С. Сметанников¹, К.Л. Степанов¹, Б.В. Фалейчик²

¹Институт тепло- и массообмена им. Лыкова НАН Беларуси. Минск, Беларусь

²Белорусский Государственный Университет Минск Беларусь

Анализ гидродинамики ближней зоны взрыва в работах [1–2] был выполнен в приближении мгновенного энерговыделения. При этом начальная фаза взрыва хорошо описывается задачей о распаде разрыва, который имеет место на границе области высокого давления в продуктах взрыва с окружающей средой. Решение данной задачи позволяет определить максимальные параметры воздушной ударной волны [3].

В данной работе рассматривается предшествующая, более ранняя стадия взрыва, связанная с распространением во взрывчатом веществе детонационной волны. После ее выхода на границу с воздухом в последнем формируется ударная волна и возникает сложная картина течения вблизи эпицентра. Представляет интерес выяснить влияние процесса детонации на динамику взрыва и определить пространственные и временные масштабы, на которых течение “забывает” детали процесса детонации и характеризуется лишь выделившейся энергией и массой продуктов взрыва.

Рассматривается распространение одномерной детонационной волны, по газовой горючей смеси или конденсированному взрывчатому веществу инициированной в плоскости (центре) симметрии. Для описания возникающего течения используется система уравнений одномерной газодинамики в лагранжевых координатах [1]:

$$\frac{1}{\rho} = r^{\nu-1} \frac{\partial r}{\partial m}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + r^{\nu-1} \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad u = \frac{\partial r}{\partial t} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial m} (r^{\nu-1} p u) = 0. \quad (2)$$

Здесь ν – фактор симметрии, который для плоского и сферического течения равен, соответственно, 1 и 3. Система уравнений (1), (2) замыкается уравнением состояния согласно соотношению [4]:

$$p = (\gamma - 1) [\varepsilon + (1 - W)Q] \rho \quad (3)$$

где Q – удельная теплота реакции, W – массовая доля непрореагировавшего вещества. Данное уравнение состояния использовалось для всей расчётной области – как впереди, так и за фронтом детонационной волны. Для величины W принимается упрощенная схема химической кинетики [3], [4], которая связывает скорость реакции с давлением в веществе

$$\frac{dW}{dt} = -kW^{1/2} \left(\frac{p_N}{p} \right)^\delta \quad (4)$$

Это соотношение представляет собой уравнение упрощённой химической кинетики, которое описывает реакцию в детонационной волне в двухкомпонентном приближении. Постоянная k определяет скорость химической реакции. Показатель степени в формуле (4) в зависимости от взрывчатого вещества может иметь значение $\delta = 1 \div 5$. Следует отметить, что для форму-

лы (4) необходимо ввести дополнительное условие $dW/dt = 0$, если $p < p_N$, что позволяет локализовать зону химической реакции областью за фронтом ударной волны.

Для численного решения системы (1), (2) применяется полностью консервативная разностная схема [5]. Данная схема использовалась в [1] для расчёта гидродинамики одномерного взрыва. Она легко адаптируется для решения данной задачи изменением уравнения состояния и добавлением уравнения химической кинетики (4).

Известно, что скорость движения стационарной детонационной волны Чепмена-Жуге зависит от удельного энерговыделения [6]. В случае сильной детонации связывающее их соотношение имеет следующий вид:

$$D = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \quad (6)$$

Массовая скорость, плотность, давление и скорость звука в веществе за фронтом детонации определяются выражениями:

$$u_s = \frac{1}{\gamma+1}D, \quad \rho_s = \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0, \quad p_s = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma+1}, \quad c_s = \frac{\gamma}{\gamma+1}D. \quad (7)$$

Течение между плоскостью (центром) симметрии и детонационной волной состоит из области неподвижных продуктов реакции с постоянными значениями плотности и давления и области волны разрежения, фронт которой совпадает с фронтом детонационной волны. Распределение параметров в плоской детонационной волне описывается соотношениями:

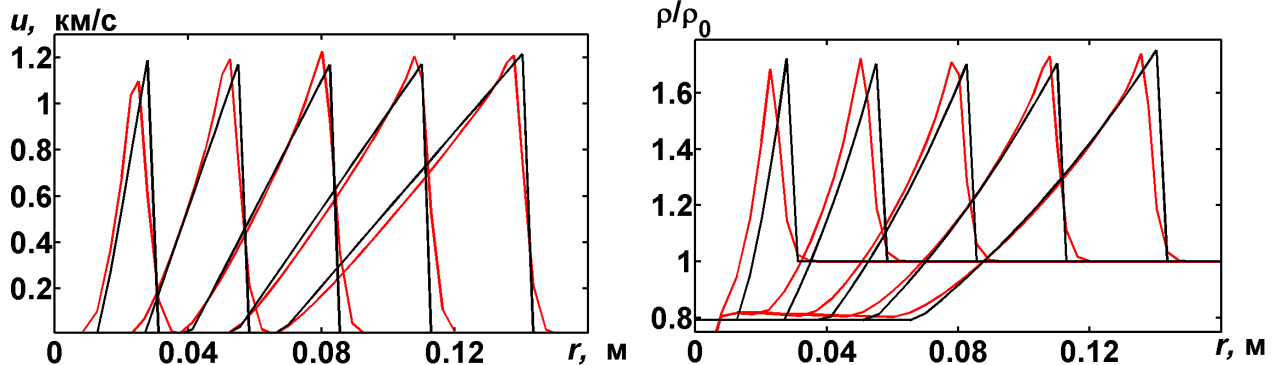
$$0 \leq \frac{x}{t} \leq \frac{D}{2}: u = 0, \quad \frac{D}{2} \leq \frac{x}{t} \leq D: u = \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{x}{t} - \frac{D}{2} \right). \quad (8)$$

$$0 \leq \frac{x}{t} \leq \frac{D}{2}: \rho = \rho_s \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}}, \quad \frac{D}{2} \leq \frac{x}{t} \leq D: \rho = \rho_s \left[1 - \frac{\gamma-1}{2c_s} (u_s - u) \right]^{\frac{2}{\gamma-1}} \quad (9)$$

$$0 \leq \frac{x}{t} \leq \frac{D}{2}: p = p_s \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}, \quad \frac{D}{2} \leq \frac{x}{t} \leq D: p = p_s \left[1 - \frac{\gamma-1}{2c_s} (u_s - u) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (10)$$

В случае сферической детонации аналитическое решение отсутствует, однако полученное численное решение для автомодельной сферической волны в качественном отношении подобно (8)–(10)

Сравним численное решение плоской задачи о движении детонационной волны с соответствующим автомодельным решением (8-10). Давление в невозмущённой среде составляло $p_0 = 100$ кПа, плотность $\rho_0 = 1.29$ кг/м³, удельное тепловыделение $Q = 4$ МДж/кг, показатель адиабаты вещества $\gamma = 1.4$, $\delta = 4$. Детонация инициируется в плоскости симметрии, и, поскольку область инициирования мала, численное решение должно достаточно быстро выйти на автомодельные зависимости.



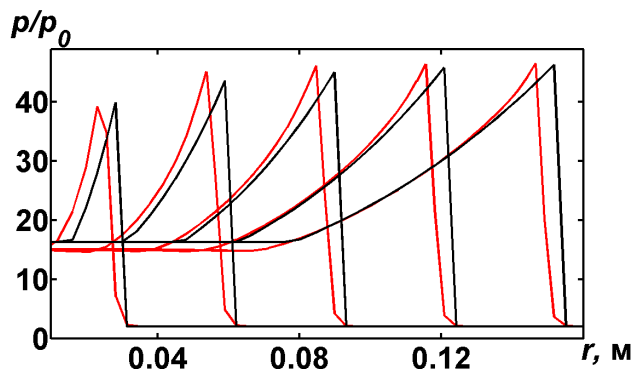


Рис. 1. Профили скорости, плотности и давления в плоской детонационной волне в последовательные моменты времени. Красный цвет – численное моделирование, черный – решение автомодельной задачи. Временной интервал между профилями 10 мкс, первый момент соответствует $t = 10$ мкс

Сравнение решений на рис. 1 показывает, что имеется хорошее соответствие между численным и аналитическим решением. Скорость волны детонации сохраняется постоянной и равной $D = 2.8$ км/с, она также близка к своему теоретическому значению.

Для того, чтобы провести аналогичное сравнение для сферического случая, необходимо численно решить следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$[(\gamma + 1)\xi - u]u' = \gamma^2 c^2 \frac{\rho'}{\rho}, \quad \{[(\gamma + 1)\xi - u]^2 - \gamma^2 c^2\}u' = \gamma^2 c^2 \frac{u}{\xi} \quad \xi = \frac{r}{Dt} \quad (11)$$

где ξ - безразмерная координата, а ρ , u и c соответственно безразмерные плотность, массовая скорость и скорость звука, которые определяются, как отношение искомой величины к её фронтovому значению.

Решив численно данную систему уравнений и приведя её к размерному виду, используя соотношения (7), мы можем сравнить автомодельный профиль с профилем, полученным в результате численного моделирования. Иницирование детонации происходило в центре симметрии.

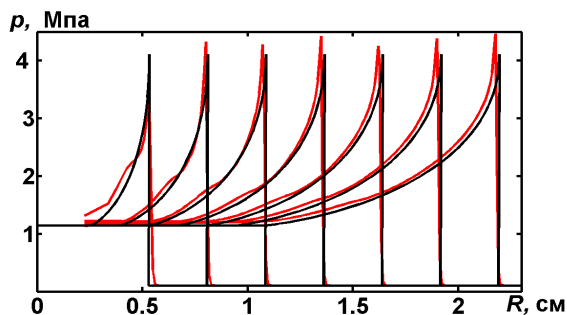
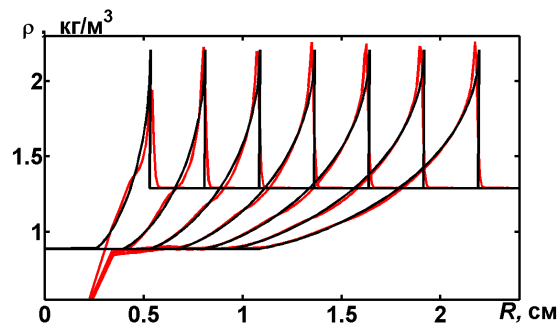
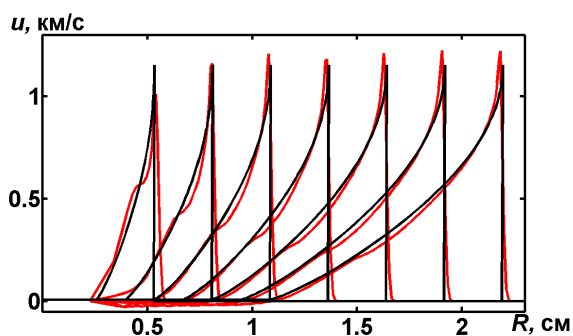


Рис. 2. Профили скорости, плотности и давления в плоской детонационной волне в последовательные моменты времени. Красный цвет – численное моделирование, черный – решение автомодельной задачи. Временной интервал между профилями 2 мкс, первый момент соответствует $t = 2$ мкс

На рисунке 2 проведено сравнение автомодельного решения с численным расчётом. Как и в плоском случае мы видим хорошее соответствие численного решения и автомодельных профилей.

Следует отметить, что автомодельное решение получается лишь в том случае, если зона реакции сравнима по размеру с ячейкой сетки. В случае, когда мы разрешаем зону реакции, за фронтом детонационной волны возникает узкая область химипика, где значения давления плотности и массовой скорости больше автомодельных.

Результаты вычислительных экспериментов, проведенных для плоской и сферической геометрии взрыва, показывают, что данная модель вполне адекватно описывает гидродинамику процесса детонации. Это позволяет интегрировать ее в программный комплекс по описанию гидродинамики ближней зоны взрыва с учётом процесса детонации.

Рассмотрим ударную волну в воздухе, которая была инициирована детонационной волной, выходящей из продуктов ВВ. Интерес представляет её сравнение с результатами, полученными при моделировании ближней зоны взрыва в приближении мгновенной детонации [3]. Для этого было смоделирован взрыв тротилового шара массой 5 кг. Радиус сферы – 9 см. Удельное энерговыделение тротила равно $Q=4.2$ МДж/кг, плотность - $\rho_e = 1660$ кг/м³. В приближении мгновенной детонации плотность горячей области была равна $\rho_e = 2200$ кг/м³, а давление было равно $p_0 = 18.5$ ГПа. Показатель адиабаты продуктов взрыва принимался равным $\gamma=3$. Давление в невозмущённой среде составляло $p_0 = 100$ кПа, плотность $\rho_0 = 1.29$ кг/м³. Из-за более высокой плотности радиус горячей области меньше радиуса тротилового шара и равен 8 см.

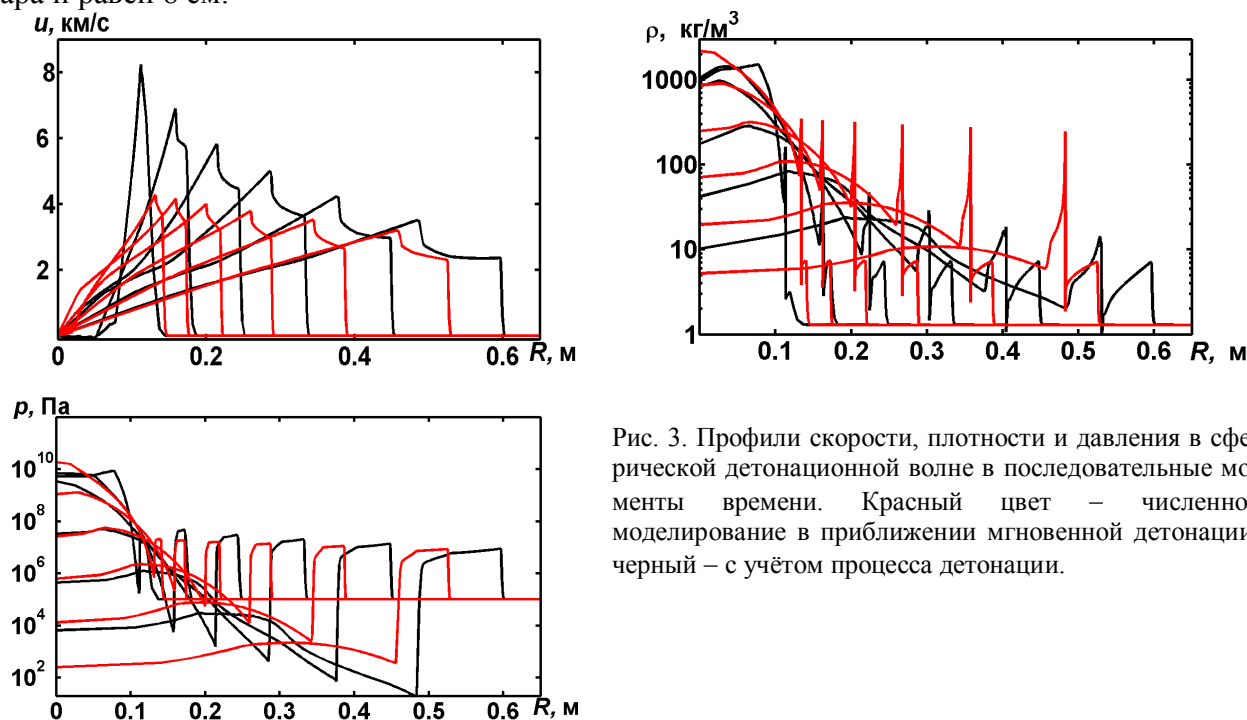


Рис. 3. Профили скорости, плотности и давления в сферической детонационной волне в последовательные моменты времени. Красный цвет – численное моделирование в приближении мгновенной детонации, черный – с учётом процесса детонации.

Результаты расчёта приведены на рисунке 3.

Хорошо видно, что несмотря на то, что детонационной волне необходимо пройти расстояние от оси симметрии до контактного разрыва, ударная волна, инициированная детонационной волной, обгоняет ударную волну, инициированную простым распадом разрыва. Это связано с заметно более высокими значениями пиковых давлений в первом случае, чем во втором. Особенно показательными в этом случае являются графики фронтовых значений давления и скорости, которые представлены на рисунке 5.

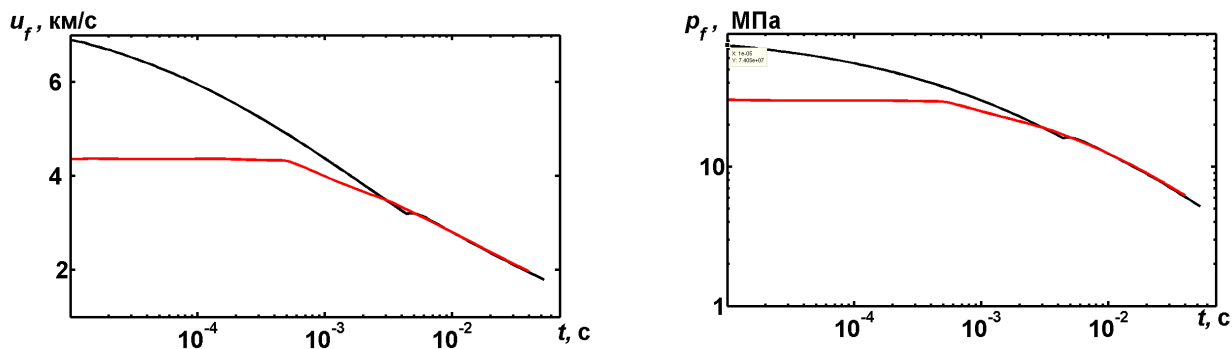


Рис. 4. Зависимости давления и массовой скорости на фронте ударной волны от времени. Красный цвет – приближение мгновенной детонации, чёрный – начальная фаза взрыва с учётом детонации

На графиках видно, что фронтовые значения скорости и давления заметно отличаются друг от друга. Давление в начальные моменты времени в 3 раза, а массовая скорость в 2 раза больше в случае, если мы учитываем процесс детонации. Однако с течением времени это различие уменьшается и к времени $t=100$ мкс исчезает. За это время ударная волна проходит порядка 50 см, что составляет примерно 6 радиусов заряда.

Аналогичные графики были построены и для плоского случая.

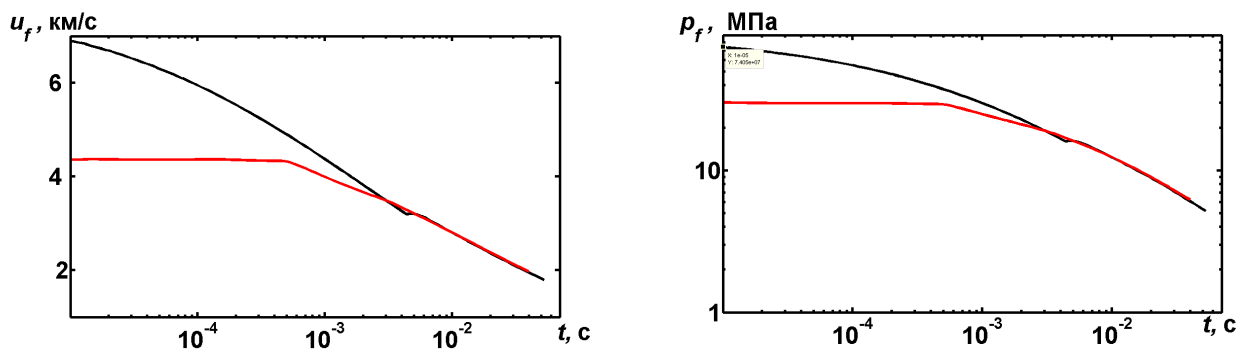


Рис. 5. Зависимости давления и массовой скорости на фронте ударной волны от времени в случае плоской симметрии. Красный цвет – приближение мгновенной детонации, чёрный – начальная фаза взрыва с учётом детонации

В этом случае начальный размер области был равен $R_0=12.95$ см, $Q=4.2$ МДж/кг. Остальные параметры были такие же, как в сферическом случае. Красная кривая на рисунке 5 имеет область с постоянными значениями фронтовой массовой скорости и времени. Эта область соответствует автомодельному решению задачи о распаде плоского разрыва. Как и в сферической симметрии, массовая скорость и давление с учётом детонации значительно выше, чем в приближении мгновенной детонации. Однако следует отметить, что если в случае сферической симметрии пиковое давление и скорость становились равными на расстоянии порядка 6 радиусов начальной области, то плоской задачи это расстояние значительно больше и равно $d \approx 200 \div 300$ толщинам заряда.

Из приведённых расчётов следует, что учёт детонационных процессов заметно влияет на параметры в ближней зоне взрыва. Пиковые значения давления и скорости при учёте процесса детонации оказываются больше, чем в случае приближения мгновенной детонации. Разница сохраняется до тех пор, пока масса охваченного движением воздуха не сравнится по порядку с массой продуктов взрыва, что в случае взрыва конденсированного вещества происходит лишь на расстояниях $5 \div 7$ радиусов заряда. На больших расстояниях отличия в решениях становятся малыми, и приближение мгновенной детонации даёт вполне приемлемые результаты.

Обозначения

ρ – плотность, ρ_s – плотность на фронте детонационной волны, ρ_0 – плотность невозмущенного вещества, кг/м³; p – давление, p_s – давление на фронте детонационной волны, p_0 – давление в невозмущенной среде, p_N – давление Неймана, Па; u – массовая скорость продуктов детонации, D – скорость детонационной волны, м/с; Q – удельное тепловыделение, ε – удельная внутренняя энергия, Дж/кг; W – массовая доля непрореагировавшего вещества; γ – показатель адиабаты.

Литература

1. Stepanov K.L., Stankevich Yu. A. Hydrodynamics of the initial phase of explosion. Models and software for modeling explosions and estimation of their consequences. Preprint НМТИ, 2008, N 4, 51 p.
2. Alhussan K., Stepanov K.L., Stankevich Y.A. et al. Hydrodynamics of the initial phase of explosion // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54, Issues 7–8, P. 1627–1640.
3. Морозов Д.О., Степанов К.Л. Параметры ударных волн при взрывах топливно-воздушных смесей и конденсированных взрывчатых веществ // Вестник Командно-инженерного института МЧС РБ, 2011, № 2 (13), С. 62–69.
4. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985. 384 с.
5. Самарский А.А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач гидродинамики. М.: Наука. 1980. 352с.
6. Ландау Л.Д. Лившиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 712с.