

Концепция динамически неустойчивой геосреды и сейсмoeлектромагнитный шум литосферы

© В. Н. Шуман, 2010

Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 14 июня 2010 г.

Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко

З огляду на концепцію динамічно нестійкого геосередовища, проаналізовано низку питань генерації акустосейсмoeлектромагнітного шуму літосферного походження, його просторової диференціації та особливостей поширення. Увагу зосереджено на необхідності адекватнішого електродинамічного опису геосередовища, зокрема, на питаннях електродинаміки активних середовищ. Підкреслено необхідність зміни парадигмального підходу до вивчення електродинаміки геосередовища — активної (збуджуваної) дисипативної системи, фундаментальною властивістю якої є нелінійність — фізична, геометрична та структурна. Важливо, що у такій системі (геосередовищі) існують комплекси нелінійних взаємодій як між її підсистемами, так і між фізичними полями.

Як доповнення до класичних в роботі до базових моделей механoeлектромагнітних трансформацій віднесено перехідне випромінювання (розсіяння) у нестационарному геосередовищі. Випромінювання генерується полем зарядів у «хвилі» комплексної діелектричної проникності, яка формується і пов'язана з поширюваним фронтом збуджень концентрації геофлюїдів на енергетичних потоках із надр Землі. Обговорено можливості використання сейсмoeлектромагнітного шуму літосфери з метою визначення її структури та опису геодинамічних процесів у ній.

A series of problems of generation of acoustic-seismic-magnetic noise of lithospheric origin, its spatial differentiation and special features of propagation are analyzed based on the concept of dynamically unstable geo-medium. Attention is focused on the necessity of more adequate electro-dynamic description of geo-medium, in particular, on the problems of active media electro-dynamics. Necessity is underlined of changing paradigm approach to the study of electro-dynamics of geo-medium — the active (excitable) dissipative system, fundamental property of which is nonlinearity of physical, geometric and structural features. It is substantial that in such a system (geo-medium) complexes of nonlinear interactions between both its sub-systems and physical fields exist.

In addition to classical ones, transition radiation (dispersion) within unstable medium, generated by the field of charges in the "wave" of complex dielectric permeability, being formed and connected with propagating front of disturbances of geo-fluids concentration on energy flows from the depth of the Earth, are treated in the work as basic models of mechano-electromagnetic transformations. Possibilities of application of seismoelectromagnetic noise of lithosphere aimed at diagnostics of its structure and geodynamic processes in it are being discussed.

Введение. Как свидетельствует эксперимент, земная кора генерирует сейсмические колебания в чрезвычайно широком спектре частот — от сотен герц до $\sim 10^{-4}$ Гц. Относительно низкочастотные волны являются собственными колебаниями Земли и подразделяются на сфероидальные (поляризация волн Рэлея) и крутильные (поляризация волн Лява). При этом их спектр (собственных колебаний) насчитывает несколько тысяч собственных частот [Геншафт, 2009]. На

эти колебания накладываются сейсмические шумы разной природы — эндогенного и экзогенного происхождения — в широком диапазоне частот — от долей герца до киллогерц. Структура сейсмического шума существенно неоднородна [Спивак, Кишкина, 2004]. Его характеристики определяются частотным диапазоном, методом регистрации, эффектами, связанными с распространением сейсмических волн в реальной среде, характером распределения местных источников и

зависят от резонансных свойств и релаксационных процессов данного массива горных пород.

Установлено, что даже небольшие по величине деформации, вызванные лунно-солнечными приливами, приводят к заметным амплитудным вариациям микросейсмических колебаний. При этом отклик микросейсмического поля наблюдается в характерных для конкретного участка земной коры интервалах [Кишкина, Спивак, 2003; Адушкин и др., 2008]. Показано, что барические вариации разного происхождения (вариации атмосферного давления) вызывают заметные изменения характеристик микросейсмических колебаний не только в длиннопериодной, но и в высокочастотной области [Адушкин и др., 2008].

Установлено, что земная кора является также электродинамически активной средой, способной генерировать электромагнитные возмущения в диапазоне частот от 10^{-4} до 10^6 Гц [Гохберг и др., 1985; Сурков, 2000; Гульельми, 2007; Gershenson, Vambakidis, 2001].

Непрерывное шумовое сейсмическое и электромагнитное излучение, регистрируемое в геосреде в столь широком диапазоне частот, свидетельствует об исключительно высокой энергетической насыщенности литосферы и указывает на два существенных обстоятельства.

Первое — мы имеем дело со сложной и связанной структурной системой.

Второе — процессы, ответственные за изменчивость параметров в геосреде (от локальных до региональных), обусловлены, в основном, эндогенной активностью Земли. Действие же внешних, экзогенных сил, носит скорее подчиненный, хотя и очень важный характер [Генштафт, 2009]. Стало очевидным, что важные геолого-геофизические проблемы, в частности механизмы генерации и распространения сейсмического и электромагнитного шума, концентрируются в области быстрых процессов изменения физических параметров геосреды [Гуфельд, 2007]. При этом безосновательно противопоставлять или разграничивать сейсмическую (акустическую) и электромагнитную составляющие излучения. Существуют также весомые основания считать, что описание сейсмического и электромагнитного процессов невозможно без учета структурных свойств геосреды [Садовский, 2004.]

Идеи об активной роли геосреды позволяют по-новому подойти ко многим проблемам геофизической науки, в частности к проблеме генерации сейсмoeлектромагнитного шума и прогноза сейсмической активности. Так, на основе анализа экспериментальных данных предложено получать информацию о динамике эндогенных процессов в геосреде из хаотических высокочастотных вариаций геофизических параметров, которые прежде отфильтровывались как неинформативные [Дещерский и др., 2003].

Отметим в этой связи, что последнее десятилетие характеризуется интенсивным проникновением в геофизическую науку методов нелинейной динамики. В частности, получен ряд результатов о динамике геосреды [Спивак, Кишкина, 2004], многие ее аспекты получили адекватную интерпретацию в терминах динамических систем [Генштафт, 2009]. Такие понятия, как регулярные и хаотические аттракторы, устойчивость, бифуркация и другие прочно вошли в обиход направления исследований, связанного с изучением Земли как открытой диссипативной системы, характерными свойствами которой являются:

- 1) диссипативность динамики;
- 2) компенсация энергетических потерь за счет действия внешних (эндогенных) источников;
- 3) активность составных элементов (блоков), способных генерировать разнообразные типы сейсмoeлектромагнитных колебаний: от простых одиночных импульсов до хаотических.

Свойства 1—3 являются, как известно, типичными характеристиками автоколебательных систем — важнейшего класса систем нелинейной физики [Некоркин, 2008]. Пришло понимание и осознание типичности хаотического поведения нелинейных систем: акцент современной теории автоколебаний сместился в сторону изучения все более сложных, в частности хаотических, колебаний. В ее основу положены следующие динамические принципы [Некоркин, 2008]:

- выделение и исследование структурно устойчивых систем и явлений, которые при малых вариациях параметров в принципиальном плане не меняют своего поведения;
- анализ структуры разбиения фазового пространства (пространства состояний) системы на траектории, включа-

ющий исследование аттракторов (состояний равновесия, предельных циклов), что позволяет характеризовать типы поведения системы;

- исследование эволюции колебательных процессов при изменении контрольных параметров и выявления бифуркаций (критических точек), определяющих принципиальную перестройку этих процессов, т. е. состояний, когда любое случайное воздействие (флуктуация) задает выбор дальнейшего пути развития.

Характеристикой бифуркации является «шум», который может быть трех видов: белый, коричневый и фликкер-шум [Геншафт, 2009]. Белый шум представляет колебания одинаковой амплитуды с произвольными частотами и фазами при нулевом среднем значении. Коричневый шум — трехмерная сильно коррелирующая последовательность с памятью предшествующих шагов. Фликкер-шум (шум мерцания, на поведение системы которого некоторое воздействие оказывают прошлые события) наиболее распространен в природе. Для фликкер-шума свойственна степенная асимптотика спектра ($A \sim f^{-k}$), где A — квадратный корень из амплитуды спектра мощности, f — частота, k — параметр (для «белого» шума $k=0$), которая указывает на существование связи между текущей динамикой системы и прошлыми событиями в ней.

Однако, к сожалению, нелинейно-динамические подходы к анализу геосистем сталкиваются со значительными трудностями, связанными с их необычностью, сложностью, в частности с отсутствием во многих случаях понимания архитектуры блоков и принципов межблочных взаимодействий. Следует упомянуть в этой связи явление индуцированной шумом упорядоченности, которая возникает при стохастической синхронизации (эффект стохастического резонанса). Эффект стохастического резонанса определяет группу явлений, при которых отклик нелинейной системы на слабый внешний сигнал увеличивается с ростом интенсивности шума в системе и представляет собой фундаментально общее физическое явление, типичное для нелинейных систем, в которых с помощью шума можно контролировать один их характерных временных масштабов системы [Анищенко и др., 1999; Климонтович, 1999].

В представленном контексте становится очевидной необходимость более адекватного электродинамического описания геосреды и, в частности, электродинамики активных сред с самоподобной структурой [Шуман, 2010].

Лабораторные эксперименты. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по изучению электромеханических процессов, связанных с деформированием и/или разрушением образцов горных пород. Установлено, что динамическое деформирование и разрушение твердых тел, как правило, сопровождается разнообразными, в том числе электромагнитными, эффектами [Сурков, 2000]. В частности, при разрушении относительно небольших по размеру образцов наблюдались такие эффекты, как генерация электромагнитных возмущений радиодиапазона, эмиссия заряженных частиц, рентгеновское излучение, микрозаряды в трещинах. При этом напряженность электрического поля в трещинах может достигать 10^8 — 10^9 В/м и приводить к появлению газоразрядной микроплазмы [Сурков, 2000].

Эксперименты по ударному сжатию веществ показали, что на фронте ударной волны всегда возникает скачок электрического потенциала, а в магнитных материалах возникают эффекты их ударного размагничивания.

Большое внимание уделялось также сейсмическим явлениям, т. е. электромагнитным процессам, сопутствующим распространению сейсмических волн [Сурков, 2000; Гульельми, 2007; Gershenson, Vambakidis, 2001].

Как показали лабораторные эксперименты, электромагнитные сигналы (импульсы) появляются синхронно с акустической эмиссией разрушаемого образца. В некоторых работах отмечается, что электромагнитные сигналы более интенсивны на ранних стадиях нагружения образца, в то время как акустическая эмиссия достигает максимальных значений к моменту его полного разрушения. При этом спектр электромагнитного излучения, генерируемого при разрушении образцов горных пород, достаточно широк — от 10 Гц до 1 МГц. Максимум его интенсивности приходится на диапазон 1—50 кГц [Сурков, 2000].

На протяжении длительного времени опыт, идеи и результаты лабораторного моделирования процессов генерации широко

использовались в постановке электромагнитного мониторинга геосреды и интерпретации его результатов. Однако, к сожалению, этот опыт не приблизил нас к решению ряда актуальных задач изучения вариаций сейсмоакустической и радиоволновой эмиссии литосферы [Богданов и др., 2009а, 2009б; Шуман, Богданов, 2008]. В частности, при этом зачастую не учитывается тот факт, что электромагнитные поля радиоволнового диапазона сильно поглощаются в относительно проводящей геосреде и поэтому не могут выйти на дневную поверхность из глубинных ее областей, а в приповерхностных слоях довольно трудно обнаружить достаточное количество их источников, чем и обусловлен скептицизм ряда авторов в отношении его использования при изучении глубоко залегающих объектов. Тем не менее, обширный полевой эксперимент свидетельствует об обратном [Богданов и др., 2003, 2007; Богданов и др., 2009в; Старостенко и др., 2009]. В итоге стала очевидной недостаточность представлений физики и механики разрушения лабораторных образцов для анализа процессов его генерации. Геосреда существует и эволюционирует в пространстве и времени в существенно более широких рамках, чем в любых экспериментах, а адекватная формализация процесса генерации электромагнитной эмиссии и механических вибраций нуждается в качественно новых моделях, которые позволили бы анализировать пространственно-временную структуру поля микросейсмических и электромагнитных колебаний, регистрируемую на земной поверхности. Анализу ключевых аспектов этой проблемы, состоянию теоретических и экспериментальных исследований в этой области, полученных в последние годы, посвящен цикл работ, опубликованных в «Геофизическом журнале» [Шуман, 2007, 2008; Богданов, 2008; Богданов, Павлович, 2008; Шуман, Богданов, 2008; Богданов и др., 2009а, б; Старостенко и др., 2009 и др.]. Однако, учитывая многоаспектность и комплексный характер проблемы, пробелы в понимании процессов в Земле и трудностей в трактовке изменений ее параметров во времени, неточность, ограниченность и расплывчатость представлений механоэлектромагнитных преобразований и условий распространения возмущений диктуют необходимость продолжения исследований в этой области, акцентируя внимание на сопостав-

ление теоретических выводов с результатами полевых наблюдений. Конкретизации механизмов генерации высокочастотного сейсмоэлектромагнитного шума, детализации электродинамической стороны проблемы и посвятим дальнейшее изложение.

Геосреда и природа электромагнитного шума. В соответствии с классическими представлениями генерацию электромагнитного шума (импульсного электромагнитного излучения литосферного происхождения) обычно связывают с образованием заряженных дислокаций; трещинообразованием; нарушением связей адгезионной природы; электрокинетическими явлениями; релаксационными и разрядными процессами; пьезоэлектрическим эффектом и другими механизмами разделения зарядов [Сурков, 2000; Мальцев, Моргунов, 2005]. А. В. Гульельми введены представления об инерционном, индукционном, пьезомагнитном и деформационном механизмах генерации переменного магнитного поля \mathbf{B} [Гульельми, 2007]. Предложена модель генерации и распространения сейсмоэлектрических сигналов, основанная на агрегационном механизме образования микротрещин. Этот механизм связан с образованием зарядов и формированием разрядного процесса в полостях микротрещин [Неновски, Бойчев, 2004]. Однако сильное поглощение микросейсмических, а особенно электромагнитных волн радиоволнового диапазона в земной коре порождает известные проблемы: для трассы распространения с удельной проводимостью $\sigma \approx 10^{-1} \div 10^{-3}$ см/м на частотах $10^4 - 10^6$ Гц коэффициент затухания превышает $10^2 - 10^3$ Дб/км [Гохберг и др., 1979]. В результате электромагнитные возмущения этого частотного диапазона с точки зрения классической электродинамики не могут выйти к поверхности Земли из областей генерации, глубина погружения которых превышает мощность скин-слоя (100—150 м). Ясно, что в этом случае на передний план выступают неустойчивые системы и возбудимые среды, демонстрирующие большое разнообразие типов поведения и самоорганизации.

Очевидно, в рамках таких представлений природная среда, стремящаяся к самоорганизации, нуждается в новых моделях описания, которые бы позволили анализировать диссипацию поступающей в нее из земных недр энергии, релаксацию локальных напря-

жений, стационарные режимы деформирования, вопросы генерации сейсмoeлектромагнитных возмущений и их распространения. В частности, в сейсмологии получила известность концепция самоорганизации статистических систем в критическом состоянии — SOC (Self-Organized Criticality [Bak, Tang, 1989]). Для развития работ этого цикла в качестве ее обобщения недавно предложена более совершенная модель структурной организации сейсмогенерирующей среды, более полно учитывающая некоторые новые представления о самоподобной эволюции материала земной коры в условиях неравновесного состояния — модель самоподобной сейсмогенерирующей структуры (ССС), обладающая достаточно развитым математическим аппаратом [Стаховский, 2007].

Наиболее близка к модели ССС блочно-иерархическая модель М. А. Садовского и В. Ф. Писаренко [Садовский, Писаренко, 1991]. Однако, по мнению И. Р. Стаховского, эта модель уступает модели ССС в степени математической формализации процессов эволюции материала земной коры, хотя последнее утверждение и является спорным. В этой связи достаточно упомянуть работы В. А. Даниленко и других, в которых приведены уравнения движения сред иерархической структуры, учитывающие как блочно-иерархическую структуру геосреды, так и волновые процессы в самих блоках [Даниленко, 1992]. Напомним, что самоорганизация сейсмогенерирующей среды выражается в появлении в ней масштабной инвариантной структуры, вызванной неравновесным состоянием земной коры под непрерывным воздействием тектонических напряжений [Стаховский, 2007]. Разумеется, в рамках упомянутых выше моделей геосреды вопросы генерации электромагнитного шума не рассматривались.

Что же в действительности представляет собой геофизическая среда? Это несплошная, неоднородная, нелинейная диссипативная система, отличительными признаками которой являются необратимые изменения во времени, фрактальность, недетерминированность поведения после прохождения критической точки (бифуркации), волновая и резонансная природа всех процессов, самоорганизация (хаотический порядок), большая, а иногда и определяющая роль малых возмущений [Генштафт, 2009].

Как известно, диссипативные системы

(или структуры) обладают выраженной особенностью сильных изменений под действием слабых воздействий. Геосреда энергетически насыщена, т.е. находится в неравновесном состоянии. Ее физико-химические параметры непрерывно меняются не только в пространстве, но и во времени. При этом изменения параметров геосреды могут быть очень быстрыми [Гуфельд, 2007].

Какова же природа быстрой изменчивости параметров геосреды, в частности изменчивости ее объемно-напряженного состояния? Как уже упоминалось, геосреда непрерывно подвергается действию разномасштабных внутренних и внешних сил. При этом под внешними силами подразумевается эволюция приливных деформаций в системе Земля—Луна—Солнце, а под внутренними — широкий спектр физико-химических процессов в системе ядро—мантия—литосфера, включая эффекты взаимодействия восходящих флюидных потоков (в частности, потоков легких газов — водорода, гелия и др.) с твердой фазой литосферы [Гуфельд, 2007].

Как известно, глубинный флюид представляет собой сложную открытую энергетически концентрированную динамическую систему, постоянно меняющую свои свойства и состав. Скорость перемещения флюида зависит от энергетических особенностей системы и внешних условий. Полагают, что выше границы Мохо легкие газы растворены во флюиде и твердой фазе. Их восходящий поток обусловлен градиентами напряжений и температуры и происходит по каналу твердое тело—флюид—твердое тело. Ниже этой границы поток легких газов может осуществляться только через твердую фазу за счет диффузии [Гуфельд, 2007]. Из-за высокой подвижности легких газов происходит увеличение объема элементарной решетки. В итоге в условиях взаимодействия с непрерывным и переменным потоком восходящих легких газов твердая фаза геосреды будет испытывать макроскопические деформационные эффекты, аналогичные радиационной ползучести и набуханию. При этом меняются объемы различных элементов (блоков) среды, что приводит к несинхронным вариациям ее объемно-напряженного состояния.

И. Л. Гуфельд рассматривает три основных процесса, обуславливающих неустойчивость литосферы при прохождении через

нее легких газов: формирование пористости с высоким внутренним давлением газов, междуузельная диффузия, фазовые переходы по высокотемпературному типу в присутствии гелия [Гуфельд, 2007].

Существенно, что эти процессы сопровождаются потерей электронейтральности и, следовательно, изменением во времени электромагнитных параметров геосреды. Эти же представления положены И. А. Гуфельдом в основу физико-химической модели сейсмичности (концепция динамической неустойчивой среды) [Гуфельд, 2007]. При этом сейсмический процесс реализуется преимущественно вдоль границ блоков, где наблюдается наиболее активная циркуляция флюидной фазы и возможно непосредственное поступление газовых компонент из мантии Земли. При этом активизация высокочастотного сейсмического шума является, по мнению И. А. Гуфельда, основным следствием пространственно-временной импульсной дегазации, контролирующей сейсмотектонический процесс.

Заметим, что взаимодействие флюидных потоков и тектонического деформирования сопровождается нелинейными процессами, причем участие флюидов служит основным фактором, определяющим нелинейность. При этом механизм самоорганизации (хаотический порядок) реализуется посредством «взаимного возбуждения»: флюидные потоки активизируют тектонические процессы, а последние приводят к усилению миграции флюидов, причем иницирующим может быть любой из них [Гуфельд, 2007]. Такая энергетическая подкачка геосреды способствует формированию активных систем, характеризующихся нелинейной динамикой комплекса физических полей и автоволновыми механизмами переноса флюидов [Дмитриевский, 2008]. На энергетических потоках в таких системах возможно возникновение статических, пульсирующих или бегущих областей концентрации флюида, которые получили название автоволн, подчеркивая, таким образом, тот факт, что их характеристики (форма, скорость распространения и др.) определяются, в основном, параметрами среды. Автоволны взаимодействуют между собой: в итоге «выживает» наиболее устойчивая, геометрически простая конфигурация со стоячими волнами. Очевидно, электродинамика такой самоподобной самоорганизующейся структуры

(геосреды) оказывается тесно связанной с ее механикой, флюидодинамикой и термодинамикой. В итоге при описании взаимосвязанных механических, тепловых, диффузионных и электромагнитных процессов в геосреде основными являются уравнения баланса энергии, количества движения, энтропии, заряда, массы и уравнения Максвелла.

Имеются ли прямые экспериментальные свидетельства в пользу обоснования предложенной И. А. Гуфельдом концепции динамически неустойчивой геосреды? Очевидно, да: при имплантации в образцы горных пород водорода и гелия в концентрациях, соответствующих реальной в литосфере Земли, деформации достигают величин 0,01—0,06, которые значительно превышают значения предельных разрушающих деформаций в ней — 0,0001 [Гуфельд, 2007]. Следовательно, можно ожидать, что в ряде случаев предельные деформации могут быть достигнуты при весьма небольших вариациях восходящих потоков водорода и гелия. Кроме того, вакуумирование образцов кварцита приводит к его деформации примерно на 0,5 %. Таким образом, динамические явления и вариации параметров геосреды в принципе могут рассматриваться на основе представлений о реакции блочной геосреды на восходящие потоки легких газов.

О механизмах генерации и распространения электромагнитного шума. Сосредоточим далее внимание на электродинамической стороне проблемы. Как вытекает из приведенных выше соображений, неравновесность, нелинейность, неустойчивость реальной структуры геосреды — основные предпосылки или исходные принципы, на которых должна строиться теория спонтанной электромагнитной эмиссии литосферы [Шуман, 2010].

Как известно, нелинейные диссипативные системы обладают особенностью достаточно сильных изменений под действием очень слабых воздействий. При этом восходящие потоки легких газов могут выступать в качестве основного фактора, контролирующего текущую неустойчивость литосферы и стимулирующего обмен энергией между отдельными элементами или подсистемами геосреды. Изменение структуры напряженно-деформированного состояния и механических свойств (в частности, проницаемости) разломных зон в результате де-

формаций, вызванных блоковыми движениями, в свою очередь определяют вариации флюидодинамического режима, тепловых и эманационных потоков из недр, режима релаксационных процессов, а также условия разделения электрических зарядов и нарушения токовых систем [Спивак и др., 2009].

Как уже упоминалось, распространение фронта концентрации флюида в геосреде по своей сути является автоволновым, в результате чего система переходит из одного состояния в качественно иное [Дмитриевский, 2008; Дмитриевский, Володин, 2008]. В частности, в стандартной постановке задачи используемая система уравнений допускает стационарное автоволновое решение в виде распространяющегося фронта концентрации флюида [Дмитриевский, Володин, 2008]. Очевидно, этот процесс сопровождается потерей электронейтральности среды и изменением во времени ее физических (в том числе электромагнитных) свойств за счет образования, раскрытия и закрытия трещин, изменения структуры порового пространства, перераспределением в нем флюида, изменения порового давления в порах и трещинах и, как следствие, изменение электропроводности и диэлектрической проницаемости среды. В итоге с фронтом концентрации флюида может быть связано формирование и распространение фронта волны (автоволны) комплексной диэлектрической проницаемости или, точнее, волны тензора комплексной диэлектрической проницаемости с учетом неоднородности и трехмерного характера структуры.

Как известно [Гинзбург, Цытович, 1984], переходный процесс в нестационарной среде называется переходным рассеиванием, а излучение заряда может быть связано не только с его ускорением, но и с изменением во времени фазовой скорости распространения электромагнитной волны в окружающей среде. С этой точки зрения любое переходное излучение (рассеяние) можно рассматривать как процесс рассеивания (трансформации) возмущения или импульса волны комплексной проницаемости, связанной с распространяющимся фронтом концентрации флюида, с образованием электромагнитных, а в принципе — и других волн [Гинзбург, Цытович, 1984].

Иначе говоря, в этом случае «волна» тензора комплексной диэлектрической проницаемости (которая, в принципе, может быть

как стоячей, так и бегущей) как бы рассеивается на неподвижных или движущихся зарядах, сгустках зарядов или диполей, находящихся в среде, порождая электромагнитное (переходное) излучение. При этом, если энергия физических полей не превышает некоторый критический уровень, возникает генерация электромагнитно-акустических возбуждений в диапазонах кГц — Гц, наблюдаемых в эксперименте [Дмитриевский, Володин, 2006].

Это рассеяние, очевидно, коренным образом отличается от обычного, связанного с колебаниями частицы в поле падающей волны. Его изучению посвящена обширная литература [Гинзбург, Цытович, 1984]. В большинстве опубликованных работ этого направления обычно изучается частотный спектр и угловое распределение переходного излучения (рассеяния). В частности, показано, что оно сосредоточено в некотором «конусе», зависящем от угла излучения между волновым вектором \mathbf{k} и скоростью \mathbf{V} заряда. При этом роль скорости заряда \mathbf{V} играет скорость, с которой движется фронт волны диэлектрической проницаемости [Гинзбург, Цытович, 1984]. Существенно, что параметры «конуса излучения» практически не зависят от электромагнитных характеристик среды распространения, что, в принципе, и демонстрирует полевой эксперимент [Шуман, Богданов, 2008].

Однако в задачах о переходном излучении (рассеянии) правомерна и другая постановка вопроса: как ведет себя это электромагнитное поле в выбранной точке пространства и в заданный момент времени [Болотовский, Серов, 2009]. Вопрос актуален в связи с тем обстоятельством, что в этом электромагнитном поле присутствуют не только излучаемые поля (волны), но и неизлучаемые поля, связанные с движущимися или неподвижными зарядами (так называемые «собственные поля»). Иначе говоря, в реальном эксперименте следует различать две его компоненты, два типа слагаемых — излучаемые и неизлучаемые поля (свободные и связанные поля).

Как известно, свойства этих частей единого переходного излучения (рассеяния) существенно различаются между собой. Излучаемое (бегущее, распространяющееся) поле может существовать без источника, его породившего, в то время как связанное (ближнее квазистационарное) поле полно-

стью связано с источником. Существенно, что характерный масштаб распространяющихся волн порядка длины волны в среде распространения, а у ближнего квазистационарного поля этот масштаб может быть порядка расстояния от источника до поверхности (границы раздела «земля—воздух»), на которой выполняются измерения. При этом процессы механоэлектромагнитных преобразований преимущественно реализуются вдоль границ блоков и ослабленных зон, где происходит наиболее активная циркуляция флюидной фазы.

Уравнение генерации. Как уже упоминалось, при рассмотрении процессов генерации и распространения шумового сейсмического и электромагнитного излучений на передний план выступают открытые, диссипативные системы и активные (возбудимые) среды, демонстрирующие большое разнообразие типов динамического поведения и самоорганизации. Общей теории таких сред и процессов в них, как известно, не существует и каждый подробно исследованный пример, как правило, демонстрирует новые типы их динамического поведения и самоорганизации [Давыдов и др., 1991].

Общепринятым описанием возникновения и эволюции пространственно-временных структур в возбудимых (активных) средах являются многокомпонентные системы уравнений типа «реакция—диффузия» [Давыдов и др., 1991; Шмидт, 2007]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha(U) \frac{\partial U}{\partial x} \right) + F(U), \quad (1)$$

где $\alpha(U)$ — коэффициент диффузии.

С учетом универсального характера данного обстоятельства в работе [Шуман, 2007] предложено обобщенное нелинейное уравнение генерации переменного магнитного поля \mathbf{B} :

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}), \quad (2)$$

где B_i — компонента магнитной индукции; $\alpha_{ij} = c^2 / 4\pi\sigma_{ij}$ — матрица диффузии; $F_i(\mathbf{B})$ — нелинейная функция, определяемая динамичностью процессов взаимодействия геосреды с восходящими потоками легких газов и экзотермических реакций и, в конечном счете, разнообразием механизмов механоэлектромагнитных преобразований. При этом характеристики электромагнитных возмуще-

ний (импульсов или автоволн) определяются параметрами среды.

Как свидетельствует опыт описания активных сред, основные закономерности образования автоволновых структур могут быть воспроизведены уже в рамках двух-трехкомпонентной системы [Давыдов и др., 1991], которую, с учетом (2), в простейшем случае можно записать в форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_i}{\partial t} &= \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \\ \frac{\partial G_i}{\partial t} &= \beta_{ij} \nabla^2 G_j + \varepsilon P_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \end{aligned} \quad (3)$$

где функция \mathbf{G} определяет интенсивность динамических источников в геосреде. Функция $P_i(\mathbf{B}, \mathbf{G})$, в принципе, может быть монотонной или даже линейной [Давыдов и др., 1991], в то время, как функция $F_i(\mathbf{B}, \mathbf{G})$ обычно задается полиномами или кусочно-линейными функциями. Предельный случай — когда $\varepsilon = 0$ соответствует однокомпонентной системе.

Уравнения (3) представляют собой достаточно сложную систему нелинейных уравнений в частных производных второго порядка. Обзор возможных путей и методов ее решения, а также анализ особенностей этой системы приведен в статье [Цифра, Шуман, 2010]. В частности, с целью упрощения анализа уравнения (2) в этой работе предлагается использовать его симметрию. Симметричный метод позволяет свести это уравнение или систему (3) в частных производных параболического типа к изучению системы обыкновенных дифференциальных уравнений. С этой целью может быть использован как классический теоретико-групповой подход, так и его обобщение — метод условной инвариантности.

Рассмотрим несколько примеров, конкретизируя вид функции $\mathbf{F}(\mathbf{B})$. Полагая, что

$$\mathbf{F}(\mathbf{B}) = \alpha \nabla \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t},$$

где \mathbf{V} — скорость перемещения горных пород, α — коэффициент механомагнитной трансформации, приходим к известному уравнению генерации переменного магнитного поля:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \alpha \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4)$$

описывающему так называемый инерци-

онный механизм генерации \mathbf{B} [Гульельми, 2007]. Видно, что источниками поля \mathbf{B} в данном случае служат вихревые линии поля ускорений $\mathbf{A} = \partial\mathbf{V}/\partial t$.

Задавая же $\mathbf{F}(\mathbf{B})$ в форме

$$\mathbf{F}(\mathbf{B}) = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0),$$

где \mathbf{B}_0 — главное геомагнитное поле, процесс генерации опишем в виде уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (5)$$

совпадающего с одним из линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики [Гульельми, 2007]. Сущность этого механизма, называемого индукционным, состоит в том, что движение проводящей геосреды (для простоты геосреда считается однородной) в постоянном магнитном поле земного ядра индуцирует токи, возбуждающие переменное поле \mathbf{B} .

Можно попытаться учесть другие основные элементы механики геосреды — скорость, ускорение, деформацию и напряжение, и записать более общее уравнение генерации в виде [Гульельми, 2007]

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}(\mathbf{x}, t) = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) + \nabla \times \mathbf{c}(\mathbf{x}, t), \quad (6)$$

где

$$\mathbf{c} = \alpha \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0 + \beta \theta \mathbf{E}_0 + \nabla \times \mathbf{M},$$

$\theta = \nabla \mathbf{U}$, $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ — поле смещений,

$$\beta = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \theta}; \quad M_i = (\gamma_1 P_{\parallel} \delta_{ij} + \gamma_2 P_{ij}) B_{0j}.$$

Для простоты предполагается, что проводимость среды σ , параметры механомагнитной трансформации α , β , γ_1 и γ_2 , а также сторонние поля \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}_0 однородно распределены в пространстве и не зависят от времени t .

Уравнение (6) учитывает, в принципе, основные элементы механики геосреды и, соответственно, указанные ранее четыре механизма генерации — инерционный, индукционный, пьезомагнитный и деформационный — и позволяет выполнить сравнительный анализ их эффективности [Гульельми, 2007].

Очевидно, эти результаты действительны лишь для диапазона частот, в котором скин-глубина в геосреде достаточно велика и, соответственно, эти возмущения могут выйти

на поверхность из области их генерации. Однако они не объясняют механизм дальнего распространения и выхода на дневную поверхность излучения на частотах в десятки и сотни кГц, регистрируемого экспериментально.

Акцентируя внимание на данном аспекте проблемы, в отличие от классического подхода, в данной работе к базовым моделям механоэлектромагнитных трансформаций отнесено переходное излучение (рассеяние) в нестационарной геосреде, генерируемое полем зарядов в «волне» тензора комплексной диэлектрической проницаемости, формируемой и связанной с распространяющимся фронтом возмущений концентрации геофлюидов на энергетических потоках из недр Земли. В этом случае, как уже отмечалось, волна (импульс) тензора комплексной диэлектрической проницаемости (бегущая или стоячая) рассеивается на неподвижных или движущихся зарядах в среде, порождая переходное электромагнитное излучение. При этом происходит взаимодействие между импульсами возмущений тензора комплексной диэлектрической проницаемости, связанной с распространяющимися фронтами концентрации флюида, и электромагнитного поля. Можно думать, что в этом случае, исходя из предложенной И. Л. Гуфельдом концепции динамически неустойчивой геосреды, ориентированной первоначально на объяснение сейсмичности разного ранга, появляется возможность описания и электромагнитного шума литосферы в рассматриваемом килогерцовом диапазоне частот, включая и проблему его выхода на дневную поверхность из областей генерации, глубина залегания которых превышает мощность скин-слоя на этих частотах. Во всяком случае, противопоставлять или разграничивать сейсмоакустическую и электромагнитную составляющие излучения представляется обоснованным, а упоминавшиеся ранее проблемы и затруднения на этом пути были, очевидно, обусловлены отсутствием адекватных представлений о геосреде как открытой диссипативной системе и сложностью понимания физики процессов быстрых временных изменений ее параметров.

Проблематичность применения классических подходов к описанию процесса генерации и распространения электромагнитного шума рассматриваемого частотного диапазона здесь просматривается особенно

рельефно. В частности, в рассматриваемом случае необходимо предположить, что плотность наведенного в геосреде тока определяется не только напряженностью электрического поля в рассматриваемой точке среды, но и тем, как быстро оно изменяется в ее окрестности. Тогда в рассматриваемой анизотропной структуре (геосреде) обобщенный закон Ома в дифференциальной форме примет следующий вид [Бредов и др., 1985]:

$$J_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta} E_{\beta} + \zeta_{\alpha\beta x} \frac{\partial E_{\beta}}{\partial x_x}, \quad (7)$$

где по повторяющимся индексам производится суммирование от 1 до 3.

Соответственно, система уравнений Максвелла примет следующий вид:

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{H})_x &= \ell_{\alpha\beta x} \frac{\partial H_{\beta}}{\partial x_{\alpha}} = \frac{4\pi}{c} J_{\alpha}, \\ (\nabla \times \mathbf{E})_x &= \ell_{\alpha\beta x} \frac{\partial E_x}{\partial x_{\alpha}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\ell_{\alpha\beta x}$ — единичный антисимметричный тензор III ранга,

$$\begin{aligned} \ell_{123} = \ell_{321} = \ell_{231} &= 1, \\ \ell_{213} = \ell_{321} = \ell_{132} &= -1, \end{aligned}$$

все остальные $\ell_{\alpha\beta x}$, у которых хотя бы два индекса одинаковы, равны нулю. Ясно, что в этом случае не удастся выписать обобщенное уравнение генерации способом, аналогичным [Левшенко, 1995; Гульельми, 1995].

Классическая электродинамика материальных сред и электродинамика геосреды. Как известно, при анализе взаимодействия электромагнитного излучения с материальной средой исходной является система уравнений Максвелла для электромагнитного поля в этой среде, которая следует непосредственно после усреднения по статистическому ансамблю микроскопических уравнений Максвелла, справедливых всегда, когда справедлива сама классическая теория электромагнитного поля [Ландау, Лившиц, 1959; Бредов и др., 1985]:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \text{rot } \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J} + \mathbf{J}_{\text{ext}}), \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0; \quad \text{div } \mathbf{E} = 4\pi(\rho + \rho_{\text{ext}}), \end{aligned} \quad (9)$$

где \mathbf{E} — напряженность макроскопического

электрического поля, \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, \mathbf{J} и ρ описывают реакцию вещества на электромагнитное поле, а \mathbf{J}_{ext} и ρ_{ext} — сторонние токи и заряды, не зависящие от \mathbf{E} и \mathbf{B} (плотность тока и плотность заряда внешних источников).

Название «сторонние» означает, что динамика процессов не влияет на какие-либо их характеристики, которые могут быть обусловлены и неэлектромагнитными процессами, тогда как индуцированные токи и заряды в общем случае являются функциями напряженностей полей, которые, в свою очередь, определяются суммой индуцированных и сторонних токов и зарядов. Сторонние и индуцированные токи и заряды по отдельности, а также их сумма связаны соответствующими уравнениями непрерывности. Физический смысл напряженности электрического поля \mathbf{E} и магнитной индукции \mathbf{B} , входящие в уравнения (9), однозначно определяются выражением для силы Лоренца, действующей на пробный элементарный заряд q , движущийся со скоростью \mathbf{V} :

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right). \quad (10)$$

Усреднение по физически малым объемам и промежуткам времени адекватно процедуре измерения полей макроскопическим прибором, так как такой прибор (из-за конечных размеров датчиков и их энергичности) производит усреднение в процессе измерения.

Усредненные по ансамблю уравнения Максвелла и следствия из них и являются предметом изучения электродинамики сред.

Легко видеть, что система (9) не является замкнутой, так как подразумевается, что величины \mathbf{J} и ρ зависят от векторов поля \mathbf{E} и \mathbf{B} , но вид этой связи (материальные уравнения) не конкретизируется и не используется [Ландау, Лившиц, 1959; Бредов и др., 1985]. Обычно при анализе системы уравнений (9) ток \mathbf{J} представляют в виде суммы двух составляющих:

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c \text{rot } \mathbf{M},$$

вводят векторы индукции электрического поля \mathbf{D} и напряженность магнитного поля \mathbf{H} :

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M},$$

где \mathbf{P} и \mathbf{M} — макроскопические плотности

электрического и магнитного дипольных моментов среды. Смысл этих векторов заключается в том, что они учитывают наведенные в среде заряды и токи. В этом случае система уравнений Максвелла (9) примет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}'}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{D}' = 4\pi \rho_{\text{ext}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Система (11) содержит четыре вектора: \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{D} и \mathbf{H} . Поэтому она также не замкнута и ее следует дополнить уравнениями, устанавливающими связи между этими четырьмя векторами поля. Напомним, что уравнения связей, в отличие от системы (11), не носят универсального характера и определяются конкретными свойствами рассматриваемой среды. В большинстве случаев эти связи предполагаются линейными. Наиболее общая форма линейных материальных уравнений, связывающих вектор \mathbf{D} с вектором \mathbf{E} и \mathbf{B} с \mathbf{H} , есть интегральное тензорное соотношение вида [Агранович, Гинзбург, 1979]

$$D_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int dv' \varepsilon_{\alpha\beta}(t, \mathbf{r}; t', \mathbf{r}') E_{\beta}(r', t'), \quad (12)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}$ — некоторая действительная тензорная функция (функция отклика). Тензорный характер функции отклика $\varepsilon_{\alpha\beta}$ отражает анизотропию свойств среды: в анизотропных средах направление векторов \mathbf{D} и \mathbf{E} могут не совпадать, а в этом случае $\varepsilon_{\alpha\beta}$ является тензором второго ранга. В изотропных средах \mathbf{D} и \mathbf{E} (\mathbf{B} и \mathbf{H}) коллинеарны и тензор $\varepsilon_{\alpha\beta}$ пропорционален единичному тензору $\delta_{\alpha\beta}$.

В случае медленно изменяющихся в пространстве и времени полей оператор $\varepsilon_{\alpha\beta}$ (или $\mu_{\alpha\beta}$) может свестись просто к умножению величины \mathbf{E} и \mathbf{H} на некоторую алгебраическую величину, т. е.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (13)$$

Плотность наведенного в среде тока может, вообще говоря, определяться не только напряженностью электрического поля в рассматриваемой точке, но и тем, как быстро оно изменяется от точки к точке. В этом случае связь между током и напряженностью электрического поля имеет вид (7) [Бредов и др., 1985].

На поверхностях раздела сред, где ее свойства меняются скачком, дифференци-

альные уравнения (11) теряют силу и должны быть заменены соответствующими граничными условиями для векторов поля (для тангенциальных — индекс τ и нормальных к границе раздела компонент полей):

$$\begin{aligned} B_{2n} &= B_{1n}, \quad D_{2n} - D_{1n} = 4\pi \sigma_{\text{ext}}, \\ \mathbf{E}2\tau &= \mathbf{E}1\tau, \quad \mathbf{H}1\tau - \mathbf{H}2\tau = \frac{4\pi}{c} i_v^{\text{ext}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где i_v^{ext} и σ_{ext} — плотности стороннего поверхностного тока и стороннего поверхностного заряда соответственно.

Заметим, что согласно внутренней логике электродинамики, вначале идут уравнения Максвелла, затем материальные уравнения и только потом граничные условия, выражения для энергии и т.д., которые являются следствием уравнений Максвелла и материальных уравнений и поэтому могут изменяться при изменении последних. Поэтому было бы ошибочным рассматривать граничные условия и материальные уравнения независимо друг от друга [Ландау, Лившиц, 1959; Голубков, Макаров, 1995].

Теперь снова обратимся к вопросу о физическом смысле полей, появляющихся в уравнениях Максвелла (9) — (11). Согласно (10), поля \mathbf{E} и \mathbf{B} , стоящие в уравнениях Максвелла, определяются без решения этих уравнений, рассматривая лишь движение пробной заряженной частицы в вакууме (постулат Розенфельда). Следовательно, по крайней мере в вакууме, мы имеем независимое определение полей \mathbf{E} и \mathbf{B} . Однако в случае конденсированных сред это определение становится проблематичным: любая заряженная частица, движущаяся через такую среду, неизбежно испытывает влияние этой среды и описание этого влияния не сводится к подстановке в выражение для силы Лоренца (10) макроскопических полей. Пробная частица поляризует окружающую среду, что приводит к дополнительной силе. Очевидно, для использования постулата Розенфельда необходимо знать явный вид этой силы, которая, в свою очередь, зависит от вида материальных уравнений. В итоге мы оказываемся в замкнутом круге: определение полей посредством силы Лоренца возможно только после определения полей [Виноградов, 2002]. Согласно [Виноградов, 2002] возможен другой способ определения полей $\mathbf{E}(\mathbf{D})$ и $\mathbf{B}(\mathbf{H})$, связанный с определением граничных условий (метод полости): поле

внутри полости в среде равно $\mathbf{E}(\mathbf{H})$, если полость вытянута вдоль силовых линий. Если же полость сплюснута, то поле в ней равно $\mathbf{D}(\mathbf{B})$. Этот факт — следствие обычных максвелловских граничных условий (непрерывность тангенциальных составляющих полей \mathbf{E} и \mathbf{H}). В итоге, если предположить, что эти граничные условия имеют силу, получим метод измерения всех полей. Следовательно, задание граничных условий является необходимым и достаточным условием решения рассматриваемой проблемы. В свою очередь, законность максвелловских граничных условий может быть доказана только экспериментально или с помощью микроскопической теории, описывающей структуру приповерхностного переходного слоя [Виноградов, 2002].

Обратим внимание на важное обстоятельство: максвелловские граничные условия не являются следствием интегральной формы уравнений Максвелла. В то же время использование каких-либо граничных условий означает, что тем самым определяется метод измерения полей внутри среды, а заодно и физический смысл полей \mathbf{E} и \mathbf{H} [Виноградов, 2002]. Соотношения (9) — (14) и составляют фундамент классической электродинамики материальных сред. При этом решение уравнений Максвелла в материальных средах характеризуется исключительным разнообразием, что обусловлено разнообразием самих сред [Бредов и др., 1985].

Одной из важных задач электродинамики сред — исследование распространения в них плоских монохроматических волн, характеризующихся определенными значениями круговой частоты ω и волнового вектора \mathbf{k} . Нормальные электромагнитные волны — это все пропорциональные множителю $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$ решения однородных уравнений Максвелла (11) с

$$\mathbf{J}_{\text{ext}} = 0, \quad \mathbf{r}_{\text{ext}} = 0,$$

где

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \dots$$

Волны такого типа с одним значением ω и \mathbf{k} могут быть решениями (11) лишь в том случае, если вектор $\mathbf{D}(\omega, \mathbf{k})$ связан только с $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k})$ при одних и тех же ω и \mathbf{k} . Это и имеет место в случае справедливости связи

$$D_i(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon_j(\omega, \mathbf{k}) E_j(\omega, \mathbf{k}),$$

т. е. тогда, когда имеется возможность вве-

дения тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ [Агранович, Гинзбург, 1979].

Как известно, нормальные волны, которые могут распространяться в рассматриваемой среде, достаточно полно характеризуют ее электромагнитные свойства. Последнее обстоятельство имеет принципиальное значение. Однако в задачах с граничными условиями естественным образом появляются неоднородные волны, когда $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''$. В этом случае направление \mathbf{k}' определяется законом преломления, а \mathbf{k}'' направлен по нормали к границе раздела. Но, как оказалось [Агранович, Гинзбург, 1979], использование неоднородных волн, необходимое при решении граничных задач электродинамики, не представляет особый интерес с точки зрения изучения физических свойств самой материальной среды уже на удалении от границы раздела порядка $h \ll \lambda$, где λ — длина волны в среде [Агранович, Гинзбург, 1979]. Поэтому с этой целью обычно используют только однородные волны с

$$\mathbf{k} = (\mathbf{k}' + i\mathbf{k}'')\mathbf{S}, \quad S = 1.$$

Отметим в этой связи важную методическую деталь. Как известно, геосреда — очень специфический объект исследований. Неоднородности разного ранга составляют саму ее сущность и должны рассматриваться не как отклонение от некоторой нормы, а как сама норма. Но, как тоже известно, в существенно неоднородной среде нет распространяющихся волн рассматриваемого типа — волны являются стоячими [Раутиан, 2008]. Иначе говоря, геометрия волны в данном случае задается особенностями среды — ее проницаемостями $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$, $\mu(\omega, \mathbf{r})$ и проводимостью $\sigma(\omega, \mathbf{r})$. Ясно, что она может быть определена лишь по формулам для решений уравнений Максвелла и тем самым оказывается следствием особенностей исследуемой среды. Однако и такой подход оказывается не всегда приемлемым и адекватным при описании геосреды — активной открытой диссипативной системы, состоящей из множества различных по размерам блоков, перемещающихся как единое целое и взаимодействующих в процессе перемещения. Как известно, принципиально важными свойствами открытых систем является их иерархичность (фрактальность) и волновая природа [Генштафт, 2009]. При этом роль начального возбуждения играет энергия низов литосферы.

Казалось бы, с тех пор, как неравновесная физика ввела представление о самоподобных диссипативных структурах, отсутствующих в равновесных системах, а геофизика — о геосреде, для которой можно установить пространственно-временную иерархичность состава, структуры и процессов, автоматически должен был появиться интерес к построению некоего теоретического аппарата и соответствующей системы физических представлений для описания электродинамических процессов в ней. Но, к сожалению, здесь геоэлектрика обнаружила внушительные силы инерции, затрудняющие ее интеграцию с геологией и геомеханикой, хотя трудности реализации этой идеи очевидны. В сложноструктурированной геосреде — активной системе — существуют комплексы нелинейных взаимодействий между физическими полями и ее подсистемами. В результате электродинамика такой самоподобной сейсмоэлектромагнитогенерирующей структуры оказывается тесно связанной с ее механикой и флюидодинамикой [Шуман, 2010]. Очевидно, по этой причине в литературе, в основном, используются лишь те или иные подходы для сведения столь сложных систем с самоорганизацией и энергонасыщением к свойствам неких эффективных континуальных сред [Гохберг и др., 1985; Сурков, 2000] или этот вопрос не затрагивается вообще. Тем не менее, предельно ясно, что оперирование с эффективными параметрами, в частности показателем преломления, который в ряде случаев представляется ключевым при описании взаимодействия излучения и вещества, обременено риском потерять новые и необычные с точки зрения классического подхода свойства. В этом случае, вероятно, можно говорить лишь о его локальном значении в некоторой определенной точке среды в рамках какой-то аналогии с непрерывной средой. Не удивительно, что такая столь простая конструкция описания геосреды оказывается приемлемой далеко не всегда. Очевидно, в общем случае необходима самосогласованная система уравнений механики, электродинамики, термодинамики, флюидодинамики и учет структурных свойств геосреды как открытой нелинейной системы.

Как известно, в таких системах могут образоваться уединенные состояния (автоволны), которые можно рассматривать в качестве одного из проявлений самооргани-

зации. При этом под автоволнами подразумеваются пространственно-локализованные импульсы, распространяющиеся в среде с постоянной скоростью без существенных изменений своей формы [Давыдов и др., 1994; Дмитриевский, Володин, 2008]. Такая система способна формировать различные (в том числе и хаотические) пространственно-временные структуры с разной активностью сейсмоэлектромагнитного излучения. Эти структуры представляют собой импульсы и фронты возбуждения, неустойчивость которых приводит к установлению в геосистеме самоподдерживающихся колебаний с определенной пространственной конфигурацией. В итоге аномалии спонтанного электромагнитного излучения, регистрируемые на земной поверхности, характеризуются упорядоченной пространственной структурой [Богданов и др., 2009б].

Подводя итог сказанному, становится очевидной необходимость смены парадигмального подхода к изучению электродинамики геосреды. При этом, встав на позиции признания геосреды в качестве активной (возбудимой) нелинейной системы, можно понять ряд явлений, не находящихся объяснение в рамках классических подходов. Отчетливо видны и трудности на этом пути: достаточно полных моделей геосреды, описываемых конечной системой дифференциальных уравнений, все еще просто не существует. И прежде чем выйти на этот уровень, требуется решить ряд проблем. Очевидно, в первую очередь здесь необходимо выработать язык и систему понятий для рассматриваемой области явлений, установить характеристики геосреды — открытой диссипативной системы, закономерности хаотических движений ее элементов (отдельностей), критерии их возникновения, физических механизмов механоэлектромагнитных преобразований и т. д. Здесь на первый план выходят качественные методы исследования, полевой и вычислительный эксперименты.

Нелинейность как фундаментальное свойство геосреды. Как уже упоминалось, подход, основанный на идеях и принципах нелинейной динамики, является одним из эффективных и перспективных направлений исследований геосистем [Геншафт, 2009; Гуфельд, 2007 и др.]. При этом многообразие причин нелинейности можно попытаться свести к двум типам. В первом из них нелинейность является «врожденной»,

т. е. следствием внутренних причин, которые отображаются нелинейными уравнениями, описывающими состояние системы. Во втором нелинейность является «привнесенной». Сюда могут быть отнесены системы со значительным энергонасыщением и энерговыделением, высокотемпературные процессы, колебания и волны со значительной амплитудой.

Напомним некоторые определения. Как известно, в физике твердого тела отклонения от линейно-упругого поведения традиционно связывают с проявлением слабого ангармонизма межатомного потенциала [Зайцев и др., 2006]. Считалось, что макроскопические упругие свойства формально определяются разложением внутренней энергии слабо деформируемой среды в степенной ряд по инвариантам тензора деформации. Для описания нелинейности такого типа обычно достаточно к линейному слагаемому в законе Гука добавить квадратичные и кубические компоненты тензора деформации:

$$\sigma = E(\varepsilon + \gamma^{(2)}\varepsilon^2 + \gamma^{(3)}\varepsilon^3 + \dots),$$

где σ — упругое напряжение, E — модуль упругости. При этом характерные величины безразмерных квадратичных и кубических коэффициентов нелинейности $\gamma^{(2)}$ и $\gamma^{(3)}$ для однородных аморфных материалов и монокристаллов обычно находятся в диапазоне нескольких единиц, а характерные величины деформаций весьма малы [Зайцев и др., 2006; Руденко, 2006]. При этом нелинейные поправки по сравнению с линейным слагаемым достаточно малы, хотя именно их наличие обусловлены такие явления, как тепловое расширение и зависимость скорости упругих волн от механических напряжений и температуры. Такую нелинейность принято называть «физической», поскольку она связана с нелинейностью сил межмолекулярного взаимодействия в конденсированной среде [Руденко, 2006].

Второй тип нелинейности определяется нелинейной связью между компонентами тензора деформаций и производными от компонент вектора смещений по координатам. Эта связь, не зависящая от физических свойств деформируемого тела, называется «геометрической» нелинейностью [Руденко, 2006].

Однако еще в 20-е годы прошлого века во

многих экспериментах наблюдалось весьма сильное (на 2—4 порядка) возрастание нелинейности. Причины столь больших его значений отличаются от обсуждаемых выше, что и послужило основанием для выделения нелинейности третьего типа — «структурной» [Руденко, 2006].

Столь сильное возрастание акустической нелинейности в большинстве случаев обусловлено наличием в структуре среды компонент с резко контрастирующими линейными упругими свойствами. К примеру, в жидкостях этот тип нелинейности возникает при введении сильно сжимаемых вкраплений, в частности пузырьков газа. Характерным примером таких «контрастно-мягких» дефектов являются трещины. К этому же классу сред могут быть отнесены гранулированные среды [Есипов и др., 2006]. Существенно, что если нелинейные акустические свойства сплошных сред, таких как монокристаллы или однородные жидкости, определяются особенностями деформации на молекулярном уровне, то соответствующие характеристики гранулированных сред проявляются на мезомасштабном уровне, т. е. на масштабах, определяемых размером гранул и определяются их структурой [Есипов и др., 2006].

Анализируя многочисленные данные по наблюдениям микроструктурно-обусловленной нелинейности, в работе [Зайцев и др., 2006] сформулировано следующее достаточно общее утверждение: причиной сильного возрастания акустической нелинейности микронеоднородных сред в большинстве случаев является наличие в структуре среды компонент с резко контрастирующими линейными упругими свойствами, причем размер более мягких включений-дефектов мал по сравнению с длиной упругой волны, а также мала концентрация этих включений.

Как известно, неоднородные среды, в том числе гранулированные, относятся к обширному классу нелинейных сред с акустической дисперсией. При этом сочетание нелинейности и дисперсии позволяет получить для акустических волн в таких средах решения солитонного типа [Даниленко, Микуляк, 2010].

Таким образом, оказывается целесообразным различать три типа нелинейности: физическую, геометрическую и структурную. При этом каждая из них может быть или распределена в объеме среды, или сосре-

доточена в области пространства, малой по сравнению с длиной волны [Руденко, 2006].

Встав на позиции признания геосреды в качестве открытой нелинейной диссипативной системы, можно понять ряд явлений, в частности генерацию и распространение электромагнитного шума, не находящихся отражения в рамках классических подходов [Шуман, 2010]. Как уже упоминалось, для Земли можно установить пространственно-временную иерархичность состава, структуры и процессов [Садовский, 2004; Геншафт, 2009], а практически повсеместная дегазация и дефлюидизация ее недр сопровождается структурно-вещественными преобразованиями на разных глубинах [Дмитриевский, Володин, 2006; Гуфельд, 2007]. В свою очередь, изучение волновых процессов позволило установить нелинейные свойства геосреды, обусловленные разномасштабной структурированностью энергетических потоков [Дмитриевский, Володин, 2006; Гуфельд, 2007].

Эти эндогенные энергетические потоки приводят к формированию зон с избыточной энергией — энергоактивных зон. В такой активной системе (геосреде), как уже упоминалось, существуют комплексы нелинейных взаимодействий как между ее подсистемами, так и между физическими полями. Можно предположить, что природа сейсмоакустической и электромагнитной эмиссий в конечном счете состоит в трансформации ее собственной энергии в различные локально неустойчивые состояния, которые, собственно, и являются источниками эмиссий. Однако для их описания потребуются, очевидно, новые математические модели нелинейных взаимодействий в системе физических полей с учетом накопленной энергии в геосреде, связей между электромагнитными и сейсмоакустическими полями, между энергетическими параметрами химического потенциала геосреды и ее флюидонасыщенностью [Дмитриевский, Володин, 2006; Гуфельд, 2007; Геншафт, 2009]. Разумеется, общей теории сред такого типа не существует и каждый достаточно проработанный пример в этой области исследований, как правило, дает примеры новых типов их динамики, самоорганизации, сейсмоакустической и электромагнитной эмиссий.

Заключение. Как следует из рассмотренных в статье примеров, намечается интересный набор проблем, решение которых требует более последовательного, нетривиального и нетрадиционного, чем это принято, понимания свойств геосреды. Случайны ли экспериментально установленные закономерности генерации акустосейсмоэлектромагнитного шума, его пространственная дифференциация, особенности и характеристики распространения, наличие доминантных частот и откуда они следуют — вот главная задача данного рассмотрения. Очевидно, в этом аспекте подход, основанный на идеях нелинейной динамики, является одним из важных направлений дальнейших исследований этих явлений. При этом неравновесность, нелинейность, неустойчивость геосреды являются основными принципами, на которых должна строиться теория генерации и распространения сейсмоакустической и электромагнитной эмиссии литосферы. Сложность задачи состоит в том, что необходимо учитывать возможность различного физического содержания процессов генерации шума на разных уровнях геометрически самоподобной блоковой системы, отличительными признаками которой являются необратимые изменения во времени, фрактальность, недетерминированность поведения (бифуркации), волновая и резонансная природа всех процессов, стохастический резонанс, большая роль малых возмущений. Наличие механизмов, трансформирующих энергию колебаний в низкочастотную или высокочастотную области спектра акустосейсмоэлектромагнитного излучения, означает, что регистрируемый на земной поверхности сигнал несет информацию не только об источниках, но, в значительной степени, и о трассе его распространения (геосреде). Это означает, что эти сигналы могут быть использованы как для диагностики локализованных геоструктур, так и геодинамики среды. Приведенные результаты и многочисленные данные других авторов, посвященные этой проблеме, подтверждают перспективность использования наблюдений за литосферными электромагнитными сигналами для решения задач геодинамики, геологии и геофизики.

Список литературы

- Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. — Москва: Наука, 1979. — 432 с.
- Агушкин В. В., Локтев Д. Н., Спивак А. А. Влияние барических возмущений атмосферы на микросейсмические процессы в земной коре // Физика Земли. — 2008. — № 6. — С. 77—85.
- Анищенко В. С., Нейман А. Б., Мосс Ф., Шимановский-Гайер Л. Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // Успехи физ. наук. — 1999. — **169**, № 1. — С. 7—37.
- Богданов Ю. А. К проблематике распространения возмущений в геологических средах: краткий обзор актуальных источников и конструктивные соображения // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 1. — С. 96—110.
- Богданов Ю. А., Павлович В. Н. Неравновесное излучение земной коры — индикатор геодинамических процессов // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 4. — С. 12—24.
- Богданов Ю. А., Коболов В. П., Шуман В. Н. Вариации сейсмoeлектромагнитного фона Земли и сейсмическая активность // Геофиз. журн. — 2009а. — **31**, № 3. — С. 95—106.
- Богданов Ю. А., Павлович В. Н., Шуман В. Н. Спонтанная электромагнитная эмиссия литосферы: состояние проблемы и математические модели // Геофиз. журн. — 2009б. — **31**, № 4. — С. 20—33.
- Богданов Ю. А., Воронин В. И., Уваров В. Н., Черняков А. М. Электромагнитное проявление структуры недр // Геофиз. журн. — 2003. — **25**, № 4. — С. 117—124.
- Богданов Ю. А., Коболов В. П., Русаков О. М., Захаров И. Г. Геополяритонное зондирование газоносных структур северо-западного шельфа Черного моря // Геология и полезные ископаемые мирового океана. — 2007. — **22**, № 4. — С. 37—61.
- Богданов Ю. А., Бондаренко Н. В., Захаров И. Г., Лойко Н. П., Лукин В. В., Черняков А. М., Чертов О. Р. Аппаратурно-методическое обеспечение метода анализа спонтанной электромагнитной эмиссии Земли // Геофиз. журн. — 2009в. — **31**, № 4. — С. 34—43.
- Болотовский Б. М., Серов А. Б. Особенности поля переходного излучения // Успехи физ. наук. — 2009. — **179**, № 5. — С. 517—524.
- Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. Классическая электродинамика. Учебн. пос. / Под ред. И. Н. Топтыгина. — Москва: Наука, 1985. — 400 с.
- Виноградов А. П. К вопросу о форме материальных уравнений в электродинамике // Успехи физ. наук. — 2002. — **172**, № 3. — С. 363—370.
- Геншафт Ю. С. Земля — открытая система: геологические и геофизические следствия // Физика Земли. — 2009. — № 8. — С. 4—12.
- Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. — Москва: Наука, 1984. — 360 с.
- Голубков А. А., Макаров В. А. Граничные условия для электромагнитного поля на поверхности сред со слабой пространственной дисперсией // Успехи физ. наук. — 1995. — **165**, № 3. — С. 339—346.
- Гохберг М. Б., Гуфельд И. Л., Гершензон Н. И., Пилипенко В. А. Электромагнитные эффекты при разрушении земной коры // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1985. — № 1. — С. 72—87.
- Гохберг М. Б., Моргунов В. А., Аронов Е. Л. О высокочастотном электромагнитном излучении при сейсмической активности // Докл. СССР. — 1979. — **248**, № 5. — С. 1077—1081.
- Гульельми А. В. Ультранизкочастотные волны в коре и магнитосфере Земли // Успехи физ. наук. — 2007. — **177**, № 12. — С. 1257—1276.
- Гульельми А. В. Уравнение генерации сейсмомагнитных сигналов // Докл. РАН. — 1995. — **342**, № 3. — С. 390—392.
- Гуфельд И. Л. Сейсмический процесс. Физико-химические аспекты. — Королев: ЦНИИМаш, 2007. — 160 с.
- Давыдов В. А., Зыков В. С., Михайлов А. С. Кинематика автоволновых структур в возбудимых средах // Успехи физ. наук. — 1991. — **161**, № 8. — С. 45—86.
- Даниленко В. А. К теории движения блочно-иерархических геофизических сред // Докл. АН Украины. — 1992. — № 2. — С. 87—90.
- Даниленко В. А., Микуляк С. В. Моделивання процесів динамічного деформування структурованого геофізичного середовища з пружнопластичною взаємодією елементів структури // Геофиз. журн. — 2010. — **32**, № 3. — С. 60—65.
- Дещерский А. В., Лукк А. А., Сигорин А. Я. О новой парадигме прогноза землетрясений // Докл. РАН. — 2003. — **388**, № 2. — С. 233—236.

- Дмитриевский А. Н. Автоволновые процессы формирования флюидонасыщенных зон Земли // Дегазация Земли: геодинамика, геофлюиды, нефть, газ и их парагенезисы. Матер. Всерос. конф. (Москва, 22—25 апреля 2008 г.). — Москва: ГЕОС, 2008. — С. 6—8.
- Дмитриевский А. Н., Володин И. А. Автосолитонные механизмы дегазации Земли // Дегазация Земли: геодинамика, геофлюиды, нефть, газ и их парагенезисы. Матер. Всерос. конф. (Москва, 22—25 апреля 2008 г.) — Москва: ГЕОС, 2008. — С. 152—154.
- Дмитриевский А. Н., Володин И. А. Формирование и динамика энергоактивных зон в геологической среде // Докл. РАН. — 2006. — **411**, № 3. — С. 395—399.
- Есипов И. Б., Рыбак С. А., Серебряный А. Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // Успехи физ. наук. — 2006. — **176**, № 1. — С. 102—108.
- Зайцев В. Ю., Назаров В. Е., Таланов В. И. «Неклассические» проявления микроструктурно-обусловленной нелинейности — новые возможности для акустической диагностики // Успехи физ. наук. — 2006. — **176**, № 1. — С. 97—102.
- Кишкина С. Б., Спивак А. А. Проявление резонансных свойств земной коры в микросейсмических колебаниях // Докл. РАН. — 2003. — **392**, № 4. — С. 543—545.
- Климонтович Ю. Л. Что такое стохастическая фильтрация и стохастический резонанс? // Успехи физ. наук. — 1999. — **169**, № 1. — С. 39—47.
- Лангау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Наука, 1959. — 532 с.
- Левшенко В. Т. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы литосферного происхождения: Автореферат дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. — Москва: ОИФЗ РАН. — 1995. — 36 с.
- 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.
- Некоркин В. И. Нелинейные колебания и волны в нейродинамике // Успехи физ. наук. — 2008. — **178**, № 3. — С. 313—323.
- Неновски П. И., Бойчев Б. В. Механизмы возникновения сейсмoeлектрических сигналов в земной коре // Геомагнетизм и аэрономия. — 2004. — **44**, № 4. — С. 545—553.
- Раутиан С. Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью // Успехи физ. наук. — 2008. — **178**, № 10. — С. 1017—1024.
- Ругенко О. В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // Успехи физ. наук. — 2006. — **176**, № 1. — С. 77—95.
- Саговский М. А. Геофизика и физика взрыва. Избр. тр. / Отв. ред. В. В. Адушкин. — Москва: Наука, 2004. — 440 с.
- Саговский М. А., Писаренко В. Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. — Москва: Наука, 1991. — 96 с.
- Спивак А. А., Кишкина С. Б. Исследование микросейсмического фона с целью определения активных тектонических структур и геодинамических характеристик среды // Физика Земли. — 2004. — № 7. — С. 35—49.
- Спивак А. А., Кишкина С. Б., Харламов В. А. Прецессионные движения структурных блоков земной коры // Докл. РАН. — 2009. — **426**, № 6. — С. 813—815.
- Старостенко В. И., Лукин А. Е., Коболев В. П., Русаков О. М., Орлюк М. И., Шуман В. Н., Омельченко В. Д., Пашкевич И. К., Толкунов А. П., Богданов Ю. А., Буркинский И. Б., Лойко Н. П., Федотова И. Н., Захаров И. Г., Черняков А. М., Куприенко П. Я., Макаренко И. Б., Легостаева О. В., Лебедь Т. С., Савченко А. С. Модель глубинного строения Донецкого складчатого сооружения и прилегающих структур по данным региональных геофизических наблюдений // Геофиз. журн. — 2009. — **31**, № 4. — С. 44—68.
- Стаховский И. Р. Самоподобная сейсмогенерирующая структура земной коры: обзор проблемы и математическая модель // Физика Земли. — 2007. — № 12. — С. 35—47.
- Сурков В. В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. — Москва: Изд. Моск. гос. инж.-физ. ин-та (техн. ун-та), 2000. — 238 с.
- Цифра И. М., Шуман В. Н. Параболические системы типа «реакция—диффузия» при моделировании процессов генерации и распространения электромагнитной эмиссии литосферы и методы их анализа // Геофиз. журн. — 2010. — **32**, № 5. — С. 51—60.
- Шмигт А. В. Анализ систем реакция—диффузия методом нелинейных определяющих уравнений // Журн. вычислит. математики и матем. физики. — 2007. — **47**, № 2. — С. 256—268.

- Шуман В. Н. Уравнение генерации спонтанных электромагнитных сигналов в системе литосферных блоков // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 1. — С. 42—48.
- Шуман В. Н. Электродинамика геосреды и методы геоэлектрики // Геофиз. журн. — 2010. — **32**, № 2. — С. 28—42.
- Шуман В. Н. Электромагнитные сигналы литосферного происхождения в современных наземных и дистанционных зондирующих системах // Геофиз. журн. — 2007. — **29**, № 2. — С. 3—16.
- Шуман В. Н., Богданов Ю. А. Электромагнитная эмиссия литосферы: пространственная структура и возможные механизмы генерации // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 6. — С. 39—50.
- Bak P., Tang C. Earthquakes as self-organized criticality // J. Geophys. Res. — 1989. — **94**, № 15. — P. 635—637.
- Gershenson N., Vambakidis G. Modeling of seismo-electromagnetic phenomena // Russian Journal of Earth Science. — October 2001. — **3**, № 4. — P. 247—275.