

О ДИНАМИЧЕСКОЙ СЖИМАЕМОСТИ ПРОЧНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД И МЕТАЛЛОВ

С. А. Христианович, Е. И. Шемякин

(Новосибирск)

Методам динамического испытания твердых тел при помощи взрывного и ударного нагружений, посвящено много работ. Работы отечественных и американских физиков [1-15] содержат многочисленные данные об ударных адиабатах твердых тел и вычисленных на этом основании уравнениях состояния этих тел вплоть до давлений ~ 10 млн. бар. В то же время сравнительно небольшое число работ относится к диапазону давлений до 100—150 кбар, который представляет большой практический и научный интерес. К этому диапазону относятся практические взрывные работы в горных породах, в этом диапазоне происходит переход твердых тел из упругого в пластическое и, возможно, в гидродинамическое состояние; этот же диапазон отвечает изменению горного давления в земле до глубин 500 км, т. е. охватывает область глубин, интересную в геофизических приложениях.

В опытах по динамическому испытанию твердых тел при помощи взрывного нагружения обычно реализуется напряженное состояние, соответствующее плоской волне. В последние годы были произведены измерения параметров сферических и цилиндрических волн, возникающих при взрыве в прочных горных породах [11, 16].

В этих опытах было отмечено неожиданно высокое затухание амплитуд напряжений: амплитуды убывали с расстоянием r по закону r^{-n} , где $n = 1.6 \div 1.8$.

Как известно, для упругой среды в случае сферической волны $n = 1$. Расчеты затухания волн напряжений, основанные на современных представлениях о пластических деформациях твердых тел (теория течения и теория малых упруго-пластических деформаций) и об упругой волне разгрузки, приводят к значениям $n = 1.1 \div 1.2$.

Это ставит вопрос об уточнении представлений о пластических деформациях твердых тел при быстрых нагружениях и нагрузках, значительно превосходящих предел упругости. К этому же вопросу приводит и обсуждение данных экспериментов по динамическому сжатию металлов в области больших напряжений.

Ниже обсуждается физическая модель твердой среды, в которой при быстрых нагружениях обнаруживается значительное внутреннее трение. На основе этой модели рассматриваются явления затухания сферических волн в твердых телах и результаты экспериментов по динамическому сжатию железа и кварца в плоской ударной волне.

До сих пор представления о механизме затухания амплитуд волн напряжений с расстоянием от места взрыва основывались на аналогии с соответствующими явлениями в жидкости и газе.

Затухание плоской ударной волны в газе или жидкости связано с необратимыми процессами сжатия в ударной волне; за фронтом ударной волны процесс расширения можно считать адиабатическим. В твердых телах необратимость процесса деформации в зоне нагрузки главным образом связана с пластическими деформациями сдвига и в значительно меньшей мере с необратимостью объемных деформаций; процесс разгрузки в непрерывной волне считают обратимым и деформации упругими. Необратимые процессы вызывают уменьшение скорости распространения возмущений в области нагрузки по сравнению со скоростью звука в упругой среде. Разность этих скоростей непосредственно определяет быстроту убывания максимальной амплитуды волны. На этом эффекте основан термин «гидродинамическое затухание». При исследовании распространения сферической и цилиндрической волн в рамках этих представлений принципиально ничего не изменяется: эффект гидродинамического затухания накладывается на ослабление амплитуд за счет геометрического расхождения.

§ 1.1. Оценка эффекта «гидродинамического затухания» наиболее проста для слабой волны (Л. Д. Ландау [18]). Волну считают слабой, если скачок давления p или амплитуда напряжений σ_r много меньше модуля объемного сжатия среды K или модуля сжатия в направлении распространения

волны K_1 при учете прочности среды

$$\frac{p}{K} \ll 1, \quad \frac{\sigma_r}{K_1} \ll 1 \quad (1.1)$$

В слабой волне, как следует из (1.1), объемные деформации являются малыми; можно показать, что в слабой волне скорости распространения отличаются от скорости звука в покоящейся среде на величину того же порядка, что и деформация.

В прочных горных породах и большинстве металлов волны с амплитудой $\sim 50-150$ кбар являются слабыми, так как модуль объемного сжатия имеет порядок 10^3 кбар.

Ослабление амплитуды слабой сферической ударной волны с расстоянием в жидкости и газе [18, 19] пропорционально $(r\sqrt{\ln r})^{-1}$, что дает сравнительно небольшую поправку к геометрическому закону r^{-1} (вместо $n = 1$, обычно $n = 1.1 \div 1.2$). Расчеты параметров сферических волн в твердых телах показывают, что эффект «гидродинамического затухания» приводит к поправкам того же порядка ($n = 1.1 \div 1.2$).

Опытные данные [16, 17] о затухании волн напряжений в прочных горных породах при взрывах сферических зарядов указывают на более быстрое убывание амплитуд, поэтому естественно думать о наличии новых явлений, которые могут проявляться в твердых телах и оказывать влияние на затухание напряжений.

1.2. Рассмотрим модель твердого тела, составленного из «шариков», плотно упакованных и прочно сцементированных между собой. При сжатии такого тела может происходить как объемная деформация «шариков», так и проскальзывание их друг по другу с нарушением связей и с трением. В качестве «шариков» в горных породах могут быть отдельные кристаллы или блоки горной породы, а в металлах — кристаллы или группы соседних кристаллов с особо прочными связями между собой.

Рассмотрим одноосное сжатие такой среды в цилиндре с жесткими стенками, напряжение по оси цилиндра σ_r , напряжение по радиусу σ_θ ; имеем $\epsilon_r = \epsilon$.

При сжатии в зависимости от приложенного усилия могут реализовываться следующие случаи.

1. Трение между частицами велико (сцепление не нарушено); в этом случае деформация происходит упруго (или нелинейно упруго) за счет сжатия зерен — «шариков». В этом случае отношение напряжений σ_r и σ_θ определяется законом Гука

$$\sigma_\theta / \sigma_r = \alpha, \quad \alpha = \nu / (1 - \nu) \quad (\nu - \text{коэффициент Пуассона}) \quad (1.2)$$

2. Сцепление нарушено, трение между частицами пренебрежимо мало. Тогда

$$(\sigma_\theta / \sigma_r) = \alpha^* \approx 1 \quad (1.3)$$

что отвечает гидродинамическому состоянию или близкому к нему состоянию идеальной текучести

$$\sigma_r - \sigma_\theta = 2\tau_s \quad (\sigma_r \gg \tau_s, \tau_s = \text{const}) \quad (1.4)$$

3. Сцепление нарушено, но трением частиц пренебречь нельзя $\sigma_\theta / \sigma_r = \alpha^* < 1$ (1.5)

Это напряженное состояние будем называть состоянием с внутренним трением.

При $\alpha^* = \nu / (1 - \nu)$ имеет место переход от упругого состояния к состоянию с внутренним трением; при $\alpha^* \rightarrow 1$ коэффициент трения убывает, $\alpha^* = 1$ соответствует гидродинамическому состоянию.

Механизм внутреннего трения можно описать, если ввести условие пластичности в виде связи касательного напряжения $\tau = 1/2 (\sigma_r - \sigma_\theta)$ (второй инвариант тензора напряжений) с величиной $\sigma = 1/3 (\sigma_r + 2\sigma_\theta)$ — первый инвариант; эта связь может быть нелинейной, так что $\alpha^* = \alpha^*(\sigma)$.

Рассмотрим динамическое нагружение. Скорость звука в напряженном состоянии с внутренним трением при $\alpha^* = \alpha_0^* = \text{const}$ и $\sigma = K\varepsilon$ будет

$$a = \left(\frac{3K}{\rho_0(1 + 2\alpha_0^*)} \right)^{1/2}$$

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu$$

(λ, μ — параметры Ляме)

При $\alpha^* = \nu / (1 - \nu)$ имеем

$$(1.7)$$

$$a = a_0 = (\lambda + 2\mu / \rho_0)^{1/2}$$

Здесь a_0 — скорость распространения упругой волны.

При $\alpha^* = 1$ имеем

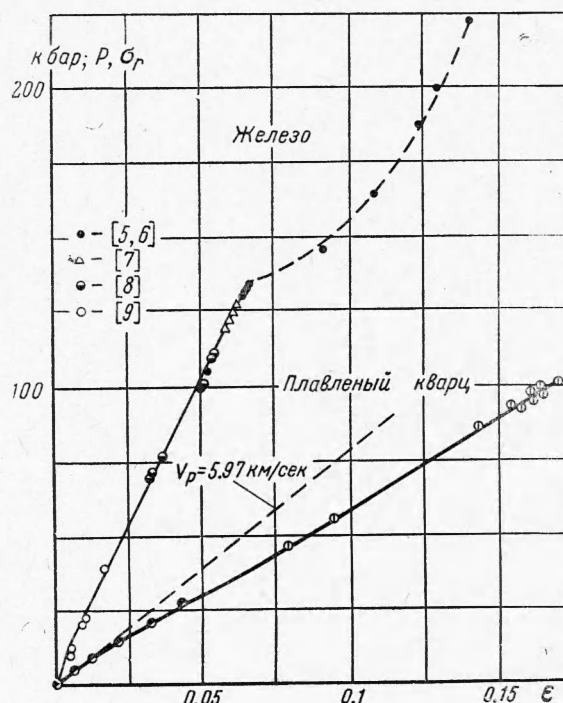
$$a = c_0 = (K / \rho_0)^{1/2} \quad (1.8)$$

Здесь c_0 — гидродинамическая скорость звука.

Если α^* зависит от σ , а связь σ и ε имеет слаботочный характер, то вместо (1.6) будет

$$a^2 = \frac{3K}{\rho_0(1 + 2\alpha_0^*)} (1 + l\varepsilon)$$

$$|l\varepsilon| \ll 1 \quad (1.9)$$



Фиг. 1

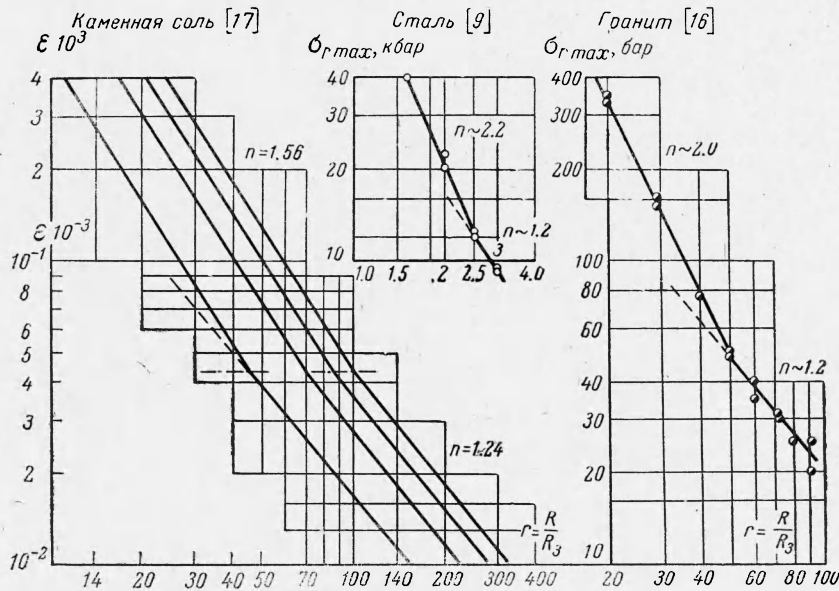
Рассмотрим твердое тело, для которого $\sigma = K\varepsilon$ ($K = \text{const}$) и для которого по данным эксперимента с плоскими волнами установлена линейная зависимость $\sigma_r(\varepsilon)$ в некотором диапазоне напряжений, что соответствует постоянной скорости звука при нагрузке и разгрузке.

На основании этих данных можно сделать две равноправные гипотезы: среда находится в упругом состоянии $\alpha = \nu / (1 - \nu)$, либо в состоянии с внутренним трением $\alpha^* = \nu / (1 - \nu)$.

Рассмотрим теперь сферическую волну, распространяющуюся в этой среде. Если при распространении волны сцепление между «шариками» не нарушается, то деформации в волне будут упругими и затухание амплитуд будет следовать закону r^{-1} . Если связи нарушены, то имеет место напряженное состояние с внутренним трением, и затухание происходит [21] по закону $r^{-(2-\alpha)}$. Это затухание связано с работой сил трения при относительном перемещении частиц в расходящейся волне. Причем этот эффект имеет место не только при нарастании напряжений в волне, но и в области разгрузки. Рассматривая затухание максимальных амплитуд в сферической волне, можно установить предел упругости.

Этот эффект отчетливо виден на фиг. 1 и 2, где приведены данные экспериментов с плоскими и сферическими волнами для железа, плавленого кварца, гранита и каменной соли [17]. Авторы [17] отмечают, что эта зависимость остается практически линейной в том диапазоне деформаций, который соответствует данным на фиг. 2.

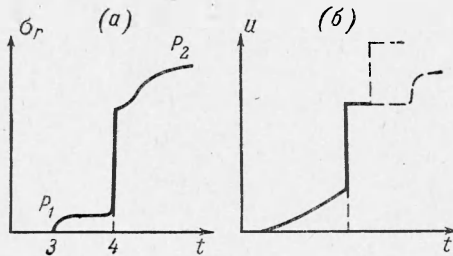
§ 2.1. Рассмотрим более подробно результаты некоторых экспериментов, относящихся к плоским волнам. В опытах по динамическому (взрывному) нагружению образца в некоторой окрестности оси цилиндрического образца реализуется плоская волна напряжений. Волна напряжений может иметь ударный характер, либо иметь непрерывное нарастание, либо распадаться на группу (две — три) непрерывных или ударных волн, идущих с разными скоростями (фиг. 3 а, б).



Фиг. 2

На фиг. 3а приведена эюра «напряжение — время» в стали [5], где 4 — время прихода упругой волны со скоростью 5.85 км/сек и амплитудой 15.7 кбар, 3 — время прихода ударной волны со скоростью 5.1 км/сек и амплитудой 225 кбар. На фиг. 3б — эюра «скорость движения поверхности — время» для образца из плавленого кварца [13], начало записи отвечает скорости волны 5.97 км/сек, первая ударная волна имеет скорость 5.15 км/сек и амплитуды 100 кбар.

Напряженное состояние определяется главными нормальными напряжениями σ_r и σ_θ и объемной деформацией ε . В опытах обычно измеряются скорость распространения ударной волны D и скорость перемещения частицы u , после чего напряжение σ_r и деформация ε определяются при помощи уравнений Гюгоню



Фиг. 3

$$\sigma_r - \sigma_{r0} = \rho_0 (D - u_0) (u - u_0) \quad (2.1)$$

$$\varepsilon = \frac{u - u_0}{D - u_0} \quad \left(\varepsilon = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \quad (2.2)$$

Здесь индексом 0 обозначены величины перед волной. Для скорости распространения ударной волны D и скорости звука a имеем

$$D = \left(\frac{\sigma_r}{\rho_0 \varepsilon} \right)^{1/2}, \quad a = \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{d\sigma_r^*}{d\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Здесь $\sigma_r^* = \sigma_r^*(\varepsilon)$ — адиабатическая зависимость.

Как было отмечено, для слабых волн разность скоростей a , D и a_0 имеет тот же порядок, что и ε . Соотношения (2.1) и (2.2) являются точными для скачка уплотнения и приближенно выполняются (с точностью до ε^2) для непрерывной слабой короткой волны [19, 21].

При помощи (2.1) и (2.2) экспериментальные данные по динамическому сжатию железа[‡] и плавного кварца можно представить в следующем виде (фиг. 1). Как следует из этих данных, скорость ударных волн в этом диапазоне напряжений изменяется незначительно, на величину не более 10—15%. Для оценки отклонения скоростей возмущений от скорости звука в упругом состоянии диаграмму (фиг. 1) можно представить в виде двух прямых отрезков. При этом в железе и сталях наклоны этих прямых отвечают скоростям возмущений: при весьма малых (упругих) амплитудах волн — 5.86—6,0 км/сек, а при больших напряжениях [20] вплоть до 130 кбар — 5.1 ÷ 5.15 км/сек, в плавном кварце 6.0 и 5.15 км/сек соответственно.

О наличии необратимых деформаций можно судить, если зависимость $\sigma_r(\epsilon)$ отличается при нагрузке и разгрузке. Не вникая в механизм необратимых деформаций, зависимость $\sigma_r(\epsilon)$ можно положить в основу теории плоских волн, но, как видно из предыдущего, без дополнительных данных, на этой зависимости нельзя основывать рассмотрение более сложных напряженных состояний. Если в дополнение к зависимости $\sigma_r(\epsilon)$ имеются данные о связи $\sigma(\epsilon)$, то можно установить величину деформации ϵ , при которой твердое тело переходит в гидродинамическое состояние. Это можно сделать по сопоставлению наклонов касательных на кривых $\sigma_r(\epsilon)$ и $\sigma(\epsilon)$, при одном и том же значении ϵ .

2.3. Если обратиться к модели среды с внутренним трением, то опытные данные о зависимости $\sigma_r(\epsilon)$ можно истолковать следующим образом.

Изменение скорости распространения может происходить как за счет нелинейности зависимости

$$\alpha^*(\sigma) = \alpha_0^*(1 + \chi\sigma), \quad |\chi\sigma| \ll 1$$

так и за счет нелинейности объемного сжатия

$$\sigma = K\epsilon(1 + l_1\epsilon), \quad |l_1\epsilon| \ll 1$$

Зависимость $\sigma_r(\epsilon)$ позволяет определить α_0^* . Так, в случае диаграммы $\sigma_r(\epsilon)$ для железа, имеющей излом, будет

$$\alpha_0^* = \alpha - \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \Delta \quad \left(\Delta = \frac{a - a_0}{a_0} \right)$$

Здесь Δ — относительный скачок скорости звука. Если же изменение скорости звука происходит непрерывно, что наблюдается во многих случаях при испытании металлов [10] и горных пород [16], то

$$\alpha_0^* = \frac{\nu}{1 - \nu} \quad (2.4)$$

Затухание волны вследствие наличия трения определяется прежде всего величиной α_0^* . Если нелинейность зависимости $\sigma_r(\epsilon)$ связана с необратимыми процессами объемной деформации, то влияние этих процессов на затухание волны определяется относительной разностью скорости звука при нагрузке, т. е. проявляется в дополнительном «гидродинамическом затухании» волны.

2.4. Как отмечено, опытных данных о зависимости $\sigma_r(\epsilon)$ недостаточно для однозначного заключения о механизме необратимых деформаций.

Такие сведения можно получить либо из опытов с расходящимися волнами, либо из других опытов, дополняющих данные о зависимости $\sigma_r(\epsilon)$ данными о сжатии $\sigma(\epsilon)$ и трении $\tau(\sigma)$.

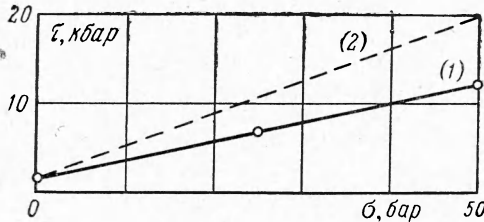
В качестве иллюстрации рассмотрим экспериментальные данные Бриджмена о зависимости $\tau(\sigma)$ (фиг. 4, линия 1) [23] и данные Бьюкенена (фиг. 4, линия 2) [24]. Зависимость $\tau(\sigma)$ имеет вид, характерный для среды с внутренним трением: τ увеличивается с ростом σ . Наклон линии $\tau(\sigma)$ может зависеть от скорости нагружения $\dot{\sigma}$.

Можно предположить, что при высоких скоростях нагружения трение уже не зависит от скорости нагружения и коэффициент α^* можно определить из наблюдений за ослаблением амплитуд напряжений в сферической волне, учитывая при этом дополнительный эффект гидродинамического затухания.

Опыты по пространственному затуханию волн напряжений в металлах в сферическом и цилиндрическом случаях в литературе практически не обсуждались. Здесь мож-

но привести лишь некоторые данные Дж. Райхарта [9] о затухании волн напряжений при осесимметричном нагружении металлов (накладной сосредоточенный заряд на блоках из железа или стали различной толщины d) (фиг. 2). Из этих данных следует, что при достижении предела упругости закон затухания максимального напряжения резко меняется: показатель в степенном законе, несколько больший 2, становится несколько большим единицы, хотя скорость возмущений по данным Райхарта остается постоянной и равной 5.53 км/сек .

Опыты Райхарта проведены в более сложных условиях, чем сферический взрыв в твердой среде; это не позволяет непосредственно сопоставлять данные опытов [9] с выводами теории; точность определения σ_r и a также недостаточна: по-видимому, $a = 5.53 \text{ км/сек}$, осредняет значения a при $\sigma_r \approx 40 \text{ кбар}$ и $\sigma_r \approx 10 \text{ кбар}$.



Фиг. 4

Более полные данные получены при взрывах сферических зарядов в прочной горной породе (мрамор, гранит, диабаз, прочные известняки [16]; каменная соль [17]). На фиг. 2 приведены данные из работы [17], указывающие на разные законы затухания волн напряжения в состоянии с внутренним трением и при наличии только гидродинамического затухания, хотя, как отмечают авторы [17], зависимость $\sigma_r(\epsilon)$ остается практически линейной

во всем диапазоне деформаций, для которого приведены эти данные.

Эти данные получены в тех же условиях, для которых получен теоретический закон затухания максимальных напряжений $\sigma_r \sim r^{-(2-\alpha^*)}$, что позволяет вычислить значение $\alpha^* = 0.44$. При помощи формулы (2.4) находим $\nu = 0.305$, что весьма близко к значению ν для каменной соли: $\nu = 0.30-0.33$.

Таким образом, опыты по динамическому испытанию твердых тел (если результаты предполагается использовать для расчета параметров расходящейся волны) необходимо дополнить изучением законов затухания сферических волн напряжений или данными о зависимости $\tau(\sigma)$, полученными в опытах при различных скоростях нагружений.

3.1. Рассмотрим распространение сферической ударной волны; за фронтом ударной волны происходит разгрузка, но разгрузку нельзя считать упругой: следует принимать во внимание внутреннее трение.

Для волны разгрузки в волне напряжений в среде с внутренним трением имеем

$$\sigma - \sigma_0 = K(\epsilon - \epsilon_0), \quad \sigma_{\theta} - \sigma_{\theta 0} = \alpha^*(\sigma_r - \sigma_{r_0}) \quad (3.1)$$

где величины с индексом 0 относятся к состоянию в начале разгрузки.

В настоящее время нет прямых данных о зависимости $\tau(\sigma)$ при быстрых изменениях σ . Из некоторых данных Бриджмена о поведении $\tau(\sigma)$ при медленных нагружениях и разгрузке [23] следует, что зависимость $\tau(\sigma)$ при нагрузке подобна таковой при разгрузке.

Определим закон затухания сферических ударных волн напряжений в диапазоне давлений, при которых проявляется внутреннее трение.

Для непрерывной короткой волны имеем [12]

$$r^{2-\alpha} \sigma_{r^{\circ}} = G(\xi), \quad \sigma_{r^{\circ}} = \frac{\sigma_r}{K_1} \cdot \sigma_r = K_1 \epsilon (1 + l\epsilon) \quad (3.2)$$

$$\xi = r \left[1 - \frac{\alpha \sigma_{r^{\circ}}}{1 - \alpha} \right] - a_0 t \quad (\alpha \sim 1)$$

Здесь r — координата, K_1 — модуль сжатия, $G(\xi)$ — произвольная функция.

Рассмотрим простой случай линейного профиля за фронтом ударной волны

$$G(\xi) = C_1 (\xi - \xi_0) \quad C_1 = \text{const}$$

Для слабой ударной волны скорость распространения в покоящейся среде равна

$$D = \frac{dr}{dt} = a_0 \left(1 - \frac{l}{2} \sigma_{r^{\circ}} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Определяя dr/dt из (3.2) и приравнивая (3.3), находим

$$\frac{dX}{X} = \frac{l}{2} \frac{C_1}{r^{2-\alpha}} \left[1 + \frac{l}{(1-\alpha)} \frac{C_1}{r^{1-\alpha}} \right]^{-1} dr \quad (X = \sigma_r \circ r^{2-\alpha})$$

Отсюда получаем закон затухания скачка напряжений в среде с внутренним трением

$$\frac{\sigma_r}{K_1} = \frac{C_2}{r^{2-\alpha}} \left[1 + \frac{l}{1-\alpha} \frac{C_1}{r^{1-\alpha}} \right]^{1/2} \quad (C_2 = \text{const}) \quad (3.4)$$

Как следует из (3.4), ударная волна напряжений затухает быстрее, чем непрерывная волна.

Поступила 25 II 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких давлениях. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, вып. 1.
2. Альтшулер Л. В. и др. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, вып. 4.
3. Walsh J. M., Rice M. H. Shock-Wave Compressions of Twenty-Seven Metals. Equation of state of Metals. Phys. Rev., 1957, 108, 2.
4. McQueen R. C. and Marsh S. P. Equation of state for Nineteen Metallic Elements from Shock-Wave Measurements to Two Megabars. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7.
5. Goranson R. W. et al. Dynamic Determination of the Compressibility of Metals. J. Appl. Phys., 1955, 26, 12.
6. Bancroft D., Peterson E., Minshall St. Polymorphism of Iron at High Pressure. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, 3.
7. Katz S., Doran D. G., Curran D. R. Hugoniot Equations of State of Aluminium and Steel. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, 4.
8. Minshall St. Properties of Elastic and Plastic waves Determined by Pin Contactors and Crystals J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, 4.
9. Rinehart J. Some Quantitative Data Bearing of the Scabbing of Metals Under Explosive Attack. J. Appl. Phys., 1951, vol. 22, 5.
10. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. Исследование упруго-пластических волн в железе и стали при взрывном нагружении. Физ. тверд. тела, 1963, т. 5, № 1.
11. Гоголев В. М., Мыркин В. Г., Яблокова Г. И. Приближенное уравнение состояния твердых тел. ПМТФ, 1963, № 5.
12. Иванова А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 40, вып. 6.
13. Waskerle J. Shock Wave compression of Quartz. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2.
14. Адагуров Г. А. и др. Ударное сжатие кварца. ПМТФ, 1962, № 4.
15. Duvall G. E. Shock waves in the study of solids. Appl. Mech. Rev., 1962, 33, 2.
16. Ханукаев А. Н., Ванягин И. Ф., Гоголев В. М., Мыркин В. Г. О распространении волн напряжений при взрыве в твердых породах. Зап. Ленингр. гор. ин-та им. Г. В. Плеханова, 1961, т. XIV, вып. 1.
17. Nichols H. R., Duvall W. Effect of characteristic impedance on explosion — generated strain pulses in rock. Rock. Mech. Pergamon Press, 1963.
18. Ландау Л. Д. Об ударных волнах на больших расстояниях от места их возникновения. ПММ, 1945, т. 9, вып. 4.
19. Христианович С. А. Ударная волна на больших расстояниях от места взрыва. ПММ, 1956, т. XX, вып. 6.
20. Taylor J., Rice N. Elastic-plastic properties of Iron. J. Appl. Phys., 1963 vol. 34, 2.
21. Шемякин Е. И. Волны напряжений при подземном взрыве в прочных горных породах. ПМТФ, 1963, № 5.
22. Медведева Н. С., Шемякин Е. И. Волны нагрузки при подземном взрыве в горных породах. ПМТФ, 1961, № 6.
23. Бриджмен П. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. ИЛ, 1955.
24. Buchanan J. S., James H. J. Measurement of high intensity stress pulses. Brit. J. Appl. Phys., 1959, vol. 10, 6.