

УДК 539.376; 551.14

ДЕФОРМАЦИИ ГЕОМАТЕРИАЛОВ И ПОРИСТЫХ СРЕД¹

НИКОЛАЕВСКИЙ В. Н.

Дается изложение математической теории упругопластического дилатансионного деформирования грунтов и горных пород. Выделяются случаи предельных и допредельных необратимых деформаций, внутреннего разрушения монолитных пород, переупаковки зерен и блоков, а также затекания пор. Приводятся примеры расчетов, в частности несущей способности оснований. Обсуждается локализация деформаций в полосы скольжения. Отмечены временные эффекты, связанные с диффузией влаги и приводящие к коррозионно-трещинной ползучести. Указан критерий роста трещины в вязкоупругом массиве.

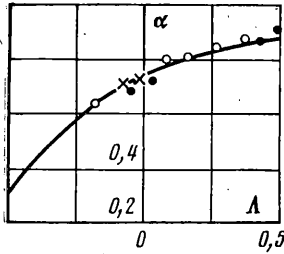
Предлагается классификация внутреннего разрушения геоматериалов в зависимости от уровней давлений и температур. Обсуждены геофизические приложения: роль трещиноватости и пластичности для структуры земной коры, дилатансионные эффекты в очаге землетрясений, в том числе связанные с появлением дилатансионно-пластической зоны у вершины разлома. Выявлено, что прерывистое скольжение является следствием конкуренции скольжения с сухим трением и разрушения бортов разлома.

Обсуждаются результаты расчетов камуфлетного подземного взрыва с учетом дилатансионного эффекта. Указана специфика действия взрыва в пористых горных породах. При взрывных скоростях нагружения из-за существования предельной скорости роста трещин и кулонова скольжения проявляется эффект динамических перегрузок (плоский удар, откольная прочность). У пористых материалов эффект уменьшает динамическую сжимаемость по сравнению со статической. Отмечены трудности учета микроинерции при схлопывании пор. Обсуждена связь предельной скорости фронтов волн догрузки в областях пластических состояний с эффектом запаздывания неупругости. Рассмотрены эффекты акустической эмиссии в песках.

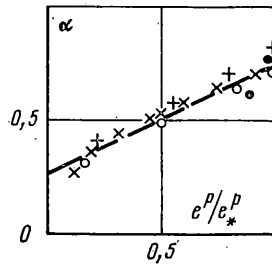
1. Экспериментальное обнаружение дилатансии водонасыщенных песков, равно как и сам термин, принадлежит О. Рейнольдсу [1]. Эффект состоит в том, что сдвиг в гранулированной среде приводит к сильному изменению объема. Если в металлах такие объемные деформации проявляются лишь при многократных циклических нагружениях [2], то для геоматериалов они являются главной характерной чертой и соответствуют изменению пустотности (пористости m). Наиболее ярко чисто кинематический характер дилатансионного эффекта виден на примере гранулированных материалов, контактирующие частицы которых составляют [3] шарнирные системы. Искажения последних приводят к резким изменениям пустотных промежутков. Кинематический смысл необходимого дилатансионного ограничения (для тензоров приращений пластических деформаций) не столь ясен для системы трещин или пор в твердом теле, для которой естественней формулировать в качестве исходной зависимость приращений объема и от давления, и от интенсивности сдвиговых напряжений.

Основная модель дилатансионной неупругости формулируется [4, 5] как простейшее обобщение реологического тела Прадтля — Рейсса [6]. Оно состоит в том, что кинематическое условие пластической несжима-

¹ Доклад, прочитанный на V Всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике, Алма-Ата, 1981.



Фиг. 1



Фиг. 2

емости $de_{ij}^p \delta_{ij} = 0$ заменяется на дилатансионное условие

$$\Phi_e(de_{ij}^p) \equiv de_{ij}^p \delta_{ij} - \Lambda(\sigma_{ij}; \chi) |d\gamma^p| = 0$$

$$d\gamma^p = (1/\sqrt{2}) \{ (de_{11}^p - de_{22}^p)^2 + \dots + 6de_{12}^p de_{12}^p + \dots \}^{1/2} \quad (1.1)$$

где Λ — скорость дилатансии, σ_{ij} — напряжения, χ — параметр упрочнения, de_{ij}^p — приращения пластических деформаций, $d\gamma^p$ — приращение пластического сдвига.

Для геоматериалов естественно использовать условие текучести Кулона — Мора

$$\Phi_\tau(\sigma_{ij}) \equiv \tau - \alpha(\chi) p - Y = 0 \quad (1.2)$$

где τ — интенсивность сдвиговых напряжений, p — давление, α — коэффициент внутреннего трения, Y — сцепление.

Двум предельным условиям (1.1), (1.2) должно соответствовать введение двух дополнительных искоемых функций λ , ζ , которые появляются в законе неассоциированной текучести

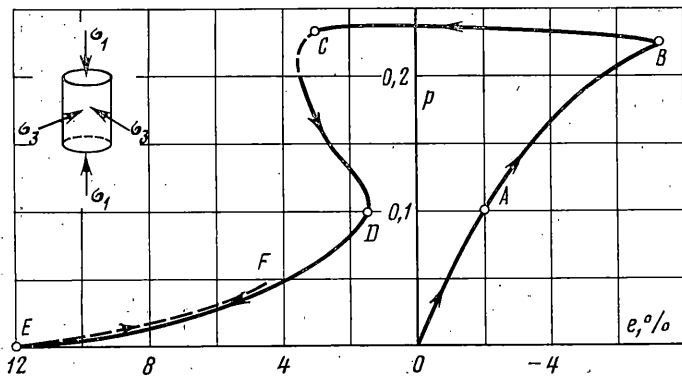
$$de_{ij}^p = Q_{ijkl}^p \sigma_{kl} = (\sigma_{ij} + p \delta_{ij}) d\lambda - (h + p) \delta_{ij} d\zeta, \quad h = \alpha Y \quad (1.3)$$

в линейно-изотропном случае.

Для упругой составляющей деформации используется [5] обычный закон Гука: $e_{ij}^e = e_{ij} - e_{ij}^p = Q_{ijkl}^e \sigma_{kl}$, где Q_{ijkl}^e — тензор упругих модулей.

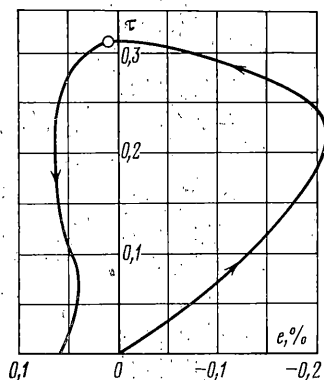
В качестве параметра упрочнения можно выбрать отношение $\chi = e^p/e_*^p$, где e_*^p — критическое значение, характеризуемое условием $\Lambda(e_*^p) = 0$, или в пренебрежении упругими деформациями $\chi = m/m_*$, что позволяет ввести в модель критическую пористость по Касагранде (которая является функцией давления). Замыкающие функции, построенные для речных песков [5], даны на фиг. 1, 2. Сплошная линия на фиг. 1 соответствует гипотетической картине действия сил сухого трения в микромасштабе [7]. Известны также предложения использовать в качестве параметра γ^p интенсивность пластического сдвига, которую, однако, экспериментально определять сложнее. Данные фиг. 2 соответствуют уплотнению из рыхлых состояний.

Отметим, что модель текучести, ассоциированной к условию Кулона — Мора [8], получается как частный случай ($\alpha \equiv Y$), который, однако, дает завышенное разрыхление (ср. фиг. 1 и 2) и приводит к диссипации механической работы, пропорциональной сцеплению Y (и независимой от внутреннего трения!). В настоящее время ассоциированный закон используется для «замкнутых», в том числе сингулярных, поверхностей текучести, заменяющих условие Кулона — Мора. Последнее оправдано для допредельной пластичности [9], имеющей особое значение для мягких грунтов. Дело в том, что в силу микронеоднородности локальные пластические деформации, сравнимые с упругими, проявляются в таких геоматериалах при весьма низких уровнях напряжений. Переход к предельным состояниям, как и обычно в теории пластичности, условен. Он определяется конкретизацией неравенства $de_{ij}^p \gg de_{ij}^e$ на основании экспе-



Фиг. 3

риментальных данных. Последние широко освещены в обзорах [10, 11]. Здесь приведем кривые деформирования золенгофеновского известняка (фиг. 3) и гранита Уестерли (фиг. 4)². Они ярко иллюстрируют зависимость объемных деформаций ϵ от касательных напряжений τ (так называемые дилатансионные петли), соответствующую неголономности уравнения состояния — см. обсуждения [5, 10]. Здесь кружками обозначены переходы от нагружения к разгрузке. Участок OA (фиг. 3) — гидростатическое нагружение ($\sigma_1 = \sigma_3$), AB — рост σ_1 при постоянном σ_3 , BC — этап дилатансионного разрыхления, CD — уменьшение σ_1 при $\sigma_3 = \text{const}$, DE — гидростатическая разгрузка, EF (штриховая линия) — повторное гидростатическое нагружение (размерность напряжений — ГПа).



Фиг. 4

Сформулированная модель дилатансионной текучести была использована при расчетах осадок оснований сооружений [12, 13]. При этом умеренно высокие нагрузки приводили к линейной пропорциональности осадки от давления на штамп, хотя под основанием развивались характерные пластические зоны. Таким образом оказывается выясненным вопрос, почему значения «эффективных» упругих модулей при испытаниях штампом расходятся с данными лабораторных трехосных испытаний. Отметим также широкое использование модели (при $\Lambda = \text{const}$, когда дилатансионное соотношение интегрируемо) для расчетов несущей способности и смещений стенок подземных сооружений [14]. Такие расчеты практически особо важны в режиме постразрушения, когда в прилегающей части горного массива из-за дилатансионного разрыхления происходит спад прочности.

Для расчетов предельного равновесия откосов существенен вопрос о поверхностях скольжения по Кулону. Представим, как обычно, что математическая поверхность скольжения в реальности является узкой полосой неограниченного роста пластических сдвиговых деформаций. В плоской задаче из дилатансионного соотношения (1.1) при $v_{i,2} \gg v_{i,1}$ следует

$$v_{2,2} = \sin v \sqrt{(v_{2,2})^2 + (v_{1,2})^2}, \quad v_{i,j} = \partial v_i / \partial x_j \quad (1.4)$$

т. е. $dv_2 / dv_1 = \text{tg } v$, где v — угол дилатансии [10], причем ось x_1 направ-

² Green S. J., Butters S. W., Jones A. H. Recoverable dilatancy exhibited by rocks (abs.). — In: Proc. Amer. Geophys. Union. Wash. D. C.: AGU, 1973, p. 369.

лена вдоль полосы, x_2 — ортогонально к ней, а запятая означает дифференцирование.

Интегрирование уравнения (1.4) при $v = \text{const}$ приводит к результату $[v_2] = [v_1] \operatorname{tg} v$, т. е. скачок касательной компоненты скорости смещения, вообще говоря, сопровождается скачком нормальной компоненты. Впервые такой вывод был получен Шилдом [15] для частного случая модели с ассоциированным законом течения. Таким образом, поверхность скольжения (обрушения) представима полосой конечной толщины, материал в которой согласно фиг. 1, 2 проходит собственное развитие к состоянию критической пористости (при $v \rightarrow 0$). Этому сопутствует спад сил трения, имеющий место в конечной зоне вблизи развивающейся полосы скольжения [16] в плотном материале. Проблема нахождения полосы скольжения в краевых задачах связана с возникновением неоднозначности решения — в жесткопластической постановке при пересечении характеристик одного семейства [17, 18].

Для локального нахождения ориентации полос скольжения Райс и Рудницкий [18, 19] предложили искать бифуркации деформаций в полосе при произвольных заданных внешних упругопластических полях, причем была использована деформационная модель, к которой переходит модель течения при простых путях нагружения. Этот вопрос, как и трудности предельного перехода к жесткопластическому режиму деформирования, вызвали дополнительное обсуждение [20]. Эффект стесненности (граничных условий) при локализации деформаций в дилатирующем массиве изучался [21] при использовании энергетической формулировки критерия потери устойчивости. Оказалось, что масштаб интервала между полосами определяется именно граничными условиями. Действительно, упругопластическая модель не содержит внутренней характерной длины. Повторение экспериментов [22] по сдвигу песка, проведенное³ при меньшем внешнем масштабе модели, выявило пропорциональное уменьшение интервала между генерируемыми полосами сдвига.

Линейная зависимость интервала между трещинами, выходящими на свободную поверхность, от мощности слоя сыпучей среды, на подошве которого задавался сдвиг, была получена в опытах [23]. Если считать, что такой слой моделирует земную кору, то расстояния между выходами ее разломов на свободную поверхность определяются (линейно) глубинами тектонических горизонтальных подвижек. Представление коры в целом как слоя дилатирующего материала приводит к важному для геотектоники выводу: горизонтальные подвижки (сдвиги) ее слоев неизбежно порождают вертикальные движения.

Следует, впрочем, иметь в виду, что внутренний физический масштаб (диаметр зерна, блока) геоматериала также может иметь определенное влияние, но он учитывается в усложненных математических моделях, вводящих кинематически независимые повороты микрочастиц [3, 24].

Неадекватность для геоматериалов квазитермодинамических неравенств Дракера — Ильюшина в их обычной формулировке подробно обсуждалась в докладе [25].

2. Упругопластическая дилатансионная модель не содержит скоростного параметра, тогда как в ряде лабораторных испытаний [26] выявлено влияние времени на хрупкое разрушение. Это так называемая коррозионно-хрупкая ползучесть, обусловленная переносом влаги по системе микропустот к вершинам трещин и спадом эффективной гриффитсовской поверхностной энергии.

Например, для гранитов была найдена зависимость $\sigma / \sigma_f \approx 1 - 0,043 \lg \theta_f$, где σ_f — прочность на одноосное раздавливание, θ_f — время до разрушения (с). Отсюда при $\sigma / \sigma_f = 0,9$ имеем $\theta_f = 10$ с, а поскольку размеры образцов l_0

³ Григорьев В. Г. Математические модели процессов деформирования вязкопластических материалов: Дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-матем. наук. М.: Инж.-физ. ин-т, 1981. 198 с.

составляли сантиметры, то коэффициент диффузии $D=l_0^2/\theta_f=0,1 \text{ см}^2/\text{с}$, что согласуется с данными для диффузии газа в пористой среде. Чем дальше осевая нагрузка σ от σ_f , тем большую длину l системы трещин следует брать при этой оценке, что соответствует меньшему масштабу зарожденных дилатансионных трещин и их большей совокупной длине. Эффективная вязкость коррозионно-хрупкого разрушения оценивается по формуле $\mu=\theta_f G$, где G — модуль сдвига геоматериала. Тогда при $G=10 \text{ ГПа}$, $\theta=10^6 \text{ с}$ имеем $\mu=10^5 \text{ П}$ (что соответствует нагрузке $\sigma=0,7\sigma_f$).

Недавние экспериментальные работы показали, что на стадии трещичной ползучести, следующей за установившейся (вторичной), происходит локализация деформаций в полосы⁴. Различия полос сдвига в зависимости от влажности геоматериала отмечаются при натуральных наблюдениях («сухие» полосы характеризуются наличием менее 1% влаги).

Медленный рост трещин в дилатирующих геоматериалах тем самым будет происходить, как и в неклассических вязкоупругих средах. Эффект может быть усилен и обычной ползучестью, интенсифицируемой температурой. Рассмотрим в этой связи условия роста трещины в вязкоупругом материале. Для системы трещина — тело можно составить уравнения баланса внутренней энергии E и энтропии S , т. е. $P\Delta + Q = E$, $TS' = T\Pi + Q$. Здесь T — температура, P — внешняя нагрузка, Δ — смещение, Q — приток тепла.

Тогда в изотермических условиях для производства энтропии Π получается соотношение $T_0\Pi = P\Delta - \Phi$, а свободный потенциал $\Phi = E - T_0S = W(l, P) + 2\gamma_0 l$ сводится к сумме упругой энергии W тела с разрезом длины l и поверхностной энергии $2\gamma_0 l$. Можно ввести функцию рассеяния Ψ тела

$$T_0\Psi = D(P, l) + 2\gamma_* l' + 2 \int_0^l \xi_0 dl \quad (2.1)$$

где D — скорость диссипации в теле с разрезом, $2\gamma_* l'$ — скорость диссипации, ассоциированная с вершиной трещины, ξ_0 — удельная диссипация в поверхностном слое, который обладает своей характерной поверхностной вязкостью.

Если теперь применить теорему Онзагера о наименьшем рассеянии энергии

$$\delta(\Pi - \Psi) = 0 \quad (2.2)$$

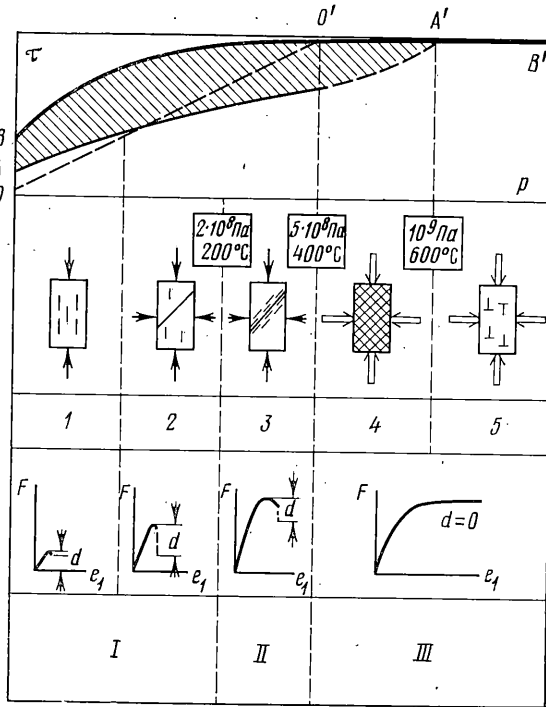
где вариации $\delta\Delta$ и δl считаются независимыми, то отсюда следует

$$-\frac{\partial}{\partial l} \left(\Lambda + \frac{\partial W}{\partial t} \right) = 2\xi, \quad \xi = \frac{\partial}{\partial l} \int_0^l \xi_0 dl \quad (2.3)$$

Иначе говоря, трещина растет, если приращение (на единицу длины трещины) суммы скоростей диссипации и изменения упругой энергии достигают критического уровня. Здесь полагалось, что $\gamma_0 + \gamma_* = \text{const}$. При $W=0$ критерий (2.3) сводится к условию роста трещины в вязком теле [27], причем ξ пропорционально скачку вязкости у поверхности трещины. При $\Lambda = \xi = 0$ критерий (2.3) после интегрирования по времени сводится к критерию Гриффитса.

Было показано [27], что контурные интегралы первого рода (типа J -интеграла) вблизи вершины трещины, растущей в диссипирующих материалах, не существуют. Однако стационарность полей скоростей и напряжений вблизи вершин таких трещин позволяет найти инвариантные интегралы второго рода (для «мощностей»). Для прямолинейной трещины

⁴ Об этом любезно сообщили в частной беседе один из авторов (Н. А. Spetzler).



Фиг. 5

в вязкоупругом теле имеем

$$\int_{\Gamma} \left(2D_0 + \frac{\partial W_0}{\partial t} \right) n_i d\Gamma - \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j d\Gamma = 2\xi \quad (2.4)$$

где индексом нуль обозначены удельные значения скорости диссипации и изменения упругого потенциала, а контур Γ охватывает вершину трещины [28].

3. При рассмотрении проблем геодинамики возникает естественный вопрос, какова область применимости моделей дилатансионной неупругости и даже отдельных трещин. Современные экспериментальные данные позволяют обобщить [29] диаграмму [11], классифицирующую разрушение горных пород (фиг. 5). Здесь на плоскости p, τ приведены поверхность разрушения BB' , поверхность начала дилатансии AA , область дилатансии (заштрихована) и прямая OO' закона сухого трения по Кулону (для составных образцов). Конкретные цифры характерных границ указаны для гранитов. Физические следствия пересечения прямой OO' с поверхностью разрушения были предсказаны Орованом [30] еще в 1960 г., и координаты точки пересечения были найдены [31, 32] для многих геоматериалов. Левее этой точки (0,5 ГПа, 400°С для гранитов) горная порода разрушается хрупко, со сбросом напряжений (тип разрушения I, II). Правее — пластически (III), испытательная машина удара не чувствует.

Очень важен и последующий переход от псевдопластического (катакластического) разрушения 4 — путем образования множества мелких трещин — к истинно пластическому (дислокационному) 5. На диаграмме он отмечен по данным [33]. При состояниях 5 правее точки в 1 ГПа (или 1,5 ГПа, 500°С или 0,7 ГПа, 800°С) трещины вообще запрещены и порода становится водонепроницаемой.

ность. Циркуляция вод на больших глубинах (вблизи разлома Сан Андреас, а судя по изотопному составу, и в древней океанической коре вплоть до границы Мохоровичича) подтверждается американскими авторами [38].

Малая мощность океанической коры (порядка 10 км) объясняется тем, что слагающие ее дно серпентиниты переходят в истинно пластическое состояние при меньших давлениях ($\sim 0,28$ ГПа), а однородность ее толщины связана с инвариантностью указанного давления относительно температур (в диапазоне до 500°C). В областях молодых складчатых гор геотермические градиенты более высоки, из-за чего переход гранитов в пластическое состояние происходит на глубине ~ 20 км ($0,7$ ГПа, 800°C), т. е. выше границы Мохоровичича лежит мощный слой геоматериалов в пластическом состоянии [35], и может происходить плавление гранитов. Последнее приводит к явлениям вулканизма. Что касается зон трещиноватости, то они сокращаются по мощности и поднимаются к поверхности Земли. Поэтому глубины очагов землетрясений, например в Ташкенте, составляют всего 5–8 км.

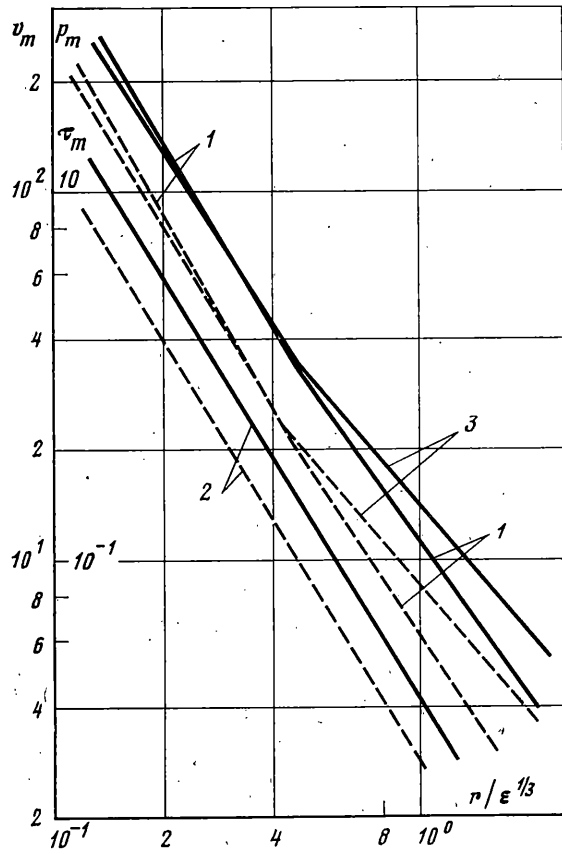
Чтобы трещины были раскрыты при больших давлениях, необходимы касательные усилия, соответствующие пределу упругости (началу дилатансии). Соответствующие данные приведены на фиг. 6 (кривая 9) без учета температуры.

Оказалось [39], что температура снижает требуемые значения примерно в два раза (кривая 10). Могут ли реализоваться столь большие касательные усилия? Данные палеоспезометров (основанных на эффектах рекристаллизации минералов или же образования характерных микроструктур) показывают нужные максимальные значения τ в $0,1$ – $0,3$ ГПа. Подобные порядки цифр следуют также из представлений о дрейфе континентов и о погружении (субдукции) океанических плит (например, под Японией [40]).

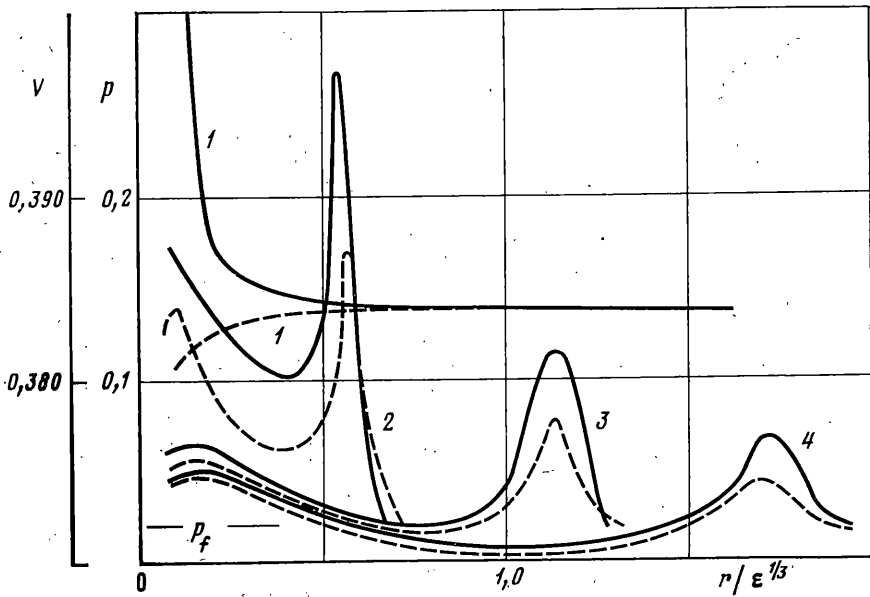
Если принять, что земная кора столь интенсивно напряжена, то при внезапном росте разлома выделившаяся упругая энергия должна намного превосходить наблюдаемую энергию сейсмических волн. Из этих соображений следует необходимость введения к.п.д. землетрясения η . Если принять его таким же, как и при подземном взрыве [41], т. е. $\eta \sim 0,01$, то энергия катастрофического землетрясения (магнитуда 9) возрастает до 10^{20} Дж, а область упругой разгрузки до 100 км [42]. Но это как раз линейный масштаб максимальных блоков (микроплит) континентальной литосферы (толщиной 100 км), разбитой гигантскими разломами с интервалом также порядка сотен км. Отсюда становится понятным [35, 42], почему на Земле не бывает землетрясений большей амплитуды.

Основная энергия подземного взрыва тратится на создание и движение сферически-кольцевой зоны множественного дилатансионного разрушения вокруг взрывной полости [41]. В очаге землетрясения, моделируемого обычно магистральными разломами, неупругие деформации концентрируются у их вершины. В силу дилатансионных свойств геоматериалов пластическая зона у вершины разлома представлена сетью (эшелонам) мелких дилатансионных трещин, причем в ней происходит дробление горного массива. Дилатансионная зона наблюдается непосредственно по спаду скоростей в период подготовки землетрясения [35, 43]. Масштаб дилатансионной зоны, естественно, намного меньше размера всего разлома, который в силу своей двумерности не влияет на скорости сейсмических волн. Эти представления подтверждаются следами трещин горных ударов в глубоких шахтах [44]. Вне зоны дилатансионного разрушения геоматериал, по-видимому, уплотняется [45]. Если же магистральная трещина не выделяется (катакластическое разрушение), то это приводит к рою землетрясений.

Предвестники землетрясений — избыточное выделение радона и гелия при разрушении кристаллических решеток минералов, подъем свободной поверхности Земли (или океана), электромагнитные сигналы, изменения



Фиг. 7



Фиг. 8

твердоприливных волн в земной коре — все они связаны с хрупкодилатансионной подготовкой массива к разрушению и развиваются во времени в основном с переносом влаги в массиве, вмещающем очаг землетрясения [35]. Второй (внешний) масштаб времени определяется скоростью изменения тектонических усилий. Принято считать, что их перераспределение связано с волнами Эльзассера [46], которые могут распространяться вдоль контакта упругой литосферной плиты и подстилающей высоковязкой мантии. Ш. А. Губерман [47] на основании статистической обработки данных о землетрясениях, зафиксированных в истории человечества, утверждает, что максимальные (для данного района) магнитуды хорошо соответствуют годографам уединенных волн, имеющих скорость 16 км/год. В системе земная кора — жидкая астеносфера в силу ее стратифицированности и наличия характерных волноводов действительно могут распространяться солитоны, хорошо известные в гидродинамике. Волны землетрясений связываются и с автоколебаниями вдоль сейсмических швов или со скоростями напоязания литосферных плит друг на друга [40].

4. Впервые дилатансионная пластическая модель была предложена в связи с расчетами подземного взрыва [41, 48]. В частности, интегрирование дилатансионного соотношения (1.1) при $de_{ij}^p \gg de_{ij}^e$ и $\Lambda = \text{const}$ привело к кинематическому интегралу $v(r, t) = C(t)r^{-n}$, соответствующему при $n < 2$ разрыхлению за фронтом сферической взрывной волны (из-за создания системы трещин и пор).

Был найден затем [49] и второй кинематический интеграл, определяющий изменения плотности, что позволило значительно приблизить к реальности аналитические расчеты типа [50]. Использование дилатансионной модели при численных решениях взрывных задач на ЭВМ приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными. Так, было получено, что характерные переломы на эпюрах затухания максимумов скорости частиц (кривая 1 на фиг. 7) и давления (кривая 2), отмечаемые также при натуральных наблюдениях [51], совпадают с внешней границей зоны пластичности [52]. Кривая 3 на фиг. 7 — эпюра максимума касательных напряжений. Штрихом даны расчеты без учета дилатансии ($\Lambda = 0$). Размерность скорости — м/с, размерность p_m и τ_m — в ГПа, размерность приведенного расстояния — условная, принятая в горном деле (м/кг^{1/3}) и связанная с измерением энергии взрыва в весе заряда (тротиловый эквивалент).

Эпюры взрывных волн (фиг. 8) на моменты времени 28 а/с (кривая 2), 56 а/с (кривая 3) и 84 а/с (кривая 4) выявляют два характерных максимума — первый интерпретируется как фронт волны, второй соответствует максимуму остаточных напряжений вокруг полости. Здесь a — начальный радиус полости, p_f — фоновое (литостатическое) противодействие, штриховая линия — расчеты при $\Lambda = 0$. Удельный объем V (кривая 1, размерность — см³/г) при $\Lambda \neq 0$ у полости после взрыва намного выше начального — взрыв в монолитной горной породе приводит к разуплотнению. За счет этого растет и объем породы, вытесненной в упругую внешнюю зону, что приводит к увеличению эффективного сейсмического источника камуфлетного взрыва [41, 52].

Пористые горные породы при взрыве уплотняются до критического уровня, а затем начинается их возвратное разуплотнение. В экспериментах [53, 54] была зафиксирована кольцевая сферическая зона уплотнения с характерным максимумом, тогда как проницаемость высокопористых геоматериалов после взрыва убывает всюду, поскольку эффект разуплотнения в ближней зоне подавляется дополнительным дроблением зерен среды. Внешняя граница зоны ухудшения проницаемости в сухой пористой среде связана с остаточными допределельными (малыми) пластическими деформациями [53]. Взрыв в насыщенной пористой среде приводит к немонокотному изменению проницаемости [53, 55].

Практически важно, влияют ли свойства массива вмещающего очаг

взрыва, на его механическое действие. Наиболее сильным соответствующий эффект оказывается для такой пористой среды, как аллювий — магнитуда излученного сейсмического сигнала на порядок меньше, чем при взрыве в монолитных горных породах [56]. При расчетах действия взрыва в пористых породах вводится либо сильное уплотнение на фронте ударной волны [57], либо учитывается смена знака скорости дилатансии Λ , что соответствует дилатансионным петлям для пористых материалов. Существует [53, 57] критическое значение начальной пористости породы, выше которой камуфлетный взрыв ухудшает проницаемость массива, а ниже — улучшает.

В ранних американских расчетах подземных ядерных взрывов [58] были использованы данные о динамической прочности гранита, на порядок превышающие его статическую прочность (см. также [59]). Обратимся к динамическим испытаниям (плоский удар, откол), исходя из концепции существования предельной скорости c_F фронта трещин относительно материала, движущегося со скоростью v [59, 60]. Соответствующее условие ($c_F - v = \text{const}$) замыкает условия на фронте разрушения, как на сильном разрыве. Критерием возникновения разрушения, тем не менее, служит достижение напряжениями статической прочности материала. Напряжения между фронтом достижения статической прочности и фронтом разрушения могут превосходить статическую прочность. Иными словами, в этой узкой зоне реализуется режим динамических перегрузок, измерения которого трактуются неправильно как доказательства динамической прочности хрупких материалов или же наличия времени релаксации разрушения. Динамические перегрузки зависят от интенсивности удара, а эффективность пробования — от его длительности. Это следует как из анализа задачи о плоском ударе [60], так и из экспериментальных данных испытаний [61] на откол. В современных американских расчетах подземных взрывов [62] используются данные о статической прочности горных пород. Эффект перегрузок сказывается на фрагментарности дробления пород — чем выше перегрузки, тем больше микротрещины начинают расти; чем больше время перегрузок тем длиннее микротрещины.

Постоянная скорость фронта неупругих деформаций при взрыве в вакуумированном (или обжатом) песке также приводит к выводу [59] о проявлении предельной скорости скольжения, существование которой следует из решения К. Броберга [63] о динамике скольжения с сухим трением двух контактирующих полупространств. Учет этого эффекта в задаче о схлопывании поры в кулоновом материале приводит к объяснению [59] меньшей сжимаемости пористых материалов в динамике нежели в статике. Однако эффект меньшей динамической сжимаемости был выявлен и для взвеси газовых пузырьков в жидкости [64]. Поэтому дополнительно следует проанализировать игру микроинерционных сил, развивающихся при радиальном движении со скоростью v_r к центру захлопывающейся поры. Например, включение «турбулентного» давления $p_t = -\langle \rho v_r v_r \rangle$ в уравнения среднего движения вносит поправку нужного знака по сравнению с традиционным учетом микроинерции, приводящим к парадоксальному и противоречащему опытам выводу (динамическая сжимаемость всегда больше статической [65, 66]).

Неголономность уравнения состояния пористых сред [5] подтверждается анализом [59] экспериментов [67]. Запаздывание уплотнения грунтов во взрывных волнах [68] также находит свое объяснение в дилатансионной теории (сдвиговые деформации развиваются за фронтом волны напряжений), но может объясняться также и псевдовязкостью геоматериалов, обусловленной скоростью скольжения [59].

Пластические деформации пор проявляются в области состояний геоматериалов, традиционно считающихся упругими, и соответствуют понятию допредельных пластических деформаций. Во фронтах слабых волн неупругость не успевает развиться, а потому последние распространяют-

ся по законам теории упругости даже в областях пластических состояний. Вот почему сейсмические волны, о распространении которых судят главным образом по вступлениям сигнала, «не чувствуют» пластичности земной коры, если последняя не проявляется в форме дилатационной трещиноватости. Измеряемые в статике упругие модули фактически включают в себя эффект малых пластических деформаций, а потому оказываются ниже «динамических» упругих модулей, вычисляемых по скоростям сейсмических волн. Динамическим модулям соответствуют ветви разгрузки при статических испытаниях пород.

Неупругость развивается внутри слабых волн. Об этом говорят и недавние эксперименты [69] по воздействию ультразвукового импульса на пески. Оказалось, что ультразвук (25 кГц и выше) генерирует путь низкочастотных колебаний (~25 Гц). Скорость вступления низкочастотного пути совпадает со скоростью волны переупаковки [70], а спектральный анализ выявил его тождественность с акустической эмиссией того же песка при его статическом нагружении в области допредельных деформаций. Частота в 25 Гц отмечалась, как резонансная, соответствующая «сухому» разжижению морских песков. Из опытов [69] следует вывод: в волнах в геоматериалах присутствуют сигналы, излучаемые неупругими изменениями внутренней структуры среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds O. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact.— Philos. Mag. Ser. 5, 1885, No. 127, p. 469–481.
2. Новожилов В. В. О пластическом разрыхлении.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 4, с. 681–689.
3. Nikolaevskii V. N., Afanasiev E. F. On some examples of media with microstructure of continuous particles.— Internat. J. Solids and Struct., 1969, v. 5, No. 7, p. 671–678.
4. Николаевский В. Н. Определяющие уравнения пластического деформирования сыпучей среды.— ПММ, 1974, т. 35, вып. 6, с. 1070–1082.
5. Николаевский В. Н., Сырников Н. М., Шефтер Г. М. Динамика упругопластических дилатирующих сред.— Успехи механики деформируемых сред: Сб. статей, М.: Наука, 1975, с. 397–413.
6. Теория пластичности: Сб. статей. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. 452 с.
7. Николаевский В. Н., Сырников Н. М. О плоском предельном течении сыпучей дилатирующей среды.— Изв. АН СССР. МТТ, 1970, № 2, с. 159–166.
8. Drucker D. C., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis or limit design.— Quart. Appl. Math., 1952, v. 10, No. 2, p. 157–165.— Рус. перев.: Определяющие законы механики грунтов: Сб. статей. М.: Мир, 1975. 230 с.
9. Николаевский В. Н. Допредельная пластичность пористых материалов.— Механика деформируемых тел и конструкций: Сб. статей. М.: Машиностроение, 1975, с. 342–348.
10. Николаевский В. Н. Механические свойства грунтов и теория пластичности.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика твердого деформируемого тела. Т. 6. М.: ВИНТИ, 1972. 86 с.
11. Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А. Механические свойства горных пород. Деформации и разрушение.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика твердого деформируемого тела. Т. 11. М.: ВИНТИ, 1973, с. 123–251.
12. Гольдин А. Л., Прокопович В. С. Определение несущей способности оснований сооружений с использованием неассоциированного закона течения грунтов.— Изв. Всес. н.-и. ин-та гидротехники, 1980, т. 137, с. 3–7.
13. Буеров А. К. Расчеты упругопластических грунтовых оснований и сооружений.— Arch. Hydrotechn., 1980, t. 27, No. 3, p. 403–414.
14. Ставрогин А. Н., Протосеня А. Г. Пластичность горных пород. М.: Недра, 1979. 301 с.
15. Shield R. T. Mixed boundary value problems in soil mechanics.— Quart. Appl. Math., 1953, v. 11, No. 1, p. 61–75.— Рус. перев.: Определяющие законы механики грунтов: Сб. статей. М.: Мир, 1975. 230 с.
16. Palmer A. C., Rice J. R. The growth of slip surfaces in the progressive failure of over-consolidated clay.— Proc. Roy. Soc. London, 1973, A332, p. 527–548.— Рус. перев.: Механика: Сб. перев. иностр. статей. М.: Мир, 1974, № 6, с. 104–125.
17. Николаевский В. Н. Современные проблемы механики грунтов.— Определяющие законы механики грунтов: Сб. статей. М.: Мир, 1975, с. 210–229.
18. Райс Дж. Р. Локализация пластической деформации.— В кн.: Теоретическая и прикладная механика. Тр. XIV Междунар. Конгр. IUTAM. М.: Мир, 1979, с. 439–471.

19. *Rudnicki J. W., Rice J. R.* Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials.— *J. Mech. Phys. Solids*, 1975, v. 23, No. 6, p. 371–394.
20. *Rice J. R., Rudnicki J. W.* A note on some features of the theory of localization of deformation.— *Internat. J. Solids Struct.*, 1980, v. 16, p. 597–605.
21. *Никитин Л. В., Рыжак Е. И.* Закономерности разрушения горной породы с внутренним трением и дилатансией.— *Изв. АН СССР. Физика земли*, 1977, № 5, с. 22–37.
22. *Резушкин А. Ф., Стажевский С. Б., Шемякин Е. И.* О механизме деформирования материала при больших сдвигах.— *Физико-техн. пробл. разработки полезн. ископ.*, 1974, № 3, с. 130–135.
23. *Merzer A. M., Freund R.* Equal spacing of strike-slip faults.— *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 1976, v. 45, No. 1, p. 177–188.
24. *Kanatani K. I.* A micropolar continuum theory for the flow of granular materials.— *Internat. J. Engng Sci.*, 1979, v. 17, No. 4, p. 419–432.
25. *Nikolaevskii V. N., Rice J. R.* Current topics in the nonelastic deformation of geological materials.— In: *High pressure Sci. and Technol. V. 2*, New York—London: Plenum, 1979, p. 455–464.
26. *Kranz R. L., Scholz C. H.* Critical dilatant volume of rocks at the onset of Tertiary creep.— *J. Geophys. Res.*, 1977, p. 82, No. 30, p. 4893–4898.
27. *Николаевский В. Н.* Термодинамика роста трещин. Разрушение упругих, почти упругих и вязких тел.— *Изв. АН СССР. МТТ*, 1979, № 4, с. 95–106.
28. *Николаевский В. Н.* О разрушении вязкоупругих тел.— *ПММ*, 1981, т. 45, вып. 6, с. 1121–1128.
29. *Николаевский В. Н.* Дилатансия и теория очага землетрясения.— *Успехи механики*, 1980, т. 3, № 1, с. 71–103.
30. *Ogawa E.* The mechanism of seismic faulting.— In: *Geol. Soc. Amer. Memo.*, 1960, v. 79, p. 232.
31. *Byerlee J. D.* Brittle-ductile transition in rocks.— *J. Geophys. Res.*, 1968, v. 73, p. 4741–4750.
32. *Mogi K.* Pressure dependance of rock strength and transition from brittle fracture to ductile flow.— *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 1966, v. 44, p. 215–232.
33. *Tullis J., Yund R. A.* Experimental deformation of dry Westerly granite.— *J. Geophys. Res.*, 1977, v. 82, No. 36, p. 5705–5718.
34. *Vott M. H. P.* The interior of the Earth. London: Arnold. 1974. 316 p.— Рус. перев.: М.: Мир, 1974. 373 с.
35. *Николаевский В. Н.* Граница Мохоровичича как предельная глубина хрупко-дилатансионного состояния горных пород.— *Докл. АН СССР*, 1979, т. 249, № 4, с. 817–824.
36. *Шаров В. И., Гречишников Г. А.* О поведении тектонических разрывов на различных глубинных уровнях земной коры по данным метода отраженных волн (МОВ).— *Докл. АН СССР*, 1982, т. 263, № 2, с. 78–81.
37. *Физические процессы в очагах землетрясений: Сб. статей.* М.: Наука, 1980. 283 с.
38. *O'Neil J. R., Hanks T. C.* Geochemical evidence for water—rock interaction along the San Andreas and Garlock faults of California.— *J. Geophys. Res.*, 1980, v. 85, No. B11, p. 6286–6292.
39. *Houpert R., Homand-Etinne F.* Influence de la temperature sur le compartiment mecanique des roches.— *Proc. 4th Internat. Congr. Rock. Mech.*, Montreux, 1979. Rotterdam, 1979, v. 1, p. 177–180.
40. *Лобковский Л. И., Сорохтин О. Г., Шаменда А. Н.* Моделирование деформаций островных дуг, приводящих к образованию тектонических террас и возникновению дунамических землетрясений.— *Докл. АН СССР*, 1980, т. 255, № 1, с. 74–77.
41. *Родионов В. Н., Адушкин В. В., Костюченко В. Н., Николаевский В. Н., Романов А. Н., Цветков В. М.* Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1974. 224 с.
42. *Николаевский В. Н.* Энергия землетрясений и область разгрузки при учете коэффициента излучения сейсмических волн.— *Докл. АН УзССР*, 1980, № 1, с. 28–29.
43. *Кондраченко А. М., Нерсесов И. Л.* Некоторые результаты изучения изменения скоростей продольных волн и отношения скоростей продольных и поперечных волн в очаговой зоне.— *Тр. Ин-та физики Земли*, 1962, № 25, с. 130–150.
44. *McGarr A., Spottiswoode S. M., Gay N. C.* Observations relevant to seismic driving stress, stress drop and efficiency.— *J. Geophys. Res.*, 1979, v. B. 84, No. 5, p. 2251–2261.
45. *Добровольский И. П.* О модели подготовки землетрясения.— *Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1980, № 11, 23–31.
46. *Elsasser W. H.* Convection and stress propagation in the upper mantle.— In: *Applications of Modern Phys. to the Earth and Planetary Interior*. New York: Wiley, 1969, p. 223–246.
47. *Губерман Ш. А.* Д-волны и землетрясения.— *Теория и анализ сейсмологических наблюдений. Вычислительная сейсмология: Сб. статей.* М.: Наука, 1979, вып. 12, с. 158–188.
48. *Николаевский В. Н.* О связях объемных и сдвиговых пластических деформаций и

- об ударных волнах в мягких грунтах.— Докл. АН СССР, 1967, т. 177, № 3, с. 542–545.
49. Дулин С. З., Сироткин В. К. Распирение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта.— ПМТФ, 1977, № 4, с. 106–109.
 50. Chadwick P., Cox A. D., Hopkins H. G. Mechanics of deep underground explosions.— Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A., 1964, No. 1070, v. 256, p. 235–300.— Рус. перев.: М.: Мир, 1966. 126 с.
 51. Michaud L. Effets mecaniques au-dela de la zone proche d'une explosion nucleaire souterraine dans le granite. Peaceful Nucl. Explosions. Vienna: Internat. Atom. Energy Agency, 1970, p. 151–161.
 52. Николаевский В. Н., Поляничев А. Н., Сумин Е. В., Якубович Н. Г. Эффекты дилатансии при подземном взрыве. Численное исследование.— Докл. АН СССР, 1980, 250, № 1, с. 66–70.
 53. Бовт А. Н., Николаевский В. Н. Дилатансия и механика подземного взрыва.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика твердого деформируемого тела. Т. 14, М.: ВИНТИ, 1981, с. 129–169.
 54. Schock R. N., Hanson M. E., Swift R. P., Walton O. R. In situ fracture related to energy and resource recovery.— In: High pressure Sci. and Technol. Proc. 7 th Internat. AIRAPT Conf., Le Creusot, 1979. Oxford: 1980, v. 2, p. 902–912.
 55. Бовт А. Н., Коненков К. С., Мусинов В. И., Николаевский В. Н., Шурьгин Е. А. Изменения фильтрационных свойств насыщенного коллектора при камуфлетном взрыве.— ПМТФ, 1981, № 5, с. 149–153.
 56. Rodean H. C. Nuclear explosion seismology. Springfield, Va: Lawrence Livermore Lab., University of California, 1971, 156 p.— Рус. перев.: М.: Мир, 1974. 190 с.
 57. Лосецкий Е. Е., Сироткин В. К., Сумин Е. В. Взрыв в зернистой пористой среде с переменной дилатансией.— ПМТФ, 1981, № 2, с. 149–155.
 58. Butkovich T. R. Calculation of the shock wave from an underground nuclear explosion in granite.— J. Geophys. Res., 1965, v. 70, No. 4, p. 885–892.
 59. Николаевский В. Н. Динамическая прочность и скорость разрушения.— В кн.: Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981, с. 166–203.
 60. Николаевский В. Н. О динамике фронтов разрушения в хрупких телах.— Изв. АН СССР. МТТ, 1980, № 5, с. 106–115.
 61. Воловец Л. Д., Злагин Н. А., Пугачев Г. С. О возможности экспериментального изучения кинетики разрушения полиметилметакрилата при интенсивных нагрузках микросекундной длительности.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 8, с. 451–455.
 62. Butkovich T. R., Lewis A. E. Aids for estimating effects of underground nuclear explosions.— Rept. Lawrence Livermore Lab., UCRL — 50929 Rev. 1, 1979. 104 p.
 63. Broberg K. B. On transient sliding motion.— Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1978, v. 52, No. 3, p. 397–432.
 64. Кедринский В. К. Ударные волны в жидкости с пузырьками газа.— Физика горения и взрыва, 1980, т. 16, № 5, с. 14–25.
 65. Carroll M. M., Holt A. C. Steady waves in ductile porous solids.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, No. 10, p. 511–518.
 66. Дулин С. З., Сурков В. В. Динамика закрытия пор во фронте ударной волны.— ПММ, 1979, т. 43, вып. 3, с. 511–518.
 67. Христофоров Б. Д., Лившиц Л. Д., Белинский И. В., Аверин А. Н. Влияние пористости на параметры динамического сжатия NaCl.— Изв. АН СССР. Физика земли, 1971, № 8, с. 31–40.
 68. Рыков Г. В. Влияние скорости деформирования на сжимаемость и сдвиг песчаных и глинистых грунтов при кратковременных нагрузках.— ПМТФ, 1969, № 3, с. 155–160.
 69. Вильчинская Н. А. Волна переупаковки песков и акустическая эмиссия.— Докл. АН СССР, 1982, т. 262, № 3, с. 568–572.
 70. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970. 335 с.

Москва

Поступила в редакцию
15.VII.1981