

## СЕЙСМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ КАМУФЛЕТНОГО ПОДЗЕМНОГО ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА

В.А.Быченко, С.В.Демьяновский, Г.В.Коваленко, В.Ф.Куропатенко, И.С.Минаева,  
А.Т.Сапожников, В.А.Симошенко, А.В.Петровцев

(ВНИИГ)

Разработана математическая модель поведения горных пород в условиях подземного ядерного взрыва с учетом испарения, полиморфного перехода и упругоэластических свойств. Создан метод расчета подземных ядерных взрывов с учетом переноса излучения в воздухе, фазовых превращений горных пород, одномерного и двумерного характера движения.

Расчетным путем получена зависимость сейсмической эффективности камуфлетного подземного ядерного взрыва в различных вмещающих средах от радиуса воздухонаполненной полости и полости, заполненной энергопоглотителем. Определена сейсмическая эффективность подземных ядерных взрывов в водонасыщенном туфе при наличии вытянутой энергопоглощающей полости, нарушениях и частичного осушения среды в окрестности взрыва.

SEISMIC EFFICIENCY OF CONTAINED UNDERGROUND NUCLEAR EXPLOSION. V.A. Bychenkov, S.V. Demjanovskii, G.V. Kovalenko, V.F. Kurapatenko, I.S. Minaeva, A.T. Sapozhnikov, V.A. Simonenko, A.V. Petrovtsev. Mathematical model of rocks behaviour in underground nuclear explosion allowing for evaporation, polymorphous transition and elastoplastic properties has been developed. The method of calculating underground nuclear explosions including radiation air transfer, phase transitions of rocks, one- and two-dimensional motion pattern has been worked out.

Dependence of seismic efficiency of contained underground nuclear explosion in different confining media on the radius of cavity filled with air and that filled with energy absorber has been produced by calculation. Seismic efficiency of underground nuclear explosions in saturated tuff given the extended energy absorbing cavity, disturbance and partial medium dewatering in the vicinity of the explosion has been determined.

## В в е д е н и е

Интенсивность излучаемого при подземном ядерном взрыве (ПЯВ) сейсмического сигнала определяется главным образом мощностью взрыва и свойствами вмещающего массива. Уже первые экспериментальные наблюдения позволили установить [1], что при прочих равных условиях сейсмическая эффективность (СЭ) взрывов в различных средах может сильно различаться: в соли и граните она примерно одинакова, в то время как в водонасыщенном туфе и сухом аллювии снижается в несколько раз. Другой возможностью достижения низкой СЭ является декаплинг, т.е. производство взрыва в полости достаточно большого размера. Ядерный взрыв "Стерлинг" (0,38 кт), проведенный в соляной полости, образованной взрывом "Салмон" (5,3 кт), показал СЭ, в 100 раз меньшую по сравнению со связанным взрывом в той же среде [2].

В настоящее время установлено, что в число параметров, наиболее существенно влияющих на СЭ связанного взрыва, входят плотность среды, скорость продольной волны, пористость, водонасыщенность, а также прочностные характеристики среды и глубина взрыва. В случае декаплинга к этим параметрам следует добавить размеры полости и характеристики находящегося в ней материалов. Влия-

ние перечисленных факторов на СЭ ПЯВ длительное время изучается как аналитическими методами, так и путем математического моделирования на ЭМ [3-7]. Последний подход позволяет о наиболее полной учесть разнообразные процессы, сопровождающие ПЯВ, начиная с тепловой стадии переноса энергии в слое, непосредственно примыкающем к первичной области энерговыделения, и кончая распространением волны сжатия относительно невысокой амплитуды в упругой зоне на больших расстояниях от центра взрыва. При этом особое значение имеет правильное описание свойств вмещающих пород в широком диапазоне давлений, плотностей и температур, проходящих в них превращений физического, химического и механического характера. Разработанные к настоящему времени методики расчета одномерных и двумерных движений, несмотря на недостаточную обеспеченность описания деформационных и прочностных характеристик горных пород (П), позволяют проводить сравнительные расчеты сейсмического источника ПЯВ в различных геологических условиях и с учетом ряда техногенных факторов.

## Моделирование поведения П

П рассматривается как совокупность вещества (жидкий и твердый компоненты) и пор (газовый

компонент) [8] с удельным объемом  $v = v_m + \theta$ , где  $v_m$  - объем вещества;  $\theta$  - объем пор на единицу массы. Веществу (жидкому и твердому компонентам) ставится в соответствие единое уравнение состояния

$$P_m = P(v_m, E),$$

где  $E$  - удельная внутренняя энергия. Массой и давлением газа в порах (пустотах) пренебрегается, в результате средние напряжения в среде  $\sigma_{ij}$  и в веществе  $\sigma_{ij}^{(m)}$  оказываются связанными соотношениями

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(m)} (1 - \psi), \quad P = P_m (1 - \psi),$$

где  $\psi = \frac{\Delta}{v_m}$  - пористость;  $\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + S_{ij}$ ;  $S_{ij}$  - девиатор тензора напряжений;

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j; \\ 0, & i \neq j; \end{cases}$$

$x_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) - прямоугольные декартовы координаты. Изменение во времени  $t$  девиатора  $S_{ij}$  элемента среды подчиняется уравнениям Прандтля-Рейса, ассоциированным с условием пластичности в форме Мизеса

$$\dot{S}_{ij} + \lambda S_{ij} = 2\mu \dot{\epsilon}_{ij} + \dot{S}_{ij}^{(w)},$$

где  $\dot{S}_{ij}^{(w)}$  - вращательный член в форме Яумана;  $\dot{\epsilon}_{ij}$  - девиатор тензора скоростей деформаций;  $\epsilon_{ij} = 0,5 \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ ,  $u_j$  - вектор скорости;  $\mu$  - модуль сдвига;

$$\lambda = \begin{cases} \frac{3\mu}{\sqrt{2}} S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{\dot{V}}{V}, & S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} V^2, \quad \frac{3\mu}{\sqrt{2}} S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{\dot{V}}{V} > 0; \\ 0, & S_{ij} S_{ij} < \frac{2}{3} V^2 \text{ или } \frac{3\mu}{\sqrt{2}} S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} - \frac{\dot{V}}{V} < 0; \end{cases}$$

$V$  - предел текучести; по одинаковым индексам  $i, j$  идет суммирование. Модуль сдвига  $\mu$  задается соотношением

$$\mu = \frac{3}{2} \frac{1-2\nu}{1+\nu} K_s F_e,$$

где  $\nu$  - коэффициент Пуассона;  $K_s$  - изэнтропический модуль объемного расширения вещества;  $0 \leq F_e \leq 1$  - функция пористости. При  $\psi < \psi_0 = \text{const}$

$$F_e = (1 - \psi/\psi_0)^2, \quad (1)$$

но в случае непрочной среды, разгруженной до нулевого давления, дальнейшему расширению отвечает  $F_e = 0$ . Предел  $V$  описывается функцией давления ( $P \geq 0$ ), пористости и температуры

$$V = \left[ \psi_0 + \frac{\beta_0 P (\lambda - \psi_0)}{\lambda - \psi_0 + \beta_0 P} \right] F_e \xi; \quad (2)$$

$$\xi = \begin{cases} 1 - (E_r/E_m)^2, & E_r < E_m; \\ 0, & E_r \geq E_m; \end{cases}$$

где  $E_r$  - тепловая составляющая удельной внутренней энергии,  $E_m$  - удельная тепловая энергия грунта в расплавленном состоянии.  $\psi_0, \beta_0, \lambda$  в (2) - константы, различающиеся в зависимости от фазы  $\Phi_s$  (показателя степени на разрушенности среды). Прочной, способной выдерживать растягивающие напряжения среде ( $\Phi_s = 0$ ) отвечает

$$\psi_0 = \psi_{00}, \quad \beta_0 = \beta_{00}, \quad \lambda = \lambda_{00}.$$

В раздробленной на сдвиге или сжатии ПП ( $\Phi_s = 6$   $\psi_0 = \psi_{00}, \beta_0 = \beta_{00}, \lambda = \lambda_{00}$ . Разрушенной при растяжении среде ( $\Phi_s = 1, 2, 3, 4, 5$ ) ставятся в соответствие промежуточные значения:

$$\psi_0 = 0,5(\psi_{00} + \psi_{0s}), \quad \beta_0 = 0,5(\beta_{00} + \beta_{0s}), \\ \lambda = 0,5(\lambda_{00} + \lambda_{0s}).$$

Разрушение ПП на сдвиге или сжатии происходит по критерию

$$J_{sp} = J + 1,5 P V = Y,$$

где  $J = \sqrt{1,5 S_{ij} S_{ij}}$ . В  $J_{sp}$  учтена локальная интенсивность сдвиговых напряжений в окрестности сферической вакуумной поры при всестороннем сжатии элемента среды. Разрушение ПП при растяжении происходит по критерию критических напряжений. Прочность на разрыв в случае  $\Phi_s = 0$  равна  $\sigma_{cr} > 0$ , а в случае  $\Phi_s \neq 0$  полагается равной нулю. Трещиноватая среда с раскрытыми трещинами ( $\psi > \psi^*$ ,  $\psi^*$  - исходная пористость) анизотропна, если  $1 < \Phi_s < 4$ , и изотропна - если  $\Phi_s = 5$ . Анизотропия трещиноватой среды учитывается за счет требования равенства нулю главных напряжений, ортогональных поверхности раскрытых трещин [9, 10]. В случае  $\Phi_s = 5$ ,  $\psi > \psi^*$  все напряжения  $\sigma_{ij} = 0$ . Переход из состояния  $1 < \Phi_s < 4$  в состояние  $\Phi_s = 5$  осуществляется при достижении всеми главными напряжениями нулевого значения либо при возникновении пластических деформаций.

Замыкают модель уравнения, определяющие изменение во времени пористости при ненулевых давлениях:

$$\frac{\dot{\psi}_m}{\psi_m} = F \frac{\dot{V}}{V} - \lambda \frac{S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}}{V}; \quad (3)$$

$$P < P_\psi(\psi) \quad \text{для } \psi \neq 0. \quad (4)$$

Здесь  $F \leq 1$  - функция рыхления (уплотнения) среды за счет всестороннего расширения (сжатия),  $0 \leq \lambda < 1$  - функция рыхления (уплотнения) раздробленной ПП за счет сдвига,  $P_\psi(\psi)$  - определяет максимальное давление в пористой среде. Непористая среда описывается уравнением (3) с  $F = 1$ . Форма функциональной зависимости  $P_\psi(\psi)$  в (4) предложена в [11] на основании обобщения экспериментальной  $P$ - $\psi$  информации по сжатию ПП.

$$P_\psi = P_{sp} \exp(K_\psi \cdot \psi); \quad (5)$$

где  $P_{sp}, C_\psi = \frac{1}{K_\psi} \ln P_0/P_{sp}$ ,  $P_0 < P_{sp}$  - константы. Антитаганционная функция  $\lambda$  в (3) вводится для раздробленной ПП ( $\Phi_s = 6$ ) при давлениях

$$0 < P < P_\lambda = \min\{P_\lambda^0, \alpha P_\psi\}; \\ \lambda = F_e (1 - P/P_\lambda)^2 \lambda_0, \quad (6)$$

где  $P_\lambda^0, 0 < \alpha < 1, 0 \leq \lambda_0 < 1$  - константы среды. При расширении ( $\dot{\psi} > 0$ ) функция  $F$  совпадает с  $F_e$ . При сжатии ( $\dot{\psi} < 0$ ) на кривой  $P$ - $\psi$  выделяются три участка. На первом (упругом)  $P \leq \alpha P_\psi$ , а функция  $F = F_e$ . На третьем  $P = P_\psi$  и, полагая сжатие изэнтропическим, получаем

$$F = F_P = \frac{P [C_\psi (\psi - 1) - 1]}{K_\psi (\psi - 1) + P [C_\psi (\psi - 1) - 1]}. \quad (7)$$

На промежуточном участке давлений  $F$  определяется интерполяцией между значениями  $F_e$  в форме (1) и  $F_p$  в форме (7). В результате функция  $F$  при  $\psi \neq 0$  конструируется следующим образом:

$$F = F_p \eta + F_e (1 - \eta);$$

$$\eta = \begin{cases} 0, & P < \alpha P_\psi \text{ или } \dot{V} > 0; \\ \frac{P - \alpha P_\psi}{P_\psi}, & \alpha P_\psi < P \leq P_\psi, \dot{V} < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Схема поведения пористого материала в координатах давление-деформация показана на рис. 1.

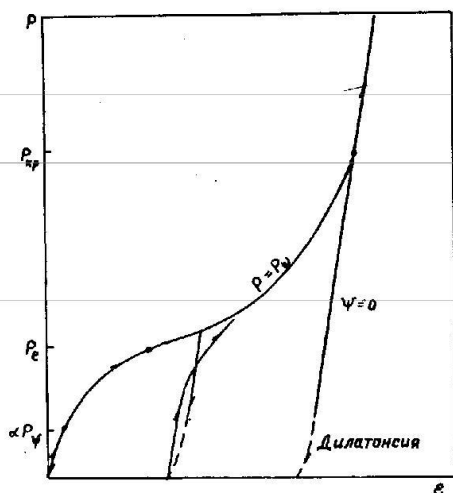


Рис. 1. Схема поведения пористого материала при различных способах нагружения

#### Уравнения состояния веществ в гидродинамической области ПЯВ

Определение СЭ ПЯВ с приемлемой точностью возможно лишь на основе правильного учета диссипации энергии в области высоких давлений и температур.

Для описания термодинамических свойств ПП и графита в ближайшей зоне ПЯВ использовалось уравнение состояния КИМ [12]. Отличительная особенность многих ПП, особенно силикатных, заключается в том, что в них при давлениях  $\sim 10\text{--}50$  ППа происходят полиморфные фазовые превращения, сопровождающиеся образованием плотноупакованных кристаллических структур. В уравнении состояния КИМ неравновесный полиморфный фазовый переход рассматривается в рамках квазиравновесного подхода. При этом уравнение состояния каждого грунта является совокупностью локальных уравнений состояния каждой из фаз: начальной, плотной в стабильном и нестабильном состояниях, области фазового перехода на ударной адиабате, смеси испаренного и неиспаренного грунта. Все локальные уравнения состояния сопрягаются друг с другом таким образом, чтобы обеспечить непрерывность соответствующих поверхностей. Предполагается, что относительно холодная плотная фаза разгружается метастабиль-

но, т.е. в части грунта фазовый переход имеет гистерезис.

Уравнение состояния для всех фаз  $\Phi$  (при  $\psi=0$ ) имеет вид

$$P = P(\rho, E) = P_x(\rho) + \Gamma(\rho, E)[E - E_x(\rho)] \cdot \rho,$$

$$T = T(\rho, E),$$

где  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $P_x$ ,  $E_x$  — "холодные" составляющие давления и энергии. Функция  $P_x(\rho)$  — многочлен пятой степени. Коэффициент Грюнайзена  $\Gamma(\rho, E)$  — дробно-рациональная функция. В фазах различаются наборы констант, входящие в функции  $P_x(\rho)$ ,  $E_x(\rho)$ ,  $\Gamma(\rho, E)$ .

При подборе параметров к уравнению состояния КИМ использовались экспериментальные данные по химическому составу, теплофизическим свойствам (объемная скорость звука, коэффициент линейного расширения, теплоемкость, теплота испарения, диссоциация), ударному сжатию и последующей изэнтропической разгрузке сплошных и пористых образцов ПП, а также результаты расчетов по уравнению состояния, в котором реализована многокомпонентная статистическая модель Томаса-Ферми с квантовыми и обменными поправками [13] при учете вклада теплового движения ядер в термодинамику по модели В.П.Копылева [14]. Уравнение состояния КИМ использовалось при описании термодинамических свойств следующих веществ: граносиенит (массовая концентрация воды  $z=0$ , теплота сублимации  $q_{суб} = 20$  кДж/г); водонасыщенный туф ( $z = 0,124$ ,  $q_{суб} = 10$  кДж/г); рислит — сухой туф ( $z = 0$ ,  $q_{суб} = 10$  кДж/г); каменная соль ( $z = 0$ ,  $q_{суб} = 7$  кДж/г); аллювий ( $z = 0,23$ ,  $q_{суб} = 10$  кДж/г); графит ( $z = 0$ ,  $q_{суб} = 60$  кДж/г).

С помощью двух расчетов ПЯВ в специальных постановках было установлено, что тепловой и объемный эффекты, сопровождающие плавление, не оказывают заметного количественного влияния на функцию сейсмического источника (ФСИ) и, следовательно, расчеты можно проводить с уравнением состояния, которое не учитывает плавления. В этом расчетном исследовании влияния плавления строилось двухфазное уравнение состояния модельной среды, близкой к кварцу. Уравнение состояния смеси фаз (твердого тела и жидкости) строилось, как и в случае испарения, исходя из аддитивности объемов и энергий фаз. При нормальном давлении объемный эффект при плавлении был задан около 7%, теплота плавления была взята  $\sim 4\%$  от теплоты испарения, температура плавления  $\approx 1000$ К. На ударной адиабате температура плавления  $\approx 2400$ К и  $P = 0,8$  Мбар. Во второй постановке учитывалось испарение, но твердая и жидкая фазы не различались, т.е. в окрестности кривой плавления свойства среды описывались осредненно.

Вещество заряда в расчетах ПЯВ в воздушных полостях имитировалось железным шаром, термодинамические свойства которого описывались уравнением состояния Г.Е.Климинова [15].

Термодинамические свойства воздуха описывались табличным уравнением состояния, построенным на основе таблиц термодинамических функций [16], рассчитанных по формулам статистической теории газов на основе модели химического и ионизационного равновесия с учетом внутренних степеней свободы молекул и кулоновских поправок по формуле Дебая-Хюккеля.

Термодинамические свойства воды описывались табличным уравнением состояния [17]. Пробег в воздухе, железе, III и воде описывались табличными уравнениями; таблицы строились на основе данных работ [16, 18, 19].

#### Методика расчета СЭ камouflетного ПЯВ

Основные расчеты были выполнены в адиабатическом приближении по программам СПРУТ, реализующим явные разностные схемы в координатах Лагранжа для одной [8] и двух [9] пространственных переменных. Начальная энергия взрыва выделялась в сфере радиусом  $\sim 0,4$  м/кт<sup>1/3</sup>.

Первая стадия расчетов ПЯВ в воздушных (и водозаполненных) полостях проводилась по программе ВОЛНА [20] в гидродинамическом приближении с учетом лучистой теплопроводности. Энерговыделение взрыва мощностью 200 кт задавалось мгновенно и однородно в сфере радиусом  $\sim 0,3$  м. Области энерговыделения отвечал железный шар плотностью 2 г/см<sup>3</sup>. В расчете по программе ВОЛНА определялось давление  $P(t, r_c)$  на траектории  $r_c$  вблизи полости и вне действия тепловой волны. Сопоставление результатов расчетов ПЯВ мощностью 200, 20 и 1 кт показало, что нарушение законов геометрического подобия из-за теплопроводности приводит к незначительному изменению параметров сейсмического источника, пересчитанного на мощность 1 кт - на уровне 1 и 0,1% соответственно.

Начальное напряженное состояние III принималось гидростатическим. В сферически-симметричных расчетах начальное давление в III равнялось литостатическому давлению на заданной глубине. В осесимметричных расчетах давление рассчитывалось с учетом гравитации, горизонтальной сложности III, расстояния от дневной поверхности и в предположении, что дневная поверхность является свободной. На границах раздела скорости и напряжения считались непрерывными; скольжение газа допускалось на границе полости. Уравнение состояния КИМ для описания III использовалось в ближней зоне взрыва:  $\Gamma \in 10-15$  м/кт<sup>1/3</sup>. Вне этой зоны уравнение состояния имело форму Ми-Грюнайзена с  $\Gamma = const$ .

СЭ ПЯВ определялась по параметрам лагранжевых частиц на упругом радиусе  $r_g \sim 150-250$  м/кт<sup>1/3</sup>.

В качестве основных характеристик решения рассматривались: вектор смещения  $\vec{w}(w_r, w_\theta)$ ; работа  $A$  напряжений  $\sigma_{ij}$  на единичную поверхность с нормалью в радиальном направлении  $\vec{n}$ ; сферический приведенный потенциал упругих смещений  $f(t-r/c_p)$ , построенный по нормальному смещению  $w_r$  и удовлетворяющий уравнению

$$\frac{1}{r c_p} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{f}{r^2} = w_r \quad (9)$$

Скорость продольных волн  $c_p$  удовлетворяет соотношениям

$$c_p = c_{ок} \sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}} F_c, \quad c_{ок}^2 = K_s \cdot \nu_m$$

В сферически-симметричном приближении потенциал  $f$  полностью характеризует упругое решение для любого  $r$  и пересчитывается на произвольную мощность взрыва  $Q$

$$f(t_p, Q) = f(t_p/k^{2/3}, Q/k) \cdot k,$$

где  $t_p = t - r/c_p$ ;  $k$  - отношение мощностей. Основными критериями декаплинга служили отношения  $\eta(x) = x_c/x$ , где параметр  $x_c$  отвечал опорному варианту расчета ПЯВ с плотной забивкой;  $x$  определялся на одних и тех же приведенных радиусах  $r$  и углах  $\theta$  с лучом из точки взрыва в центр Земли. В качестве  $x$  рассматривались амплитудные характеристики:  $f_m = \max f - \min f$ ,  $w_m = \max w_r - \min w_r$ ,  $A_m = \max A - \min A$ . Использование критериев по конечным значениям функций  $f$ ,  $w_r$ ,  $A$  вообще говоря, некорректно: в двумерном случае для малых  $\nu$  конечные значения этих функций могут быть неположительными. Из (9) следует, что на больших расстояниях  $f \sim w_r \cdot r c_p$ . Дополнительные критерии декаплинга определялись по амплитуде модуля спектра производной  $\dot{f} - \eta(n)$  и ширине спектра  $f'$ .

Методика была откалибрована с помощью одномерных расчетов ПЯВ: "Хардхэт" (вмещающая среда - гранит), "Рейниер" (туф), "Фишер" (аллювий), "Гном" (соль), "Стерлинг" (полный воздушный декаплинг повторного взрыва в полости ПЯВ "Салман", вмещающая среда - соль). Получено хорошее количественное согласие расчетных данных ФСИ ( $\vec{w}, f$ ) с экспериментальными данными [1, 4].

Коэффициент декаплинга  $\eta$  в расчете взрыва "Стерлинг" с учетом начального напряженного состояния III составил  $\sim 100$ , что согласуется с данными [2] эксперимента. Расчетным путем было установлено, что СЭ ПЯВ уступает СЭ взрыва тротила той же мощности в  $\sim 2$  раза.

С помощью калибровочных расчетов и анализа экспериментальной информации по поведению III в области низких давлений [11, 21, 22] были подобраны параметры модели среды для ряда III (табл. 1) и установлена степень их влияния на ФСИ в мелкопористой III (табл. 2).

Таблица 1

Параметры III, использованные в расчетах СЭ ПЯВ

III	$\rho, \text{г/см}^3$	$c_{ок}$	$c_p$	$\nu$	$z$	$\nu^*$	$\lambda_0$	$\beta_{\infty}$	$\rho_{\infty}$
		км/с							
Гранит	2,61	4,25	5,5	0,2	0	0,012	0,75	1,5	I
Соль	2,25	3,5	4,55	0,28	0	0	0,5	1,5	I
Туф	1,98	2	2,71	0,3	0,124	0	0	1,5	I
Аллювий	1,8	1,8	1,71	0,24	0,23	0,035	0	1,5	I

III	$\gamma_{\infty}$	$\lambda_{\infty}$	$\lambda_{\infty}$	$\sigma_{кр}$	$\rho_{кр}$	$\rho_c$	$\alpha \rho_c$	$\beta^*$	$c_p$
	IIIa								
Гранит	0,2	2	0,2	0,015	25	2,4	0,24	0,2	195
Соль	0,1	0,3	0,015	0,01	0,46	2,4	0,24	0,2	134
Туф	0,025	0,25	0,05	0,005	1	0,015	0,009	0	14
Аллювий	0,05	0,03	0,03	0,001	5	0,005	0,004	0	14

Таблица 2

Влияние параметров модели среды ( $\alpha$ ) и противодействия ( $\rho_{\infty}$ ) на ФСИ ПЯВ

III	$\alpha$	$\frac{d \ln f_m}{d \ln \alpha}$	$\frac{d \ln A_m}{d \ln \alpha}$	$\frac{d \ln W_m}{d \ln \alpha}$
Гранит	$\gamma_{\infty} = 0,2$ IIIa	0	0,3	0,1
Аллювий	$\gamma_{\infty} = 0,015$ IIIa	-0,25	-0,19	-
Туф	$\gamma_{\infty} = 0,038$ IIIa	-0,07	-0,01	-
Соль ( $\rho_{\infty} = \rho_{\infty}$ )	$\gamma_{\infty} = 0,025$ IIIa	-0,12	-	-
Гранит	$\lambda_{\infty} = 2$ IIIa	-0,02	-0,03	-0,03
- " -	$\lambda_{\infty} = 1,5$	-0,07	-0,02	-0,05
- " -	$\lambda_{\infty} = 1$	-0,35	-0,15	-0,2
- " -	$\lambda_{\infty} = 0,1$ IIIa	-0,6	-0,5	-0,5
Аллювий	$\lambda_{\infty} = 0,015$ IIIa	-0,4	-0,3	-
Соль	$\lambda_{\infty} = 0,0085$ IIIa	-0,35	-	-
Гранит	$\rho_{\infty} = 0,0045$ IIIa	-0,16	0,08	-0,08
- " -	$\rho_{\infty} = 0,009$ IIIa	-0,11	0,08	-0,09
Туф	$\rho_{\infty} = 0,012$ IIIa	-0,29	0,69	-
Гранит ( $\rho_{\infty} = 30$ бар)	$\sigma_{кр} = 0,015$ IIIa	-0,44	-0,27	-0,27
Гранит	$\rho^* = 0,1$ IIIa	0,1	0,15	0,18
- " -	$c_{ок} = 4,25$ км/с	-0,45	-0,6	-1
- " -	$\nu = 0,25$	0,65	0,45	0,8
Аллювий				
( $\rho_{\infty} = 30$ бар)	$\rho_c = 0,0045$ IIIa	1,9	2,9	-
Аллювий	$\rho_{кр} = 0,015$ IIIa	0,3	0,33	-

Зависимость СЭ ПЯВ от радиуса энергопоглощающей среды

Ниже представлены результаты одномерных расчетов коэффициента декалинга  $\eta$  по критерию  $f_m$  для четырех вмещающих сред при окружении заряда средой, обладающей другими свойствами: воздухом (нормальной плотности), пористой водой (пена), трещиноватой III, раздробленной III, частично осушенной пористой III, пористым графитом. В основной серии расчетов противодействие составляло 30 бар, а параметры III отвечали данным табл. 1. В опорных расчетах ПЯВ (нормальная, плотная за-

бивка) значение  $f_m$  составляло: 297 м<sup>3</sup>/кт - для гранита; 1545 м<sup>3</sup>/кт - для соли; 712 м<sup>3</sup>/кт - для туфа; 263 м<sup>3</sup>/кт - для аллювия.

Расчетные данные коэффициента декалинга  $\eta$  помещены в табл. 3-6.

Зависимости  $\eta'(r_0)$  ПЯВ в воздушных полостях представлены на рис. 2. Эти зависимости немонотонны. При малых размерах полости воздух усиливает СЭ ПЯВ. Чем ниже прочность III, тем выше значение минимального радиуса полости  $\xi$  (радиуса декалинга), ослабляющей СЭ. Оценка значения  $\xi$  может быть сделана путем сопоставле-



Таблица 3

Коэффициент декаплинга ПЯВ в граните при  
окружении заряда различными энергопогло-  
щающими средами в радиусе  $r_n$

Среда	$\rho_{ан}^3$ г/см <sup>3</sup>	$\psi_{ан}$	$r_n^3$ м/кт <sup>1/3</sup>	$\eta(f_m)$
Воздух	0,0014	0	2	0,75
"	0,0014	0	3	0,68
"	0,0014	0	4	0,66
"	0,0014	0	6	0,96
"	0,0014	0	8	2,22
"	0,0014	0	10	8,33
"	0,0014	0	12	21,7
Графит	I	0,56	2,055	1,09
"	I	0,56	2,96I	1,37
"	I	0,56	4,03	1,69
"	I	0,56	5	2,38
"	I	0,56	7,25	3,23
"	0,5	0,78	2,055	0,94
"	0,5	0,78	2,96I	1,12
"	0,5	0,78	4,03	1,67
"	0,5	0,78	5	2,38
Вода	0,1	0,9	5	0,64
"	0,01	0,99	5	0,52
Гранит по- ристый ( $\Phi_2 = 6$ )	I,6	0,4	5	1,07
"	I,6	0,4	10	1,45
Раздроблен- ный гранит ( $\Phi_2 = 6$ ) до $r = 60$ м/кт <sup>1/3</sup> ; трещиноватый ( $\Phi_2 = 4$ ) - до $r_n$	2,6I	0,012	110	0,75

Таблица 4

Коэффициент декаплинга ПЯВ в каменной соли  
в зависимости от радиуса воздушной полости

$r_n$ , м/кт <sup>1/3</sup>	$\eta(f_m)$
4	0,63
8	0,90
12	3,57
16	78

Таблица 5

Коэффициент декаплинга ПЯВ в алюминии в  
зависимости от радиуса энергопоглощающей  
полости и энергопоглотителя

Энергопоглотитель	$r_n^3$ м/кт <sup>1/3</sup>	$\eta(f_m)$
Воздух	4	0,61
"	6	0,60
"	8	0,62
"	12	0,76
"	16	1,05
"	20	1,90
Графит, $\rho = I$ г/см <sup>3</sup>	2,055	1,06
"	2,96	1,18
"	4,03	1,33
"	5	1,47
"	7,25	1,79
Графит, $\rho = 0,5$ г/см <sup>3</sup>	2,055	0,96

Окончание табл.5

Энергопоглотитель	$r_n^3$ м/кт <sup>1/3</sup>	$\eta(f_m)$
Графит, $\rho = 0,5$ г/см <sup>3</sup>	2,96	I
"	4,03	I,23
"	5	I,37
"	7,25	I,85

Таблица 6

Коэффициент декаплинга ПЯВ в туфе при  
окружении заряда различными средами в  
радиусе  $r_n$

Среда	$\rho_{ан}^3$ г/см <sup>3</sup>	$\psi_{ан}$	$r_n^3$ м/кт <sup>1/3</sup>	$\eta(f_m)$
Воздух	0,0014	0	4	0,63
"	0,0014	0	6	0,68
"	0,0014	0	8	0,81
"	0,0014	0	12	1,45
"	0,0014	0	16	5
"	0,0014	0	20	16,7
Графит	I	0,56	2,055	1,11
"	I	0,56	2,96	1,28
"	I	0,56	4,03	1,47
"	I	0,56	5	1,69
"	I	0,56	7,25	2,17
"	0,5	0,78	2,96	1,06
"	0,5	0,78	4,03	1,39
"	0,5	0,78	5	1,64

Раздроблен- ный туф ( $\Phi_2 = 6$ )	I,98	0	50	0,93
"	I,98	0	75	0,86
"	I,98	0	110	0,79

Пористый туф ( $\rho_{ан} =$ $= 0,012$ Па)	I,19	0,4	10	I,5
Пористый туф	I,19	0,4	5	I,1

Графит ( $\rho =$ $= 2,26$ г/см <sup>3</sup> ), $r_n \leq 2$ м/кт <sup>1/3</sup> + воздух до $r_n$	0,085		6	I,72
То же	0,02		10	4,35
Графит	2,26	0	2	I,43
"	2	0,115	2	I,38
"	2	0,115	3	I,49
"	2	0,115	4	I,52
"	2	0,115	5	I,54

ния эффективных средних значений давления  $P_{эф}$  и  
прочности III  $\sigma_{эф}$ . Если  $P_{эф}$  определить равным  
давлению при равномерном распределении энергии  
взрыва в полости радиусом  $r_0$  (полагая  $r = I/3$ ),  
а  $\sigma_{эф}$  вычислять по формуле

$$\sigma_{эф} = \min \left[ \frac{Y_{св} \cdot P_{св}}{2}, 3 \alpha P_{эф} \sqrt{F_2} \right],$$

то III из табл. I будет отвечать соотношение

$$r_0 = (3,44 \pm 0,06) \sigma_{эф}^{-I/3},$$

где  $[r_0] =$  м/кт<sup>1/3</sup>,  $[\sigma_{эф}] =$  Па. Расчетные зна-  
чения  $r_0$  составляют: 6,2 м/кт<sup>1/3</sup> - для гранита;

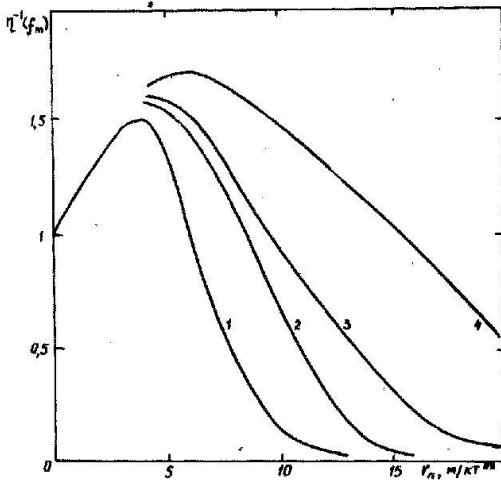


Рис. 2. Ослабление СЭ ПЯВ воздушной полостью при ПЯВ в: 1 - граните; 2 - соли; 3 - туфе; 4 - алюминии

8,5 м/кт<sup>1/3</sup> - для соли; 9,7 м/кт<sup>1/3</sup> - для туфа; 15,5 м/кт<sup>1/3</sup> - для алюминия. При  $r > r_p$  имеет место антидекаплинг. При  $r > r_p$  степень ослабления СЭ тем выше, чем выше прочность П.

Расчеты ПЯВ в воздушных полостях показали, что на расстояниях  $r \approx 5,2$  м/кт<sup>1/3</sup> в воздухе происходит отрыв ударной волны от тепловой и образуются две области: ближняя, прогретая тепловой волной, и дальняя, сжатая ударной волной. Эффективный показатель адиабаты воздуха ( $\gamma = 1,44$ ) существенно отличается от  $\gamma$  излучения (1,33). Неучет вклада излучения в давление и энергию (адиабатическое приближение) приводит к большим погрешностям в расчете ФСИ и радиуса  $r_p$ . Промежуточные данные расчетов ПЯВ в воздушных полостях (расчеты ВОЛНА в гидродинамическом приближении с теплопроводностью) сопоставлялись с данными работы [19], выполненной в США. Сравнялась мощность взрыва, вычисляемая путем сопоставления  $r-t$  - законов движения фронта ударной волны и ее амплитуды (гидродинамический метод определения мощности). Полученные результаты хорошо согласуются с данными [19], причем, как при учете теплопроводности, так и в случае адиабатического приближения. В адиабатическом приближении значение  $r_p \approx 3$  м/кт<sup>1/3</sup>; при  $v < r_n < r_p$  имеет место антидекаплинг по волновому критерию. С учетом теплопроводности зависимость  $\eta(r_n)$  по волновому критерию - монотонно убывающая функция ( $r_p = 0$ ).

Добавление в воздушную полость воды (пены) в целом усиливает СЭ ПЯВ. Об этом говорят данные табл. 3. Если предполагать, что нарушенная в окрестности взрыва среда имеет заниженную прочность, а все ее остальные характеристики остаются неизменными, то этот фактор также приводит к усилению СЭ (см. табл. 3,6).

Повышение пористости среды в окрестности взрыва способствует снижению СЭ. В случае невы-

сокой прочности, меньшей насыщенной ( $\psi < 0,4$ ), снижение СЭ в зависимости от радиуса пористой области является функцией монотонной. Если же пористость высокая, то эта зависимость становится немонотонной, малым радиусам  $r_n < r_p(\psi)$  отвечает усиление СЭ ПЯВ. При  $r_n > r_p(\psi)$  СЭ снижается тем быстрее, чем выше  $\psi$ . Значение  $r_p(\psi)$  растет с ростом  $\psi$ ; в пределе зависимость  $\eta(r_n)$  выходит на зависимость  $\eta(r_n)$  для воздушных полостей.

Каждому радиусу полости отвечает значение пористости, снижающей СЭ ПЯВ наиболее эффективно. Дальнейшее повышение эффективности энергопоглощения связано с заменой пористой вмещающей среды (по крайней мере, ее части в окрестности заряда) на материал, обладающий высоким значением энергии сублимации. В табл. 3,5,6 представлены расчетные данные снижения СЭ ПЯВ в графитовых полостях при различных плотностях графита. Основные серии расчетов были выполнены с однородным распределением графита в полости для двух плотностей: 0,5 и 1 г/см<sup>3</sup>. Анализ результатов расчетов ПЯВ в однородных графитовых и воздушных полостях показывает, что зависимость оптимальной плотности энергопоглотителя от радиуса полости ПЯВ в туфе может быть выражена следующей приближенной формулой:

$$\rho_{opt} \approx \rho_{opt} \cdot 2^{1-r_n/r_p}$$

где  $\rho_{opt} = 2$  г/см<sup>3</sup>,  $r_p = 2$  м/кт<sup>1/3</sup>. Эффективность энергопоглотителя может быть значительно повышена за счет снижения его плотности с ростом  $r$ . В табл. 6 помещены результаты расчетов с комбинированным энергопоглотителем: плотный графит в сфере радиусом 2 м/кт<sup>1/3</sup> и воздух. Такая редукция позволяет ослабить СЭ ПЯВ в полости радиусом 10 м/кт<sup>1/3</sup> более чем в 4 раза при средней плотности энергопоглотителя 0,02 г/см<sup>3</sup> и, таким образом, в несколько раз снизить массу графита по сравнению с массой, отвечающей оптимальной однородной плотности полости.

Зависимости  $\eta(r_n)$  ПЯВ в туфе представлены на рис. 3.

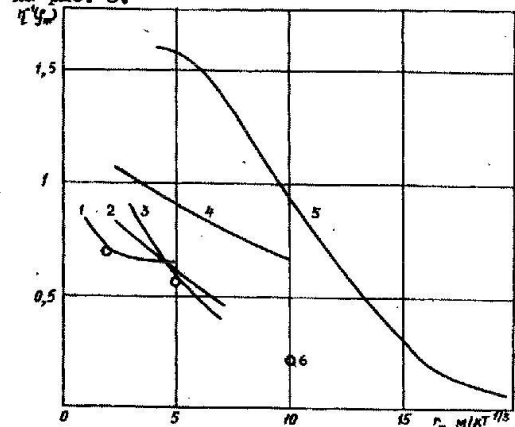


Рис. 3. Ослабление СЭ ПЯВ в водонасыщенном туфе полостью, заполненной энергопоглотителем: 1 - графит,  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>; 2 - графит,  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>; 3 - графит,  $\rho = 0,5$  г/см<sup>3</sup>; 4 - сухой туф,  $\psi = 0,4$ ; 5 - воздух; 6 - графит  $\rho = 2,26$  г/см<sup>3</sup> ( $r \leq 2$  м/кт<sup>1/3</sup>) + воздух

**Результаты расчетов декалинга  
в двумерном приближении**

В двумерных расчетах задавался упрощенный геологический разрез, схематично передающий строение одного из участков Невадского испытательного полигона (США). Над кровлей коренных пород выделялись три слоя, имитирующие аллювиальные отложения, рыхлый и более плотный туф. Параметры ПП по слоям приведены в табл. 7.

Таблица 7  
Параметры ПП в двумерных расчетах

Глубина, м	ПП	$\rho, \text{г/см}^3$	$\nu$	$\bar{z}$	$c_p, \text{км/с}$
0-300	Аллювий	1,76	0,19	0,11	1,32
300-500	Туф I	1,73	0,15	0,15	1,76
500-1100	Туф	1,98	0	0,19	2,71
1100	Известняк	2,65	0	0,02	3,8

Уровень грунтовых вод - 500 м, глубина заложения заряда - 640 м, мощность взрыва - 140 кг.

В табл. 8 представлены результаты расчета экстремальных нормальных смещений для различных углов  $\psi$  на расстоянии  $r_0 = 780$  м от точки взрыва. Масса окружающего заряд грунта вместе с полостью всплывает в сторону свободной поверхности. Конечные значения нормальных смещений для малых углов отказываются отрицательными. Максимальный подъем свободной поверхности в эпицентре взрыва составил  $\sim 1,9$  м.

Таблица 8  
Экстремальные нормальные смещения на  
упругом радиусе 780 м

$\psi, \text{град}$	$\max_t w_n$	$\min_t w_n$
	м	
0	0,135	-0,09
30	0,135	-0,08
60	0,07	-0,03
90	0,20	0,05

Второй двумерный расчет был выполнен в предположении о наличии нарушенной ПП в окрестности взрыва. Эта область была задана в виде тора с поперечным сечением, находящимся на глубине заложения заряда и имеющим радиус 234 м. Расстояние от центра поперечного сечения до оси вращения тора (оси симметрии задачи) составляло 300 м. Нарушенной ПП присваивалось значение  $\Phi_0 = 6$  (раздробленная ореда). Внутри нарушенной области задавалась частично осушенная зона с пористостью  $\nu = 0,3$ . Она также имела форму тора с радиусом поперечного сечения 155 м (рис.4) Ее объем составлял 4/9 объема всей нарушенной области. Результаты расчетов снижения СЭ ПЯВ за счет осушенной области представлены в табл.9.

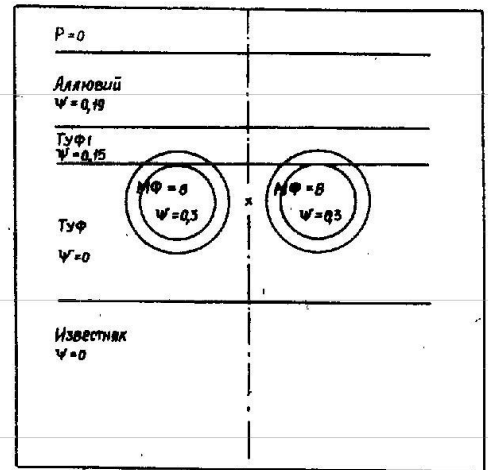


Рис. 4. Структура областей в двумерных расчетах ПЯВ

Таблица 9  
Влияние нарушенной и частично осушенной  
области на СЭ ПЯВ ( $r_0 = 780$  м)

$\psi, \text{град}$	$\eta(w_n)$	$\eta(f_m)$	$\eta(A_m)$	$\eta(N)$	$\eta(\int A_n d \cos \psi)$
0	1,52	1,56	1,32	1,64	1,32
30	1,96	1,79	1,82	1,82	1,52
40	2,04	1,72	2,38	1,75	1,72
51	1,89	1,54	3,03	1,75	2,08
60	1,59	1,33	4,76	1,89	2,56
90	1,75	1,82	4,17	2,04	2,86

Взяв в качестве опорного угол  $\psi = 30^\circ$ , можно сделать вывод, что нарушенная и частично осушенная область ослабляет СЭ ПЯВ в  $\sim 1,8$  раза. Расчет с нарушенной областью без осушения дает усиление СЭ ПЯВ в  $\sim 1,2$  раза. Следовательно, фактор осушения приводит к ослаблению СЭ в  $\sim 2$  раза. Перемещение торообразной нарушенной области к свободной поверхности приводит к усилению ее влияния на ФСИ для углов  $\psi > 90^\circ$  и ослаблению - при  $\psi < 90^\circ$ .

Расчеты данного ПЯВ в графитовой области сферической формы (радиус 2,62 м/кг<sup>1/3</sup>, плотность графита 1,1 г/см<sup>3</sup>) и в центре вертикально вытянутой эллипсоидальной графитовой полости того же объема дали практически близкие показатели ФСИ по всем направлениям  $\psi$  в случае, когда соотношение осей эллипсоида равно 1:5.

**З а к л ю ч е н и е**

Энергопоглощающая среда в окрестности взрыва способна многократно ослабить СЭ ПЯВ. При ПЯВ в водонасыщенном туфе воздушная полость объемом 4000 м<sup>3</sup>/кг сохраняет СЭ ПЯВ; ослабляет СЭ в  $\sim 1,5$  раза - при заполнении полости сухим туфом насыпной плотности (осушения); ослабляет СЭ в  $\sim 4$  раза - при окружении заряда в радиусе



2 м/кг<sup>1/3</sup> плотным графитом. Частичное осушение ПП (созданное ранее проведенными взрывами) способствует значительному снижению СЭ ПЯВ, проводимого вблизи границы области осушения.

Авторы выражают благодарность Л.П.Владимирскому, В.В.Кириченко, А.М.Новикову и Г.Г.Савранской, принявшим участие в постановке задачи и обсуждении результатов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Werth G.C., Herbst R.F. Comparison of amplitudes of seismic waves from nuclear explosions in four mediums// J.Geophys. Res. 1963. Vol. 68, N 5. P. 1463-1475.

2. Springer D.J., Denlu M., Healy J., Miskey W. The Sterling experiment: decoupling of seismic waves by a shot-generated cavity// Ibid. 1968. Vol. 73. P. 5995.

3. Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.

4. Родин Г. Сейсмология ядерных взрывов. М.: Мир, 1974.

5. Родин Г. Неупругие процессы в сейсмических волнах при подземных взрывах// Механика Т. 42. М.: Мир, 1987.

6. Вовк А.А., Замышляев Б.В. и др. Поведение грунтов под воздействием импульсных нагрузок. Киев: Наукова думка, 1984.

7. Зверев А.А., Нагорнов О.В., Фетисов В.С. Влияние условий проведения камуфлетного взрыва на механические характеристики окружающей среды// ПМТФ. 1989. В 3.С.44-50.

8. Быченков В.А., Гаджиева В.В., Куропатенко В.Ф. Расчет неустановившихся движений разрушаемых сред// Числ. методы мех. спл. среды. 1972. Т. 3, № 2. С. 3-17.

9. Быченков В.А., Гаджиева В.В., Куропатенко В.Ф. Метод СМРТ расчета двумерных неустановившихся движений разрушаемых сред// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1978. Вып.2(2). С. 17-22.

10. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета ТЕНЗОР. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185-211.

11. Butkovich T.R. A technique for generating pressure-volume relationships and failure envelopes for rocks. Livermore Laboratory.Rept. UCRL-51441, 1973.

12. Куропатенко В.Ф., Минаев И.С. Математическая модель уравнения состояния кварца// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 1. С. 75-76.

13. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Таблицы термодинамических функций вещества при высокой концентрации энергии. Препринт № 35 М.: ИИМ АН СССР, 1975.

14. Копышев В.П. О термодинамике ядер одноатомного газа// Числ. методы мех. спл. среды. 1977. Т. 8, № 6. С. 54-67.

15. Елисеев Г.М., Клинишов Г.Е. Уравнение состояния твердых веществ и его сильней-аппроксимация. Препринт № 173. М.: ИИМ АН СССР, 1982.

16. Кузнецов Н.Н. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.

17. Коваленко Г.В., Сапожников А.Т. Табличное уравнение состояния воды// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1979. Вып. 4. С. 40-46.

18. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Вычисление непрозрачности звезд с учетом поглощения света в спектральных линиях// Докл. АН СССР. 1970. Т. 191. С. 47.

19. King D.S., Freeman B.E., Eilers D.D., Johnson J.D. The effective yield of a nuclear explosion in a small cavity in geologic materials: enhanced coupling revisited// J.Geophys.Res. 1989. Vol. 94, N B9. P. 12375-12385.

20. Куропатенко В.Ф., Коваленко Г.В., Кузнецова В.И. и др. Комплекс программ ВОИНА и неоднородный разностный метод расчета движения сжимаемых сред// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1989. Вып. 2. С. 9-25.

21. Vonner B.P., Abeu A.E., Neard H.C., Schock R.N. High-Pressure Mechanical Properties of Merlin Alluvium. Livermore Laboratory, Rept. UCRL-51099, 1971.

22. Neard H.C. The influence of environment of the inelastic behavior of rocks// Sym.on Engineering Nuclear Explosives. Vol.1. Las-Vegas, Nevada, 1970.

Статья поступила в редакцию 18.05.92.