

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИИ ГОРНЫХ ПОРОД С НИЗКОЙ ПОРИСТОСТЬЮ

И.Б. Косарев, С.П. Соловьёв

Проведен анализ ряда физических моделей, используемых для интерпретации результатов экспериментов по генерации электромагнитного излучения при деформации и разрушении горных пород в лабораторных и натурных условиях. Проведены расчеты по двум из рассмотренных моделей. На основе модели колебательной волны заряда, возникающего на поверхности трещины, образующейся при нагружении гранитного образца, рассчитаны величина и временное изменение потенциала электрического поля регистрируемого сигнала. Расчеты электромагнитных сигналов по релаксационной модели электрической поляризации удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами, полученными в естественном гранитном массиве.

Введение

Исследование процесса генерации электромагнитных сигналов в земной коре представляет интерес как с точки зрения установления природы и механизмов взаимодействия геофизических полей на границе литосфера-атмосфера, так и для разработки представлений о физико-механических процессах в массиве горных пород неоднородного строения. Электрические поля и токи, возникающие при деформации и разрушении твердых тел, генерируют электромагнитное излучение (ЭМИ) в широком диапазоне частот, включая и диапазон УНЧ. Возможные объяснения аномальной ЭМ-эмиссии (ЭМЭ) включают в себя различные механизмы преобразования механической энергии в электрическую. В качестве источников ЭМИ рассматриваются процессы дислокационной природы, трещинообразования, нарушения связей адгезионной природы двойных электрических слоёв и т.д. [Соболев, Демин, 1980; Гершензон и др., 1987; Гохберг и др., 1988; Мальцев, Моргунов, 2005].

Значительная часть экспериментальных исследований электромагнитных явлений касается статической электрической поляризации, вызванной действием упругих напряжений, электризацией после разрушения, а также движением трещин. Помимо статических эффектов нестационарная поляризация вызывает перераспределение электрических зарядов в процессе пластического деформирования. Вызванные напряжением макроскопические переходные электрические токи были зарегистрированы в ряде экспериментов по сжатию и динамическому нагружению образцов.

Одним из важных вопросов в этих экспериментах являлось исследование связи формы и амплитуды механического импульса и электромагнитных сигналов. В работах [Hadjicontis, Mavromatou, 1994; Hadjicontis et al., 2004] приведены результаты экспериментов по нагружению образцов гранита под прессом и показано, что при изменении напряжений в образце возникает электрическая поляризация гранита. При этом форма наблюдаемых электрических сигналов определяется первой производной приложенных напряжений. Для интерпретации результатов авторы привлекают как теорию дислокаций, так и пьезоэлектрический эффект.

Исследование электрической поляризации мрамора и стекол при упругом деформировании образцов проведено в работах [Куксенко и др., 1997; Махмудов, 2011]. Авторы отмечают, что регистрируемые в экспериментах электрические потенциалы не связаны с пьезоэлектрическим эффектом. Обсуждается термоактивационный механизм релаксации наблюдаемых механоэлектрических эффектов. Вопрос о связи параметров механических импульсов и электромагнитных сигналов изучался в работе [Беседина и др., 2010]. В ходе исследований, проведенных с использованием материалов, имеющих различные физико-механические свойства, было установлено, что в исследуемых материалах возникают электромагнитные сигналы, амплитудно-частотные характеристики которых зависят от параметров распространяющейся волны сжатия.

Постановка как модельных, так и натурных экспериментов, способствующих объяснению возникновения электромагнитной эмиссии в природных процессах, является необходимым элементом их изучения. В настоящей работе проанализирован ряд теоретических моделей, используемых в настоящее время для описания генерации электромагнитных сигналов, проведены расчеты по двум моделям и проведено сопоставление с имеющимися экспериментальными данными, полученными в лабораторных и натурных условиях.

Теоретические модели

Релаксационная поляризация. Деформация нецентросимметричных кристаллов приводит к электрической поляризации (пьезоэлектрический эффект). Помимо пьезоэффекта поляризация наблюдается при разрушении и упругом нагружении практически всех твердых тел (для определения этих явлений некоторые авторы используют термины: неклассический пьезоэффект, пьезоэффект в широком смысле, для высокоамплитудных воздействий принят термин ударная поляризация). Например, в экспериментах с такими горными породами как мрамор и диорит, которые не содержат пьезоактивных кристаллов, наблюдается электрическая поляризация при их упругой деформации и разрушении [Куксенко и др., 1997; Беседина и др., 2010].

В случае классического пьезоэлектрического эффекта устанавливается связь между электрической поляризацией единицы объема вещества и механическим напряжением дается выражением [Пархоменко, 1968]:

$$\hat{P}_i(t) = C_{ijk} \Delta \sigma_{jk},$$

где $\hat{P}_i$ – i компонент вектора поляризации, C_{ijk} – компонент тензора пьезоэлектрического модуля, σ_{jk} – компонент тензора напряжений. Пьезоэлектрический эффект кристаллов характеризуется пропорциональной зависимостью между плотностью зарядов, образующихся на поверхности вещества, и механическим напряжением или деформацией, постоянством знака заряда, возникающего на определенной поверхности при воздействии одного и того же вида и направления напряжения, наличием обратного эффекта.

В работах [Yoshida et al., 1997; Yoshida, Ogawa, 2004] для описания электрической поляризации было предложено учитывать релаксацию зарядов, возникающих на гранях образцов, и определено время релаксации $\tau = \varepsilon/s$, где ε – диэлектрическая проницаемость, s – электропроводность.

Накопление и разделение зарядов наиболее эффективно происходит в неоднородных горных породах, имеющих свои структурные особенности. Отметим, что

анизотропия используемых петрофизических характеристик горных пород и, в частности, коэффициентов C_{ijk} , определяющая амплитуду сигнала, обычно обусловлена рядом физических причин: кристаллографической ориентацией зёрен породообразующих минералов, слоистостью, степенью упорядоченности микротрещин, переориентацией зёрен и микротрещин под действием больших напряжений и деформационных процессов.

Общее дифференциальное уравнение для описания эффективной электрической поляризации горных пород было использовано в [Yoshida et al., 1997; Соловьев и др., 1999; Будков, Соловьев, 2004]

$$d\hat{P}_i/dt = -C_{ijk} d\sigma_{jk}/dt - \hat{P}_i/\tau \quad (1)$$

Первый член в правой части (1) описывает генерацию $\hat{P}_i$, второй – релаксацию.

Электрический потенциал, измеряемый в эксперименте, получается суммированием по всем вкладам отдельных кристаллов в рассматриваемом объеме

$$V(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_m \frac{V^{(m)} \hat{P}_m(t) \vec{r}_m}{|\vec{r}_m|^3}$$

в предположении однородности поляризации в каждом кристаллическом объеме. При достаточно точном определении коэффициентов C_{ijk} для выделенных неоднородностей в структуре исследуемого образца, модель позволяет рассчитать величину и форму регистрируемого сигнала.

Модель поверхностных зарядов. Физический механизм, развиваемый в ряде работ F.T. Freund при изучении возникновения электрических сигналов в оксидах и силикатах, рассматривает в качестве основного фактора, вызывающего появление электрического поля, точечные дефекты, образующиеся в среде под действием механических напряжений (см., например, Freund, 2002).

Носителями зарядов являются электроны дефектов в подрешётке O^{2-} , которые химически эквивалентны O^- в матрице O^{2-} и представляют собой положительные р-дырки. Они активируются из пероксидных дефектов $O_3X-OO-XO_3$ (где $X = Al^{3+}, Si^{4+}$) – положительных дырочных пар (ПДП). Эти пары являются скрытым состоянием р-дырок, которые могут быть активированы механическими напряжениями, что приводит к диссоциации ПДП – пар. Когда это происходит, р-дырки могут выходить из сжатого объема, поскольку они могут распространяться через валентную зону, пересекая границы зерен и слои в материале образца.

В проведенных экспериментах [Takeuchi et al., 2006] в центральном сжатом объеме образца происходила активизация р-дырок. Эти дырки, создавая положительный ток, распространялись в окружающий несжатый объем, что приводило к появлению положительного поверхностного потенциала. При этом отрицательный ток электронов, вытекающих из центрального объема сжимаемого образца, был направлен в нагружающие поршни. Таким образом, под действием механических напряжений происходит неравновесное распределение электрического заряда по образцу.

Сжатый объем породы ведет себя как механоэлектрический преобразователь. При этом граница между центральной сжатой областью и окружающим несжатым объемом действует подобно диоду, пропускающему р-дырки через границу и блокирующему электроны.

Детальный механизм рассматриваемой модели ещё неизвестен (неясно, что определяет направление потоков р-дырок и электронов). Предполагается, что градиенты деформации или механического напряжения могут быть наиболее важными

причинами, определяющими это направление. Предлагаемый авторами механизм основывается на интерпретации результатов только проведенных многочисленных экспериментов. Сколько-нибудь полной теоретической модели, включающей в себя термодинамику и кинетику возникновения точечных дефектов, которым принадлежит основная роль в создании электрического поля, авторами не предложено.

В рамках рассматриваемого механизма проведён расчет приповерхностных заряженных слоев в MgO, в котором рассмотрены 2 вида заряда: несвязанные дырки O^- и связанные дырки. Первые переносят положительный заряд, вторые – отрицательный.

В приближённой модели [King, Freund, 1984] для двух противоположно заряженных носителей с концентрациями p и n можно выписать два уравнения

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = \mu_p \frac{\partial}{\partial x}(pE) - D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + S_p(x,t)$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\mu_n \frac{\partial}{\partial x}(nE) - D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + S_n(x,t).$$

Здесь μ_p и μ_n – мобильности зарядов, S_p и S_n – источники и стоки для носителей заряда p и n , зависящие от распределения приложенного механического напряжения.

Электрическое поле E определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (p - n),$$

где e – элементарный заряд. Оценки показывают, что решение этой системы дает высокие значения напряженности электрического поля в приповерхностных слоях. Решение этого уравнения приведено на рис. 1 для кристалла MgO при различных концентрациях носителей р-типа и постоянной температуре $T = 900$ К. Решение показывает, что околоповерхностный слой обеднён носителями р-типа. В нём вследствие дисбаланса концентраций носителей возникает электрическое поле, достигающее очень высоких значений в поверхностных слоях и спадающее в глубину образца.

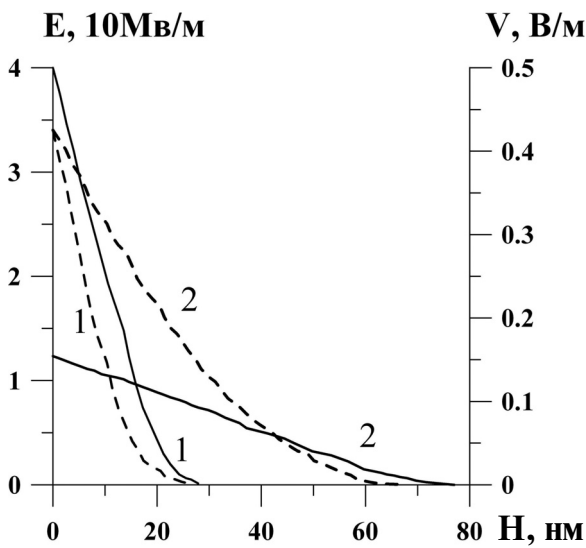


Рис. 1. Распределение подповерхностного электрического поля E (сплошная линия) и потенциала V (пунктир) для объемных концентраций носителей 10^{24} м^{-3} (1) и 10^{23} м^{-3} (2) по глубине H образца.

Нестационарная электромагнитная модель. Уравнения, связывающие физические величины в произвольной точке микронеоднородного пьезоэлектрика можно представить в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \lambda_{ijmn} \varepsilon_{mn} - e_{kij} E_k \\ D_i &= e_{imn} \varepsilon_{mn} + \chi_{ik} E_k,\end{aligned}$$

где σ_{ij} , ε_{ij} , λ_{ijmn} , e_{kij} , χ_{ik} – соответственно тензоры напряжений, деформаций, модулей упругости, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных, D_i , E_i – соответственно векторы индукции и напряженности электрического поля. По повторяющимся индексам производится суммирование.

Аналогичные уравнения можно записать для пьезомагнитного кристалла:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= \lambda_{ijk\ell} \varepsilon_{k\ell} - q_{kij} H_k \\ D_i &= \chi_{ij} E_j, \quad B_i = \mu_{ij} H_j + q_{ikj} \varepsilon_{kj}.\end{aligned}$$

Линейный тензор деформации определяется соотношением

$$\varepsilon_{k\ell} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial X_\ell} + \frac{\partial \varepsilon_\ell}{\partial X_k} \right),$$

μ_{ij} и q_{kij} – магнитные и пьезомагнитные константы, $\vec{H}$ и $\vec{B}$ – векторы магнитного поля и индукции.

Модель используется для расчета электрического и магнитного полей, возникающих в процессе деформирования образцов горных пород, проявляющих пьезоэлектрические и пьезомагнитные свойства, и может быть обобщена на тот случай, когда связи между механическими напряжениями, деформациями, электрическими и магнитными полями описываются тензорными соотношениями, аналогичными выше приведенным. Для описания ЭМЭ мы используем систему уравнений Максвелла, пренебрегая при этом проводимостью среды (при необходимости ток проводимости естественным образом учитывается в системе уравнений).

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\text{rot } \vec{E} & \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= -\text{rot } \vec{H} \\ \text{div } \vec{B} &= 0 & \text{div } \vec{D} &= 0\end{aligned}$$

вместе с уравнениями механической модели, определяющими напряжения и деформацию в среде, наряду с вышеприведенными уравнениями, связывающими характеристики среды с электрическим и магнитным полями.

Аналитические решения, возможные в ряде случаев, или расчеты с помощью численных методов позволяют использовать рассмотренные физические модели для получения количественных характеристик ЭМЭ, возникающей в естественных условиях и для интерпретации экспериментальных данных.

Модель колебательных волн поверхностного заряда. Возникновение зарядов на поверхности трещин, образующихся при нагружении материала образца, связывают с появившимися на ней дефектами и дислокациями. При этом электризация обусловлена разрывами межатомных и межмолекулярных связей. Рост трещины приводит к образованию на поверхности трещины зарядовой мозаики – флуктуационного заряда [Перельман, Хатиашвили, 1981].

В полуэмпирической модели [Rabinovitch et al., 2007] предполагается, что при разрушении связей в материале образца движущейся трещиной заряды, появившиеся на обеих сторонах, движутся к положению, неравновесному относительно их стационарного состояния и осциллируют относительно него. Возникшие колеба-

ния представляют собой поверхностные колебательные волны, где положительные и отрицательные заряды движутся в противоположных фазах (рис. 2). Эти колебания экспоненциально затухают со временем из-за взаимодействия с фононами. Образовавшиеся в результате этих колебаний осциллирующие электрические диполи действуют как источник электромагнитной эмиссии. В рамках рассматриваемой модели в работе [Fukui et al., 2005] получена пропорциональная зависимость между интенсивностью электрического поля и величиной падения напряжения при разгрузке: $J \sim (\Delta p)^{0.5}$, где J в дБ·мкВ/м, а Δp в МПа.

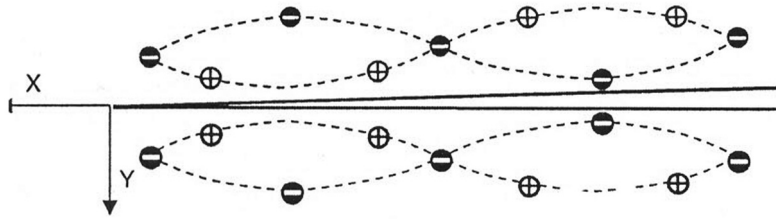


Рис. 2. Слой осциллирующих зарядов на поверхностях трещины.

Рассматриваемая модель генерации ЭМИ не зависит от типа материала и способа его нагружения. В ней не используется механизм дислокаций, и поэтому она применима как аморфным, так и хрупким материалам. Боковые поверхности трещин, возникающих в процессе нагружения, в целом электронейтральны, что обеспечивается колебаниями диполей. Поэтому нет гашения ЭМИ, присущего мозаичному механизму генерации. Модель носит полуэмпирический характер. Физического механизма образования диполей и возникновения их колебаний не предложено.

Динамика дислокаций. Движущиеся заряженные дислокации (moving charged dislocations-MCD) – один из достаточно часто используемых в настоящее время механизмов для интерпретации экспериментальных и наблюдательных данных.

Дислокационный механизм определяет возникающее поляризационное поле, пропорциональное производной по времени от приложенной нагрузки. Согласно теории, основанной на учёте различий в подвижности дислокаций и дефектов, электрический диполь образуется движущимися дислокациями и отстающими от них облаками, состоящими из заряженных точечных дефектов и примесей.

Дислокации, возникающие при нагружении материала образца, имеют разные знаки механического заряда и могут двигаться в противоположных направлениях. Хотя плотность дислокаций может достигать 10^{14} м^{-2} для сильнодеформируемых материалов, и дислокации обоих знаков могут переносить сравнимые электрические заряды, чистая электрическая поляризация одного знака может быть результатом превышения количества дислокаций одного знака над другим. Величина тока в этом механизме может быть определяется выражением [Vallianatos, Tzanis, 1998]

$$J = \frac{\sqrt{2} (\Lambda^+ - \Lambda^-)}{\Lambda^+ + \Lambda^-} \frac{q_\ell}{b} \frac{\partial \epsilon}{\partial t},$$

где Λ^+ и Λ^- – плотности дислокаций противоположных знаков, q_ℓ – заряд на единицу длины на дислокации (порядка 10^{-11} Кл/м), $\epsilon = 1/2 (\Lambda^+ + \Lambda^-) \cdot \vec{b} \cdot \delta x$ – пластический вклад в величину деформации, когда краевые дислокации с вектором Бюргера $\vec{b}$ продвигаются на расстояние δx . Ток J связан с плотностью дислокаций и вектором скорости соотношением Орована-Тейлора $\dot{\epsilon} \approx \Lambda v$, и его величина опре-

деляется нестационарной аккумуляцией деформации, вызванной движущимися дислокациями.

В работе [Stavrakas et al., 2004] на базе модели MCD предложена эмпирическая оценка тока в образце, возникающего при одноосном нагружении при механическом напряжении, меняющемся со временем

$$J = \gamma d\sigma/dt$$

где $d\sigma/dt$ – характеризует скорость изменения напряжения, γ – нормирующий множитель, который имеет обратную зависимость от модуля Юнга.

В некоторых экспериментах механизм движущихся дислокаций по мнению авторов [Lacidogna et al., 2010] не объясняет возникновение ЭМЭ при трещинообразовании в хрупких материалах, и авторами для интерпретации экспериментальных результатов принята модель «колебательных волн поверхностного заряда» [Rabinovitch et al., 2007].

Неэмпирическая модель [Teisseyre et al., 2004], описывающая динамику дислокационной системы, представляется достаточно полной и согласованной. В работе рассчитываются поле напряжений, определяемая в этом поле плотность дислокаций, для вычисления которой в уравнение введена функция источников и потерь.

Динамика дислокаций связана с дислокационными полями и зависит, в основном, от функции источников/стоков. Эта функция описывает рождение новых дислокаций и процессы коалесценции (множественную аннигиляцию дислокаций противоположных знаков – процесс эквивалентной коалесценции двух соседних дислокационных элементов или образование трещин). Электрическая поляризация, вызванная дислокационными процессами, зависит от квадрата плотности дислокаций. При найденном распределении плотности дислокаций в каждый момент времени рассчитывается дипольный момент p заряженных дислокаций и его 1-ая и 2-ая производные по времени, дающие распределение электрического поля.

Для вычисления электромагнитного возбуждения можно использовать формулы, выражающие квазистатическое поле, индукционное и радиационные электрические поля, связанные с диполями, активированными в образцах горных пород

Излучение электромагнитных волн краевыми дислокациями, движущимися в ионных кристаллах. В кристаллах с гетерополярной связью, к которым относятся и кристаллы щелочных галоидов (ЩГК), дефекты, в том числе и дислокации, несут электрический заряд. Это вносит особенности в движение и взаимодействие дислокаций и приводит к появлению «перекрёстных» эффектов, таких как перенос заряда при приложении механических нагрузок и пластическое течение под действием электрического поля [Тяпунина, Белозёрова, 1988]. Ионные кристаллы этого типа состоят из разноименных заряженных ионов. Появление дефектов в таком кристалле нарушает зарядовое равновесие, и дефекты, в том числе и дислокации, приобретают электрический заряд.

В реальном ионном кристалле движущаяся через сетку стоппоров дислокация представляет собой набор колеблющихся сегментов. В работе [Чаркина, Чишко, 2001] рассмотрена задача об электромагнитном излучении криволинейной дислокации, конфигурация которой является произвольной функцией времени. Вычисление мощности электромагнитной эмиссии проведено в этом случае для сегмента краевой дислокации, движущегося в ионной решётке со структурой типа NaCl. Предложенный механизм излучения также связан с возникновением макроскопических переменных поляризационных токов вдоль края экстраплоскости краевой дислокации в процессе её перемещения между соседними долинами рельефа Паейрлса.

Расчеты по моделям

Расчеты по модели колебательных волн поверхностного заряда. Используя подход [Chen, Huang, 2010] проведем численную оценку величины электромагнитного сигнала в опытах [Rabinovitch et al., 2007]. Предполагая, что трещина имеет эллиптическую форму, можно записать электрический момент j -того диполя в виде:

$$\vec{p}_j(t) = 2y_j Q \cdot \exp(-\beta \omega t) \sin\left(\sqrt{1-\beta^2} \omega t\right) \vec{n}_y,$$

где $\pm Q$ – заряды диполя, y_j – амплитуда колебаний соответствующего фрагмента трещины, β – множитель, характеризующий затухание колебаний, $\vec{n}_y$ – единичный вектор в направлении оси y , перпендикулярный к направлению движения трещины. Отсюда магнитное поле

$$\vec{B}_j = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r_j^2} \frac{dp_j}{dt} \sin \theta_j \cdot \vec{n}_\varphi,$$

где, μ_0 – магнитная постоянная, $\frac{dp_j}{dt}$ – производная дипольного момента по времени j -го диполя, r_j – расстояние между центрами диполя и петли приёмной антенны, регистрирующей сигнал в экспериментах [Rabinovitch et al., 2007]. Используя соотношение, связывающее толщину трещины « b » с частотой и Рэлеевской скоростью v_R , выражающейся через модуль Юнга, плотность ρ и отношение Пуассона $b = \lambda/2 = \pi v_R/\omega$, можно получить величину сигнала в антенне $U(t)$, равную изменению магнитного потока, проходящего через площадь, охватываемую контуром антенны:

$$U_j(t) = -\frac{d\phi_j}{dt} = -\int_{S_A} \frac{\partial \vec{B}_j}{\partial t} d\vec{S},$$

$$U(t) = \sum_{j=1}^N U_j(t),$$

где N – число осциллирующих диполей, связанных с трещиной.

Рассчитанное изменение во времени регистрируемого сигнала для эллиптической трещины с размерами большой полуоси 5 мм и полушириной 3 мм приведено

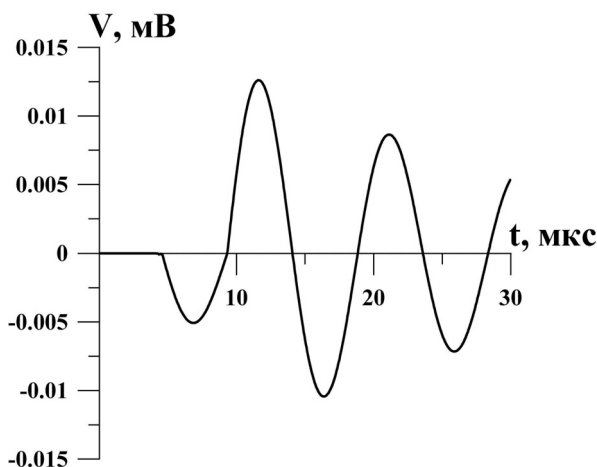


Рис. 3. Результат моделирования электромагнитного сигнала в эксперименте [Rabinovitch et al., 2007] по сжатию гранитного образца с единичной эллиптической трещиной длиной 1 см и шириной 0,6 см. Заряд диполя $Q = 6,2 \cdot 10^{-11}$ Кл.

на рис. 3, достаточно хорошо совпадает с экспериментальной кривой [Rabinovitch et al., 2007]. Заряды диполей при этом принимались равными $6,2 \cdot 10^{-11}$ Кл.

Релаксационная модель электрической поляризации разрабатывалась для интерпретации экспериментальных данных регистрации электромагнитных сигналов в естественном гранитном массиве. Рассматриваемая модель описывает связь электрической поляризации горной породы с механическими напряжениями, возникающими при импульсном воздействии на горный массив. Для проекции вектора поляризации на ось z это уравнение выглядит так

$$\frac{\partial P_z}{\partial t} = A \frac{\partial \sigma_z}{\partial t} - \frac{P_z}{\tau},$$

где σ_z – проекция на ось z максимальной сжимающей компоненты тензора напряжений. В это уравнение входят два параметра A и τ . Коэффициент A аналогичен пьезоэлектрическому модулю и определялся из лабораторных экспериментов на образцах гранита. Нагружение образцов проводилось в широком диапазоне давлений от единиц МПа до десятков ГПа. Экспериментально было показано, что гранит поляризуется как при высоких, так и при малых давлениях в волне сжатия, а зависимость электрической поляризации от действующего напряжения имеет нелинейный характер. Величина второго параметра τ может быть оценена, если считать, что релаксация происходит за счет электропроводности материала. Если взять проницаемость для гранита $\epsilon_r = 8$ и электропроводность $\gamma = 10^{-8}$ См/м, то можно получить $\tau = \epsilon_r \epsilon_0 / \gamma = 7,1$ мс. Поле напряжений в гранитном массиве рассчитывалось применительно к реальной структуре массива, в котором проводились эксперименты [Будков, Соловьев, 2004].

Решение уравнения (1) с нулевым начальным условием имеет вид:

$$P_z(r, t) = A \int_0^t \frac{\partial S_z(r, t')}{\partial t'} \exp\left(-\frac{t' - t}{\tau}\right) dt'.$$

Данная формула применима при $0 \leq t \leq t_0$, t_0 – длительность фазы сжатия. Затем при $t > t_0$ выполняется соотношение:

$$P_z(r, t) = P_z(r, t_0) \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right).$$

Для нахождения дипольного электрического момента достаточно проинтегрировать по объему, в котором действуют сжимающие напряжения.

Низкочастотное электрическое и магнитное поле, генерируемое диполем, который расположен на глубине h от горизонтальной границы раздела двух сред с конечными электропроводностями, описывается выражениями:

$$E_{2z} = \frac{p_z(2h^2 - r^2) + 3p_x hr \cos \theta}{2\pi \epsilon_0 R^5}, \quad E_{2r} = \frac{3p_z hr + p_x(2r^2 - h^2) \cos \theta}{2\pi \epsilon_0 R^5}, \quad E_{2\theta} = \frac{p_x \sin \theta}{2\pi \epsilon_0 R^3},$$

$$B_{2z} = \frac{\mu_0 I dx}{4\pi} \frac{r \sin \theta}{R^3}, \quad B_{2r} = \frac{\mu_0 I dx}{4\pi} \sin \theta \left(\frac{1}{r^2} - \frac{h}{r^2 R} - \frac{h}{R^3} \right), \quad B_{2\theta} = -\frac{\mu_0 I dx}{4\pi} \cos \theta \left(\frac{1}{r^2} - \frac{h}{r^2 R} \right),$$

где $p_z = \epsilon_0 \rho_1 I dz$, $p_x = \epsilon_0 \rho_1 I dx$ – вертикальная и горизонтальная компоненты дипольного момента, соответственно, ϵ_0 – электрическая постоянная, ρ_1 – удельное электрическое сопротивление грунта, μ_0 – магнитная постоянная, индексы «1 и 2» относятся к грунту и воздуху, соответственно.

Результаты экспериментов и расчета приведены на рис. 4.

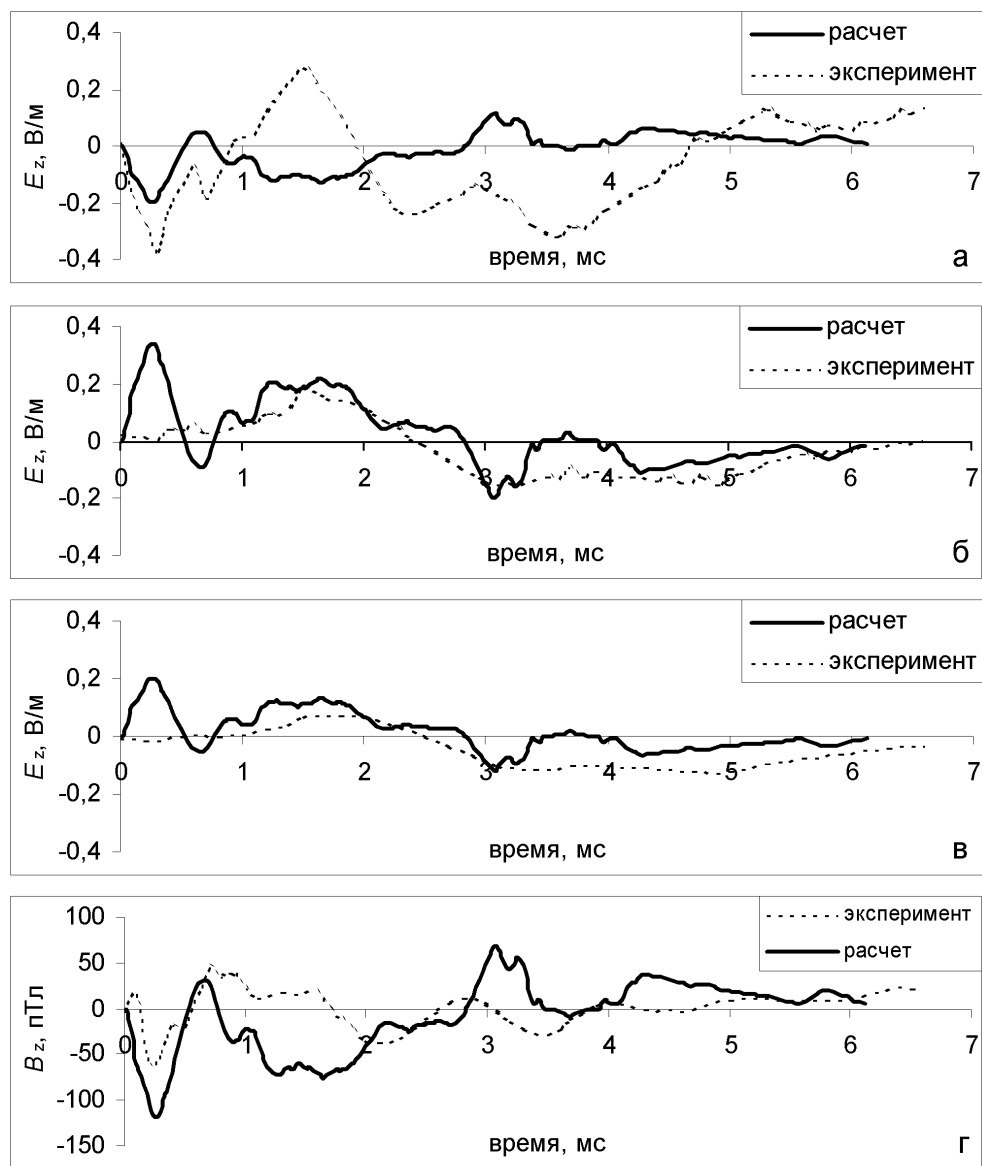


Рис. 4. Сравнение результатов расчета сигналов электрического и магнитного полей с экспериментальными данными.

(а, б, в) – изменение вертикальной компоненты электрического поля на расстоянии $r = 5, 10$ и $12,5$ м;
 (г) – изменение вертикальной компоненты индукции магнитного поля на расстоянии $r = 5$ м от заряда ВВ.

Заключение

Теоретические модели, краткое описание которых дано выше, представляют собой основу для анализа, численного и аналитического моделирования электромагнитного излучения, возникающего при деформации и разрушении горных пород с

низкой пористостью как в лабораторных экспериментах, так и в натуральных условиях. Проведены расчеты по двум из рассмотренных моделей. На основе модели колебательной волны заряда, возникающего на поверхности трещины, образующейся при нагружении гранитного образца, рассчитаны величина и временное изменение потенциала электрического поля регистрируемого сигнала. Расчеты электромагнитных сигналов по релаксационной модели электрической поляризации удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами, полученными в естественном гранитном массиве.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-05-00614-а).

Литература

Беседина А.Н., Кочарян Г.Г., Павлов Д.В., Соловьев С.П. Лабораторное исследование 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.*

Будков А.М., Соловьев С.П. Электрическое и магнитное поле, обусловленное электрической поляризацией горной среды при подземном взрыве // *Динамика взаимодействующих геосфер: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН. 2004. С. 112–119.*

Гершензон Н.И., Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Николаевский В.Н. Об источниках электромагнитного излучения, предваряющего сейсмические события // *Физика земли. 1987. № 2. С. 10–16.*

Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмоэлектромагнитные явления. М.: Наука, 1988. 174 с.

Куксенко В.С., Махмудов Х.Ф., Пономарев А.В. Релаксация электрических полей, индуцированных механической нагрузкой в природных диэлектриках // *ФТТ. 1997. Т. 39. № 7. С. 1202–1204.*

Мальцев С.А., Моргунов В.А. К физической модели возмущений электростатического поля литосферной природы в атмосфере и ЭМИ // *Физика земли. 2005. № 9. С. 65–73.*

Махмудов Х.Ф. Термоактивационный механизм релаксации механо-электрических эффектов в твердых диэлектриках // *ФТТ. 2011. Т. 81. № 1. С. 76–81.*

Пархоменко Э.И. Явления электризации в горных породах. М.: Наука, 1968. 256 с.

Перельман М.Е., Хатиашвили Н.Г. О радиоизлучении при хрупком разрушении диэлектриков // *ДАН СССР. Геофизика. 1981. Т. 256. № 4. С. 824–826.*

Соболев Г.А., Демин В.М. Механоэлектрические явления в Земле. М.: Наука, 1980. 215 с.

Соловьев С.П., Спивак А.А., Сурков В.В. Электромагнитное поле, генерируемое в результате поляризации горных пород при химическом взрыве // *Физические процессы в геосферах: их проявление и взаимодействие: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН. 1999. С. 152–158.*

Соловьев С.П. Генерация электрического и магнитного поля при взрывах в скважинах. // *Геофизические процессы в нижних и верхних оболочках земли: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ИДГ РАН. 2003. Т. 2. С. 249–267.*

Soloviev S.P., Sweeney J.J. Generation of electric and magnetic field during detonation of high explosive charges in boreholes // *J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110. B01312. 10.1029/2004JB003223.*

Тяпунина Н.А., Белозёрова Э.П. Заряженные дислокации и свойства щелочногалоидных кристаллов // *УФН. 1988. Т. 156. № 4. С. 683–717.*

- Чаркина О.В., Чишко К.А.* Электромагнитное излучение подвижных дислокационных сегментов в ионном кристалле // Физика твердого тела. 2001. Т. 43. Вып. 10. С. 1821.
- Chen Z., Huang K.M.* Using the oscillating dipoles model to study the electromagnetic radiation induced by fracture of rocks // Progress in Electromagnetics Res. M. 2010. V. 14. P. 221–231.
- Freund F.* Charge generation and propagation in rocks. // J. Geodynamics. 2002. V. 33. P. 545–572.
- Fukui K., Okubo S., Terashima T.* Electromagnetic radiation from rock during uniaxial compression testing the effects of rock characteristics and test conditions // Rock Mech. Rock Eng. 2005. V. 38. P. 411–423.
- Hadjicontis V., Mavromatou C.* Transient electric signals prior to rock failure under uniaxial compression // Geophysics research letters. 1994. 21 (16). P. 1687–1690.
- Hadjicontis V., Mavromatou C., Ninos D.* Stress induced polarization currents and electromagnetic emission from rocks and ionic crystals, accompanying their deformation // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2004. 4. P. 633–639.
- King B.V., Freund F.* Surface charges and subsurface space-charge distribution in magnesium oxides containing dissolved traces of water // Physical Review B. 1984. V. 29. № 10. P. 5814–5824.
- Lacidogna G., Carpinteri A., Manuello A. et al.* Acoustic and electromagnetic emissions as precursor phenomena in failure processes // Strain. 2010. doi:10.1111/j.1475-1305.2010.00750.x
- Rabinovitch A., Frid V., Bahat D.* Surface oscillations – A possible source of fracture induced electromagnetic radiation // Tectonophysics. 2007. V. 431. P. 15–21.
- Stavarakas I., Triantis D., Agioutantis Z. et al.* Pressure stimulated currents in rocks and their correlation with mechanical properties // Natural Hazards and Earth System Sci. 2004. V. 4. P. 563–567.
- Takeuchi A., Lan B.W.S., Freund F.T.* Current and surface potential induced by stress-activated positive holes in igneous rocks // Recent Progress in Seismo-Electromagnetics. 2006. Phys. Chem. Earth, 31, № 4–9. P. 240–247.
- Teisseyre R., Varotsos P.A., Rozhuski C.* Electromagnetic excitation and seismicity in the natural time domain: Simulations with theoretical model // Acta Geophys. Polonica. 2004. V. 52. № 4. P. 477–496.
- 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. P. 933–938.
- Yoshida S., Uyeshima M., Nakatani M.* Electric potential changes associated with slip failure of granite: Preseismic and coseismic signals // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № B7. P. 14,883–14,897.