

Таким образом, лишь в пучках большой плотности (в мегаамперных пучках [11]) термоупругое давление сравнивается с давлением продуктов детонации. Для существенного снижения величины потока частиц (импульсного тока пучка), что приведет к быстрому инициированию конденсированных ВВ, нужно использовать пучки частиц специальной конфигурации, позволяющей развить внутри ВВ большие давления в волнах сжатия (например, трубчатые пучки). Микроскопическое рассмотрение начальных процессов взаимодействия медленных частиц (электронов ионизации) с радиационно-нестойкими веществами показывает значительную роль процессов импульсного радиолиза в формировании давления упругих волн [12]. Если приготовить специальные радиационно-нестойкие ВВ [13], использующие явление импульсного радиолиза для формирования начального периода взрывчатого превращения, можно не только существенно сократить индукционное время, но и резко (в $10^2 \div 10^3$ раз) уменьшить критические значения импульсных токов пучков быстрых частиц. Наконец, использование в начальной стадии (в комбинации с веществами, обладающими большими сечениями импульсного радиолиза) идеи об испарительном реактивном сжатии [14, 15] области ВВ, превосходящей по своим размерам критические, позволит также существенно снизить величины критических токов инициирования взрывчатого превращения твердых ВВ.

Последовательный учет механизма возбуждения упругих волн в ВВ и инициирование быстрых реакций в этих веществах пучками быстрых заряженных частиц позволят исследовать самую раннюю стадию возникновения очагов разложения молекул ВВ.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
8/XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Вегон, S. P. Vaugh a. o. IEEE Trans on Nucl. Science. 1970, 17, 65.
2. И. А. Борошковский, В. Д. Воловик и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 546.
3. В. Д. Воловик, В. Т. Лазурик-Эльцуфин. ФТТ, 1973, 16, 2305.
4. Г. А. Аскарьян. Ат. энергия, 1957, 3, 152.
5. В. Д. Воловик, Г. Ф. Попов. Письма в ЖТФ, 1975, 1, 601.
6. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ, 1962.
7. Физика взрыва. Под ред. К. Н. Станюковича. М., «Наука», 1975.
8. В. Д. Воловик и др.— В сб.: Проблемы ядерной физики космических лучей. Вып. 2. Харьков, «Вища школа», 1975.
9. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Физматгиз, 1954.
11. В. А. Цукерман и др. УФН, 1971, 108, 319.
12. В. Д. Воловик, В. И. Кобизской. Письма в ЖТФ, 1976, 2, 66.
13. Н. М. Эмануэль, Д. Г. Кнорре. Курс химической кинетики. М., «Высшая школа», 1974.
14. Г. А. Аскарьян, Е. М. Мороз. ЖЭТФ, 1962, 43, 2318.
15. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров. УФН, 1976, 119, 425.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ С ПРЕГРАДОЙ С УЧЕТОМ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ ГРУНТА

Г. М. Ляхов, К. С. Султанов

Экспериментальные исследования взрывных волн и сжимаемости образцов при динамическом нагружении показывают, что быстро протекающие волновые процессы существенно зависят от вязких и пласти-

ческих свойств грунтов и горных пород. В работах [1—4] экспериментально определена объемная вязкость грунта, предложена модель, учитывающая объемную вязкость и нелинейность диаграмм динамического и статического сжатия и разгрузки среды, а также получено с помощью ЭВМ решение задач о распространении плоских волн.

Ниже приводится решение на ЭВМ задачи о взаимодействии плоской волны с неподвижной недеформируемой преградой. Применена модель линейной вязкоупругой среды (стандартно линейное тело), в которую переходит модель вязкопластической среды [4] при малых нагрузках.

Постановка задачи, метод решения. Воспользуемся переменными Лагранжа: r — расстояние, t — время. При $t=0$ в начальном сечении среды $r=0$ (свободная поверхность) нагрузка скачком возрастает от нуля до σ_{\max} и затем меняется по уравнениям

$$\sigma = \sigma_{\max}(1-t/\theta), \quad 0 \leq t \leq \theta; \quad (1)$$

$$\sigma = 0, \quad t > \theta.$$

В среде образуется плоская волна. На расстоянии r^* от начального сечения находится преграда. Поведение среды определяется уравнением

$$\varepsilon + \mu\varepsilon = \sigma/E_D + \mu\sigma/E_s, \quad (2)$$

где σ , ε — компоненты напряжения и деформации в направлении распространения волны; E_D — модуль динамического, а E_s — статического одноосного объемного сжатия; μ — параметр вязкости, связанной с коэффициентом объемной вязкости η уравнением

$$\mu = 1/\eta \cdot E_D E_s / (E_D - E_s). \quad (3)$$

Определяются параметры падающей и отраженных волн в среде и нагрузка на преграду.

По среде от начального сечения распространяется волна, которой в плоскости r, t соответствует область 1 (рис. 1). Скорость фронта $c_0 = \sqrt{E_D/\rho_0}$, где ρ_0 — начальная плотность среды. При взаимодействии этой волны с преградой образуется отраженная волна (область 2). При уменьшении в начальном сечении нагрузки до нуля возникает область 3, а в дальнейшем области 4, 5, 6... Скорость распространения всех фронтов равна c_0 . Конфигурация областей зависит от параметров среды, нагрузки и величины r^* .

На границах областей 0—1, 1—2, 3—4 и т. д. (см. рис. 1) параметры меняются скачком, за которым может следовать уменьшение или нарастание напряжения. Вследствие размывания волны величина скачка стремится к нулю. В зависимости от характеристик среды, нагрузки и величины r^* скачок может уменьшиться практически до нуля на любой из этих границ. На границах 1—3, 2—4 и других параметры меняются непрерывно.

Течение во всех областях определяется решением основных уравнений движения сплош-

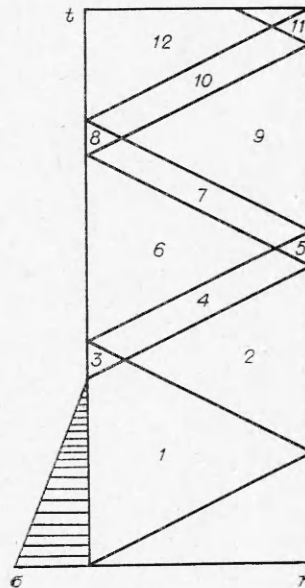


Рис. 1.

ной среды

$$\partial u / \partial t - 1 / \rho_0 \cdot \partial \sigma / \partial r = 0, \quad \partial u / \partial r - \partial \varepsilon / \partial t = 0, \quad (4)$$

где u — скорость частиц. Эта система замыкается уравнением (2).

Имеем следующие граничные условия: в области 1 — $\sigma = \sigma_{\max}(1 - t/\theta)$ при $r = 0$ и $\sigma = -c\rho_0 u$ при $r = ct$; в области 2 — $u = 0$ при $r = r^*$ (преграда неподвижна), $\sigma_2 - \sigma_1 = -c\rho(u_2 - u_1)$ на линии $r = -ct + 2r^*$; в области 3 — $\sigma = 0$ при $r = 0$ и непрерывность параметров на границе 1—3; в области 4 — непрерывность на границах 2—4 и 3—4 и т. д.

Решение зависит от четырех параметров среды E_D , E_s , μ и ρ_0 , двух параметров нагрузки σ_{\max} и θ и расстояния до преграды r^* .

Перейдем к безразмерным параметрам Лагранжа и безразмерным напряжениям, деформациям и скорости частиц:

$$x = \mu r / c, \quad \tau = \mu t, \quad \sigma^0 = \sigma / \sigma_{\max}, \quad u^0 = u / u_{\max}, \\ \varepsilon^0 = \varepsilon / \varepsilon_{\max}, \quad u_{\max} = -\sigma_{\max} / c_0 \rho_0, \quad \varepsilon_{\max} = \sigma_{\max} / E_D.$$

В этих переменных уравнения (4) принимают вид

$$\partial u^0 / \partial \tau + \partial \sigma^0 / \partial x = 0, \\ \partial u^0 / \partial x + \partial \varepsilon^0 / \partial \tau = 0.$$

Уравнение, определяющее поведение среды (2), записывается следующим образом:

$$\varepsilon^0 + \varepsilon^0 = \sigma^0 + \gamma \sigma^0, \quad \gamma = E_D / E_s.$$

Нагрузка в начальном сечении (1)

$$\sigma^0 = 1 - \tau / \mu \theta, \quad 0 \leq \tau \leq \mu \theta, \\ \sigma^0 = 0, \quad \tau > \mu \theta.$$

Уравнение границы 0—1 $x = \tau$; условие на этой границе $\sigma^0 = u^0$; расстояние до преграды $x^* = \mu r^* / c$; скорость фронта падающей волны $c_0 = 1$. В новых переменных задача содержит три независимых определяющих параметра (γ , $\mu \theta$, x^*). Это позволяет применять результаты расчетов к ряду сред и нагрузок.

Решение задачи выполнено на ЭВМ БЭСМ-6 методом характеристик. Применение этого метода к решению волновых задач в вязких средах изложено ранее [4]. Вычисления были проведены для пяти вариантов, отличающихся значениями $\mu \theta$ и γ , при $x^* = 6$:

Варианты	1	2	3	4	5
$\mu \theta$	5	10	50	5	10
γ	2	2	2	4	4

Все варианты соответствуют относительно коротким волнам и малому расстоянию до преграды. Действительно, при $\mu \theta = 50$ и $\mu = 1000 \text{ с}^{-1}$ получим $\theta = 0,05 \text{ с}$. При $c_0 = 100 \text{ м/с}$ найдем $r^* = x^* c / \mu = 0,6 \text{ м}$. При $\mu \theta = 10$ и тех же значениях θ и c_0 получим $r^* = 0,6 \text{ м}$ $\theta = 0,1 \text{ с}$.

Результаты расчета и их обсуждение. Конфигурация областей в плоскости x, τ существенно зависит от параметров задачи. В случае вариантов 1, 2, 4, 5 фронт отраженной волны достигает сечения $x = 0$, когда нагрузка становится равной нулю. При варианте 3 фронт отраженной волны подходит к сечению $x = 0$, когда нагрузка в этом сечении еще не упала до нуля.

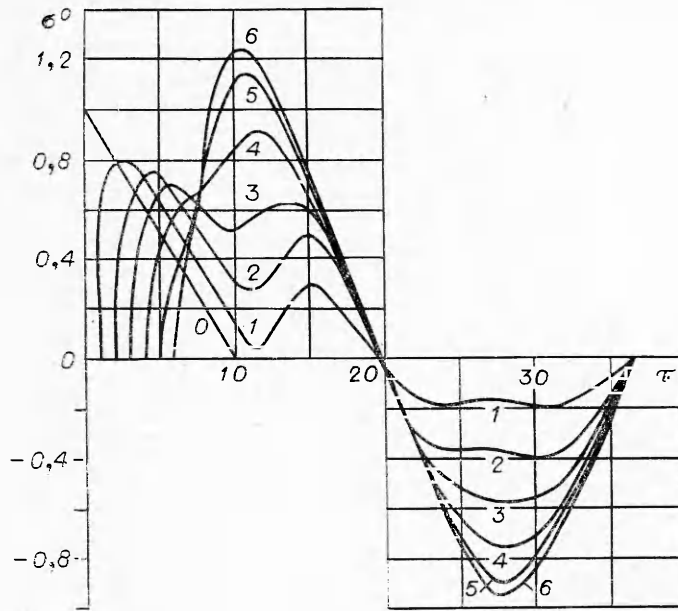


Рис. 2.

На рис. 2—4 приведены зависимости $\sigma^0(\tau)$, $\varepsilon^0(\tau)$ и $u^0(\tau)$ для варианта 2 на безразмерных расстояниях $0 \div 6$ (линии 0—6 соответственно). Падающая волна впереди имеет предвестник со скачком параметров на фронте; величина скачка не зависит от $\mu\theta$ и убывает с расстоянием. За скачком параметры возрастают до максимума и затем убывают. Развитие деформации и скорости частиц во времени отстает от зависимости $\sigma^0(\tau)$. При взаимодействии предвестника с преградой напряжение возрастает в два раза, как в линейно-упругой среде, так как на скачке вязкие свойства не проявляются. После этого напряжение на преграде нарастает до максимума. В обратном направлении от преграды движется отраженная волна сжатия, скачок на фронте которой быстро иссякает (практически при $x > 5$) из-за вязких свойств среды.

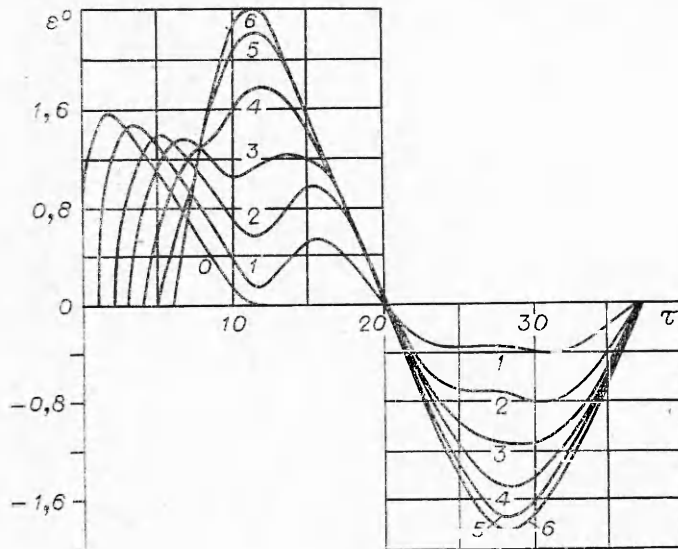


Рис. 3.

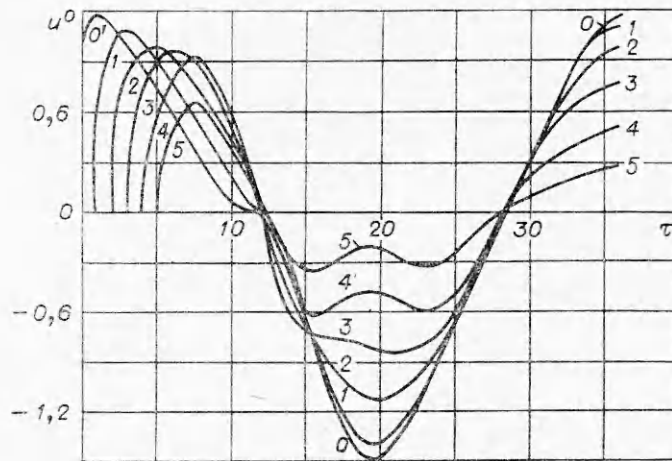


Рис. 4.

При подходе фронта отраженной волны к свободной поверхности возникает отраженная волна разрежения, идущая к преграде. Фронт ее — граница 4—6. Напряжение в отраженной волне сжатия на расстояниях $x=5, 4, 3$ достигает максимума до подхода фронта отраженной волны разрежения, а при $x=2$ и 1 — позднее. Таким образом, графики на рис. 2—4 в областях 6, 7 (см. рис. 1) — результат наложения волн сжатия и разрежения. В дальнейшем отраженная волна разрежения достигает преграды и возникает новая отраженная волна, движущаяся к начальному сечению.

В отраженных волнах развитие деформации во времени незначительно отстает от развития напряжения, что связано с возрастающей длительностью нарастания напряжения. Деформации близки к статическим. На преграде и вблизи от нее максимальные напряжения и деформации в отраженной волне (второй максимум) больше, чем в падающей (первый максимум). С приближением к свободной поверхности максимум отраженной волны убывает и становится меньше, чем в падающей волне.

В результате действия волны разрежения, идущей от свободной поверхности, сжатие сменяется растяжением, меняется знак напряжения, а вследствие этого и знак деформации (см. рис. 2, 3). Реальные грунты не выдерживают растягивающих напряжений, превышающих некоторое критическое значение (порядка долей атмосферы), различное в разных видах грунта. Поэтому происходит откол и волновая картина в области растягивающих напряжений не реализуется. В горных породах значения растяжений, при которых происходит разрыв среды, существенно выше, и области растягивающих напряжений могут возникать.

На рис. 5 приведена зависимость максимального напряжения в падающей и отраженной волнах от расстояния. Нумерация кривых соответствует номерам вариантов. Цифры без штрихов относятся к падающей, а со штрихами — к отраженной волне. Рис. 5 показывает, что интенсивность угасания напряжений в падающей и отраженной волнах возрастает с увеличением γ (т. е. увеличением различия между диаграммами динамического и статического сжатия) и с уменьшением $\mu\theta$ (т. е. длительности нагрузки или значения параметра вязкости).

Нагрузки на преграду растут с увеличением длительности волны. При достаточно большой длительности волны ($\theta \rightarrow \infty$) максимальная нагрузка на преграду в два раза больше, чем в начальном сечении.

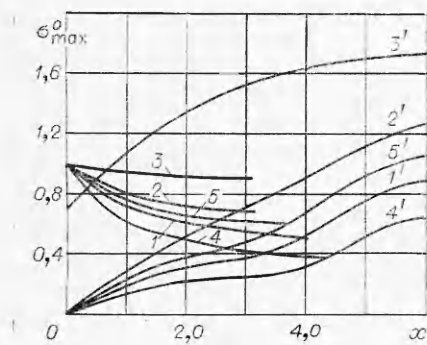


Рис. 5.

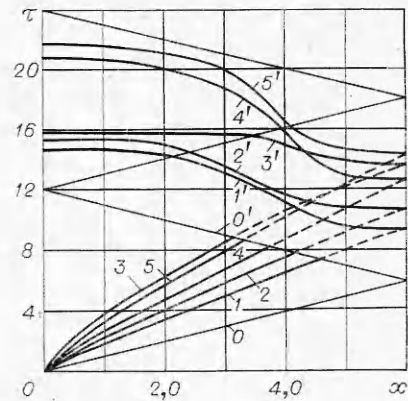


Рис. 6.

С увеличением θ возрастает и время нарастания нагрузки на преграду.

На рис. 6 представлена зависимость пути x , пройденного состоянием, соответствующим максимуму напряжения, от времени τ . Видно, что скорость распространения максимума $\dot{\epsilon}_{\max}^0$ падающей волны зависит от γ и $\mu\theta$; во всех случаях она меньше 1, т. е. меньше скорости фронта возмущения. С удалением от начального сечения $\dot{\epsilon}_{\max}^0$ возрастает и стремится к пределу, равному $\gamma^{-1/2}$, т. е. к значению скорости, определяемой диаграммой статического сжатия. Интенсивность приближения к предельному значению уменьшается с увеличением $\mu\theta$.

Скорость распространения максимума напряжения волны, отраженной от преграды, сначала существенно (на порядок и более) превышает скорость максимума падающей волны. С удалением от преграды скорость уменьшается, но когда максимум попадает в область действия волны разрежения, идущей от свободной поверхности, она возрастает, а в дальнейшем снова уменьшается. Скорость максимума определяется значениями $\mu\theta$, γ , x^* . Момент прихода волны разрежения от свободной поверхности зависит от величины x^* .

Скорость распространения максимума деформации отраженной волны имеет практически тот же характер и те же значения, что и скорость максимума напряжения. Так как волна уже размыта, зависимость $\sigma^0(\epsilon^0)$ близка к статической, и моменты достижения максимума напряжения и деформации близки.

Таким образом, объемная вязкость приводит к размыванию отраженной волны, уменьшению нагрузки на преграду и к увеличению времени нарастания нагрузки до максимума. Напряжения и деформации, создаваемые отраженной волной, зависят от свойств среды, длительности нагрузки, создающей волну, и расстояния между начальным сечением и преградой. Скорость максимума отраженной волны существенно превышает скорость максимума падающей волны.

Отметим, что в опытах [5] показано существенное возрастание скорости распространения максимума напряжения при отражении волны от преграды.

Институт механики
МГУ

Поступила в редакцию
12/III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Ляхов. ПМТФ, 1968, 4.
2. Г. М. Ляхов, И. Т. Тропин. Изв. АН СССР, МТТ, 1973, 3.
3. Г. М. Ляхов, К. С. Султанов. ПМТФ, 1975, 6.
4. Г. М. Ляхов. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
5. З. В. Нарожная. ФГВ, 1965, 1, 1.