

## Обобщенное уравнение генерации спонтанной электромагнитной эмиссии во фрактальной среде

© В. Н. Шуман, 2013

Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 20 июля 2012 г.

*Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко*

Розглянуто дискусійні питання феноменологічного опису механізмів генерації та поширення спонтанної компоненти електромагнітної емісії літосферного походження. Досліджено рівняння генерації спонтанних електромагнітних сигналів та можливі напрями їх модифікації в рамках фрактальної електродинаміки, яка об'єднує фрактальну геометрію та електромагнетизм. Підкреслено фундаментальний характер проблеми, складність її розв'язання та актуальність з позиції практичних застосувань.

Different aspects of phenomenological description of mechanisms of generation and distribution of spontaneous component of electromagnetic emission of lithospheric origin have been considered in the paper. Equations of generation of spontaneous electromagnetic signals and possible directions of their modification within the limits of fractal electrodynamics, which unites fractal geometry with electromagnetism are being analyzed. Fundamental character of the problem, the difficulties of its solution and its actuality for practical applications are accentuated.

**Введение.** Как свидетельствует эксперимент, наблюдается большое разнообразие электромагнитных возмущений, регистрируемых на границе раздела "земля—воздух" или приземленной атмосфере в исключительно широком диапазоне частот от  $10^{-4}$  до  $10^6$  Гц и выше. Одни из них возбуждаются источниками в атмосфере (грозовые разряды, предгрозовое излучение, непрерывно-шумовое радиоизлучение грозových облаков и циклонов), другие — в магнитосфере и ионосфере в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем, или проникают в магнитосферу и атмосферу из межпланетной среды, третьи генерируются источниками внутри Земли, в ее литосфере. При этом шумоподобная компонента электромагнитного излучения литосферного происхождения составляет заметную долю в общем балансе регистрируемого поля естественного происхождения. Заметим также, что в рассматриваемом диапазоне частот генерируются электромагнитные сигналы, связанные с индустриальной активнос-

тью или специальными экспериментами. Наблюдения свидетельствуют о том, что генерация электромагнитных возмущений в литосфере может происходить как спонтанно, т. е. вне прямой связи с проявлением сейсмичности, так и вынужденно, вследствие движения горных пород при сейсмическом воздействии [Гохберг и др., 1988; Левшенко, 1995; Гульельми, 2007; Сурков, 2000; Gershenson, Vambabidis, 2001; Светов, 2003; Макарец, Анахов, 2008; Atmospheric ..., 1999].

Предложена схема классификации вынужденных сигналов [Левшенко, 1995] и проанализированы различные механизмы преобразования энергии движения горных пород в энергию электромагнитных возмущений, структуру сейсмомагнитного поля и методы регистрации сейсмомагнитных сигналов на фоне помех [Гульельми, 2007]. С учетом четырех механизмов генерации (индукционного, инерционного, деформационного и пьезомагнитного) получено достаточно общее линейное уравнение генерации вынужденных сигналов, учитывающее основ-

ные элементы механики горных пород — ускорения, деформации и напряжения [Гульельми, Левшенко, 1994; Левшенко, 1995; Гульельми, 2007].

Рассматривая геосреду в качестве пористого влагонасыщенного тела, обладающего магнитной структурой и находящегося в постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}_0$  (магнитном поле земного ядра), и привлекая дополнительную информацию о механоэлектромагнитных преобразованиях, уравнение генерации запишем в следующем виде:

$$D\mathbf{B}(r, t) = \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где

$$\mathbf{C} = -\alpha \mathbf{A} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 + \beta \theta \mathbf{E}_0 + \nabla \times \mathbf{M},$$

$$D = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2;$$

$\mathbf{A} = \partial \mathbf{v} / \partial t$  — ускорение горных пород;  $\mathbf{v}$  — скорость;  $\alpha$  — коэффициент механомагнитной трансформации;  $\sigma$  — проводимость горных пород;  $\mathbf{M}$  — магнитный момент единицы объема среды;

$$\beta = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \theta}; \quad M_i = (\gamma_1 P_{11} \delta_{ij} + \gamma_2 P_{ij}) B_{0j};$$

$P_{11}$  — давление в направлении, параллельном нагрузке;  $\beta, \gamma_1, \gamma_2$  — параметры механомагнитной трансформации;  $\mathbf{E}_0, \mathbf{B}_0$  — сторонние поля, однородно распределенные в пространстве и не зависящие от времени.

Уравнение (1) следует решать при заданном движении среды и заданных граничных условиях. Существенно, что в силу его линейности можно изучать различные механизмы генерации независимо друг от друга, складывая затем полученные результаты. Однако ценность такого решения для интерпретации данных наблюдений будет невелика до тех пор, пока не определены значения отмеченных феноменологических параметров среды распространения.

Что касается изучения спонтанных сигналов литосферного происхождения, то теоретические подходы к их анализу менее известны и довольно фрагментарны. Сложность и многоаспектность проблемы их генерации состоит в том, что пока не удается отразить имеющийся эмпирический и экспериментальный материалы на одинаковой разделяемой всеми специалистами аксиоматике [Богданов и др., 2009; Шуман, 2010, 2012б; Шуман и др., 2012]. Очевидно, не существует и модели геосреды, оди-

наково пригодной для описания всего спектра и разнообразия регистрируемых излучений. В столь сложной и неопределенной ситуации кажется более целесообразным и продуктивным классифицировать электромагнитные сигналы литосферного происхождения, опираясь на тип постулируемой модели геосреды.

Новые представления о геосреде как открытой нелинейной блочно-иерархической неравновесной системе стимулировали появление новых нетрадиционных подходов и возможностей в решении проблемы генерации электромагнитных сигналов этого типа [Шуман, 2010; Шуман и др., 2012]. Очевидно также, что подходы, основанные на идеях нелинейной динамики, являются важными и перспективными направлениями дальнейших исследований этих явлений. Ряд ключевых вопросов, относящихся к этой проблеме, рассмотрен в недавней работе [Шуман и др., 2012]. В настоящей статье сосредоточимся на одном из них, а именно, на феноменологическом описании механизмов генерации и распространения спонтанной компоненты электромагнитного шума литосферы, в частности на нелинейном уравнении генерации и некоторых его обобщениях.

#### О физических механизмах генерации СЭМИ.

Очевидно, трудности понимания, объяснения и описания явления спонтанной электромагнитной эмиссии литосферного происхождения прежде всего состоят в онтологической сложности самих исследуемых систем (геосреды) и в многофакторности действия физических полей на различные физически неоднородные и химически изменчивые среды. Как известно, геосреда — очень специфический объект исследований. Она непрерывно подвергается действию различных и разномасштабных внутренних и внешних сил. Геосреда — хороший пример открытой неравновесной диссипативной системы с множеством самоорганизующихся структур [Геншафт, 2009]. Самый мощный и постоянно действующий источник энергии в ней — тепловой поток, обусловленный процессами дегазации [Гуфельд, 2007; Геншафт, 2009; Гуфельд, Матвеева, 2011]. В ней существуют комплексы нелинейных взаимодействий между физическими полями, структурами и подсистемами, а энергетическая подпитка способствует формированию активных структур, характеризующихся нелинейной динамикой системы физических полей и автоволновыми механизмами переноса флюидов [Геншафт, 2009]. Как известно, такая система способна формировать различные пространственно-временные

структуры активности, представляющие собой импульсы и фронты возбуждения, неустойчивость которых приводит к установлению в ней самоподдерживающихся колебаний с определенной пространственной конфигурацией. В этом контексте принципиальное значение имеет известная флуктуационно-диссипативная теорема статистической физики, смысл которой состоит в том, что механизм любой диссипации является одновременно и механизмом рождения флуктуаций [Кадомцев, 1994]. При этом возможна реализация различных механизмов и физического содержания процессов генерации флуктуаций геофизических полей на разных уровнях геометрически самоподобной блоковой системы геосреды, а протекающие в ней процессы имеют кооперативный (коллективный) характер.

Таким образом, флуктуации геофизических полей — это универсальный эффект, не требующий особых или специальных условий для своего образования. Они обусловлены только наличием диффузии и могут проявляться при генерации возмущений (волн) различной природы. При этом основной переменный фактор, определяющий и поддерживающий текущую нестабильность геосреды вблизи некоторого предельного уровня, — это восходящий поток легких газов [Гуфельд, 2007; Гуфельд, Матвеева, 2011; Gufeld et al., 2011]. Существенно, что энергия дегазации может быть переброшена вдоль шовных зон и глубинных разломов, быстро сконцентрирована и высвобождена со скоростью взрывной или даже детонирующей волны [Вол, Гилат, 2006].

Как известно, просачивание флюидов и газов из низов литосферы имеет диффузионную природу, и поэтому реализуются условия для возникновения фрактального геометрического шума. Важный аспект проблемы — учет фрактальной структуры геосреды. Можно без преувеличения сказать: если вещество не находится в газообразном или кристаллическом состоянии, то оно имеет в некотором диапазоне масштабов фрактальную структуру [Зосимов, Лямшев, 1995]. И хотя фрактальные свойства, казалось бы, и не относятся к основным параметрам объектов или процессов, наличие фрактальной структуры может в ряде случаев принципиально изменить их свойства. Суть дела — фрактальные системы, как правило, обладают более высокими удельными мощностями излучения и необычной (дробно-степенной) зависимостью интенсивности излучения с расстоянием. Другая его сторона — это флуктуации излучения

фрактальных структур. При этом решения уравнений электродинамики в таких средах отличаются исключительным разнообразием, множественностью форм и особенностей [Болотов, 2002; Тарасов, 2009; Шуман, 2012 а]. Стало очевидным, что вопрос о генерации и распространении спонтанного электромагнитного излучения (СЭМИ) носит фундаментальный характер и до настоящего времени нет общепринятой точки зрения по этим вопросам, хотя недостатка в гипотезах и предположениях, вообще говоря, тоже нет [Левшенко, 1995; Сурков, 2000; Gershenson, Bambabidis, 2001]. Поиски в его решении начали смещаться в области нелинейных динамических процессов и электродинамики с участием фрактальных структур [Шуман, 2010, 2012 а, б]. Попытаемся конкретизировать некоторые детали этих процессов.

Хорошо известно, что в геосреде существуют системы покоящихся и медленно движущихся зарядов, а также теллурических токов, создающих статические и изменяющиеся во времени электрические и магнитные поля. Известно также, что любое изменение параметров рассматриваемой системы (геосреды) во времени ведет к возбуждению и излучению электромагнитных возмущений. Иначе говоря, если в течение некоторого промежутка времени система электрических зарядов испытывает перестройку в результате изменения параметров системы, то в течение этой перестройки она излучает электромагнитные волны. Очевидно, такая перестройка может быть связана, например, с ударными волнами или распространяющимся фронтом самоорганизованной критичности. При этом, согласно [Гуфельд, Матвеева, 2011], основным переменным фактором, поддерживающим непрерывные изменения параметров геосреды, является восходящий поток легких газов (водород, гелий и др.). Прохождение восходящего потока легких газов непосредственно ведет к непрерывному изменению деформационных параметров горных пород на различных пространственных и временных масштабах. В итоге, вообще говоря, можно говорить о режиме деформационных волн, распространяющихся в направлении потока легких газов.

Как известно, одна из моделей описания флуктуаций акустосейсмической эмиссии в процессе перестройки структуры пород под влиянием этой волны связана с перколяционной моделью диффузионного фронта (фронтами перепакетки горных пород). Их структура может быть описана моделью перколяции в градиен-

те концентрации флюида [Зосимов, Лямшев, 1995, с. 399]. Напомним в этой связи, что теория протекания (перколяции) относится к области стохастической геометрии [Гийон и др., 1991]. Очевидно, с этими фронтами может быть связан всплеск диэлектрической проницаемости среды (в частности, за счет возмущений плотности горных пород), который, в свою очередь, при рассеивании на зарядах, сгустках зарядов или диполей, присутствующих в среде или появляющихся при распространении фронта, генерирует электромагнитное излучение — переходное рассеяние диссипативного всплеска диэлектрической проницаемости [Гинзбург, Цытович, 1984; Болотов, 2002]. Дальнейшая энергетическая и флюидная подпитка системы вызывает увеличение ее неравновесности и неустойчивости. Рост неустойчивости ведет к формированию флуктуаций, которые преобразуются в автоволны. Они взаимодействуют между собой, в результате чего в неоднородной среде образуется наиболее устойчивая и геометрически простая конфигурация со стоячими волнами. Термин “автоволны” подчеркивает тот факт, что их характеристики (форма, скорость распространения, пространственная мозаика) определяются параметрами среды и практически не зависят от начальных условий.

Таким образом, с экспериментальной точкой зрения фронт самоорганизованной критичности, в качестве модели которого можно использовать, очевидно, фронты градиентной скалярной перколяции, является наиболее энергетически активным источником сейсмоакустического и спонтанного электромагнитного шума. В результате процессы их генерации оказываются тесно связанными между собой, а их противопоставление представляется бесполезным.

**Уравнение генерации СЭМИ и его обобщения.** Как вытекает из предыдущего изложения, весьма сложно и проблематично построить математическую модель геосреды и протекающих в ней процессов, которая была бы одновременно и реалистичной, и поддающейся теоретическому анализу. Очевидно также, что описание процесса генерации и распространения СЭМИ в этих условиях в решающей степени зависит от понимания проблемы, выражающегося в выборе модели.

В последние годы стало ясно, что весьма широкий класс активных распределенных систем с диффузией, к которому относится и геосреда (открытая термодинамическая система, в которой диссипирует значительная часть энер-

гии, поступающей из распределенного источника) может быть описан системой нелинейных уравнений диффузионного типа [Васильев и др., 1979; Кернер, Осипов, 1989; Фрадков, 2005]:

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N \nabla (L_{ij} \nabla x_j) - g_i(x_1, \dots, x_N, A), \quad (2)$$

где  $x_i$  — функция пространственных переменных  $r = D \subset R^n$  и времени  $t$ , определяющая состояние системы;  $L_{ij}$  — коэффициент диффузии;  $\nabla (L_{ij} \nabla x_j)$  — оператор, задающий диффузионный тип пространственного взаимодействия элементов системы;  $g_i(x_1, \dots, x_N, A)$  — источник, являющийся сильно нелинейной функцией величин  $x_i$  и  $A$ , но явным образом не зависящий от пространственных координат и времени;  $A$  — некая постоянная.

Граничные условия обычно задаются либо периодическими:  $x_i(a, t) = x_i(b, t)$  при  $D = [a, b] \subset R^1$ , либо описывают отсутствие потока через границы:

$$\left( \frac{\partial x_i}{\partial r} \right)_{r=a} = \left( \frac{\partial x_i}{\partial r} \right)_{r=b} = 0.$$

Моделирование существенно усложняется, если в системе происходят направленные потоки компонент или имеются внешние переменные источники. Возрастающий интерес к рассматриваемому классу распределенных систем с диффузией прежде всего обусловлен тем, что в них реализуются яркие и типичные нелинейные явления. Это, во-первых, спонтанное образование автоструктур с мягким или жестким режимом возбуждения и, во-вторых, образование сложных автоволн и автосолитонов [Кернер, Осипов, 1989].

С учетом фундаментального характера рассматриваемых уравнений диффузионного типа и имеющегося опыта моделирования сейсмамагнитных волн (вынужденных ЛЭМС) [Гульельми, Левшенко, 1994; Левшенко, 1995; Гульельми, 2007], здесь предпринята попытка выписать линейное уравнение генерации СЭМС в следующей достаточно общей форме [Шуман, 2008, 2010]:

$$\partial B_i / \partial t = \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}), \quad (3)$$

где  $\alpha_{ij} = c^2 / 4\pi \sigma_{ij}$  — матрица диффузии;  $B_i$  — индукция;  $F_i(\mathbf{B})$  — сильно нелинейная функция, определяемая динамичностью про-

цессов взаимодействия геосреды с восходящими потоками легких газов и экзотермических реакций и, в конечном счете, разнообразием и эффективностью механизмов маханоэлектромагнитных преобразований.

Но, как свидетельствует имеющийся 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 (3) в простейшем случае можно записать так:

$$\begin{aligned} \partial B_i / \partial t &= \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \\ \partial G_i / \partial t &= \beta_{ij} G_j + \varepsilon P_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \end{aligned} \quad (4)$$

где функция  $\mathbf{G}$  определяет интенсивность динамических источников в геосреде (в частности,  $\mathbf{G}$  — это градиент концентрации флюидной компоненты). При этом функция  $P_i(\mathbf{B}, \mathbf{G})$ , в принципе, может изменяться скачком в некоторый момент времени  $t$ , быть монотонной и даже линейной. Предельный случай, когда  $\varepsilon = 0$ , соответствует однокомпонентной системе.

Уравнения (4) представляют собой достаточно сложную систему нелинейных уравнений в частных производных второго порядка.

Обзор возможных путей и методов ее решения, а также анализ некоторых особенностей этой системы приведен в статье [Цифра, Шуман, 2010]. С целью упрощения анализа системы (3) предлагается использовать ее 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.

Однако, как правило, нелинейные уравнения или их системы имеют более чем один тип решений и нахождение даже качественного решения может оказаться слишком сильным требованием. В этом случае для понимания проблемы принципиальное значение приобретают вычислительный эксперимент и полевые наблюдения.

Трудности описания существенно возрастают при попытке учета фрактальности модели геосреды. Они связаны как с проблемой выбора нелинейной функции  $\mathbf{F}(\mathbf{B}, \mathbf{G})$  — функции источников, так и с определением оператора  $\partial / \partial t - \alpha_{ij} \nabla^2$  в системах (3), (4). Как из-

вестно, в таких средах теряют смысл такие ключевые понятия, как эффективная электропроводность, диэлектрическая проницаемость, эффективный показатель преломления, упругие модули и т. п. Специфика проблемы — в зависимости этих макроскопических параметров от рассматриваемого объема, что делает невозможным применение стандартной модели сплошной среды, в которой они определяются однозначно для физически бесконечно малых объемов. В ряде случаев проблема описания фрактальных сред может быть решена введением макроскопических величин, зависящих от масштаба усреднения [Зосимов, Лямшев, 1995]. Однако исследование генерации, распространения и рассеивания электромагнитных возмущений во фрактальных средах в общем случае привели к появлению нового направления в электродинамической теории — фрактальной электродинамики, объединяющей фрактальную геометрию и электромагнетизм [Болотов, 2002; Боголюбов и др., 2009; Тарасов, 2009; Шуман, 2012 а]. Напомним в этой связи, что отказ от усреднения полей на физически бесконечно малых объемах приводит к существенной и неформальной перестройке всей схемы описания электромагнитных полей в материальной среде. С учетом этих обстоятельств попытаемся несколько модифицировать приведенные выше уравнения генерации спонтанной электромагнитной эмиссии (3), (4).

Как известно, с фрактальными свойствами сред и фрактальностью электродинамических структур связана физическая интерпретация дробных интегралов и производных [Нигматуллин, 1992; Болотов, 2002; Тарасов, 2009]. При этом дробное интегродифференциальное исчисление позволяет учесть эффекты пространственной и временной нелокальности в качестве единого математического формализма. Ограничимся частным примером, относящимся к динамике электромагнитного поля в диэлектрической среде с потерями [Тарасов, 2009].

Как свидетельствует эксперимент, для большинства материальных сред такого типа диэлектрическая восприимчивость в широкой области частот соответствует скорее дробно-степенному закону, называемому универсальным ответом (откликом), чем классическому дебаевскому [Тарасов, 2009]. В частности, эта закономерность экспериментально установлена для биполярных сред вне области частот максимальных потерь в средах, поляризация которых является результатом перемещений ионных или электронных носителей зарядов.



Согласно работе [Тарасов, 2009], для относительно низких частот, когда  $\omega \ll \omega_p$ , где  $\omega_p$  — частота максимальных потерь, соответствующий универсальный дробно-степенной закон может быть представлен в виде

$$\chi(\omega) = \chi(0) - \chi_p (i\omega)^\beta, \quad \nu < \beta < 1,$$

с некоторыми положительными константами  $\chi(\nu)$ ,  $\chi^\beta$ ,  $\beta$ , подлежащими экспериментальному определению.

Далее, используя уравнение Максвелла, В.Е. Тарасов приходит к следующему дробному дифференциальному уравнению для индукции магнитного поля, демонстрирующему степенной закон релаксации [Тарасов, 2009]:

$$\frac{1}{v_\beta^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}(t, r)}{\partial t^2} - \frac{a_\beta}{v_\beta^2} \left( {}_0D_t^{2+\beta} \mathbf{B} \right) (t, r) - \nabla^2 \mathbf{B}(t, r) = \mu \operatorname{rot} \mathbf{j}(t, r), \quad (5)$$

где поток плотности электрического тока свободных зарядов рассматривается в качестве внешнего источника,

$$v_\beta^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu [1 + \tilde{\chi}(0)]}, \quad a_\beta = \frac{\chi_p}{1 + \tilde{\chi}(0)},$$

${}_0D_t^{2+\beta}$  — дробная производная Римана — Лиувилля на полуоси  $[0, \infty]$ . Существенно, что решение уравнения (5) свидетельствует о дробно-степенном затухании магнитного поля в диэлектрических средах с потерями. С учетом этого результата можно вернуться к уравнению генерации спонтанной электромагнитной эмиссии, переписав его в следующей достаточно общей форме:

$$\frac{1}{v_\beta^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}(r, t)}{\partial t^2} - \frac{a_\beta}{v_\beta^2} \left( {}_0D_t^{2+\beta} \mathbf{B} \right) (r, t) - \nabla^2 \mathbf{B}(r, t) = \mathbf{F}(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \quad (6)$$

где  $0 < \beta < 1$ .

Можно, очевидно, предложить и другой способ обобщения уравнения генерации (3), опираясь на теорию физических систем с потерями, которые могут быть описаны уравнениями в дробных производных. В частности, с этой це-

лю можно воспользоваться "сверхмедленным" уравнением диффузии для основного проводящего канала [Нигматуллин, 1992]:

$$\frac{\partial_{0t}^\alpha U}{\partial t^\alpha} = D_\alpha \frac{\partial^2 U}{\partial r^2}, \quad 0 < \alpha < 1. \quad (7)$$

В этом случае функция  $U$  изменяется медленнее первой производной. Сама структура каналов порождается фрактальной структурой среды (пористой системы). При этом регуляризованная дробная производная определяется с помощью равенства

$$\partial_{0t}^\alpha y(t) = \operatorname{sign}^n(t-s) D_{st}^{\alpha-n} \frac{\partial^n y(t)}{\partial t^n}, \quad n-1 < \alpha \leq n, \quad (8)$$

а оператор  $D_{st}^\alpha$  с началом в точке  $s$  — соотношениями

$$D_{st}^\alpha y(t) =$$

$$= \begin{cases} \frac{\operatorname{sign}(t-s)}{\Gamma(-\alpha)} \int_s^t \frac{y(t') dt'}{(t-t')^{\alpha+1}}, & \alpha < 0, \\ y(t), & \alpha = 0, \\ \operatorname{sign}^n(t-s) \frac{d^n}{dt^n} D_{st}^{\alpha-n} y(t), & n-1 < \alpha \leq n. \end{cases}$$

В итоге в случае однородной среды с фрактальной структурой уравнение генерации (3) примет следующий вид:

$$\partial_{0t}^\alpha \mathbf{B} - Q_\alpha \nabla^2 \mathbf{B} = \mathbf{F}(\mathbf{B}, \mathbf{G}). \quad (9)$$

К сожалению, однако, в этом случае помимо отмеченных ранее проблем с определением функции источника  $\mathbf{F}$  возникают дополнительные, связанные с заданием коэффициента диффузии  $Q_\alpha$ , согласованного с фрактальной структурой геосреды.

**Заключение.** Теория и обширный полевой эксперимент свидетельствуют о реальном существовании спонтанной электромагнитной эмиссии литосферного происхождения, генерируемой в широком диапазоне частот и обладающей упорядоченной структурой, тесно связанной со строением и динамикой геосреды — ак-

тивной диссипативной системы. При этом достаточно располагать источником энергии, чтобы самовозбуждение колебаний стало возможным. И здесь отчетливо проявляются свойства реальной геосреды, а не лабораторного образца. Фрактальные модели качественно изменяют подходы к описанию этих явлений и дают, быть может, самое естественное их описание. В то же время классические представления о генерации спонтанного электромагнитного шума все еще существенно опираются на модели сплошной среды и используют математический аппарат, оперирующий, главным образом, с гладкими функциями пространства и времени. В частности, классические представления к ее описанию физически сводятся к решению задач математической физики, описываемых системой уравнений Максвелла, когда электромагнитные параметры среды — проводимость  $\sigma$ , диэлектрическая  $\epsilon$  и магнитная проницаемость — являются константами, независимыми от координат и времени (уравнение генерации Гульельми — Левшенко; оптимизационная модель Гершензона — Бамбакидиса и др.). Однако представление о геосреде как открытой неравновесной диссипативной системе с множеством самоорганизующихся структур лишает нас такой возможности. Очевидно, электродинамика такой самоорганизующейся блочно-иерархической структуры оказывается тесно связанной с ее механикой, флюидодинамикой и термодинамикой. Следует учитывать также возможность различного физического содержания процессов генерации излучений различной природы на различных уровнях самоподобной блоковой системы.

Понятно, что при объяснении всей совокупности эмиссий литосферного происхождения

необходимо привлечение ряда различных механизмов их генерации с учетом флуктуационно-диссипативной теоремы, а новые представления о геосреде требуют пересмотра математических моделей ее описания. И хотя разграничивать или как-то противопоставлять сейсмоакустический и электромагнитный шум литосферы как универсального свойства реальной геосреды представляется сомнительным, здесь была сделана попытка все же вычленить его электромагнитную компоненту, предложить нелинейное уравнение генерации и рассмотреть возможности его обобщения. В итоге проблематика в этой области исследований обогатилась новыми задачами, требующими нетрадиционных подходов к их решению, а некоторые старые, которые еще недавно представлялись как трудноразрешимые, получили новое видение. Тем не менее появляются и новые проблемы. Здесь весьма вероятно столкновение с той необычной или нестандартной ситуацией, когда исходный математический аппарат очерчен, но по ряду объективных причин не вполне можно представить, как им воспользоваться. И в этом смысле целенаправленный полевой эксперимент приобретает, быть может, решающее значение. Однако, несмотря на трудности теоретического описания спонтанного электромагнитного шума литосферы, изучение этого явления дает уникальные возможности получения информации об электродинамических свойствах геосреды, ее состоянии и электродинамике. В качестве примера здесь можно указать на появление нового метода геофизической разведки — метода анализа спонтанной электромагнитной эмиссии Земли (МАСЭМЭЗ), становление которого происходит в настоящее время [Шуман и др., 2012].

### Список литературы

- Богданов Ю. А., Павлович В. Н., Шуман В. Н. Спонтанная электромагнитная эмиссия литосферы: состояние проблемы и математические модели // Геофиз. журн. — 2009. — 31, № 4. — С. 20—33.
- Боголюбов А. Н., Потапов А. А., Рехвиашвили С. М. Способ введения дробного интегродифференцирования в классической электродинамике // Вестн. Моск. ун-та, сер. 3. Физика и аэрономия. — 2009. — № 4. — С. 9—15.
- Болотов В. Н. Обобщенная функция Кантора и переходное фрактальное рассеяние // Журн. техн. физики. — 2002. — 72, вып. 2. — С. 8—15.
- Васильев А. Н., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах // Успехи физ. наук. — 1979. — 128, вып. 4. — С. 625—666.
- Вол А., Гулат А. (Л.) Первичные водород и гелий как источники энергии землетрясений // Генезис углеводородных флюидов и месторождений. — Москва: ГЕОС, 2006. — С. 160—166.
- Геншафт Ю. С. Земля — открытая система: гео-

- логические и геофизические следствия // Физика Земли. — 2009. — № 8. — С. 4—12.
- Гийон Э., Митеску К.Д., Юлен Ж.-П., Ру С. Фракталы и перколяция в пористой среде // Успехи физ. наук. — 1991. — **161**, № 10. — С. 121—128.
- Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории). — Москва: Наука, 1984. — 360 с.
- Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмоэлектромагнитные явления. — Москва: Наука, 1988. — 174 с.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные волны в коре и в магнитосфере Земли // Успехи физ. наук. — 2007. — **177**, № 12. — С. 1257—1276.
- Гульельми А.В., Левшенко В.Т. Электромагнитные сигналы от землетрясений // Физика Земли. — 1994. — № 5. — С. 65—70.
- Гуфельд И.Л. Сейсмический процесс. Физико-химические аспекты. — Королев: ЦНИИМам, 2007. — 160 с.
- Гуфельд И.Л., Матвеева М.И. Барьерный эффект дегазации и деструкция Земной коры // Докл. РАН. — 2011. — **438**, № 2. — С. 253—257.
- Давыдов В.А., Зыков В.С., Михайлов А.С. Кинематика автоволновых структур в возбудимых средах // Успехи физ. наук. — 1991. — **161**, № 8. — С. 45—86.
- Зосимов В.В., Лямшев А.М. Фракталы в волновых процессах // Успехи физ. наук. — 1995. — **165**, № 4. — С. 362—402.
- Кагомцев Б.Б. Динамика и информация // Успехи физ. наук. — 1994. — **164**, № 5. — С. 449—530.
- Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолиитоны // Успехи физ. наук. — 1989. — **157**, вып. 2. — С. 201—261.
- Левшенко В.Т. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы литосферного происхождения: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / ОНФЗ РАН. — Москва, 1995. — 36 с.
- Макарец Н.В., Анахов Г.В. Механизмы формирования сейсмоэлектрического эффекта // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 6. — С. 133—140.
- Нигматуллин Р.Р. Дробный интеграл и его физическая интерпретация // Теор. и матем. физика. — 1992. — **90**, № 3. — С. 354—368.
- Светов Б.С. Перспективы сейсмоэлектромагнитных исследований в новом столетии // Проблемы геофизики XXI века: в 2-х кн. — Москва: Наука, 2003. — Кн. 2. — С. 113—128.
- Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. — Москва: Изд-во Моск. гос. инж.-физ. ин-та (техн. ун-та), 2000. — 238 с.
- Тарасов В.Е. Дробные интегро-дифференциальные уравнения для электромагнитных волн в диэлектрических средах // Теор. и матем. физика. — 2009. — **158**, № 3. — С. 419—424.
- Фрагков А.А. О применении кибернетических методов в физике // Успехи физ. наук. — 2005. — **175**, № 2. — С. 113—138.
- 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.
- Шуман В.Н. Концепция динамически неустойчивой геосреды и сейсмоэлектромагнитный шум литосферы // Геофиз. журн. — 2010. — **32**, № 6. — С. 101—118.
- Шуман В.Н. Уравнение генерации спонтанных электромагнитных сигналов в системе литосферных блоков // Геофиз. журн. — 2008. — **30**, № 1. — С. 42—48.
- Шуман В.Н. Электродинамика фрактальных сред, переходное рассеяние и электромагнитный шум литосферы // Геофиз. журн. — 2012 а. — **34**, № 1. — С. 3—13.
- Шуман В.Н. Электромагнитная эмиссия литосферы: всегда ли мы адекватно трактуем то, о чем как будто знаем? // Геофиз. журн. — 2012 б. — **34**, № 2. — С. 4—19.
- Шуман В.Н., Коболев В.П., Старостенко В.И., Буркинский И.Б., Лойко Н.П., Захаров И.Г., Яцюта Д.А. Метод анализа спонтанной электромагнитной эмиссии Земли: физические предпосылки, элементы теории, полевой эксперимент // Геофиз. журн. — 2012. — **34**, № 4. — С. 40—61
- Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes / Ed. M. Hayakawa. — Tokyo: Terra Sci. Publish. Company, 1999. — 996 p.*
- Gershenson N., Bambabidis G. Modeling of seismic-electromagnetic phenomena // Rus. J. Earth Science. — 2001. — **3**, № 4. — P. 247—275.*
- Gufeld I. L., Matveeva M. I., Novoselov O. N. Why we cannot predict strong earthquakes in the Earth's crust // Geodynamic and Tectonophysics. — 2011. — **2**, № 4. — P. 378—415. — DOI:10.5800/GT2011240051.*