

ЛИТЕРАТУРА

1. Слепян Л. И. Резонансные явления в пластинах и оболочках при бегущей нагрузке // Тр. VI Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластинок.— М.: Наука, 1966.
2. Слепян Л. И. Нестационарные упругие волны.— Л.: Судостроение, 1972.
3. Слепян Л. И., Яковлев Ю. С. Интегральные преобразования в нестационарных задачах механики.— Л.: Судостроение, 1980.
4. Айзенберг М. В. Расчет продольных резонансных волн в тонкой цилиндрической оболочке, погруженной в сжимаемую жидкость // Тр. VII Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластинок.— М.: Наука, 1970.
5. Пинчукова Н. И., Степаненко М. В. Низкочастотные резонансные волны в цилиндрической оболочке с присоединенными массами // ФТПРПИ.— 1979.— № 4.
6. Слепян Л. И., Царева О. В. Поток энергии при нулевой групповой скорости несущей волны // ДАН СССР.— 1987.— Т. 294, № 4.

Поступила 15/XII 1987 г.

УДК 539.375

РАСЧЕТ ДЕФОРМАЦИИ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ С УЧЕТОМ ДОПРЕДЕЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

А. В. Талонов, Б. М. Тулинов

(Москва)

Для описания деформационных свойств гетерогенных материалов в настоящее время широко используется модель упругой среды, ослабленной большим числом трещин [1—9].

Цель настоящей работы — построение системы определяющих уравнений для расчета деформационных свойств хрупких материалов на основе развития модели трещиноватой среды, предложенной в [3, 4, 9], с учетом роста трещин в процессе деформирования.

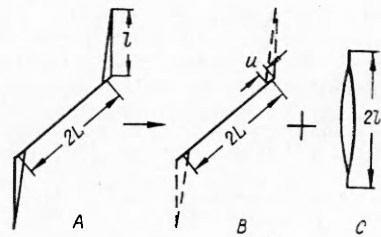
1. Рассмотрим развитие изолированной сдвиговой трещины. Распространение сдвиговой трещины в рамках плоской постановки исследовалось в [6—8], где отмечено, что в процессе нагружения в концевых зонах сдвиговой трещины возникают отрывные трещины, растущие в общем случае по криволинейным траекториям.

Эксперименты [8] показывают, что искривление растущей отрывной трещины происходит непосредственно вблизи концевой зоны сдвиговой трещины. В дальнейшем независимо от направления плоскости сдвиговой трещины рост отрывной трещины происходит в плоскости, перпендикулярной направлению наименьшего сжимающего напряжения.

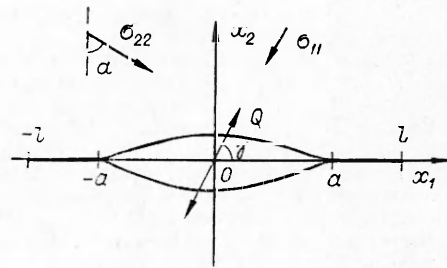
В настоящей работе, в отличие от [9], отдельная трещина моделируется трехзвенным разрезом, состоящим из трещины сдвига длиной $2L$ и двух центрально-симметричных прямолинейных трещин отрыва с начальной длиной l (рис. 1).

Макроскопический тензор деформаций трещиноватой среды в рамках метода непосредственного усреднения полей по объему [2] определяется через смещения берегов трещин усредненных по поверхностям статистического ансамбля разрезов. Так как локальные смещения вдоль разреза не входят непосредственно в конечный результат, то для упрощения расчетов при сохранении всех характерных особенностей решения исходной задачи средние смещения поверхности трехзвенной трещины предлагается представить в виде суперпозиции средних смещений поверхностей двух трещин (рис. 1). Непрерывность смещений берегов разреза в точках излома обеспечивается согласованием краевых условий на разрезах B и C .

Рассмотрим сначала трещину B , находящуюся в безграничной упругой среде с модулем Юнга E_0 и коэффициентом Пуассона ν_0 . В центре данной трещины помещаем систему координат xOy так, чтобы ось Ox была направлена вдоль разреза. Напряженное состояние на бесконечности считается однородным, а главные напряжения равными σ_{11} и σ_{22} . Для данного напряженного состояния ориентация трещины определяется углом θ между главной осью, соответствующей σ_{22} , и осью Oy . Остановимся на случае сжимающих напряжений $\sigma_{22} < \sigma_{11} \leq 0$.



Р и с. 1



Р и с. 2

Предположим, что берега трещин взаимодействуют по закону Кулона [3]

$$(1.1) \quad \tau_- = \tau_0 + \mu \sigma_n,$$

где μ — коэффициент трения; τ_0 — сцепление; σ_n — нормальное напряжение. Тогда с учетом условия непрерывности смещений в точках излома трехзвенного разреза смещения поверхности закрытой трещины под действием сжимающих напряжений находятся из выражений

$$(1.2) \quad v_1(x, 0) = w_1(x, 0) + u, \quad v_2(x, 0) = 0.$$

Здесь u определяется смещением берегов трещины C (рис. 1), а w_1 — из решения задачи о прямолинейном разрезе с взаимодействующими берегами [10]:

$$w_1(x, 0) = \pi D \sqrt{L^2 - x^2} \tau_+, \quad D = \frac{(1 + \kappa)(1 + \nu_0)}{2\pi E_0},$$

где $2L$ — длина трещины B ; τ_+ — эффективное сдвиговое напряжение, характеризующее взаимное смещение берегов закрытой трещины и равное $\tau_+ = |\tau| - \tau_-$ при $|\tau| > \tau_-$; при $|\tau| \leq \tau_-$ берега трещин находятся в сцепленном состоянии и $\tau_+ = 0$; $\kappa = (3 - \nu_0)/(1 + \nu_0)$ для обобщенного плоского напряженного состояния, $\kappa = 3 - 4\nu_0$ для плоской деформации.

Рассмотрим теперь трещину, моделирующую трещины отрыва в вершинах сдвиговой трещины. Выбираем систему координат так, чтобы начало системы совпадало с центром трещины и разрез лежал вдоль оси Ox_1 (рис. 2). Для данного напряженного состояния ориентации трещины задается углом α между главной осью, соответствующей σ_{22} , и осью Ox_2 .

Для учета влияния разреза B на трещину отрыва C в краевом условии необходимо учесть напряжения, возникающие на поверхности трещины C при подвижке берегов разреза B . Характер растягивающих напряжений, возникающих на поверхности трещины C , может быть установлен только из анализа сингулярных интегральных уравнений для задачи о трехзвенном разрезе [6]. В данной работе для упрощения расчетов влияние сдвиговой трещины предлагается приближенно учесть, как и в [8, 11], введением в краевое условие на разрезе C сосредоточенной силы. При этом считается, что сосредоточенные растягивающие силы пропорциональны эффективному сдвиговому напряжению τ_+ и направлены вдоль поверхности разреза C (рис. 2, где γ — угол между сдвиговым и отрывным разрезами в трехзвенной трещине).

Модельное представление растягивающих напряжений в виде сосредоточенной силы приводит к неограниченным смещениям в окрестности точки приложения силы, имеющим логарифмическую особенность [12]. Однако, как показано при численном моделировании трехзвенного разреза [6], смещения берегов трещины в области излома конечны. С другой стороны, в рамках подхода, предложенного в [2], макроскопический тензор деформации трещиноватой среды выражается через смещения, осредненные по поверхностям трещин, и вклад сосредоточенных сил в деформацию среды будет конечен.

Под действием сжимающих напряжений σ_{11} и σ_{22} берега отрывной трещины могут плавно смыкаться и взаимодействовать на участках $[-l, -a]$ и $[a, l]$. Границы области $[-a, a]$ определяются уравнением $K_1(\pm a) = 0$ [10, 12] (K_1 — коэффициент интенсивности отрывных напряжений).

Рассмотрим класс траекторий нагружения, при котором на поверхности отрывной трещины не возникают зоны смыкания берегов; он представляет значительный интерес, так как именно при этих условиях и происходит рост трещин в процессе нагружения. Тогда краевая задача для отрывной трещины имеет вид

$$(1.3) \quad u_1^+(x_1, 0) = u_1^-(x_1, 0) \quad (|x_1| \geq l), \quad u_2^+(x_1, 0) = u_2^-(x_1, 0) \quad (|x_1| \geq l), \\ \sigma_{22}^\pm(x_1, 0) = Q \sin^2 \gamma \delta(x_1) - \sigma_1 \quad (|x_1| < l), \quad \sigma_{12}^\pm(x_1, 0) = \\ = Q \sin \gamma \cos \gamma \delta(x_1) + \tau_1 \quad (|x_1| < l), \\ \sigma_1 = |\sigma_{11}| \cos^2 \alpha + |\sigma_{22}| \sin^2 \alpha, \quad Q = 2L\tau_+, \quad \tau_1 = (\sigma_{11} - \sigma_{22}) \sin \alpha \cos \alpha,$$

где u_i^\pm — смещения на верхнем и нижнем берегах разреза; $\delta(x)$ — дельта-функция.

Распределение смещений вдоль осей Ox_1 и Ox_2 определяется согласно [12] соотношением

$$(1.4) \quad u_2 = u_i^+ - u_i^- = D \int_{-l}^i \sigma_{i2}^\pm(t, 0) \sqrt{l^2 - t^2} \times \\ \times \int_{-l}^{x_1} \frac{dt d\eta}{(t - \eta) \sqrt{l^2 - \eta^2}} \quad (i = 1, 2, |x_1| < l),$$

используя которое для краевой задачи (1.3), получаем распределение смещений вдоль осей Ox_1 и Ox_2 :

$$(1.5) \quad u_2 = D \left(\frac{2}{\pi} L\tau_+ \sin^2 \gamma \ln \left| \frac{\sqrt{l-x_1} + \sqrt{l+x_1}}{\sqrt{l-x_1} - \sqrt{l+x_1}} \right| - \sigma_1 \sqrt{l^2 - x_1^2} \right), \\ u_1 = D \left(\frac{L}{\pi} \tau_+ \sin 2\gamma \ln \left| \frac{\sqrt{l-x_1} + \sqrt{l+x_1}}{\sqrt{l-x_1} - \sqrt{l+x_1}} \right| + \tau_1 \sqrt{l^2 - x_1^2} \right).$$

Выражения для коэффициентов интенсивности напряжений для (1.3), характеризующих сингулярное решение в точках $x_1 = \pm l$, согласно [12], имеют вид

$$(1.6) \quad K_1 = \sqrt{\pi l} \left(\frac{2\tau_+ L}{\pi l} \sin^2 \gamma - \sigma_1 \right), \quad K_2 = \sqrt{\pi l} \left(\frac{2\tau_+ L}{\pi l} \sin \gamma \cos \gamma + \tau_1 \right)$$

(K_2 — коэффициент интенсивности для поперечного сдвига).

Условие предельного равновесия вершины трещины в общем случае определим неравенством [13]

$$(1.7) \quad (K_1/K_{1c})^2 + (K_2/K_{2c})^2 < 1$$

(K_{1c} , K_{2c} — постоянные, связанные с разрушением материала).

Обобщая результаты [14] на сложный тип нагружения и учитывая неравенство (1.7), для описания изменения во времени размера трещины используем зависимость

$$(1.8) \quad v = \begin{cases} 0, & K < K_{1c}, \\ v_0 \Phi(K), & K_{1c} \leq K < K^*, \\ v_c, & K \geq K^*, \end{cases}$$

где $K = \sqrt{K_1^2 + (K_{1c}K_2/K_{2c})^2}$; v_0 — предельная скорость роста трещин; K^* — порог разрушения с предельной скоростью; $\Phi(K) = A_1 \exp(\lambda K)$ для

сухих горных пород и $\Phi(K) = A_2 K^n$ для насыщенных материалов [15]; A_1, A_2, n, λ — постоянные материала.

С помощью выражения (1.6) находятся условия образования области контакта на поверхности отрывной трещины и ее границы:

$$(1.9) \quad a = \begin{cases} \frac{2L}{\pi\sigma_1} \tau_+ \sin^2 \gamma, & \tau_+ < \frac{\pi l \sigma_1}{2L \sin^2 \gamma} \\ l, & \tau_+ \geq \frac{\pi l \sigma_1}{2L \sin^2 \gamma} \end{cases}$$

Соотношения (1.5), (1.6), (1.8) позволяют рассчитать подвижку берегов отрывной трещины с учетом возможности изменения ее длины в процессе нагружения при условии отсутствия на поверхности разреза зон контакта, определяемом выражением (1.9). Причем, как видно из соотношения (1.6), коэффициенты интенсивности напряжений уменьшаются с увеличением длины отрывной трещины при постоянной нагрузке и в соответствии с (1.8) трещины могут перейти в устойчивое положение, что согласуется с результатами [6, 7].

2. Рассмотрим деформацию упругой среды, ослабленной одинаковыми изолированными трехзвенными разрезами, задача о смещении берегов которых была решена в п. 1. С помощью метода [2] приращение макроскопического тензора деформаций в рамках предложенной модели представим в виде

$$(2.1) \quad \delta \varepsilon_{ik} = \delta \varepsilon_{ik}^0 + \frac{1}{2} \int (n_i \delta U_k + n_k \delta U_i) F(Y) dY + \frac{1}{2} \int (m_i \delta W_k + m_k \delta W_i) \times \\ \times F(Y) dY + \frac{1}{2} \int (n_i U_k + n_k U_i + m_i W_k + m_k W_i) \delta F(Y) dY.$$

Здесь ε_{ik}^0 — тензор деформаций сплошной линейно-упругой среды; n_i, m_i — компоненты нормальных единичных векторов к поверхностям разрезов B и C ; U_i и W_i — компоненты векторов среднего скачка смещений берегов закрытой и открытой трещин; $F(Y)$ — функция распределения трещин по набору параметров Y , введенная в [2]. В качестве параметров Y предлагается брать размеры трещин и их пространственную ориентацию, задаваемую для плоского напряженного состояния углами α и γ .

Предположим, что плотность трещин не меняется в процессе нагружения и известна функция распределения до нагружения $f(L, l, \alpha, \gamma)$. Тогда, учитывая, что в рассматриваемой модели отрывные трещины остаются прямолинейными в процессе нагружения, функцию распределения запишем как

$$(2.2) \quad F(Y) = f \left(L, l + \int_0^l v(l, \alpha, \gamma) dt', \gamma, \alpha \right)$$

(v — скорость роста отрывной трещины, определяемая соотношением (1.8)). С помощью (1.5), производя усреднения по поверхности отрывной трещины, компоненты вектора W_i представим в форме

$$(2.3) \quad W_2 = D l^2 \left(4\tau_+ \frac{L}{l} \sin^2 \gamma - \pi \sigma_1 \right), \quad W_1 = D l^2 \left(2\tau_+ \frac{L}{l} \sin 2\gamma + \pi \tau_1 \right).$$

При усреднении компонент вектора скачка смещений v_i , согласно выражению (1.2), необходимо проводить усреднение смещений в точках излома трехзвенного разреза. Средним смещением в точках излома предлагается считать предел

$$(2.4) \quad U(0) = \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{1}{2z} \int_{-z}^z (u_2(x_1, 0) \cos \gamma + u_1(x_1, 0) \sin \gamma) dx_1 \right).$$

На основе соотношений (1.2), (1.5), (2.4) находим компоненты вектора среднего скачка смещений берегов трещины B :

$$(2.5) \quad U_1 = DL^2(\pi\tau_+ + 2X)n_2, \quad U_2 = DL^2(\pi\tau_+ + 2X)n_1, \\ X = \tau_+ \sin \gamma \sin 2\gamma - \frac{l}{L}(\sigma_1 \cos \gamma - \tau_1 \sin \gamma).$$

Как видно из (2.3), (2.5), компоненты векторов средних скачков смещений — ограниченные величины. Подстановкой соотношений (2.2), (2.3), (2.5) в уравнение (2.1) определяется тензор деформации трещиноватой среды. Причем интегрирование в (2.1) следует проводить в пределах, где имеет место взаимное смещение берегов трещин $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$, характеризуемое соотношением (1.1). В силу симметрии задачи рассматриваются секторы $0 \leq \gamma \leq \pi/2$, $0 \leq \alpha \leq \pi/2$.

Таким образом, уравнение деформаций трещиноватой среды с учетом развития трещиноватости имеет вид

$$(2.6) \quad \dot{\epsilon}_{ik} = \dot{\epsilon}_{ik}^0 + A_{ikjl}\dot{\sigma}_{jl} + B_{ikjl}\sigma_{jl}$$

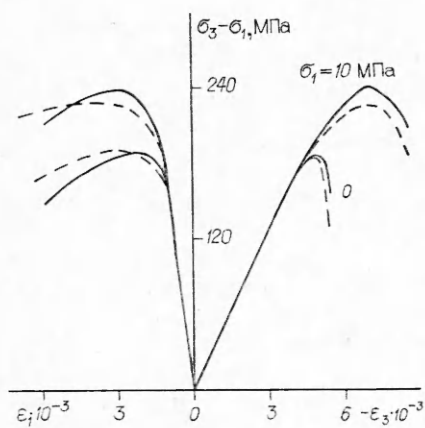
(тензоры A_{ikjl} , B_{ikjl} находим из соотношений (1.1), (1.6), (1.8), (2.1) — (2.3), (2.5)).

Компоненты тензора B_{ikjl} , полученного для данного вида напряженного состояния и начального распределения трещин $f = (1/\pi)\delta(L - L_0)\delta(l)$, имеют вид

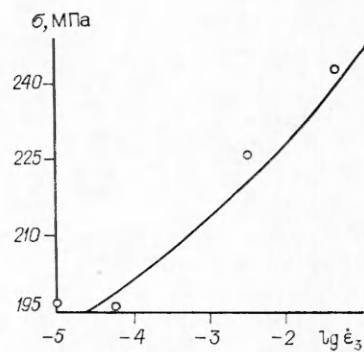
$$(2.7) \quad B_{1111} = 2\pi \sin \alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} C \frac{v}{l} d\gamma + \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \cos \gamma \sin(\alpha - \gamma) \times \\ \times (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} + \mu) d\gamma, \\ B_{2222} = 2\pi \cos \alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} C \frac{v}{l} d\gamma + \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \sin \gamma \sin(\alpha - \gamma) (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} - \mu) d\gamma, \\ B_{1122} = -\sin \alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \cos \gamma \sin(\alpha - \gamma) (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} - \mu) d\gamma, \\ B_{2211} = -\cos \alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \sin \gamma \sin(\alpha - \gamma) (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} + \mu) d\gamma, \\ B_{1211} = \frac{\pi}{2} \sin 2\alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} C \frac{v}{l} d\gamma + \frac{1}{2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \sin(\alpha - \gamma) \cos(\alpha + \gamma) \times \\ \times (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} + \mu) d\gamma, \\ B_{1222} = \frac{\pi}{2} \sin 2\alpha \int_{\xi_1}^{\xi_2} C \frac{v}{l} d\gamma - \frac{1}{2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} K C v \cos(\alpha + \gamma) \sin(\alpha - \gamma) \times \\ \times (\sqrt{1 + \mu^2 \sin(2\gamma - \beta)} - \mu) d\gamma, \\ K = \frac{5L_0}{l}, \quad C = \frac{\pi}{2} D N l^2, \quad \beta = \arctg \mu,$$

где (ξ_1, ξ_2) — сектор роста трещин, определяемый соотношением (1.8); N — концентрация трещин.

Компоненты тензора A_{ikjl} могут быть получены из (1.1), (1.6), (1.8), (2.1)–(2.3), (2.5), но ввиду громоздкости выражений не приводятся. Соотношения (2.3), (2.5), (2.7) были найдены в приближении невзаимодействующих трещин ($NL^2 \ll 1$, $Nl^2 \ll 1$). При учете развития трещиноватости



Р и с. 3



Р и с. 4

в процессе нагружения возникает вопрос о необходимости учета взаимодействия между трещинами. При наличии в среде системы магистральных трещин их нестационарное взаимодействие может существенно влиять на кинетику разрушения [16, 17], приводя к остановке части трещин и формированию трещин-лидеров.

При рассмотрении материалов, ослабленных трещинами с близкими параметрами, для которых на начальных стадиях характерно квазиобъемное разрушение без возникновения явно выраженных трещин-лидеров, предлагается взаимодействие между трещинами до момента множественного пересечения трещин ($Nl^2 \sim 1$) приближенно учитывать с помощью эффективных упругих модулей E , ν . При этом считается, что изолированная трещина находится в среде с упругими модулями E , ν , определяемыми другими трещинами. Под эффективными упругими модулями для рассматриваемого напряженного состояния будут пониматься производные $E = d\sigma_{22}/d\epsilon_{22}$ и $\nu = -d\epsilon_{11}/d\epsilon_{22}$. В рамках данного подхода влияние анизотропии среды на подвижку берегов изолированной трещины учитывается усредненно.

3. Для сравнения полученных результатов с экспериментальными был проведен расчет деформационных кривых для реальных хрупких материалов в сложнапряженном состоянии, используемом для исследования запредельных характеристик материала.

В рамках предложенной теоретической модели при расчете компонент тензоров A_{ijkl} , B_{ijkl} , входящих в уравнение (2.6), для реальных хрупких материалов применяются три типа параметров: характеризующие рост изолированной трещины K_{1c} , K_{2c} , K^* , α , ν_0 и взаимодействие берегов μ , τ_0 ; упругие модули сплошного материала E_0 , ν_0 ; характеристики начальной трещиноватости NL_0^2 , L_0 .

Параметры первого типа находились из результатов независимых экспериментов по изучению подвижки берегов изолированной трещины и ее распространения в хрупких материалах. Согласно данным [15, 18], они принимают для гранита следующие значения: $\tau_0 = 0$, $\mu = 0,68$, $K_{1c} = 1,07 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, $K_{2c} = 1,36 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, $K^* = 2,15 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$, $\alpha = 6,7 (\text{МПа} \cdot \text{м}^{1/2})^{-1}$, $\nu_0 = 740 \text{ м/с}$.

Параметры второго типа определялись с помощью деформационных кривых, полученных для отдельных фиксированных режимов нагружения на стадии до начала разрушения материала. При наличии достаточного бокового давления в сложнапряженном состоянии происходит закрытие трещин и по углам наклона линейных участков деформационных кривых находятся E_0 и ν_0 . Для гранита, используемого в экспериментах [19], $E_0 = 65000 \text{ МПа}$, $\nu_0 = 0,18$.

Параметры третьего типа определялись из экспериментальных данных по одноосному сжатию материала. Так, для $l = 0$ подвижка берегов закрытых трещин при одноосном сжатии в соответствии с (1.1) происходит

в интервале углов $\arctg \mu \leq \gamma \leq \pi/2$ и эффективные упругие модули остаются постоянными до момента начала развития трещиноватости. Разность $E - E_0$ (E — модуль Юнга для одноосного сжатия) определяет начальную степень трещиноватости материала $\Omega_0 = NL_0^2$.

Отклонение от линейной зависимости в случае одноосного сжатия связано с началом роста трещин. Поэтому по величине предела пропорциональности напряжений с помощью критерия роста трещин (1.8) находится средний начальный размер трещин. Для гранита [19] $\Omega_0 = 0,2$, $L_0 = 0,9$ мм.

Для сложнапряженного состояния при вычислении тензоров A_{ijkl} , B_{ijkl} интегрирование в соотношении (2.1) проведено по углам, характеризующим пространственную ориентацию трещин.

С помощью приведенных параметров и уравнения (2.6) рассчитаны деформационные свойства гранита в сложнапряженном состоянии. На рис. 3 представлены деформационные кривые, полученные при различных значениях бокового давления (штриховые линии — эксперимент [19]). В рамках разработанного подхода была исследована зависимость предела прочности гранита в сложнапряженном состоянии от скорости нагружения (рис. 4). Хорошее совпадение полученных результатов с экспериментальными позволяет сделать вывод, что, несмотря на упрощения, уравнение (2.6) может быть использовано для описания деформационных свойств хрупких материалов в сложнапряженном состоянии на стадии роста трещин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вавакин А. С., Салганик Р. Л. Эффективные упругие характеристики тел с изолированными трещинами, плоскостями и жесткими неоднородностями // Изв. АН СССР. МТТ.— 1978.— № 2.
2. Салганик Р. Л. Механика тел с большим числом трещин // Изв. АН СССР. МТТ.— 1973.— № 4.
3. Житников Ю. В., Тулинов Б. М. Расчет деформационных свойств твердого тела с закрытой трещиноватостью в сложнапряженном состоянии // Изв. АН СССР. МТТ.— 1984.— № 1.
4. Житников Ю. В., Тулинов Б. М. Деформационные характеристики среды, ослабленной трещинами со взаимодействующими берегами // Изв. АН СССР. МТТ.— 1984.— № 5.
5. Новиков В. Г., Тулинов Б. М. Двоякопериодическая система прямолинейных трещин продольного сдвига в упругом теле // ПМТФ.— 1985.— № 1.
6. Саврук М. П. Двумерные задачи упругости для тел с трещинами.— Киев: Наук. думка, 1981.
7. Костров Б. В., Фридман В. Н. Механика хрупкого разрушения при сжимающих нагрузках // Физика очага землетрясения.— М., 1975.
8. Horii H., Nemat-Nasser S. Compression-induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure // J. Geoph. Res.— 1985.— V. 90, N B4.
9. Талонов А. В., Тулинов Б. М. Кинетическая модель для расчета деформационных свойств хрупкой среды, включая стадию допредельного разрушения на примере горных пород // ЧММСС.— 1986.— Т. 17, № 2.
10. Житников Ю. В., Тулинов Б. М. Взаимодействие между берегами разреза в сложнапряженном состоянии // Изв. АН СССР. МТТ.— 1982.— № 4.
11. Steif P. S. Crack extension under compressive loading // Engng Fract. Mech.— 1984.— V. 20, N 3.
12. Слепян Л. И. Механика трещин.— Л.: Судостроение, 1981.
13. Брок Д. Основы механики разрушения.— М.: Высш. шк., 1980.
14. Тулинов Б. М., Карташов Э. М., Бартенев Г. М. Разрушение хрупких твердых тел при тепловом воздействии // ПМ.— 1981.— № 6.
15. Atkinson B. K. Subcritical crack growth in geological materials // J. Geoph. Res.— 1984.— V. 86, N B4.
16. Новиков В. Г., Тулинов Б. М. Расчет зоны интенсивной радиальной трещиноватости при взрыве // ПМТФ.— 1982.— № 2.
17. Еременко А. С., Новиков С. А., Погорелов А. П. Исследование распространения и взаимодействия быстрых трещин в органическом стекле // ПМТФ.— 1979.— № 4.
18. Byerlee J. Friction of rocks // Proc. conf. on experimental studies of rock friction with application to earthquake prediction, Menlo Park, Calif., 1977.
19. Ставрогин А. Н., Протосеня А. Г. Прочность горных пород и устойчивость выработок на больших глубинах.— М.: Недра, 1985.

Поступила 26/III 1987 г.,
в окончательном варианте — 29/I 1988 г.