

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ И ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОКУМУЛЯТИВНЫХ ЗАРЯДОВ НА ПРЕГРАДЫ

М.Х. Абузьяров, А.В. Кочетков, С.В. Крылов, Е.В. Цветкова

*Научно-исследовательский институт механики Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, Россия*

Излагается численная методика решения плоских и осесимметричных связанных задач детонации газокумулятивных зарядов и их воздействия на упругопластические преграды. Методика построена на основе единого модифицированного разностного метода С.К. Годунова как для расчета энерговыделения при детонации и движения газа, так и для расчета динамического деформирования упругопластических преград. Приводятся результаты численных исследований процесса образования газовой высокоскоростной струи в плоских П-образных зарядах небольшого удлинения. Анализируется влияние формы заряда на параметры образующейся газокумулятивной струи. Приведены результаты исследований процессов взаимодействия кумулятивных струй со стальной преградой, помещенной на грунтовое основание. Численные результаты качественно соответствуют известным экспериментальным данным.

NUMERICAL MODELING OF DETONATION AND ACTION OF GAS- CUMULATIVE CHARGES ON SOLID OBSTACLES

M.Kh. Abuzyarov, A.V. Kochetkov, S.V. Krylov and Ye.V. Tsvetkova

Research Institute for Mechanics of N.I. Lobachevsky State University, Nizhni Novgorod, 603950, Russia

A numerical method for solving plane and axisymmetric coupled problems of detonation of gas-cumulative charges and their action on elastoplastic obstacles is presented. The method, which is based on a modified Godunov scheme, is used to calculate the energy release during detonation and gas motion as well as the dynamic deformation of elastoplastic obstacles. The results of the numerical analysis of high velocity gas jet generation in plane short П-charges are described. The influence of the charge shape on the gas-cumulative jet parameters is examined. The results of investigation of the interaction between the cumulative jets and the steel plate mounted on a ground base are given. The results of numerical simulations are in qualitative agreement with the available experimental data.

1. Введение

Газокумулятивные заряды находят применение в различных областях науки и техники. Так, например, они используются для разрушения тонкостенных элементов конструкций [1], для разгона компактных тел до сверхвысоких скоростей [2] и так далее. Изучение процессов, происходящих при детонации газокумулятивных зарядов, производилось ранее аналитическими и экспериментальными методами [3]. Однако, в силу ограниченности возможностей как аналитических, так и экспериментальных подходов, многие особенности протекающих процессов до сих пор остаются невыясненными.

Современные численные методы имеют гораздо больший потенциал и позволяют решать сложные нелинейные задачи, включающие генерацию и распространение ударных и детонационных волн в твердых телах и в газах с возможными фазовыми переходами твердой фазы в газ и последующим ударно-волновым нагружением деформируемых тел и конструкций. В данной работе для моделирования указанных

процессов используется единый численный метод – метод С.К. Годунова [4], основанный на интегрировании законов сохранения с использованием решения задачи о «распаде разрыва».

2. Математическая постановка задачи

Постановка задачи (Рис. 1) соответствует условиям проведения экспериментальных исследований [1]. На стальной пластине, покоящейся на грунтовом основании, находится П-образный газокумулятивный заряд взрывчатого вещества (ВВ) небольшого удлинения. Инициация детонации производится по верхней границе заряда. Требуется описать в связанной постановке процессы распространения детонационной волны, формирования газокумулятивной струи в полости заряда и ее воздействие на преграду, упругопластическое деформирование преграды и грунта. В силу симметрии рассматривается полуплоскость области определения задачи. Для описания двумерных процессов динамического деформирования используются уравнения механики сплошных сред в виде [5]:

$$\begin{aligned}
 \rho_{,t} + (\rho u)_{,r} + (\rho v)_{,z} &= -\gamma \rho u / r, \\
 (\rho u)_{,t} + (\rho u^2 + p - S_{rr})_{,r} + (\rho uv - S_{rz})_{,z} &= \gamma(2S_{rr} + S_{zz} - \rho u^2) / r, \\
 (\rho v)_{,t} + (\rho vu - S_{rz})_{,r} + (\rho v^2 + p - S_{zz})_{,z} &= \gamma(S_{rz} - \rho vu) / r, \\
 e_{,t} + ((e + p - S_{rr})u - S_{rz}v)_{,r} + ((e + p - S_{zz})v - S_{rz}u)_{,z} &= \gamma((S_{rr} - e - p)u + S_{rz}v) / r, \\
 S_{rr,t} + uS_{rr,r} + vS_{rr,z} - S_{rz}(u_{,z} - v_{,r}) + \lambda S_{rr} - 2/3\mu(2u_{,r} - v_{,z}) &= -\gamma 2/3\mu u / r, \\
 S_{zz,t} + uS_{zz,r} + vS_{zz,z} - S_{rz}(v_{,r} - u_{,z}) + \lambda S_{zz} - 2/3\mu(2v_{,z} - u_{,r}) &= -\gamma 2/3\mu v / r, \\
 S_{rz,t} + uS_{rz,r} + vS_{rz,z} + (S_{rr} - S_{zz})(u_{,z} - v_{,r})/2 + \lambda S_{rz} - \mu(u_{,z} + v_{,r}) &= 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где p – давление; ρ – плотность; u, v – компоненты скорости по осям r и z соответственно; e – полная удельная энергия; S_{rr}, S_{zz}, S_{rz} – компоненты дивергента тензора напряжений; μ – модуль сдвига; γ, λ – параметры ($\gamma=0$ для плоской задачи, $\gamma=1$ – для осесимметричной; $\lambda=0$ при упругом деформировании). Индекс после запятой означает дифференцирование по соответствующей переменной.

Система уравнений (1) замыкается уравнениями состояния (УРС) с соответствующими параметрами. Для воздуха и продуктов взрыва (ПВ) полагается, что $S_{rr} = S_{zz} = S_{rz} = 0$, $e - \rho(u^2 + v^2)/2 = p/(\chi - 1)$. В силу близости термодинамических свойств воздуха и ПВ зависимость показателя адиабаты χ от ρ принимается единой для обеих сред $\chi = 1,25 + 1,13 \cdot (\rho / \rho_{BB})$, где ρ_{BB} – плотность ВВ.

Процессы в плотных сжимаемых средах (металл, грунт) описываются баротропным УРС вида $p = p(\rho)$, позволяющим избежать интегрирования уравнения сохранения энергии [5]. Для металлической пластины с плотностью материала ρ_0 это будет УРС идеального упругопластического тела $p = K\varepsilon$, где K – модуль объемного сжатия, $\varepsilon = 1 - \rho_0 / \rho$, – объемная деформация. Критерием перехода из упругого напряженно-деформированного состояния в пластическое является условие текучести Мизеса:

$$J_2 = 1/2 S_{ij} S_{ij} \geq 1/3 \sigma_T^2, \tag{2}$$

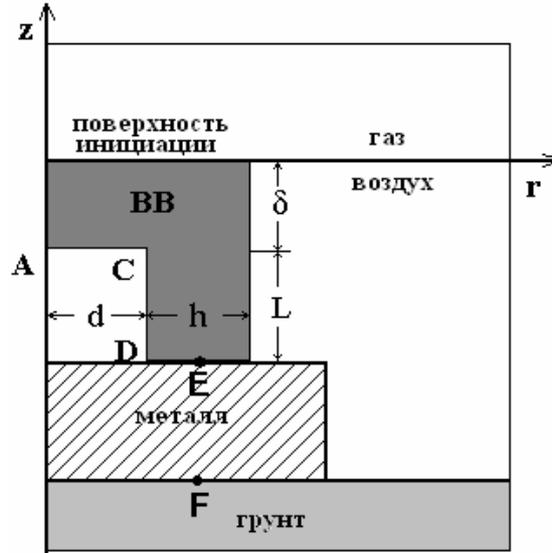


Рис. 1. Постановка задачи

где J_2 – второй инвариант девиатора тензора напряжений S_{ij} ; σ_T – предел текучести. В соответствии с [6], в этом случае происходит коррекция компонент девиатора напряжений умножением на параметр $\lambda = \sigma_T / \sqrt{3J_2}$.

Для описания деформирования грунтового основания используется модель С.С. Григоряна, учитывающая нелинейность и необратимость диаграммы объемного сжатия:

$$p = \begin{cases} f_n(\rho), & dp/dt > 0, \\ f_p(\rho, \rho^*), & dp/dt \leq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь ρ^* – максимальная плотность, а $p^* = f_n(\rho^*)$ соответствующее ей максимальное давление, до которого была сжата рассматриваемая частица в процессе нагружения. Если после нагружения до давления p^* давление в частице начинает падать (идет процесс разгрузки), то связь между давлением и плотностью описывается вторым уравнением зависимости (3). Причем на этапе разгрузки полагается $d\rho^*/dt = 0$. Связь между давлением и плотностью задается вторым уравнением из (3) и в том случае, когда после падения давление вновь начинает возрастать (догрузка), не превышая при этом p^* . В условии (2) предел текучести полагается переменным, зависящим от давления p : $\sigma_T = \sigma_T(p) = \sigma_0 + kp / (1 + kp / (\sigma_M - \sigma_0))$, где σ_0 , σ_M , k – константы грунтовой среды (σ_0 – сцепление; σ_M – предельная прочность; k – коэффициент внутреннего трения).

На границах контакта ВВ с пластиной, пластины с грунтом ставится условие непроникания и отсутствия трения. В этом случае на контактной поверхности отсутствуют сдвиговые напряжения и полагаются равными нормальные компоненты скоростей взаимодействующих сред. При $r = 0$ выполняется условие симметрии ($u = 0$). В начальный момент времени все среды покоятся, напряжения и деформации отсутствуют, $p_0 = 0,1$ МПа.

В основе моделирования процесса распространения детонации в заряде ВВ лежит гидродинамическая теория детонации [3]. Согласно этой теории детонационная волна

является ударной волной, на фронте которой за счет химических реакций происходит мгновенное энерговыделение, поддерживающее процесс ее распространения в соответствии с принципом Гюйгенса (каждая точка ВВ, до которой доходит детонационная волна, становится источником детонации и независимо излучает детонационную волну). Скорость распространения детонационной волны $D_{ВВ}$ постоянна, и детонация от места инициации распространяется по лучам. Энерговыделение, вызванное химическими реакциями, учитывается введением в выражение энергии дополнительного слагаемого

$$\Delta e = \rho_{ВВ} Q \quad (4)$$

в тех точках ВВ, которые располагаются на фронте детонационной волны [7]. Здесь Q – калорийность ВВ.

3. Метод численного решения

Решение уравнений (1–3) осуществляется методом Годунова, модифицированным для решения плоских и осесимметричных задач динамики сжимаемых сред с необратимыми объемными и сдвиговыми деформациями на подвижных эйлерово-лагранжевых сетках [5]. Модификации [8] позволяют повысить точность схемы до второго порядка, сохраняя монотонность. Применяется следующий подход к решению задачи о распаде произвольного разрыва, используемой на этапе «предиктор» схемы Годунова. Для процессов деформирования, где преобладают большие по сравнению со сдвиговыми объемные деформации, используется решение задачи о распаде произвольного разрыва для системы (1) и нелинейного УРС вида (3) при $S_{rr} = S_{zz} = S_{rz} = 0$. Такой подход оправдан для задач динамики грунтовых и других сильно пористых сред при высоких (взрывных, ударных и т.п.) нагрузках. В случае же невысоких давлений, а также для металлов используется решение задачи о распаде разрыва в рамках линеаризованного одномерного аналога системы (1) и УРС в форме (3), также линеаризованного. Согласно используемой математической модели распространения детонационной волны, в численной реализации процесса применяется следующий алгоритм. Все ячейки, располагающиеся в области, занимаемой ВВ, разделяются на прдетонирувавшие и непрдетонирувавшие. На каждом шаге по времени для каждой непрдетонирувавшей ячейки четырехугольной сетки анализируется окрестность из соседних восьми ячеек. Если «сосед» принадлежит области ВВ и уже прдетонировал, то определяется время распространения детонационной волны из центра его инициации до центра интегрируемой ячейки по прямой линии (по лучу). Если же такой луч провести нельзя (например, для невыпуклых областей), то соседняя прдетонирувавшая ячейка сама считается источником, и время, соответствующее моменту детонации интегрируемой ячейки, рассчитывается как сумма времени детонации «соседа» и времени, необходимого для распространения детонационной волны из центра «соседа» до ее центра. После опроса всех «соседей» выбирается наименьшее время, которое и является моментом детонации этой ячейки. Если физическое время процесса превышает момент детонации, ячейка считается прдетонирувавшей и к ее энергии добавляется величина Δe (4). Иначе ячейка считается непрдетонирувавшей. Изложенная выше методика численного решения задачи с выделением подвижных контактных границ между газом и металлом, металлом и грунтом реализована в пакете программ «Динамика-2» [9].

4. Результаты численного исследования газокумулятивных процессов

С целью анализа особенностей процессов, происходящих при детонации зарядов различной формы, на первом этапе решалась газодинамическая часть задачи в плоской постановке ($\gamma=0$) без учета взаимодействия с преградой. Расчетная область имела размеры 20×15 см по оси z и r соответственно. Расчеты производились до момента времени $10 \div 13$ мкс. На внешних искусственных границах ставились условия экстраполяции нулевого порядка [10]. Размеры области выбирались таким образом, чтобы за заданный промежуток времени условия на ее внешних границах не успевали оказать влияние на процессы течения в окрестности заряда. В процессе решения влияние границ постоянно контролировалось.

Размеры рассмотренных ниже зарядов аналогичны рассмотренным в работе [1]. Заряд ВВ характеризовался следующими параметрами: $D_{ВВ} = 7,8$ км/с, $\rho_{ВВ} = 1,52$ г/см³, $Q_{ВВ} = D_{ВВ}^2 / (2 \cdot (\chi^2 - 1))$. Инициация заряда осуществлялась по его верхней поверхности.

Для исследования внутренней сходимости задачи проведены расчеты для заряда с размерами $h = 2$ см, $L = 2$ см, $\delta = 2$ см, $d = 2$ см на последовательности сеток из квадратных ячеек со сторонами 0,1, 0,05, и 0,025 см. На рисунке 2 представлены распределения давления и компоненты скорости v на плоскости симметрии заряда в момент времени 5 мкс, который соответствует окончанию детонации. По давлению и

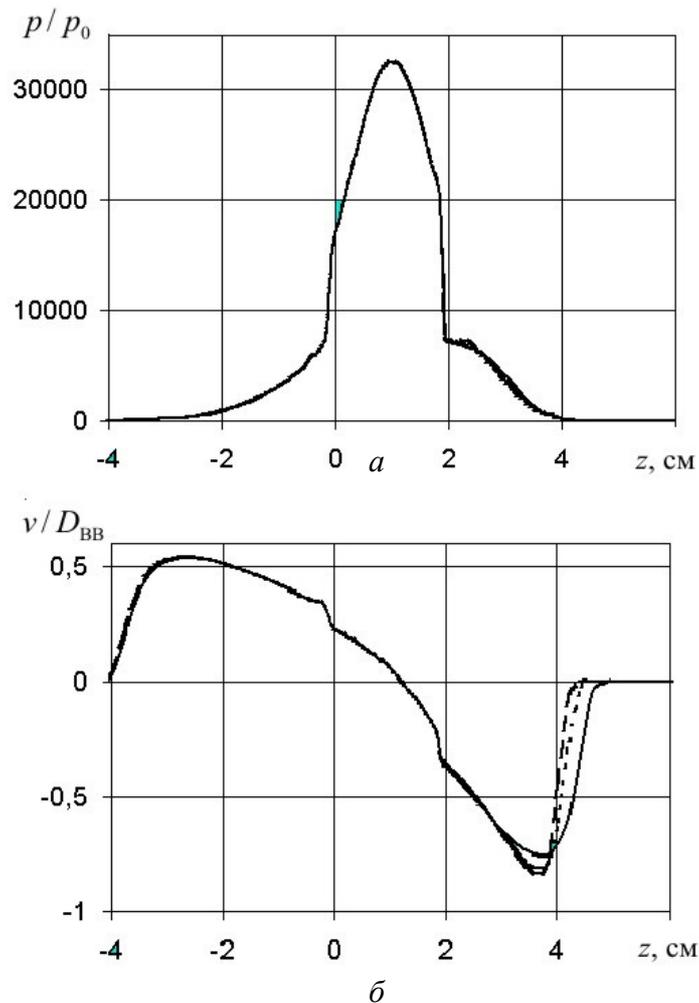


Рис. 2. Распределение давления (а) и компоненты скорости v (б) на плоскости симметрии заряда на сетках из квадратных ячеек со сторонами 0,1 см (сплошная линия), 0,05 см (пунктирная линия) и 0,025 см (штриховая линия)

плотности результаты решений практически совпадают на всех трех сетках. Некоторые отличия (порядка 6,5%) наблюдаются в распределении скорости v . При этом разница в решениях на сетках со сторонами ячеек 0,05 и 0,025 см составляет не более 3% на выходе из полости заряда. В остальной области течения ошибка значительно меньше, что свидетельствует о сходимости численного решения. Также просчитаны варианты с комбинированной сеткой, а именно с размером ячейки внутри полости заряда 0,05 см, а в остальной области – 0,1 см. Результаты практически совпадают с результатами расчетов, когда вся область покрывалась ячейками размером 0,05 см. Поэтому дальнейшие исследования проводились на комбинированных сетках.

На рисунке 3 изображены изолинии плотностей в моменты времени 4,5, 7,0, 8,5 и 9,5 мкс от начала инициации (фрагменты a – z) и изолинии компоненты скорости v в моменты 8,5 и 9,5 мкс (фрагменты d , e). На рисунке 3, a пунктирной линией показано положение контактной границы между ПВ и воздухом (ее положение получено из решения этой же задачи на подвижной сетке с выделением контактной границы по аналогии с контактной границей «воздух – преграда»; вследствие сильного искажения сеток проведение расчетов по этой методике до более поздних моментов времени становится невозможным). К моменту времени 2,5 мкс плоская детонационная волна «добегает» до грани АС. После этого она начинает распространяться по опоре заряда, а с грани АС распространяются волны сжатия в полость заряда. К моменту времени 4,5 мкс заряд еще окончательно не продетонировал, а с его граней АС и CD формируются потоки продуктов детонации, которые вытесняют воздух из полости и взаимодействуют друг с другом. Это взаимодействие приводит к образованию области двукратного сжатия, увеличивающейся в размерах и заполняющей с течением времени почти всю полость заряда (Рис. 3, b). Сгущение изолиний плотности K в окрестности границы начального положения ВВ (фрагменты a – z) обусловлено большим начальным разрывом между плотностью заряда и плотностью окружающей среды (сначала воздуха, а затем разлетающихся ПВ). Относительно малая подвижность этого разрыва в рассматриваемый интервал времени объясняется тем, что скорость разлета частиц из этой области не превышает 2 км/с и разлет происходит в двух противоположных направлениях вдоль оси z . Аналогичную природу имеет и контактный разрыв, имеющий форму буквы «Н» (Рис. 3, b). Дополнительным фактором, сохраняющим этот разрыв и после завершения детонации заряда, является более быстрый разлет ПВ с нижней грани в силу наличия у ПВ составляющей скорости по оси z за фронтом детонационной волны. При столкновении ПВ, разлетающихся с боковой грани и грани АС, образуются ударные скачки У1 (Рис. 3, e), а затем и У2, как результат взаимодействия бокового потока ПВ с областью двукратного сжатия. Далее при отражении ПВ от плоскости симметрии формируется отошедшая ударная волна У3 (Рис. 3, z). За счет взаимодействия сходящихся к плоскости симметрии потоков ПВ к моменту $t = 8$ мкс за фронтом отошедшей ударной волны внутри полости формируется область высокого давления и плотности («кумулятивное ядро»). Эта область имеет большую протяженность с непрерывным уменьшением параметров вдоль оси z . Градиент давления вдоль оси z приводит к дальнейшему разгону ПВ, движущихся из полости заряда (Рис. 3, d , e). Момент 9,5 мкс близок к рассмотренному в работе [1] моменту 4,2 мкс, отсчитываемому после окончания детонации (время детонации заряда ≈ 5 мкс). К этому времени вне полости заряда формируется кумулятивная струя. Из сравнения рисунков 3, b и 3, z следует, что в момент времени $t = 7$ мкс максимальные значения плотности находятся внутри области, которую занимало ВВ в начальный момент времени ($t = 0$). При $t = 9,5$ мкс максимальные значения плотности сконцентрированы вдоль плоскости симметрии заряда. Вне области заряда происходит разлет ПВ. Полученное численно распределение плотностей качественно соответствует экспериментальным данным [1].

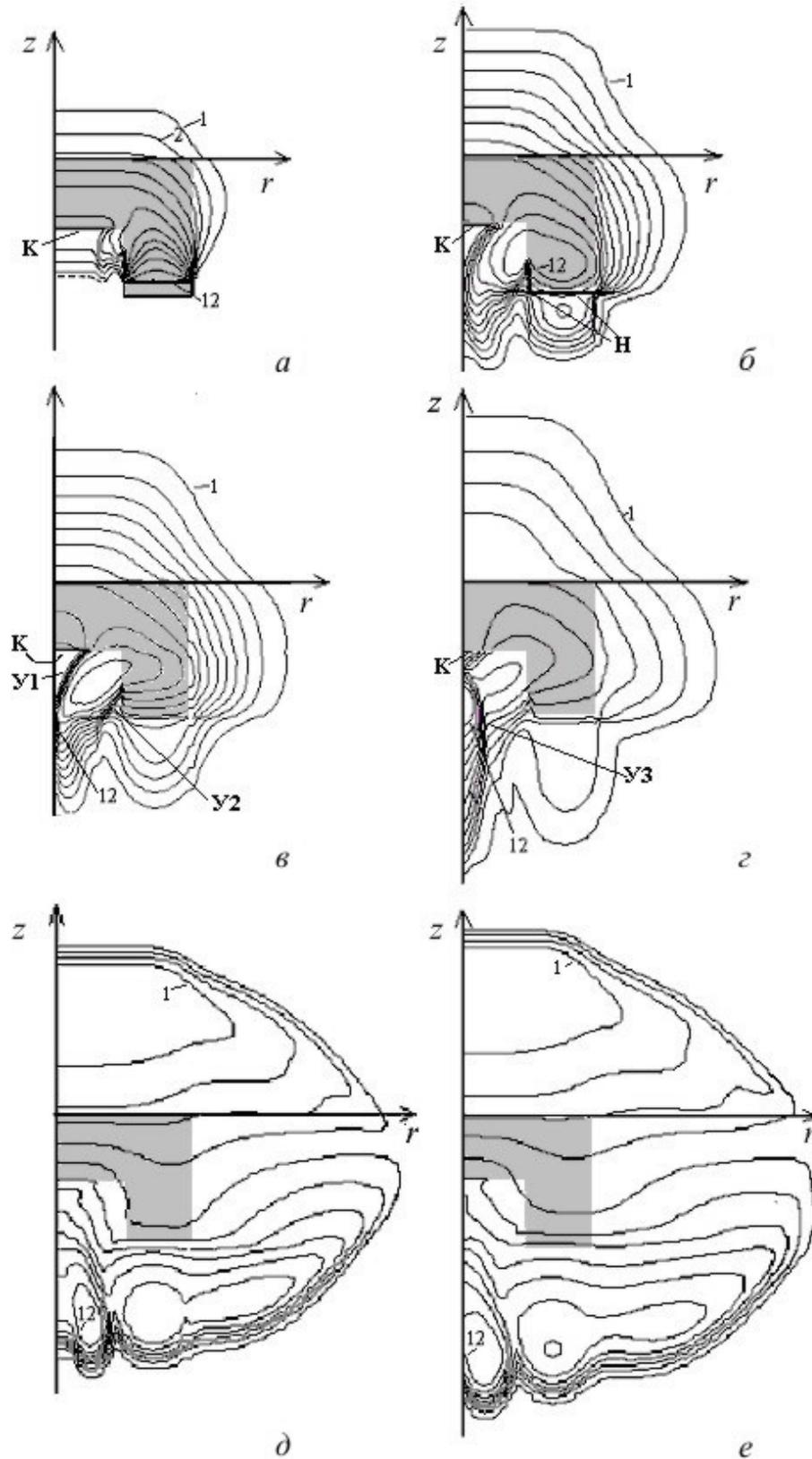


Рис. 3. Изолинии плотности (*a–г*) и компоненты скорости v (*д, e*) с равным интервалом в различные моменты времени: *a* – от $0,16 \text{ г/см}^3$ (цифра 1) до 2 г/см^3 (цифра 12), время 4,5 мкс; *б* – от $0,06 \text{ г/см}^3$ (1) до $0,73 \text{ г/см}^3$ (12), время 7 мкс; *в* – от $0,06 \text{ г/см}^3$ (1) до $0,7 \text{ г/см}^3$ (12), время 8,5 мкс; *г* – от $0,07 \text{ г/см}^3$ (1) до $0,85 \text{ г/см}^3$ (12), время 9,5 мкс; *д* – от $+3,4 \text{ км/с}$ (1) до $-7,7 \text{ км/с}$ (12), время 8,5 мкс; *e* – от $+3,4 \text{ км/с}$ (1) до $-8,8 \text{ км/с}$ (12), время 9,5 мкс. К, Н – контактные разрывы, У1, У2, У3 – ударные волны. Серым фоном показано начальное положение ВВ

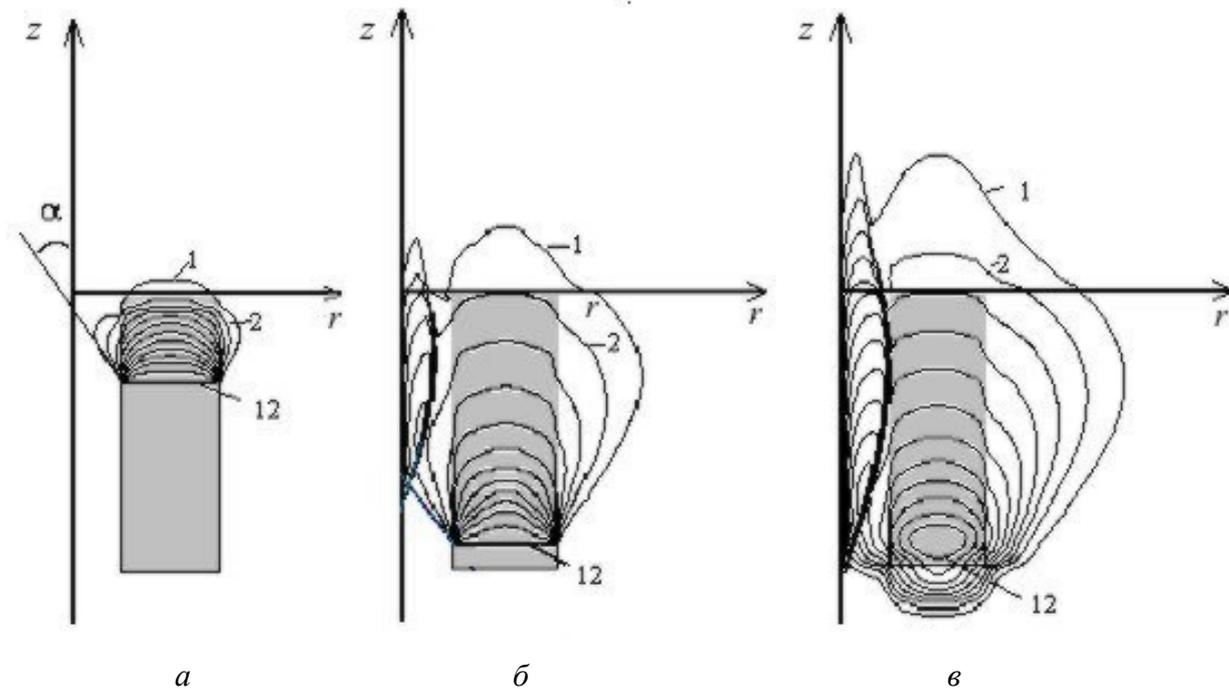


Рис. 4. Изолинии плотности с равным интервалом для заряда без перемычки (*a–в*) в моменты времени 2, 7 и 9 мкс соответственно: *a* – от 0,156 г/см³ (цифра 1) до 2 г/см³ (цифра 12); *б* – от 0,162 г/см³ (1) до 2 г/см³ (12); *в* – от 0,088 г/см³ (1) до 1,13 г/см³ (12). Серым цветом показано начальное положение ВВ

Количественное расхождение связано, в первую очередь, с трехмерностью реального процесса, не учитываемой в расчетах.

В заряде без верхней перемычки, имеющем размеры $h = 2$ см, $L = 6$ см, $\delta = 0$ см, $d = 1$ см [1], кумулятивное ядро образуется внутри полости заряда и характеризуется весьма существенными значениями величин плотности и давления, достигающими своего максимума (почти в два раза превышающего значения соответствующих величин в предыдущем заряде) к моменту времени $t = 9$ мкс. Процесс формирования кумулятивных явлений в заряде иллюстрирует рисунок 4, *a–в*. Полученные численные результаты и качественно, и даже количественно близки к приведенным в [1] экспериментальным распределениям полей плотности. Величина угла разворота потока ПВ в волне разрежения за фронтом детонационной волны (угол $\alpha \approx 33^\circ$ на рисунке 4, *a*) близка к экспериментальному ($\approx 32^\circ$) и теоретическому ($= 36^\circ$) значениям. Лучшее соответствие результатов вычислений экспериментальным данным, наблюдаемое при исследовании второго заряда, объясняется его геометрией, обуславливающей более позднее влияние трехмерности реального процесса.

Оценивая полученные результаты, можно сделать вывод о существенном влиянии формы заряда ВВ на образующуюся кумулятивную струю, ее конфигурацию, время истечения из полости заряда, физические параметры в струе, а, следовательно, и на ее возможную разрушающую силу. Наличие перемычки ее увеличивает.

5. Результаты исследования воздействия кумулятивных струй на преграду

Проведены расчеты действия кумулятивных струй рассмотренных зарядов на стальные преграды. Задачи решались в плоской постановке. Заряд располагался на массивной плите толщиной 30 мм из стали Ст 20 с механическими характеристиками: плотность $\rho = 7,8$ г/см³; модуль объемной деформации $K = 1,67 \cdot 10^5$ МПа; модуль

сдвига $\mu = 7,69 \cdot 10^4$ МПа; предел текучести $\sigma_T = 250$ МПа. Плита покоилась на грунтовом основании. В качестве грунтовой среды использовался песок, уравнение состояния (3) которого имело вид [11]:

$$p = \rho_0 A^2 \cdot \varepsilon / (1 - B\varepsilon)^2 \quad \text{при нагрузке,}$$

$$p = p^* - \rho_0 A^2 (\varepsilon_g - \varepsilon) / (1 - q) \quad \text{при разгрузке,}$$

где $\varepsilon_g = 1 - \rho_0 / \rho_g$; ρ_0 – начальная плотности грунта; ρ_g – предельная плотность, начиная с которой ветви нагружения и разгрузки совпадают; А и В – параметры ударной адиабаты материала; q – коэффициент разгрузки (отношение остаточной деформации к максимально достигнутой в данном цикле нагружения); p^* – максимальное давление, достигнутое в предыдущем процессе активного нагружения. В расчетах использовались следующие значения: $\rho_0 = 1,64$ г/см³; $A = 0,6$ км/с; $B = 1,94$; $\rho_g = 2,38$ г/см³; $q = 0,8$. Кумулятивный эффект оценивался по форме и глубине каверны в момент времени $t = 35$ мкс после окончания детонации. К этому моменту времени заканчивается передача энергии от продуктов детонации к преграде, давление на преграду становится близким к нулю для всех видов зарядов, и пластина продолжает деформироваться фактически инерционно. Для заряда с перемычкой глубина образовавшейся каверны составила 1,6 см, без перемычки – 0,94 см. Полученные результаты качественно совпали с результатами экспериментальных исследований [1], где измерялись остаточные формы выемок.

На рисунке 5, *a*, *б* представлены давление, действующее на стальную преграду со стороны заряда с перемычкой (фрагмент *a*), и противодействие $p(t)$ со стороны грунта на преграду (фрагмент *б*) в зависимости от времени. Из графиков видно, что в пластине возникают значительные растягивающие напряжения.

Напряжения σ_{zz} в некоторых точках на плоскости симметрии пластины показаны на рисунке 6. Положительные значения компонент тензора напряжений σ_{zz} достигают 10 ГПа и выше, что существенно превышает прочность на откол, составляющий для Ст 20 $\approx 3 \div 4$ ГПа [12]. Это свидетельствует о вероятности сквозного разрушения пластины вследствие двух механизмов: образования каверны с лицевой стороны и откола с тыльной, несмотря на наличие грунтового основания.

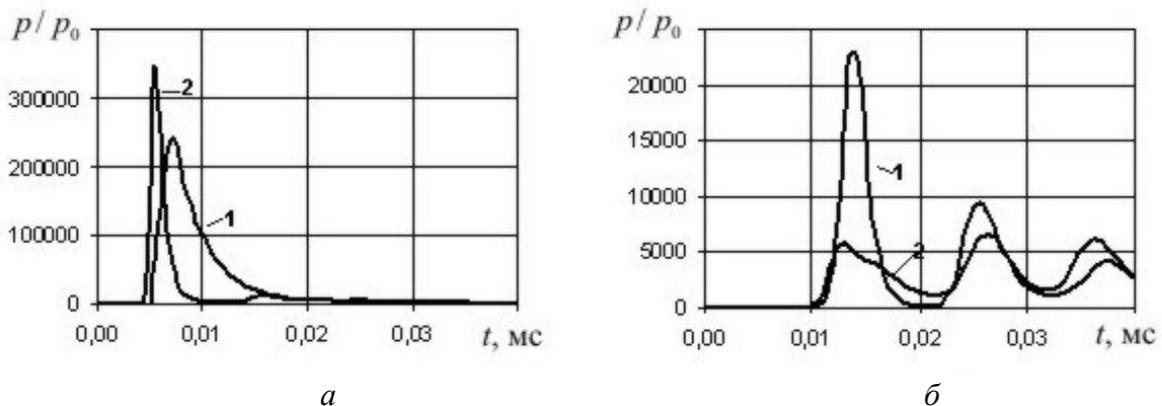


Рис. 5. Давление (*a*) и противодействие (*б*), действующие на стальную преграду в зависимости от времени: кривые 1 – в точке на плоскости симметрии преграды; кривые 2 – в точках Е (*a*) и F (*б*) рисунка 1

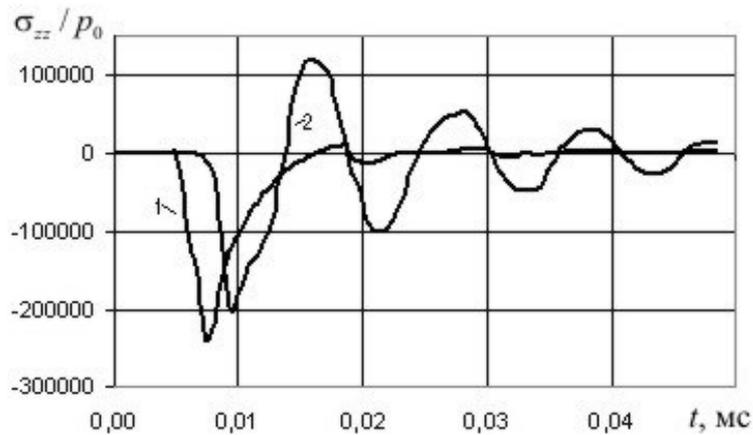


Рис. 6. Зависимость от времени напряжения σ_{zz} на плоскости симметрии пластины. Кривая 1 – вблизи от верхней поверхности, кривая 2 – в середине пластины

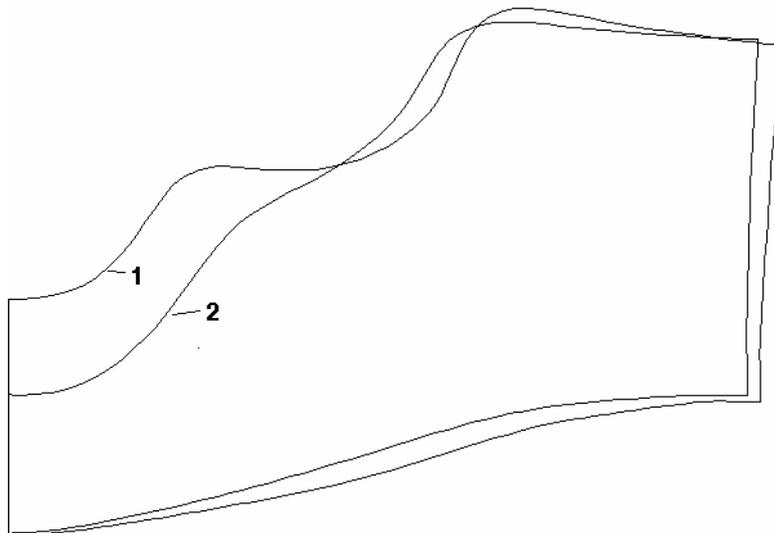


Рис. 7. Формы каверн: 1 – плоская задача; 2 – осесимметричная задача

Описанные выше задачи были просчитаны также в осесимметричной постановке. Полученные результаты не противоречат выводам об эффективности различных зарядов, полученным при решении плоских задач. В осесимметричной постановке влияние формы заряда на его кумулятивные свойства аналогично тому, что наблюдается в плоской задаче. Однако в осесимметричных задачах степень сжатия продуктов детонации на оси симметрии выше, глубина образующейся выемки больше (кривая 2 на рисунке 7).

Проведенные численные исследования свидетельствуют о применимости предложенной методики для расчета детонации газокумулятивных зарядов, формирования струй и их взаимодействия с преградами. Результаты расчетов подтверждаются экспериментальными исследованиями [1]. Среди рассмотренных зарядов небольшого удлинения больший кумулятивный эффект проявляют заряды с верхней перемычкой. Особенности напряженно-деформированного состояния стальной преграды позволяют сделать вывод о ее возможном сквозном разрушении вследствие образования откола с тыльной стороны, несмотря на наличие грунтового основания.

Литература

1. Батъков Ю.В., Ковтун А.Д., Новиков С.А., Скоков В.И., Толстикова Л.А. О механизме формирования газовой высокоскоростной струи // Физика горения и взрыва. – 2001. – Т. 37, № 5, – С.98-103.
2. Мерзиевский Л.А., Титов В.М., Фадеенко Ю.И., Швецов Г.А. Высокоскоростное метание твердых тел // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23, № 5. – С. 77-91.
3. Баум, Ф.А., Орленко Л.Л., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704с.
4. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400с.
5. Абузьяров М.Х., Баженов В.Г., Котов В.Л., Кочетков А.В., Крылов С.В., Фельдгун В.Р. Метод распада разрывов в динамике упругопластических сред // ЖВМиМФ. – 2000. – Т. 40, № 6. – С. 940-953.
6. Кукуджанов В.Н. Метод расщепления упругопластических уравнений // МТТ. – 2004. – № 1. – С. 98-108.
7. Абузьяров, М.Х., Баженов В.Г., Котов В.Л., Кочетков А.В., Крылов С.В. Моделирование взрывных процессов в мягком грунте // II Научная конференция по механике и прочности конструкций, посвященная 80-летию академика Е.А. Негина: Сборник докладов. – Саров: ВНИИЭФ, 2002. – С. 90-100.
8. Abouziarov M., Aiso H. An application of retroactive characteristic method to conservative scheme for structure problems (Elastic-Plastic flows). Hyperbolic Problems: Theory, Numerics and Applications Tenth international conference in Osaka. – 2004. – P. 223-230.
9. Баженов В.Г., Зефиоров С.В., Кочетков А.В., Крылов С.В., Фельдгун В.Р. Пакет программ «Динамика-2» для решения плоских и осесимметричных задач нестационарного взаимодействия конструкций со сжимаемыми средами // Мат. моделирование. – 2000. – Т. 12, № 6. – С. 67-72.
10. Ильгамов М.А., Гильманов А.Н. Неотражающие условия на границах расчетной области. – М.: Физ.-мат. лит., 2003. – 240с.
11. Цветкова Е.В. Исследование удара и проникания деформируемых цилиндрических ударников в мягкий грунт // Прикл. пробл. прочн. и пластичн.: Всесоюз. межвуз. сб. / Нижегородский ун-т. – 2003. – Вып. 65 – С. 112-121.
12. Глушак Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 1992. – 193с.