

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ОБРАЗЦАМИ ГОРНЫХ ПОРОД НИЗКОЙ ПОРИСТОСТИ. II

И.Б. Косарев, С.П. Соловьев

Продолжено исследование эффекта электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы горных пород, проявляющих аномальный пьезоэлектрический эффект. Физическая модель поляризации построена на рассмотрении дислокационной динамики в области фронта волны сжатия, дающей основной вклад в величину эффекта. Определена величина модуля связи ударной поляризации и временной производной механического напряжения, которая равна 10^{-8} Кл/(м² МПа).

Исследование генерации электрических сигналов при динамическом воздействии на образцы горных пород служит одним из методов изучения механизмов возникновения электромагнитного излучения в твердых телах. Источниками генерации электромагнитного излучения в твердых телах являются механоэлектрические преобразователи (МЭП), возбуждаемые за счет пьезоэлектрического и пьезомагнитного эффектов, электрокинетических явлений процессов электризации при трении, трещинообразовании, движения заряженных дислокаций и др. [Гохберг и др., 1988].

Ударное воздействие является одним из эффективных способов возбуждения волн в исследуемом образце, приводящих к появлению электрических сигналов. В этой связи представляют интерес оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударном воздействии на образцы пород, не содержащие кварца и проявляющие аномальный пьезоэффект. Описание подобных экспериментов, посвященных исследованию электрической поляризации, и качественная интерпретация результатов приведена в [Веттергренъ и др., 2013; Chmel, Shcherbakov, 2012; Беседина и др., 2010; Яворович и др., 1999; Махмудов, 2012].

Ряд статей по квазистатическому сжатию мраморных образцов опубликован группой греческих исследователей [Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Vallianatos, Tzanis, 1998; Stavrakas et al., 2008]. Качественная интерпретация полученных результатов проведена на основе модели движущихся дислокаций, однако детального анализа, связывающего этот механизм с генерацией электрических сигналов, не приведено.

В отличие от этих работ на дислокационную природу импульсов электрического поля [Головин, Шибков, 1986] указывают следующие проявления:

а) появление первых импульсов электрического поля (ИЭП) соответствует области микропластической деформации, при этом максимум числа ИЭП совпадает с максимумом интенсивности акустической эмиссии, обусловленной на ранних стадиях пластического деформирования неравномерным развитием полос скольжения;

б) сумма импульсов, регистрируемых на стадии скольжения, коррелирует с количеством образующихся полос скольжения;

в) увеличение числа импульсов и их амплитуды соответствует росту заряда дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК);

г) импульсы электрического поля наблюдаются и в режиме релаксации напряжения.

В [Головин, Шибков, 1988] показано, что пластическая деформация ЩГК сопровождается генерацией низкочастотного (НЧ) излучения, а высокочастотное (ВЧ) излучение связано с динамикой ансамблей заряженных дислокаций. Таким образом, в работах [Головин, Шибков, 1986; 1988] получено прямое экспериментальное доказательство физической интерпретации импульсов дипольного момента в пластически деформируемых ЩГК. Низкочастотные импульсы дипольного момента вызваны движением заряженных дислокаций, а высокочастотные – с эволюцией трещин и электрическими разрядами.

В [Веттегрень и др., 2013] изучалось появление электромагнитной эмиссии при распространении волн деформации, вызванной ударом стального бойка по поверхности мраморного образца. Обнаружено, что удар вызывает колебания образца, которые из-за пьезоэлектрического эффекта, имеющего аномальный характер, приводят к появлению электромагнитных колебаний. Одновременно появляются вспышки фрактолюминесценции, каждая из которых соответствует появлению микротрещин.

В статье [Косарев, Соловьев, 2011] приведены оценки характеристик электрической поляризации, возникающей при ударе стального шара диаметром 36 мм по торцу мраморной балки со сравнительно небольшой скоростью удара равной 1.1 м/с [Беседина и др., 2010]. Настоящая работа посвящена продолжению исследования и построению модели генерации электрических сигналов, обусловленных появлением заряженных дислокаций при деформировании образцов горных пород в ударных волнах, на основе упомянутого выше эксперимента [Беседина и др., 2010].

Дислокационно-кинетическая модель формирования ударных волн

Распространение ударных волн в твердых телах сопровождается интенсивными превращениями на микроуровне. При ударном воздействии образец подвергается неоднородному по длине механическому воздействию волны упругого сжатия.

Для механического описания начальной стадии удара используется полученное ранее [Косарев, Соловьев, 2013] решение, в котором смещение $u(x, t)$ представляется в виде плоской бегущей волны для моментов времени t , удовлетворяющих условию $x/c < t < (2L - x)/c$,

$$u(x, t) = U_0(1 - \exp(-\alpha(t - x/c)))/\alpha,$$

где U_0 – скорость удара, параметр α определяется материальными константами вещества, $\alpha = ES/mc$, здесь E – модуль упругости, c – скорость распространения продольной волны в мраморе, L – длина балки, S – площадь торца балки, m – масса ударника.

Поскольку точки измерения механических и электрических величин расположены достаточно далеко от ударяемого торца, то есть в той области, где фронт сфери-

ческой волны становится плоским, для проведения численных оценок воспользуемся асимптотическим решением этой задачи, соответствующим выходу решения неоднмерной задачи на одномерное в виде плоской волны, возникающей в результате взаимодействия и многократного отражения волн от боковых граней балки – «стержневое приближение», приведенное выше. Этот выход на одномерное решение происходит на расстояниях от торца больших $10a$ (где $a = 10$ см – размер сечения балки).

Используемое обычно в таких задачах решение Герца, полученное для случая внедрения шара в полупространство, к данной задаче неприменимо, поскольку рассматривается удар по торцу балки, площадь которого ограничена. Величина временной постоянной α , определяющей пространственно-временной профиль решения $u(x, t)$, вычисляется по результатам 2-мерного численного расчета удара шара по торцу балки, проведенного по методу Уилкинса [Уилкинс, 1967] и равна 2.6 мкс. Это значение близко к величине, вычисленной по материальным константам задачи.

Пластическая деформация в образцах минералов и горных пород обусловлена дислокационными механизмами. Дислокации возникают под действием развивающихся при деформировании сдвиговых напряжений. В основном, динамика дислокаций связана с процессами двойникования и дислокационного скольжения. При изучении пластического перехода в мраморе часто используют хорошо установленное соотношение [Goetze, Kohlsfeldt, 1977; Fredrich et al., 1989] для оценки плотности дислокаций $\sigma = \alpha_g \cdot GbN_d^{1/2}$. Здесь σ – напряжение, G – модуль сдвига, N_d – плотность дислокаций, b – вектор Бюргерса. $G = 23.7$ ГПа, $\alpha_g = 2.24$ и $b = 6.35 \cdot 10^{-10}$ м.

Зарождение дислокаций вызывается локальными сдвиговыми напряжениями, возникающими из-за неоднородности поля деформаций среды около центров зарождения, которыми могут быть выделения другой фазы, макроскопические и микроскопические включения. При этом на фронте волны действует специфический механизм превращения структуры среды на микромасштабном уровне – гетерогенное зарождение дислокаций [Хирт, Лоте, 1972].

В процессе ударного воздействия на границе сжатой и не подвергнутой еще сжатию областей возникает несовместимость деформации, провоцирующая возникновение так называемых геометрически необходимых дислокаций в результате образования новых или активизации существовавших до удара дислокационных источников [Малыгин и др., 2013]. Наличие высоких градиентов напряжения на фронте ударной волны способствует зарождению дислокаций при значительно меньших напряжениях, чем те, которые необходимы для этого в квазистатических условиях.

Решение в виде бегущей плоской волны, описанное выше, используется в качестве начального условия для одномерного расчета упруго-пластического течения, включающего в себя кинетику дислокаций. Система уравнений, описывающая это течение совместно с кинетикой дислокаций в релаксирующей среде в лагранжевых переменных, имеет вид [Макаров и др., 1983; Макаров, 1999]:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} = \frac{\partial u_1}{\partial x},$$

Здесь u – массовая скорость в направлении удара, ϵ_1 – полная деформация, τ – напряжение сдвига.

$$\sigma_1 = -P + \frac{4}{3}\tau.$$

Используемое уравнение состояния кальцита [Redfern, Angel, 1999] взято в форме уравнения Бирча-Мурнагана

$$P = K_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{7/3} - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \right],$$

где $K_0 = 56.6$ ГПа – модуль объемного сжатия, $\rho = 2.75$ г/см³.

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial \epsilon_1}{\partial t} - 2 \frac{\partial \gamma^p}{\partial t} \right),$$

где γ^p – величина пластической деформации, μ – модуль сдвига, индексы e и p соответствуют упругой и пластической составляющим полной скорости деформации. Здесь и далее в основу модели [Макаров, 1999] положено соотношение, определяющее скорость сдвиговой пластической деформации через усредненные значения плотности дислокаций и среднюю скорость их коллективного движения.

Скорость сдвиговой пластической деформации определяется соотношением Орована через усредненные значения микропараметров

$$\dot{\gamma}^p = gbN_d V_d, \quad \dot{\gamma}^p = \frac{1}{2} (\dot{\epsilon}_1^p - \dot{\epsilon}_2^p), \quad \dot{\epsilon}_i = \dot{\epsilon}_i^e + \dot{\epsilon}_i^p, \quad i = 1, 2, 3, \quad \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon}_3 = 0.$$

Здесь N_d – плотность дислокаций, V_d – средняя скорость их коллективного движения.

Ориентационный коэффициент $g = 0.5$, $b = 6.35 \cdot 10^{-10}$ м – модуль вектора Бюргера. Скорость движения дислокаций на фронте вычисляется, как $V_d = \sigma \cdot b / 3B$ и достигает 100 м/с [Follansbee, Kocks, 1988]. B – константа в выражении для силы трения дислокации, $B = 4 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

Отметим, что сдвиговые напряжения, входящие в вышеприведенные уравнения течения среды, играют роль, аналогичную вязкости, приводя к некоторому размазыванию фронта. На рис. 1 приведено распределение напряжения σ по длине образца для различных моментов времени. Видно, что волна сжатия представляет собой достаточно узкую область, движущуюся по образцу со скоростью 4.6 км/с.

На основании экспериментальных результатов [Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Vallianatos, Tzanis, 1998; Stavarakas et al., 2008] можно сделать вывод, что генерация новых дислокаций и активация уже имеющихся начинается примерно с напряже-

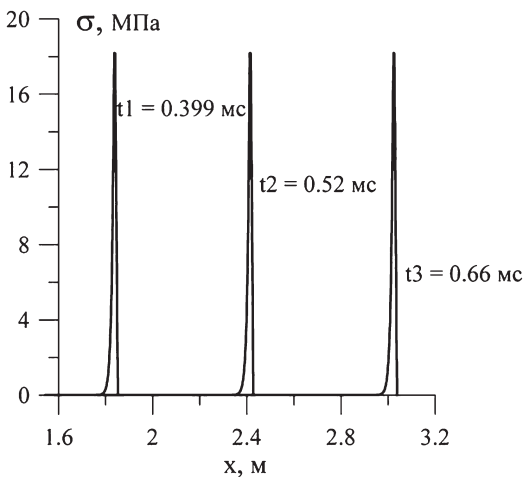


Рис. 1. Распределение напряжения σ по длине образца для различных моментов времени

ния 5–10 МПа и скорости нагрузки более 1 МПа/с. Хотя эти величины и далеки от характерного диапазона изменения величины предела текучести мрамора различных видов (100–1000 МПа, [Ставрогин, Протасеня, 1979]), тем не менее они выполняют роль эффективного порога генерации дислокаций. В области ниже этих значений дислокации неподвижны. Величины напряжения и скорости его изменения превышают соответствующие пороги на фронте волны. Скорость деформации на фронте примерно 10^3 с^{-1} . Плотность дислокаций на фронте достигает значений порядка 10^{11} м^{-2} . Это относительно невысокая величина, соответствующая невысоким значениям напряжения, обусловленным малой скоростью удара.

Дислокационные модели генерации электрического импульса

Величина поляризации P определяется скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}_p$.

$$\dot{P} = \sqrt{2} q k V \dot{\gamma}_p / b,$$

где q – средний заряд дислокаций, $q \sim 10^{-11}$ Кл/м, V – часть объема образца, занятая областью ударной волны, которая и является областью, генерирующей дислокационный ток, k – отношение $(N_d^+ - N_d^-)/(N_d^+ + N_d^-)$, определяющее дисбаланс между плотностями N_d^+ и N_d^- дислокаций разного механического знака.

На рис. 2 показано распределение плотности поляризационного тока (кривая 1) и плотности дислокаций (кривая 2) при прохождении волной 1-ой измерительной точки ($x = 2.44 \text{ м}$) в момент времени $t = 0.524 \text{ мс}$.

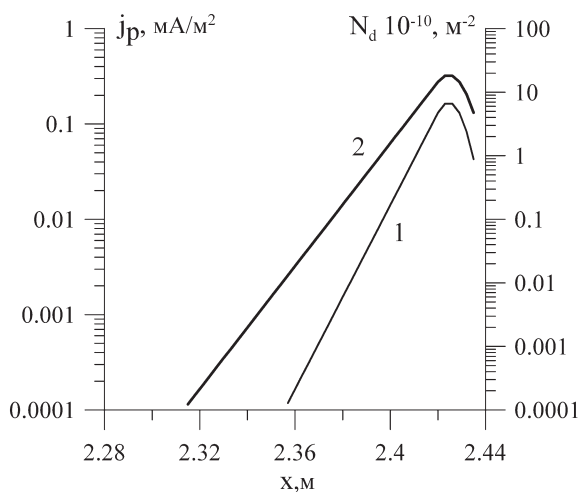


Рис. 2. Распределение плотности поляризационного тока j_p (1) и плотности дислокаций (2) по оси мраморного образца при прохождении волной 1-ой измерительной точки ($x = 2.44 \text{ м}$) для момента времени $t = 0.524 \text{ мс}$

Дислокационный ток $J = \sqrt{2} q k S_0 \dot{\gamma}_p / b$ связан соотношением $\dot{P} = JV/S_0$ с дипольным моментом кристалла (S_0 – часть площади грани, на которую выносятся дислокационный заряд). Рассчитанное с использованием этого выражения значение полной поляризации возмущенной области, обусловленное поляризационными токами на фронте волны, примерно равно 10^{-13} Кл·м, что приводит к значениям потенциала в 1-ой измерительной точке несколько десятых долей мВ, что и наблюдается в эксперименте. Сравнение рассчитанных и экспериментальных величин поляризационного потенциала приведено на рис. 3.

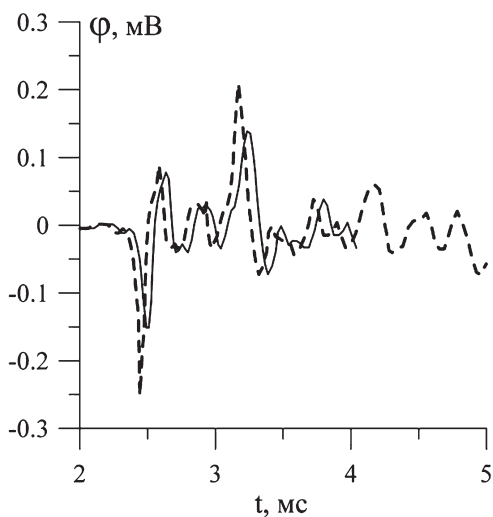


Рис. 3. Сравнение измеренных (сплошная линия) и рассчитанных (пунктир) значений электрического сигнала при ударе по мраморному стержню шаром диаметром 36 мм.

Выводы

Продолжено исследование дислокационного механизма возникновения электрической поляризации при ударном воздействии на мраморный образец. Для описания явления используется механизм движущихся заряженных дислокаций, в котором возникающая поляризация вещества пропорциональна скорости его деформации. Дислокационно-кинетическая модель, используемая в анализе процессов, приводящих к поляризации вещества, позволила уточнить величину модуля связи ударной поляризации и временной производной механического напряжения, значение которого равно 10^{-8} Кл/(м² МПа).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-05-00578а).

Литература

Беседина А.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Соловьев С.П. Лабораторные исследования электрических сигналов при распространении акустических волн в горных породах с низкой пористостью // Динамические процессы в геосферах: Сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС. 2010. С. 106–114.

Веттегрень В.И., Куксенко В.С., Щербakov И.П. Динамика фрактолюминесценции, электромагнитной и акустической эмиссии при ударе по поверхности мрамора // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 144–147.

Головин Ю.И., Шибков А.А. Быстропротекающие электрические процессы и динамика дислокаций в пластически деформируемых щелочно-галогидных кристаллах // Физика твердого тела. 1986. Т. 28. № 11. С. 3492–3499.

Головин Ю.И., Шибков А.А. Динамика скоплений заряженных дислокаций. Эксперимент // Физика твердого тела. 1988. Т. 30. Вып. 8. С. 2557–2559.

Гохберг М.Б., Похотелов О.А., Моргунов В.А. Сейсмoeлектромагнитные явления // М.: Наука, 1988. С. 55–58.

Косарев И.Б., Соловьев С.П. Физические модели генерации электромагнитных сигналов при деформации и разрушении горных пород с низкой пористостью // Динамические процессы в геосферах. Вып.2: Сб. научн. трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2011. С. 165–176.

Косарев И.Б., Соловьев С.П. Теоретические оценки величины электрических сигналов в экспериментах с образцами горных пород низкой пористости // Динамические процессы в геосферах. Вып. 4: Сб. научн. трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2013. С. 207–214.

Макаров П.В. Моделирование процессов деформации и разрушения на мезоуровне // Механика твердого тела. 1999. № 5. С. 109–130.

Макаров П.В., Платова Т.М., Скрипняк В.А. О пластическом деформировании и микроструктурных превращениях металлов в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19. № 5. С. 123–126.

Малыгин Г.А., Огарков С.Л., Андрияш А.В. О степенном характере зависимости скорости пластической деформации от давления при нагружении кристаллов интенсивными ударными волнами // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. Вып. 4. С. 715–720.

Махмудов Х.Ф. Поляризация мрамора в поле упругих сил при различных температурах // Деформация и разрушение материалов. 2012. № 8. С. 41–45.

Ставрогин А.Н., Протасеня А.Г. Пластичность горных пород. М.: Недра, 1979. 301 с.

Уилкинс М. Расчет упругопластических течений: Сб. Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. 212 с.

Хирт, Лоте. Теория дислокаций. М.: Мир, 1972.

Яворович Л.В., Гольд Р.М., Ласуков В.В. Исследование амплитуды электромагнитного сигнала при ударном воздействии на образцы горных пород с различной пористостью // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. СО РАН. 1999. № 6. С. 33–39.

Chmel A., Shcherbakov I. Acoustic, electromagnetic and photon emission from dynamically fracturing granite // Pure and Applied Geophysics. 2012. P. 27. doi 10.1007/s00024-012-0470z.

Follansbee P.S., Kocks U.F. A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable // Acta Metall. 1988. V. 36. № 1. P. 81–93.

Fredrich J.T., Evans B., Wong T.-F. Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. № B4. P. 4129–4145.

Goetze C., Kohlsfeldt D.L. The dislocation structure of experimentally deformed Marble // Contrib Mineral Petrol. 1977. V. 59. P. 293–306.

Hadjicantis V., Mavromatou C. Transient electric signals prior to rock failure under uniaxial compression // Geophys. Res. Lett. 1994 V. 21. P. 1687–1690.

Redfern S.A.T., Angel R.J. High-pressure behaviour and equation of state of calcite, CaCO_3 // Contrib Mineral Petrol. 1999. V. 134. P. 102–106.

Stavarakas I., Triantis D., Agioutantis Z. et al. Electric and electromagnetic signals emitted from rocks under stress up fracture. Experimental results // WSEAS International Conference on GEOLOGY and SEISMOLOGY. 2008. P. 77–83.

Vallianatos F., Tzanis A. Electric current generation associated with the deformation rate of a solid: Preseismic and coseismic signals // Phys. Chem. Earth. 1998. V. 23. № 9–10. P. 933–938.