

УДК 622.235

Г.М. Крюков, А.В. Дугарцыренов

***ДИНАМИЧЕСКИЕ ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ
И ДЕФОРМАЦИЙ ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ
СОСРЕДОТОЧЕННОГО И УДЛИНЕННОГО ЗАРЯДОВ
С УЧЕТОМ РАСШИРЕНИЯ ВЗРЫВНОЙ ПОЛОСТИ***

Динамическая задача о камуфлетном взрыве сосредоточенного и удлиненного зарядов взрывчатого вещества (ВВ) в большинстве работ сводится к модели соответственно сферической и цилиндрической полости в неограниченной среде, внезапно подверженной действию давления газообразных продуктов детонации ВВ. Для постоянного давления взрывных газов применительно к сферической полости она рассматривалась Дж. Шарпом [1]. В статике подобная задача была решена Ламе [2].

Следует отметить, что точное аналитическое решение задачи о взрыве цилиндрического заряда в упругой среде до настоящего времени не получено. Подобная задача, но при воздействиях специального вида на цилиндрическую полость в среде решена Селбергом Г. [3], однако ее применимость к взрыву удлиненного заряда затруднительна. В то же время для статического случая, являющегося предельным к динамическому воздействию, имеется решение, полученное Ламе [2]. Сложность решения указанной задачи обусловлена тем, что напряжения в среде при динамическом рассмотрении носят колебательный быстрозатухающий характер, определяемый в изображениях функциями

Бесселя и Макдональдса, обратное интегральное преобразование которых связано с контурным интегрированием, которое выполняется только в простейших случаях.

Такое положение вызвало большое число приближенных решений. Большинство из них связано с решением приближенных уравнений теории упругости и их адекватность реальному напряженному состоянию среды, формируемому в произвольный момент времени при взрыве удлиненного заряда весьма спорна. В последнее время получено относительно простое приближенное решение для случая действия на границу полости постоянного давления, существо которой сводится к замене периодической функции, определяющей колебательное движение среды, на монотонную функцию, сходящуюся на бесконечности к той же величине, что и периодическая [4,5]. При этом монотонная функция является решением дифференциального уравнения о генерации упругих волн сферическим и цилиндрическим излучателем.

Близость данного решения к точному с позиции сходимости подтверждена при сравнении с точным решением Дж. Шарпа [1] о нагружении сферической полости в упругой среде

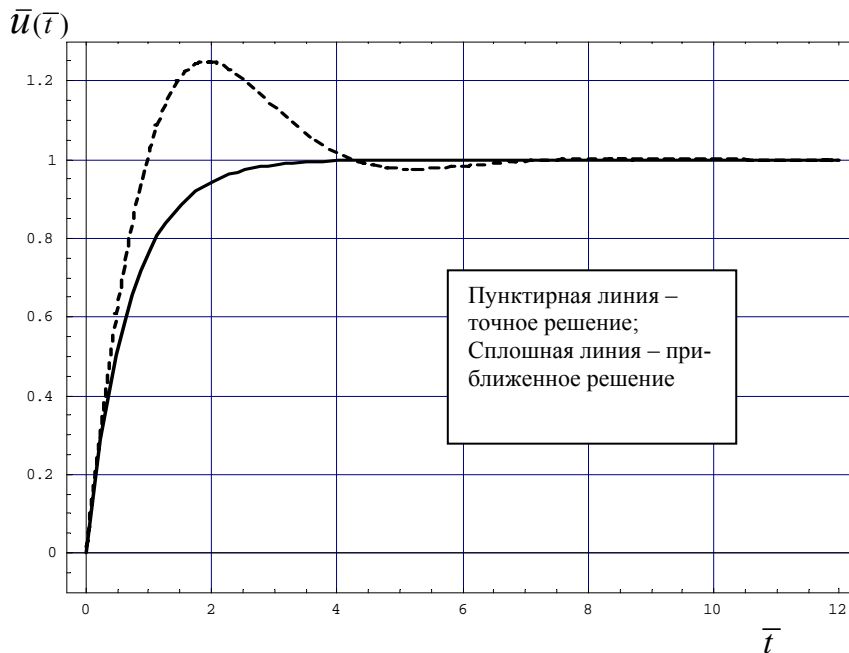


Рис. 1

постоянным давлением. Максимальное расхождение приближенного и точного решений для зависимости относительного перемещения границы полости $\bar{u} = u/u_0$, $u_0 = \frac{p_0(1+\nu)r_0}{2E}$ от безразмерного времени $\bar{t} = C_1 t/r_0$ не превышает 25 % (рис. 1) [4]. Здесь r_0 и u_0 - соответственно радиус и перемещение границы сферической полости, E и ν - модуль упругости и коэффициент Пуассона, C_1 - скорость продольной волны в среде. Стабилизация величин перемещений наступает примерно при $\bar{t} = 8 \div 10$ или в размерных единицах ($\bar{t} = 1 \Leftrightarrow t = 94,64$ мкс) при $t = 757,1 \div 946,4$ мкс, т.е. практически мгновенно. Также показано [4,5], что в приближенном решении величины деформаций и напряжений стремятся при $\bar{t} \rightarrow \infty$ к статическим значениям, совпадающим с решением Ламе.

В действительности, вследствие расширения полости и постоянства массы продуктов детонации при камуфлетном взрыве имеет место снижение давления газов на ее стенки с течением времени. Как в статике, так и в динамике учет этого явления произведен только для случая сферической полости [6, 7]. Для взрыва удлиненного заряда приближенное решение получено только для постоянного давления взрывных газов [4, 5].

Под действием давления газов полость расширяется, что вызывает уменьшение давления на ее границу и с другой стороны, упругое сжатие среды и возрастание противодействия с ее стороны. Естественно, развитие деформаций и напряжений во времени при переменном давлении не будет соответствовать решению Шарпа, а равновесное давление и соответствующее перемещение при учете расширения полости

должны быть меньше значений, полученных в решении Ламе [8, 9].

Из этих общих рассуждений следует, что корректное решение задачи о взрыве в полости требует обязательного учета снижения давления продуктов детонации ВВ в процессе ее расширения.

2. Математическая модель

Построение математической модели будем вести одновременно для сосредоточенного и удлиненного зарядов.

При камуфлетном взрыве сосредоточенного и удлиненного заряда ВВ (соответственно сферическая и цилиндрическая полость радиуса r_0 в упругой среде под давлением продуктов детонации ВВ) в силу симметрии отлично от нуля только радиальное перемещение u , которое в акустическом приближении определяется дифференциальным уравнением [4,8]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_1} \sigma_r, \quad (1)$$

где ρ - плотность среды, кг/м³; C_1 - скорость продольной волны, м/с; σ_r - напряжение в рассматриваемой точке с координатой r , Па.

Приближение (1) показывает, что напряжение в каждой точке связано со скоростью частицы прямой пропорциональностью с коэффициентом, равным $1/\rho C_1$, соответствующим характеристическому импедансу. В заданной точке r напряжение σ_r представляет собой разность давления в этой точке с учетом геометрического расхождения и некоторой величины, пропорциональной текущему перемещению u . Для постоянного давления газов величина σ_r определяется выражением:

$$\sigma_r = p_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - Au, \quad (2)$$

а с учетом расширения полости формулой

$$\sigma_r = p \cdot \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - Au, \quad (3)$$

где p_0 - начальное давление продуктов детонации, Па; p - давление газов с учетом расширения полости; A - постоянный коэффициент; n - показатель, равный 2 для сосредоточенного заряда и 1 - для удлиненного.

Считая газ совершенным, для границы полости при её адиабатическом расширении в общем случае имеем

$$p(t) = p_0 \left(\frac{1}{1+u_0/r_0} \right)^{(n+1)k} = p_0 (1+\varepsilon)^{-(n+1)k}, \quad (4)$$

где k - показатель изоэнтропы; $\varepsilon = u_0/r_0$; u_0 - перемещение границы полости.

Учитывая, что, $\varepsilon \ll 1$ и пренебрегая в разложении (4) в ряд по степеням ε членами второго и более порядков малости, находим:

$$(1+\varepsilon)^{-(n+1)k} \approx 1 - (n+1)k\varepsilon. \quad (5)$$

Тогда

$$p = p_0 [1 - (n+1)k\varepsilon]. \quad (6)$$

Оценим погрешность линейного приближения адиабатического закона изменения давления для случая сосредоточенного заряда. В разложении функции $p(t)$ мы ограничились только линейным членом. Используя остаточный член в форме Лагранжа, находим:

$$\begin{cases} R_1 = \frac{\varepsilon^2}{2!} (9k^2 + 3k)(1+\theta\varepsilon)^{-3k-2} \Leftrightarrow R_1 < 0,00356 \\ \varepsilon = 0,01; k = 2,8 \end{cases}$$

Следовательно, линейное приближение достаточно точно определяет закон изменения давления на границе полости. Графическая интерпретация

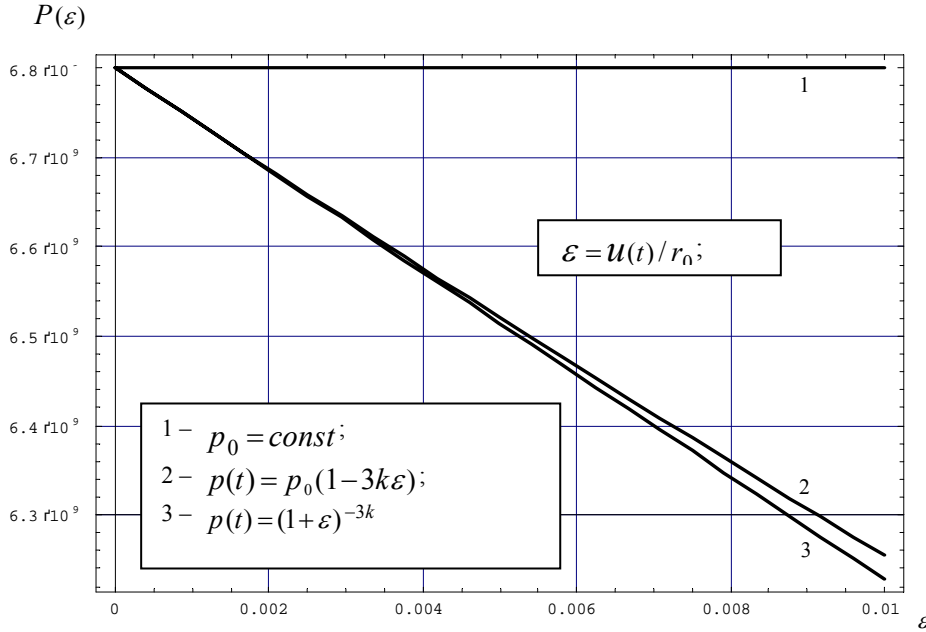


Рис. 2

данного приближения представлена на рис. 2, откуда видно, что точная зависимость $p(t)$ (кривая 3) при малых ε также близка к линейной.

Коэффициент A находим из граничного условия, соответствующего статическому состоянию в заданной точке. В этом случае имеем:

$$u_{S_{t \rightarrow \infty}; (r_0/r)=1} = u_0 = \frac{p_0(1+\nu)r_0}{nE + (n+1)kp_0(1+\nu)}, \quad (7)$$

а также

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

где E - модуль упругости среды, Па; ν - коэффициент Пуассона.

Объединяя (1), (3), (6), (7) и (8), находим

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_1} \left\{ p_0 \left[1 - (n+1)k \frac{u_0}{r_0} \right] \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - A \cdot \frac{p_0(1+\nu)r_0}{nE + (n+1)kp_0(1+\nu)} \cdot \left(\frac{r_0}{r} \right)^n \right\} = 0$$

Отсюда имеем

$$A = \sigma_r^{\text{ст}} = \frac{nE}{(1+\nu)r_0}. \quad (9)$$

Полученный результат показывает, что коэффициент A является статическим напряжением $\sigma_r^{\text{ст}}$ (противодавлением), соответствующим перемещению u .

Следовательно, уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_1} \left\{ p_0 \left[1 - (n+1)k \frac{u_0}{r_0} \right] \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - \frac{nE}{(1+\nu)r_0} u \right\}. \quad (6)$$

Данное дифференциальное уравнение имеет следующее решение:

$$u(r, t) = u_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n \left(1 - e^{-nk_1 t} \right), \quad (7)$$

$$\text{где } k_1 = \frac{1}{\rho C_1} \cdot \frac{E}{(1-\nu)r_0} = \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \frac{C_1}{r_0}.$$

Поскольку отсчет времени t начинается с момента прихода возмущения в точку r , то в общем случае при учете запаздывания волны и отсчете времени от момента нагружения полости, представим решение (7) в общем виде, зависящем от безразмерных координат:

$$\bar{u}(\bar{r}, \bar{\tau}) = \frac{u}{r_0} = H(\bar{\tau}) \frac{p_0(1+\nu)}{nE + (n+1)k p_0(1+\nu)} \times \left(\frac{1}{\bar{r}} \right)^n \left(1 - e^{-nk_2 \bar{\tau}} \right) \quad (8)$$

$$\text{где } \bar{\tau} = \frac{C_1 t}{r_0} - \frac{r}{r_0} + 1; \quad k_2 = \frac{1-2\nu}{1-\nu};$$

$$\bar{r} = \frac{r}{r_0}; \quad \bar{u}(\bar{r}, \bar{\tau}) = \frac{u}{u_0}; \quad H(\bar{\tau}) - \text{ функция Хевисайда.}$$

Компонентами тензора деформации, отличными от нуля, являются:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi = \frac{u}{r}.$$

Отсюда, безразмерные радиальная и полярная деформации, отнесенная к относительному перемещению границы полости, выражается соотношениями:

$$\varepsilon_r = - \frac{np_0(1+\nu)}{nE + (n+1)k p_0(1+\nu)} \cdot \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \times \left[1 - e^{-nk_2 \bar{\tau}} \left(1 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \cdot \bar{r} \right) \right], \quad (9)$$

$$\varepsilon_\varphi = - \frac{p_0(1+\nu)}{nE + (n+1)k p_0(1+\nu)} \times \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \left(1 - e^{-nk_2 \bar{\tau}} \right). \quad (10)$$

Компоненты тензора напряжений определяются выражениями:

$$\sigma_r = \rho C_1^2 \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\nu}{1-\nu} \cdot \frac{u}{r} \right) = \quad (11)$$

$$-L_1 \cdot p_0 \cdot \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \left[1 - (1-\bar{r}) e^{-k_2 \bar{\tau}} \right]$$

$$\sigma_\varphi = \rho C_1^2 \left(\frac{\nu}{1-\nu} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) = L_2 p_0 \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \left[1 - \left(1 + \frac{\nu}{1-\nu} \bar{r} \right) e^{-k_2 \bar{\tau}} \right], \quad (11^*)$$

а также для осевого напряжения в случае удлиненного заряда соотношением

$$\sigma_z = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) = - \frac{\nu}{1-\nu} \cdot L_3 \cdot p_0 \cdot \frac{1}{\bar{r}} \cdot e^{-k_2 \bar{\tau}} \quad (11^{**})$$

или безразмерном виде:

$$\bar{\sigma}_r = \frac{\sigma_r}{p_0} = -L_1 \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \left[1 - (1-\bar{r}) e^{-k_2 \bar{\tau}} \right], \quad (12)$$

$$\bar{\sigma}_\varphi = \frac{\sigma_\varphi}{p_0} = L_2 \frac{1}{\bar{r}^{n+1}} \times \left[1 - \left(1 + \frac{\nu}{1-\nu} \cdot \bar{r} \right) e^{-k_2 \bar{\tau}} \right], \quad (12^*)$$

$$\bar{\sigma}_z = \frac{\sigma_z}{p_0} = - \frac{\nu}{1-\nu} \cdot L_3 \cdot \frac{1}{\bar{r}} \cdot e^{-k_2 \bar{\tau}}, \quad (12^{**})$$

$$\text{где } L_1 = \frac{nE}{nE + (n+1)k p_0(1+\nu)};$$

$$L_2 = \frac{E}{nE + (n+1)k p_0(1+\nu)};$$

$$L_3 = \frac{E}{E + 2k p_0(1+\nu)}.$$

3. Обсуждение особенностей напряженно-деформированного состояния среды при камуфлетном взрыве

ВВ в сферической и цилиндрической полости.

Предварительно оценим погрешность акустического приближения для

сферической полости, для которой известно точное решение Шарпа, в котором произведен учет расширения полости [6]. Сравнение этого решения

$$\bar{u}(\bar{t})$$

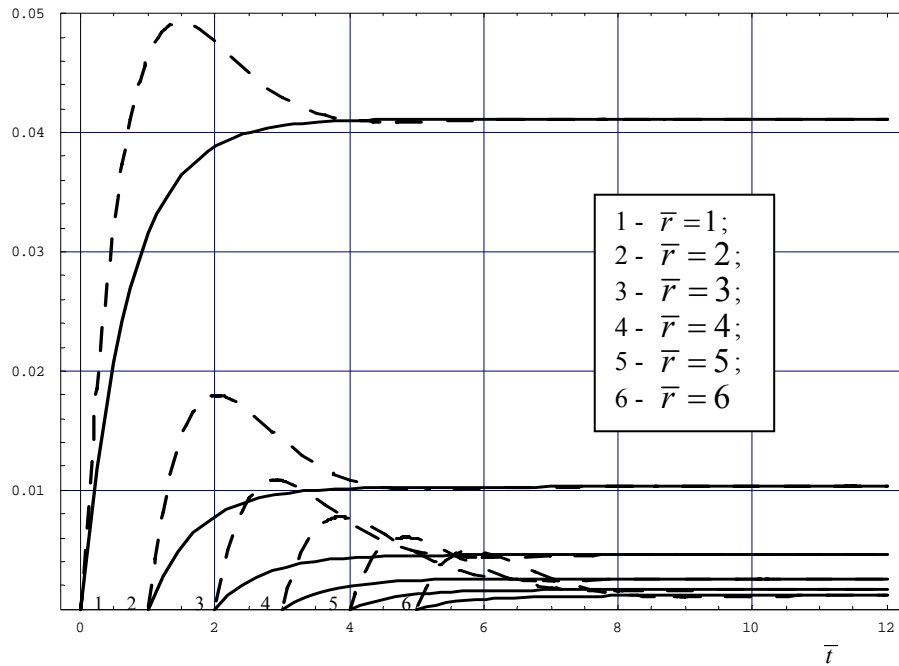


Рис. 3

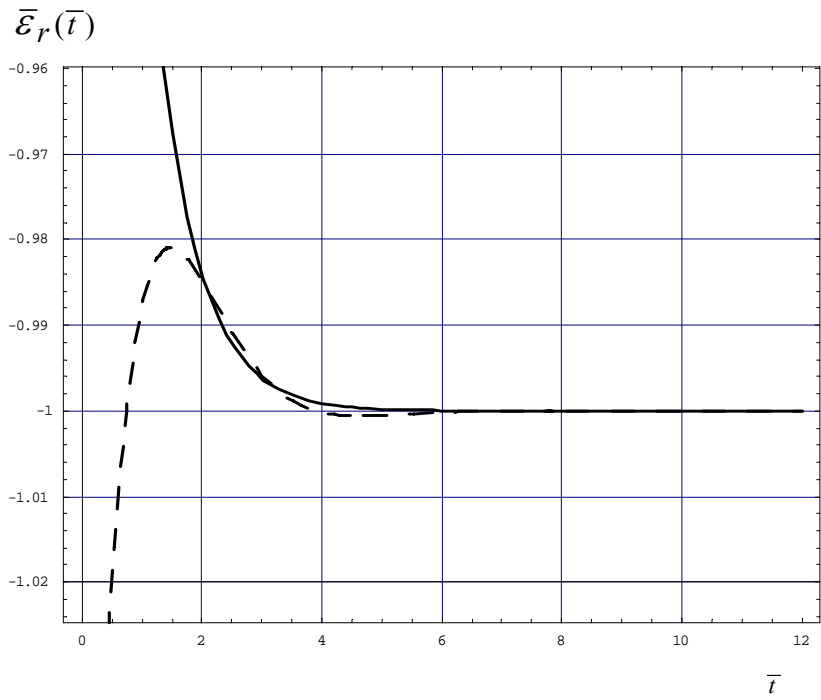


Рис. 4

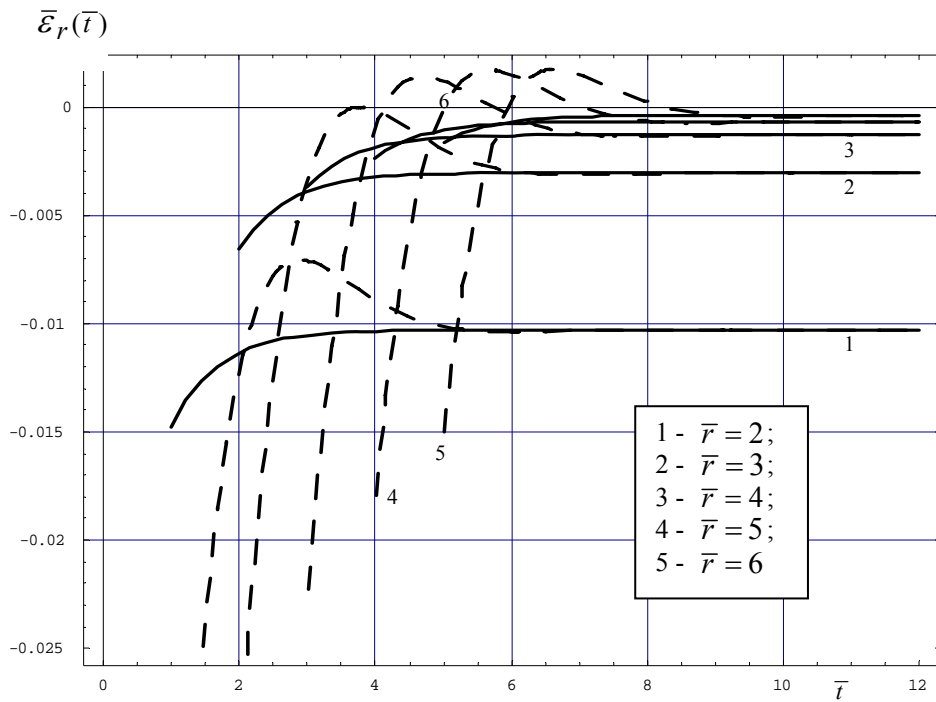


Рис. 5

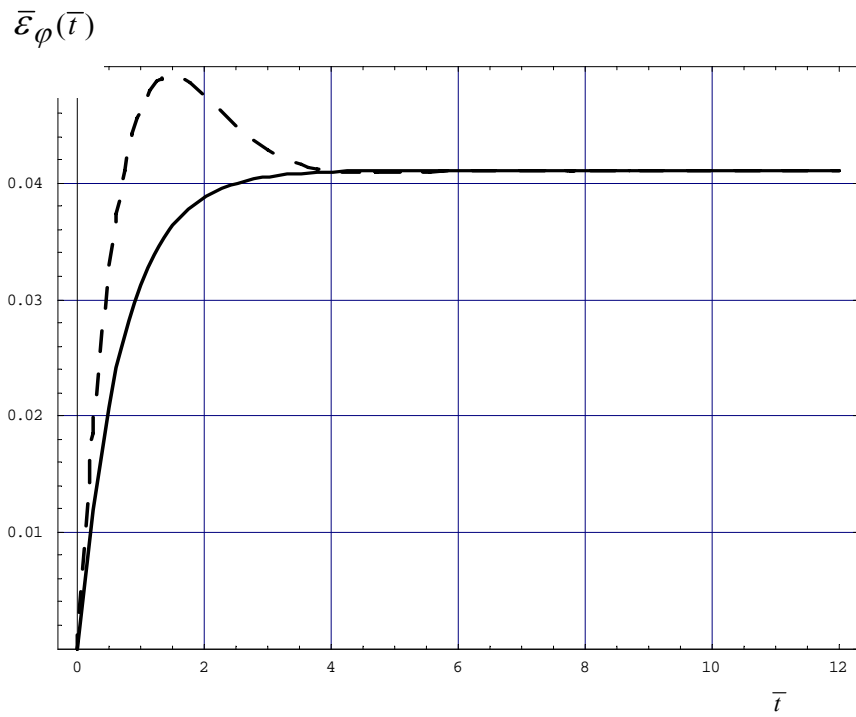


Рис. 6

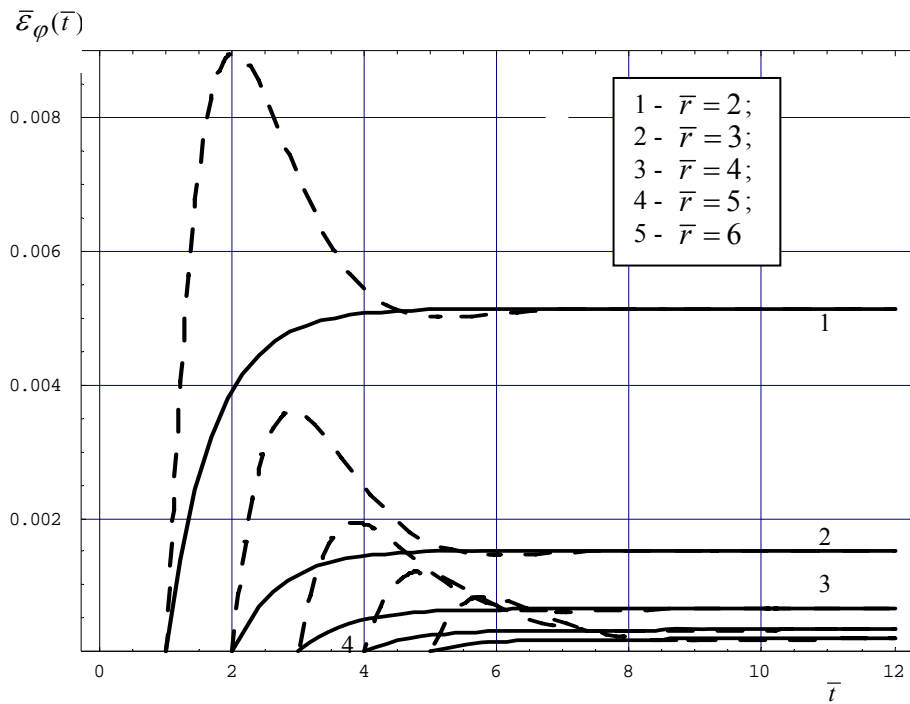


Рис. 7

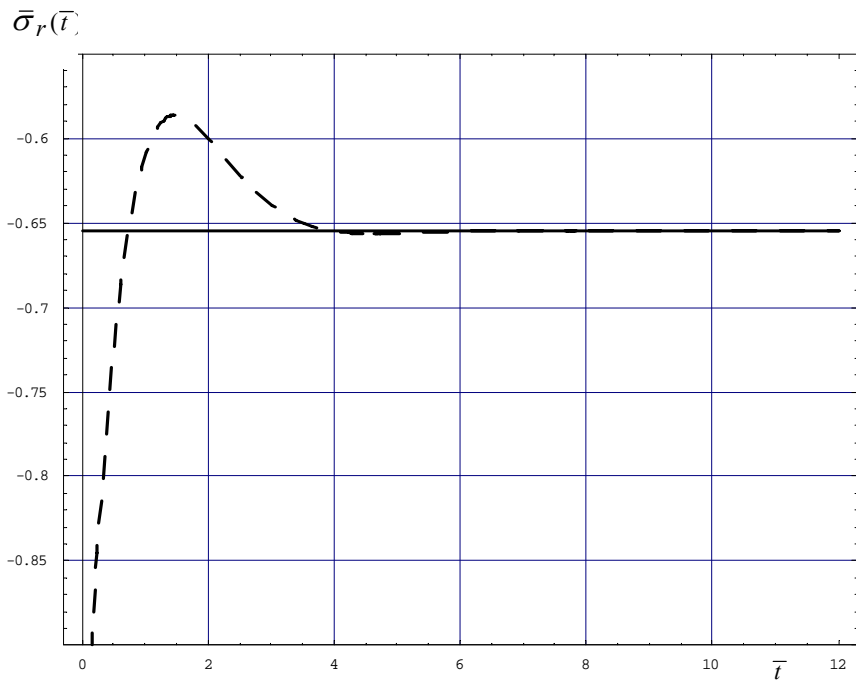


Рис. 8

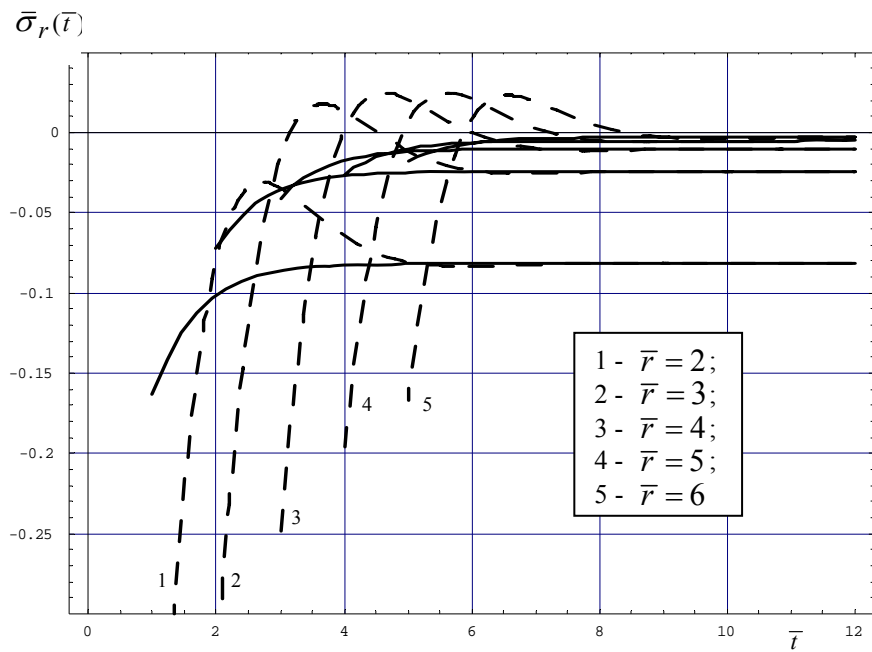


Рис. 9

$\bar{\sigma}_\varphi(\bar{t})$

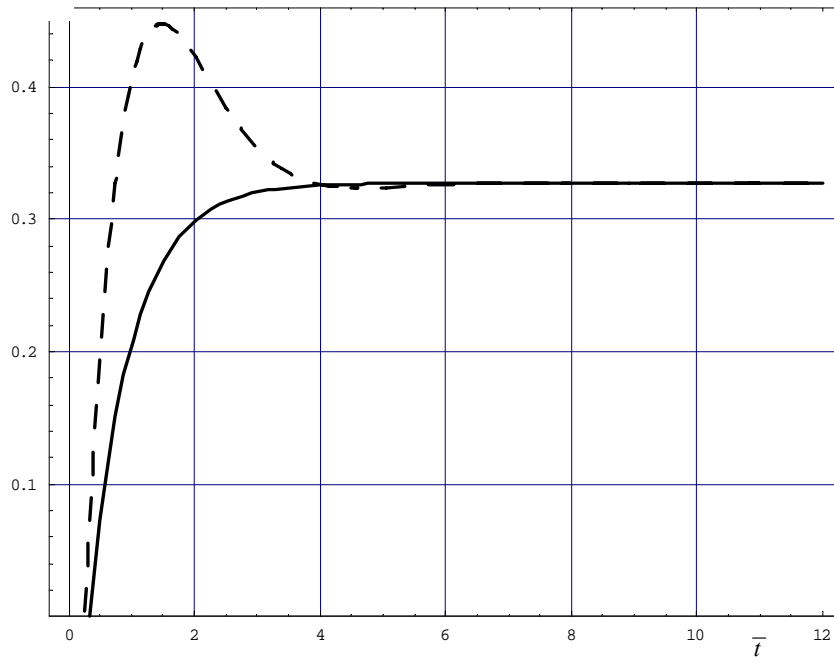


Рис. 10

$\bar{\sigma}_\varphi(\bar{t})$

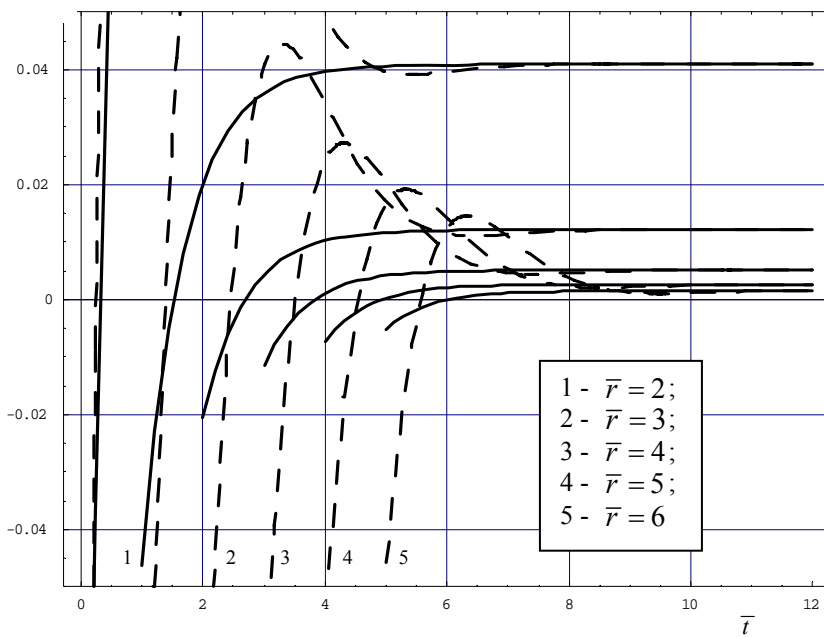


Рис. 11

с акустическим приближением (формула (8)) для перемещения в случае взрыва заряда граммонита 79/21 ($p_0 = 6,8 \cdot 10^9$ Па) в граните ($\nu = 0,22$) в графическом виде представлено на рис. 3. Непосредственно из данного рисунка видно, что решения совпадают в начальный момент времени и в статическом случае.

Аналогичные сравнения проведены для деформаций и напряжений (рис. 4-9). Для точек границы полости соответствующие графики даны на рис. 4, 6, 8 и 10, а для внутренних точек среды – на рис. 5, 7, 9 и 11. Все величины и зависимости на графиках представлены в безразмерных единицах.

Пунктирные линии на указанных рисунках соответствуют решению Шарпа с учетом расширения полости (решение 1), сплошные – представленному здесь решению на основе акустического приближения (решение 2). Как видно из рисунка стабилизация величин перемещения, деформаций и напряжений достигается при $\bar{t} = 8 \div 10$. При этом по мере удаления от границы полости величины перемещений достаточно резко уменьшаются.

Графики зависимости деформации $\bar{\varepsilon}_r(\bar{t})$ от времени даны на рис. 4, 5. На границе полости ($\bar{r} = 1$) и внутренних точках значения функции $\bar{\varepsilon}_r(\bar{t})$ в начальный момент времени существенно различаются для решений 1 и 2. Однако статические значения величины $\bar{\varepsilon}_r(\bar{t})$, достигаемые также при $\bar{t} > 8 \div 10$, совпадают. Что касается полярных деформаций, то здесь имеет место совпадение значений функции $\bar{\varepsilon}_\varphi(\bar{t})$ в решениях 1 и 2 как в начальный момент, так и при $\bar{t} > 8 \div 10$, когда реализуется статический случай (рис. 6 и 7). Величина этих деформаций, как на границе полости, так и во внутренних точках среды поло-

жительна и по мере удаления от границы быстро убывает.

Радиальные напряжения на границе полости по решению 1, как и ожидалось, в начальный момент равны $\bar{\sigma}_r = -1$, далее они возрастают во времени до значения примерно $-0,58$ и уменьшаются до статического значения, равного $-0,6545$. Во внутренних точках они всюду отрицательны и имеют аналогичный характер развития во времени. Это говорит о сжимающем характере этих напряжений (рис. 8 и 9). Согласно решению 2 радиальные напряжения со временем монотонно возрастают и достигают статических значений примерно при $\bar{t} = 10 \div 12$. Абсолютные значения радиальных напряжений достаточно быстро убывают по мере удаления рассматриваемой точки от границы полости. Известно, что при переходе к статическому случаю напряжения по Шарпу примерно в 1,53 раза превышают напряжения, полученные с учетом расширения полости [2].

Поведение относительного полярного напряжения по решениям 1 и 2 аналогично изменению радиального напряжения (рис. 12 и 13). Статические значения этих напряжений положительны, т.е. в статике имеют место растягивающие полярные напряжения. Особенностью изменения этих напряжений во времени является то, что в начальные моменты времени они носят сжимающий характер и только по прошествии некоторого времени становятся растягивающими. Это выполняется для границы полости и всех внутренних точек среды как по решению 1, так и решению 2.

Следовательно, в начале возмущения в любой точке среды имеет место всестороннее сжатие, при котором горные породы не разрушаются. Процесс разрушения начинается, когда полярные напряжения в заданной точке станут растягивающими и

достигнут предела прочности на растяжение. Это говорит о запаздывании разрушения.

Поскольку при разрушении горных пород равновесные параметры зон разрушения определяются напряжениями, формируемыми вблизи состояния стабилизации, то сравнение решений 1 и 2 показывает их полную идентичность. Расхождение между ними не превышает 25 % и имеет место в начале деформирования среды. Следовательно, приведенное акустическое приближение с достаточной точностью отражает развитие перемещений, деформаций и напряжений в среде во времени и может быть использовано для определения напряженно-деформированного состояния среды при взрыве удлиненного заряда.

Приведенные выше формулы при $n=1$ определяют характеристики напряженного состояния среды при взрыве уд-

$$\bar{u}(\bar{t})$$

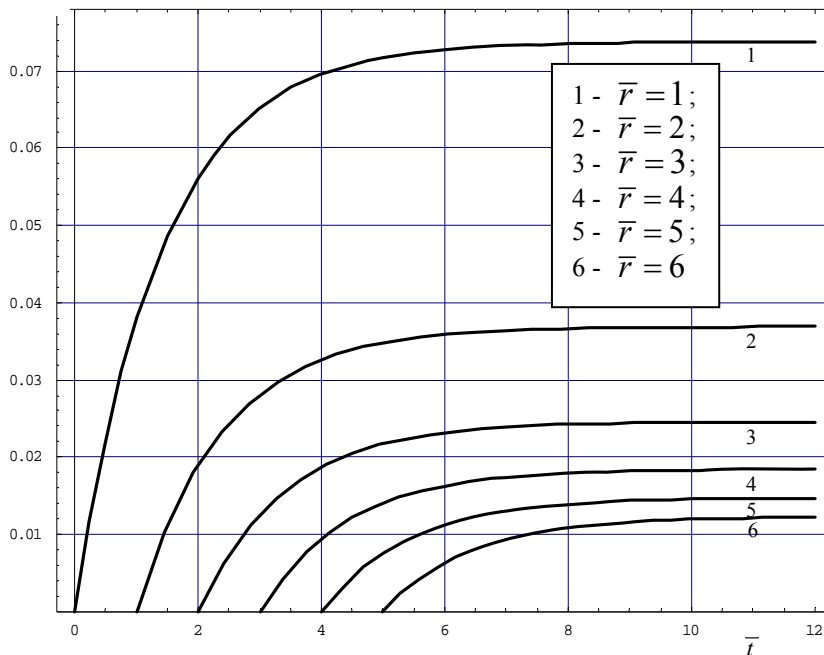
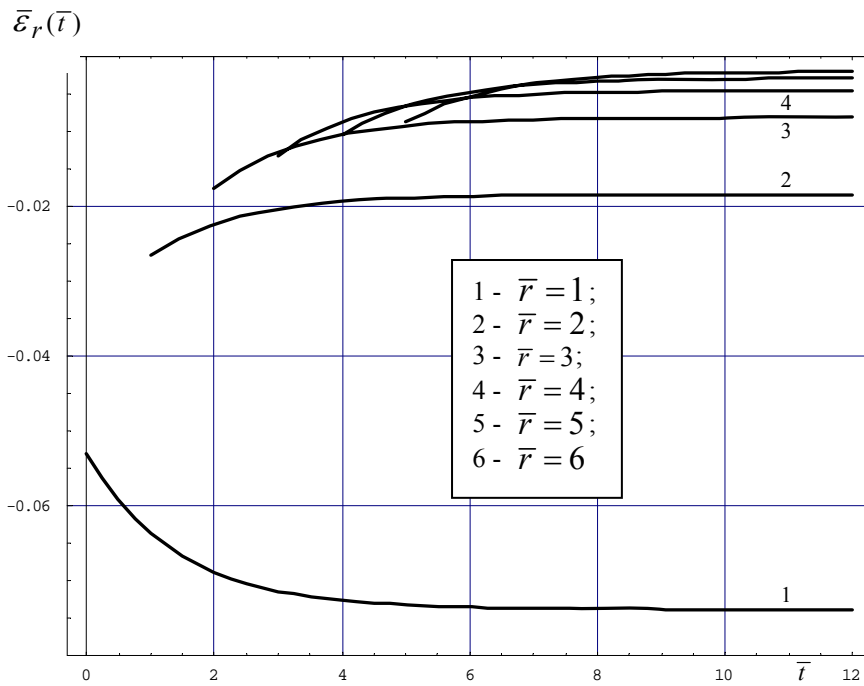


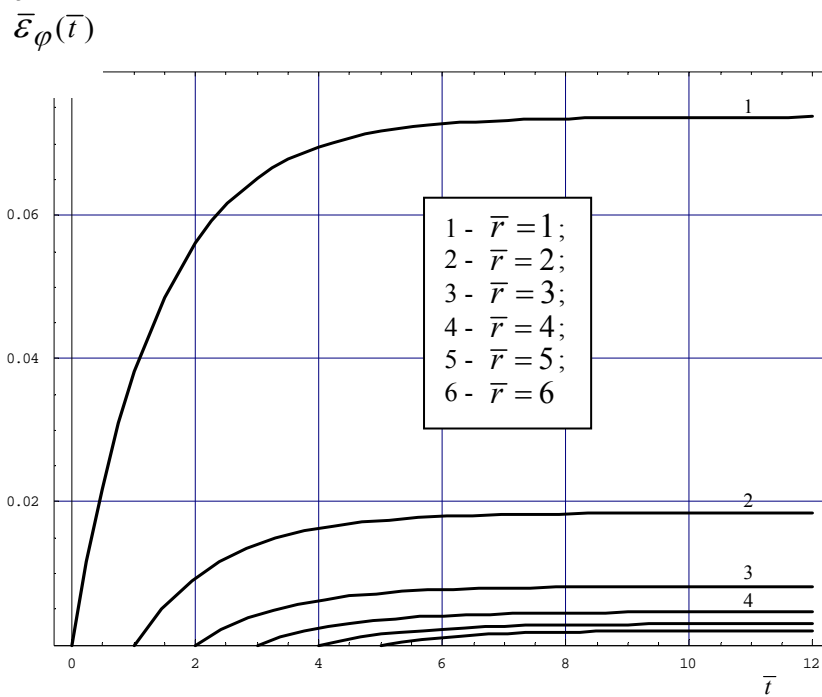
Рис. 12

линенного заряда (цилиндрической полости, нагруженной по границе переменным давлением) с учетом расширения полости. Графики перемещений, деформаций и напряжений на границе полости и внутренних точках среды, полученные расчетом по вышеприведенным формулам для взрыва удлиненного заряда (тип ВВ - граммонит 79/21) приведены на рисунках 10÷15.

Осевые напряжения σ_z в любой точке среды в статическом состоянии равны нулю (рис. 17). В момент прихода возмущения в заданную точку, осевые напряжения являются сжимающими (их величины отрицательны), далее они возрастают и в пределе стремятся к нулю. Начальное значение напряжений σ_z увеличивается по мере удаления точки от границы полости.

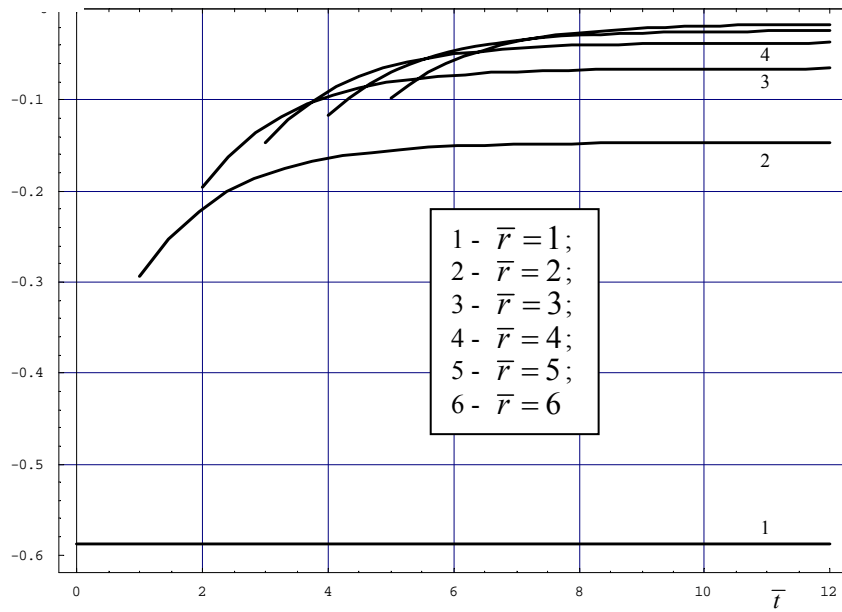


Puc. 13



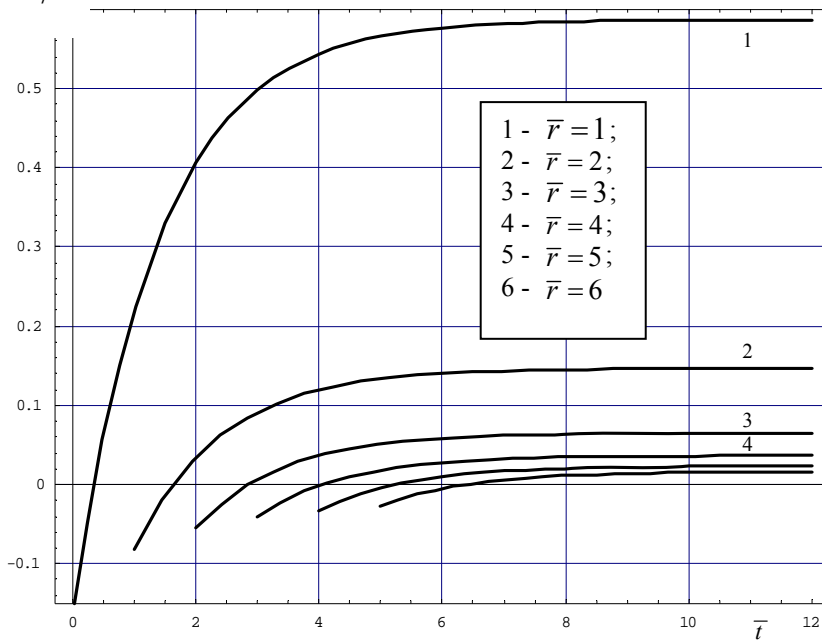
Puc. 14

$\bar{\sigma}_r(\bar{t})$

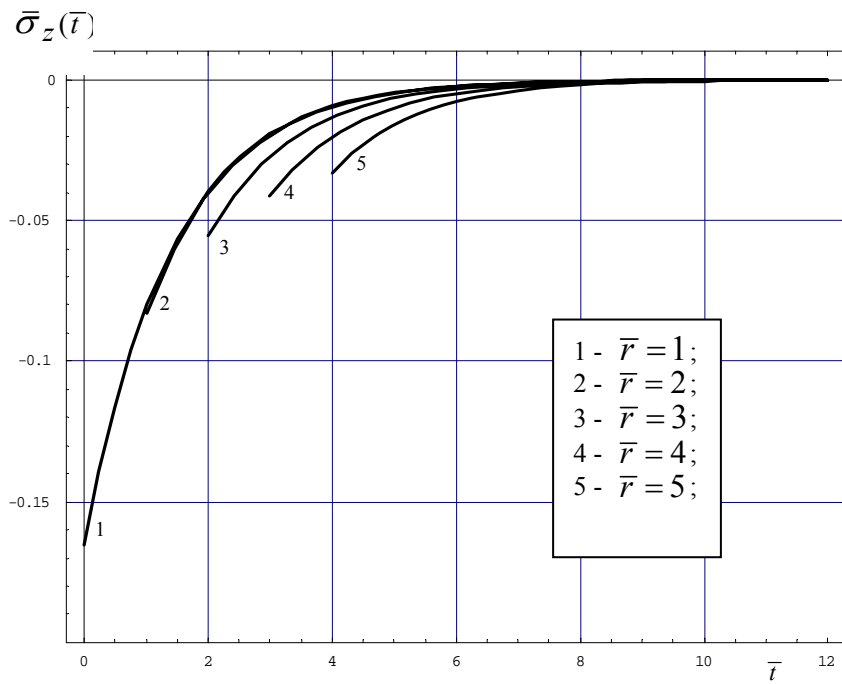


Puc. 15

$\bar{\sigma}_\varphi(\bar{t})$

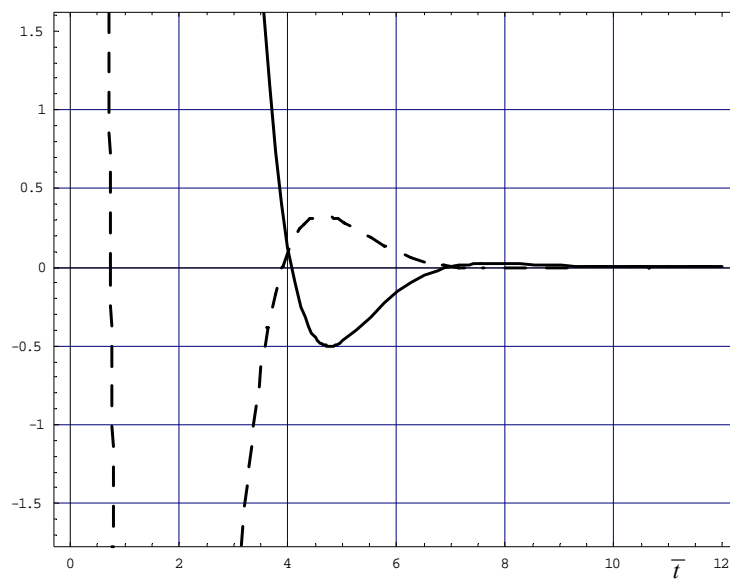


Puc. 16



Puc. 17

$$\frac{\Delta \bar{u}(\bar{t})}{\bar{u}(\bar{t})}, \frac{\Delta \bar{\sigma}_r(\bar{t})}{\bar{\sigma}_r(\bar{t})}$$



Puc. 18

Таким образом, напряжения в породе в начальный момент прихода возмущения в заданную точку напряженное состояние в ней близко к все-стороннему сжатию. При дальнейшем развитии полярные напряжения приобретают характер растяжения и по достижении предела прочности породы на разрыв обуславливают образование радиальных трещин и зоны регулируемого дробления. Граница этой зоны определяется пределом прочности на разрыв и соответственно растягивающими полярными напряжениями. Удвоенный радиус зоны регулируемого дробления можно интерпретировать как расстояние между скважинами при массовом взрыве на карьерах [10].

При взрыве скважинного заряда важное значение имеет время достижения статического состояния в массиве (упругой среде), когда перемещения, деформации и напряжения не изменяются во времени. Формально эти изменения существуют при сколь угодно большом времени, однако значения их колебаний настолько малы при $\bar{t} > 8 \div 10$, что не оказывают заметного влияния на процесс разрушения породы. В связи с этим целесообразно рассмотреть изменения величин разности соответствующих параметров при фиксированном времени для точного и приближенного решений в случае сферического заряда, отнесенных к значениям этих параметров в тот же момент времени. Для перемещения и радиального напряжения соответствующие формулы имеют вид:

$$\frac{\Delta \bar{u}(\bar{t})}{\bar{u}(\bar{t})} = \frac{\bar{u}(\bar{t}) - \bar{u}^*(\bar{t})}{\bar{u}(\bar{t})}, \quad \frac{\Delta \bar{\sigma}(\bar{t})}{\bar{\sigma}(\bar{t})} = \frac{\bar{\sigma}(\bar{t}) - \bar{\sigma}^*(\bar{t})}{\bar{\sigma}(\bar{t})}$$

Здесь звездочкой отмечены параметры для приближенного решения. Графики изменения данных величин во времени в процентах представлены на рис. 18 (сплошная линия – перемещение, пунктирная – радиальное напряжение). Приведенные графики показывают, что обе зависимости при $\bar{t} > 8 \div 10$ практически совпадают и стремятся к нулю, отклонения их друг от друга не превышают долей процента. Если быть точными, то относительное отклонение для перемещения при $\bar{t} = 10$ составляет согласно расчетам 0,0033 %, а для радиального напряжения при том же времени – 0,0024 %.

Следовательно, при $\bar{t} = 10$ изменения параметров напряженного состояния практически равны нулю. В размерных единицах ($\bar{t} = 1 \Leftrightarrow t = 94,64$ мкс) значение времени $\bar{t} = 10$ соответственно равно 946,4 мкс. За это время возмущение от границы полости распространяется ($C_1 = 5283$ м/с) на расстояние примерно 5 м, т.е. здесь влиянием истечения газов через устье скважины на снижение давления в ней можно пренебречь и считать взрыв камуфлетным. В то же время полученное расстояние примерно равно радиусу зоны регулируемого дробления, поэтому для определения этого радиуса вполне приемлемо статическое решение, в которое переходят приведенные формулы при $\bar{t} \geq 10$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sharp J.A. The program of Elastic Waves by Explosive Pressure, Geophysics, 7 (1942), 144-154, 311-321.
2. Lamé G. Leçons sur La Theorie ... de l'Elasticite, Paris. 1852.
3. Selberg H.L. Transient Compression Wave from Spherical and Cylindrical Cavities, Arkiv f. Fisik, 5, 7, (1952), 97-108.
4. Крюков Г.М., Глазков Ю.В. Феноменологическая квазистатическо-волновая теория деформирования и разрушения материалов взрывом промышленных ВВ. Отдельные ста-

тьи ГИАБ. – 2003. - №11. – 67 с. – М.: Изд-во МГГУ.

5. *Крюков Г.М., Белин В.А., Дугарцыренов А.В., Дугарцыренова Э.А., Цэдэнбат А.* Поля напряжений и деформаций при взрывном воздействии удлиненного заряда на массив горных пород. Горный информационно-аналитический бюллетень. Отдельный выпуск «Взрывное дело», №7, 2007, с. 273-282.

6. *Крюков Г.М., Дугарцыренова Э.А., Дугарцыренов А.В.* Напряженное равновесное состояние среды с полостью с учетом ее расширения в линейном приближении. Обозрение прикладной и промышленной математики.-2005.-Т. 14, вып. 1.-с. 1003-1004.

7. *Дугарцыренов А.В.* Особенности напряженного состояния упругой среды при взрыве.

Обозрение прикладной и промышленной математики.-2005.-Т. 12, вып. 4.-с. 952-953.

8. *Дугарцыренов А.В.* Динамика напряженно-деформированного состояния горных пород при камуфлетном взрыве сосредоточенного заряда. Горный информационно-аналитический бюллетень, № 4, 2007, с. 166-179.

9. *Дугарцыренов А.В., Дугарцыренова Э.А.* К вопросу о взрыве сосредоточенного и цилиндрического зарядов в неограниченной среде. Горный информационно-аналитический бюллетень, № 4, 2003, с. 76-78.

10. *Крюков Г.М.* Модель взрывного рыхления горных пород на карьерах. Выход негабарита. Средний размер кусков породы в развале. Отдельные статьи ГИАБ. – 2005. - №2. – 30 с. – М.: Изд-во МГГУ. **ГИАБ**

Коротко об авторах

Крюков Г.М. – доктор технических наук, профессор,

Дугарцыренов А.В. – докторант кафедры «Физика горных пород и процессов»,

Московский государственный горный университет.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. *К.В. Халкеев.*