

ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ ГІРНИЧОГО ВИРОБНИЦТВА

УДК 539.3+624.139.329

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ ПРИ ВЗРЫВЕ СФЕРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ГРУНТОВОМ МАССИВЕ

Н. С. Ремез, канд. техн. наук (ЗАО «Техновзрыв»)

Виконано чисельне моделювання взаємодії вибухових хвиль з циліндричною оболонкою при вибуху сферичного заряду вибухової речовини у ґрунтовому масиві. Конструкція вивчається в рамках нелінійної теорії оболонок типу Тимошенка та інкрементальної теорії пластичності з лінійним кінематичним ущільненням. Ґрунт моделюється пористим базатоконтактним середовищем зі змінним коефіцієнтом об'ємної в'язкості. Отримано залежності взаємодії хвильових процесів в оболонці та ґрунтовому масиві від часу.

При веденні буровзрывних работ в грунтах и горных породах вблизи различных тонкостенных конструкций (газо- и нефтепроводы, линии метро, подземные хранилища, городские коммуникационные сооружения и т. п.) возникает проблема взаимодействия ударных и сейсмических волн с этими конструкциями. Математическое моделирование процессов нелинейного взаимодействия ударных волн с оболочечными структурами приводит к начально-краевым задачам высокой сложности. До настоящего времени решен ряд подобных задач, основанных на упрощенных предположениях о моделях взаимодействующих сред.

Данная работа посвящена исследованию взаимодействия сферической ударной волны с круговой цилиндрической оболочкой в грунтовом массиве.

Рассматривается взрыв сферического заряда взрывчатого вещества (ВВ) радиуса r_0 в грунтовом массиве, расположенного на расстоянии r_1 от тонкостенной полой круговой цилиндрической оболочки бесконечной длины. Полагается мгновенная волновая детонация заряда [1]. До момента достижения головной ударной волной внешней поверхности оболочки движение продуктов детонации и грунта является одномерным. Поэтому их движение описывается в сферической Лагранжевой системе координат в следующем виде:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\sigma_r - \sigma_\theta)}{r}, \quad u = \frac{\partial r}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r^2 \rho u)}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + P \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} - (S_1 \dot{\epsilon}_1 + 2S_2 \dot{\epsilon}_2) = 0, \quad (3)$$

$$\sigma_r = S_1 - P, \quad \sigma_\theta = S_2 - P, \quad (4)$$

$$\dot{\epsilon}_1 = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \dot{\epsilon}_2 = \frac{u}{r}, \quad (5)$$

где ρ – плотность; t – время; r – пространственная координата; u – массовая скорость; $\sigma_r, \sigma_\theta, S_1, S_2$ – компоненты тензора и диватора тензора напряжений; ϵ_1, ϵ_2 – компоненты тензора деформаций; P – среднее гидростатическое давление; $\bar{V} = V/V_0$ – удельный объем; e – внутренняя удельная энергия.

Движение продуктов детонации и грунта после начала взаимодействия волны с оболочкой становится двухмерным. Следует отметить, что поставленная задача на этом этапе по сути является трехмерной. Однако из экспериментальных исследований известно, что при значительной удаленности заряда от оболочки и достаточно большом отношении длины оболочки к ее радиусу корректно рассматривать плоскую задачу взаимодействия оболочки с ударной волной. Введем декартову систему координат таким образом, что ось цилиндра проходит через точку o перпендикулярно плоскости roz , а ось oz направлена по ходу распространения волны. Тогда в силу симметрии относительно oz решение ищется в верхней полуплоскости. Уравнения движения ПД и грунта в этом случае будут иметь вид

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial r} + \frac{\tau_{zr}}{r} = \rho \frac{du}{dt}; \quad u = \frac{dz}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = \rho \frac{d\omega}{dt}; \quad \omega = \frac{dr}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\omega}{r}; \quad V = \frac{\rho_0}{\rho}, \quad (8)$$

$$\sigma_{zz} = S_{zz} - P; \quad \sigma_{rr} = S_{rr} - P. \quad (9)$$

где $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, S_{rr}, S_{zz}$ – компоненты тензора и диватора тензора напряжений; τ_{zr} – касательное напряжение; ρ_0, ρ – начальная и текущая плотности среды.

Грунт моделируется твердой пористой многокомпонентной вязко-пластической средой с переменным коэффициентом объемной вязкости, уравнение объемного сжатия и разгрузки которой имеет вид, приведенный в [2]. Условие пластичности грунта принято в виде уравнения Мизеса–Боткина.

Поведение продуктов детонации описывается двучленной изоэнтропой [1]:

$$P = A\rho^n + B\rho^{\gamma-1}, \quad (10)$$

где A, B, n, γ – экспериментальные коэффициенты.

Поведение оболочки описывается в рамках геометрически нелинейной теории оболочек типа Тимошенко и инкрементальной теории пластичности с линейным кинематическим упрочнением [3, 4].

В начальный момент времени грунт предполагается невозмущенным при постоянной плотности ρ_0 и давлении P_0 . Продукты детонации имеют одинаковую плотность ρ_n , равную плотности ВВ, и давление P_n .

Начальными условиями для двухмерной задачи служит распределение параметров термодинамических величин в грунте, полученных из решения одномерной задачи на момент выхода ударной волны на внешнюю поверхность оболочки. Начальное состояние оболочки предполагается ненапряженным.

Граничными условиями являются:

1) условие непрерывности нормальных радиальных напряжений и нормальных скоростей на подвижных контактах продукты детонации–грунт и грунт–оболочка;

2) условие “откола”: если в определенный момент времени t_n давление в грунте $P_r \leq P_{от}$, где $P_{от}$ – давление, характеризующее прочность грунта на отрыв, то полагаем $P_r(t_n) = P_0$ (P_0 – атмосферное давление).

Для решения начально-краевая задача записывалась в конечно-разностном виде с использованием схемы второго порядка точности по пространственной и временной координатам типа крест [4, 5]. Устойчивость счета обеспечивалась выбором шага по времени с условием устойчивости типа Куранта. Решение, полученное на стадии одномерного движения ПД и грунта, интерполировалось на двухмерную сетку.

В качестве примера рассматривалась задача взаимодействия бесконечно длинной цилиндрической оболочки со сферической ударной волной в глинистом массиве. Радиус сферического заряда составлял $r_0 = 0,1$ м, его центр располагался на расстоянии $r_1 = 1,25$ м от лобовой точки оболочки. В качестве ВВ был выбран литой тротил. Параметры оболочки были следующими: радиус $R = 0,2$ м; толщина $h = 0,001$ м; модуль Юнга $E = 7 \cdot 10^{10}$ Па; предел текучести $\sigma_T = 3,17 \cdot 10^8$ Па; коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$; начальная плотность $\rho_{06} = 2700$ кг/м³; модуль упрочнения $g = 2,83 \cdot 10^9$ Па.

Физико-механические характеристики глинистого грунта выбирались как в работах [6, 7].

Изменение максимального напряжения σ_r в зависимости от относительного расстояния приведено на рис. 1. Кривая 1 (черные точки и сплошная линия) соответствует экспериментальным данным, кривая 2 (штрихпунктирная линия) – расчетным. Отклонение расчетных и экспериментальных данных не превышает 13 %, что, учитывая реальный разброс данных эксперимента и погрешность численного счета, указывает на их хорошее соответствие.

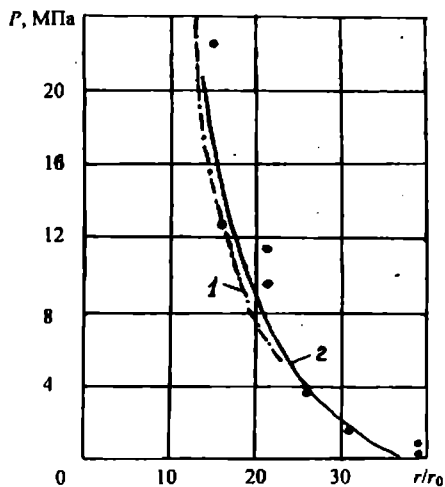


Рис. 1. Зависимость максимального напряжения σ_r от относительного расстояния: 1 – экспериментальные данные; 2 – расчетные данные

На рис. 2 изображена зависимость давления P (кривая 1) и прогиба W (кривая 2) от времени на срединной поверхности в лобовой точке оболочки.

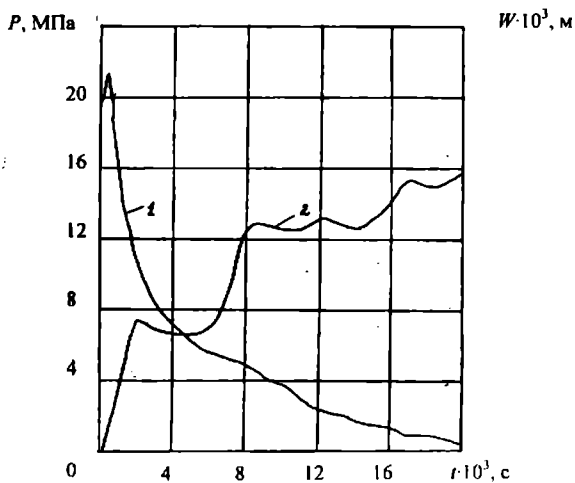


Рис. 2. Зависимость давления P (кривая 1) и прогиба W (кривая 2) от времени на срединной поверхности в лобовой точке оболочки

Поведение оболочки является упругопластическим, поскольку давление в падающей волне вызывает в лобовой точке оболочки напряжения, превышающие ее предел упругости, и влекущие за собой пластические деформации, которые могут вызвать разрушение оболочки при таком близком расположении заряда.

1. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. – М.: Наука, 1982. – 288 с.

2. Ремез Н. С. Особливості деформування твердого багатокомпонентного в'язкопластичного середовища зі змінним коефіцієнтом в'язкості при динамічних навантаженнях // Вісник НТУУ "КПІ". Серія "Гірництво": Збірник наукових праць. – Київ, 2000. – Вип. 3. – С. 34–39.

3. Кадашевич Ю. И., Новожилов В. В. Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения // Прикл. математика и механика. – 1958. – 12, № 1. – С. 78–89.

4. Луговой П. З., Мейш В. Ф., Ремез Н. С. Упруговязкопластическое поведение подкрепленных оболочек при нестационарном нагружении // Доповіді НАН України. – 2000. – № 3. – С. 55–60.

5. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.

6. Ремез Н. С. Влияние переменного коэффициента вязкости на трансформацию сферических взрывных волн в многокомпонентной вязкопластической среде // Доповіді НАН України. – 1999. – № 5. – С. 68–73.

7. Лучко И. А., Плакий В. А., Ремез Н. С. и др. Механический эффект взрыва в грунтах – Киев: Наук. думка, 1989. – 232 с.

УДК 622.245+539.3

РОЗРОБЛЕННЯ АЛГОРИТМУ ЗАДАЧІ ПРО ДИНАМІКУ СИСТЕМИ ОБСАДНА КОЛОНА–ЦЕМЕНТНИЙ КАМІНЬ ЧИСЕЛЬНИМ МЕТОДОМ

М. О. Лисюк, канд. техн. наук (ННДІОП)

Волновые процессы в скважинах, возникающие при взрыво-прострелочных работах, характеризуются существенными градиентами функции перемещений, что резко осложняет исследование динамического деформирования конструктивных элементов скважины – ухудшается сходимость аналитических вычислений в зонах, прилегающих к волновым фронтам. В связи с этим для решения указанных задач возникает потребность применения численных методов.

Підвищення ефективності роботи нафтогазовидобувних та геолого-розвідувальних підприємств пов'язане з розвитком технологій буріння і