

## Электродинамика геосреды и методы геоэлектрики

© В. Н. Шуман, 2010

Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 10 августа 2009 г.

Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко

Подано огляд низки аспектів взаємодії електромагнітних хвиль з геологічним середовищем, моделей геосередовища та механоелектромагнітних перетворень у ньому. Підкреслено, що реальне сейсмoeлектромагнітогенерувальне середовище не можна розглядати як лінійно-пружний пасивний континуум — йому притаманна внутрішня самоподібна структура, яка визначає сейсмічний і електромагнітний процеси в ньому. Зроблено висновок щодо наявності тісного зв'язку структури поля електромагнітної емісії, як і мікросейсмічних коливань, реєстрованої на земній поверхні, з топологією міжблочного простору та самою структурою блоків, які формуються механізмами самоорганізації геосередовища. Обговорено питання електродинаміки активних середовищ із самоподібною структурою. Звернено увагу на неадекватність оперування з деякими ефективними феноменологічними електромагнітними параметрами, зокрема, з показником заломлення, під час аналізу процесів випромінювання та поширення коливань в активному блочно-ієрархічному середовищі. Відзначено існування комплексу нелінійних взаємозв'язків як між фізичними полями, так і підсистемами геосередовища, можливість появу слабозгасальних спіральних (гелікоїдальних) електромагнітних коливань (спіральних автохвиль). З урахуванням неklasичних підходів і методів, важливих з точки зору геоелектричних застосувань, обговорено можливості використання електромагнітної компоненти емісії літосфери з метою діагностики її структури та динаміки.

A brief review of a set of aspects of interaction of electromagnetic waves with geological medium, models of geo-medium and mechanic-electro-magnetic-transformations in it has been done. It is noticed that a real seismo-electro-magneto-generating medium cannot be considered as a linearly-elastic passive continuum — some internal self-similar structure is specific to it which determines its seismic and electromagnetic processes. A conclusion has been made on the close connection of the field of electromagnetic emission structure as well as of micro-seismic vibrations structure registered on the earth's surface with topology of inter-block space and the structure of blocks itself which is formed by the mechanisms of geo-medium self-organization. Some problems of electrodynamics of active media with self-similar structure are considered. Attention is paid to non-adequacy of operating with some effective phenomenological electromagnetic parameters, in particular with refraction index in case of the analysis of emission and propagation processes in the active blocky-hierarchical medium. Existence is noted of the complex of non-linear interaction between both the physical fields and sub-systems of geo-medium, the possibility of appearance of weakly decaying spiral (helical) electromagnetic vibrations (spiral auto-waves). Possibilities of application of electromagnetic component of lithosphere emission aimed at diagnostics of its structure and dynamics are considered making stress on non-classical approaches and methods actual from the viewpoint of geo-electrical applications.

**Введение.** Что в действительности представляет собой геосреда, в частности литосфера — твердая оболочка Земли, находящаяся в поле действия внешних сил и тепловых потоков? Как известно, по крайней мере в

верхней своей части — земной коре, — это не сплошная, не однородная, не изотропная структура, разбитая на блоки разной величины, разломы которой в значительной степени обеспечивают динамику преобразования ее

материала. Следуя работе [Садовский, 2004], кажется естественным рассматривать ее в качестве системы отдельностей, находящихся в различных напряженных состояниях и взаимодействующих в процессе перемещения. Это взаимодействие блоков, протекающее, в основном, по их границам, включает процессы дробления, деформации и пластического течения. При этом, очевидно, многие фундаментальные проблемы в геофизике так или иначе касаются роли флюидов в процессах, происходящих в земной коре: флюидные потоки активизируют тектонические процессы, а последние приводят к усилению миграции флюидов [Дмитриевский, Володин, 2006; Кисин, 2008].

Существенно, что взаимодействие флюидных потоков и тектонического деформирования сопровождается нелинейными процессами, причем участие флюидов служит основным фактором, определяющим нелинейность, а временные изменения параметров среды могут быть очень быстрыми [Кисин, 2008]. Очевидно, воздействие геодинимических процессов на режим флюидных систем проявляется, главным образом, при формировании порово-трещинного пространства, путей и условий миграции флюидов. При этом субвертикальные ответвления флюидных систем способны переносить на более высокие гипсометрические уровни высокое и даже сверхвысокое литостатическое давление. Таким образом, геофлюидодинамика в широком смысле охватывает многие геологические модели и геофизические поля, включая процессы и закономерности образования, перемещения и разрушения флюидоминеральных систем в геологической среде.

Рассмотренная модель геосреды, помимо существенного приближения к реальной среде с точки зрения описания ее физико-механических свойств, обладает еще одним важным качеством: наличие заполненного флюидами междублочного пространства позволяет понять причины многочисленных электромагнитных явлений, наблюдаемых при деформировании горной породы [Садовский, 1991, 2004]. Иначе говоря, в такой среде механические процессы всегда сопровождаются (и вызываются) электрическими и магнитными, что подтверждают непосредственные наблюдения [Садовский, 2004; Сурков, 2000].

Очевидно, в этом контексте геосреда может рассматриваться в качестве активной (возбудимой) системы. При этом роль началь-

ного возбуждения играет энергия низов литосферы. В то же время теоретической основой большинства методов геоэлектрики служит классическая электродинамика сплошных пассивных сред. В такой постановке электромагнитные процессы в среде описываются системой линейных уравнений Максвелла для сплошных моногенных сред. В этом случае при теоретическом рассмотрении задач электромагнитных зондирующих систем обычно ограничиваются введением эффективных параметров среды — удельной проводимости  $\sigma$  диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей, лишь генерализованно характеризующих происходящие в ней процессы электромагнитных взаимодействий и электромагнитного распространения, но все же позволяющие получать содержательную информацию о ней. Однако необходимость более целостного и адекватного электродинамического описания реальной геосреды осознается сегодня все большим количеством специалистов. Иначе говоря, классические континуальные модели должны выступать частным случаем моделей со структурой. К примеру, электропроводность блоково-иерархической структуры коры определяется целой совокупностью взаимосвязанных факторов. Среди них определяющими могут быть включения с ионной и электронной проводимостью, реологическая расслоенность земной коры, ее температурный и флюидный режимы.

Исследования последних лет показывают, что реальная геосреда имеет структуру, причем элементы этой структуры подчинены самоорганизации, проявляющейся в иерархии неустойчивости структурированной среды [Старостенко и др., 2001]. Напомним в этой связи, что электрический ток — это не только макропроцесс, но и микроявление, основанное на движении ансамбля электронов и ионов в веществе под воздействием электродвижущих сил.

Очевидно, исследования и поиски в области электродинамики геосреды следует вести как в области физических подходов и эксперимента, так и в развитии соответствующего математического формализма. Видны и трудности решения проблемы: при описании взаимосвязанных механических, тепловых, диффузионных и электромагнитных процессов в электропроводных неферромагнитных твердых телах основными являются уравнения баланса энергии, количества движения, энтропии, заряда, массы и уравнения Максвел-

ла. Некоторым элементам проблемы геоэлектродинамики были посвящены предыдущие статьи автора [Шуман, 2003, 2004, 2009]. Продолжим эти исследования, акцентируя внимание на неклассических подходах и методах, важных с точки зрения геоэлектрических приложений.

**Некоторые общие замечания и определения.** Как известно, при анализе взаимодействия электромагнитного излучения с материальной средой исходной является система уравнений Максвелла для электромагнитного поля в этой среде, которая получается 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]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{I} + \mathbf{I}_{\text{ext}}),$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi (\rho + \rho_{\text{ext}}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность макроскопического электрического поля,  $\mathbf{B}$  — вектор магнитной индукции,  $\mathbf{I}$  и  $\rho$  описывают реакцию вещества на электромагнитное поле, а  $\mathbf{I}_{\text{ext}}$  и  $\rho_{\text{ext}}$  — сторонние токи и заряды, не зависящие от  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  (плотность тока и плотность заряда внешних источников). Физический смысл напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  и магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , входящие в уравнения (1), однозначно определяются выражением для силы Лоренца, действующей на пробный элементарный заряд  $q$ , движущийся со скоростью  $\mathbf{V}$ :

$$\mathbf{F} = q \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right). \quad (2)$$

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 инерционности) производит усреднение в процессе измерения.

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

Легко видеть, что система (1) не является замкнутой, так как подразумевается, что величины  $\mathbf{I}$  и  $\rho$  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 (1) ток  $\mathbf{I}$  представляют в виде суммы двух составляющих:

$$\mathbf{I} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c \operatorname{rot} \mathbf{M}, \quad (3)$$

Затем вводят векторы индукции электрического поля  $\mathbf{D}$  и напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$ :

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

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 (1) примет вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{I}_{\text{ext}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}'}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{D}' = 4\pi \rho_{\text{ext}}. \quad (5)$$

Система (5) содержит четыре вектора:  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{H}$ . Поэтому система (5) также не замкнута и ее следует дополнить уравнениями, устанавливающими связи между этими четырьмя векторами поля. Напомним в этой связи, что уравнения связей, в отличие от системы (5), не носят универсальный характер 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 [Агронович, Гинзбург, 1979]:

$$D_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{v}' \varepsilon_{\alpha\beta}(t, \mathbf{r}; t', \mathbf{r}') E_{\beta}(\mathbf{r}', t'), \quad (6)$$

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

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

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{I} = \sigma \mathbf{E}. \quad (7)$$

Плотность индуцированного 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 [Бредов и др., 1985]

$$I_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta} E_{\beta} + \zeta_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial E_{\beta}}{\partial x_{\gamma}}. \quad (8)$$

На поверхностях раздела сред, где ее свойства меняются скачком, дифференциальные уравнения (5) теряют силу и должны быть заменены соответствующими граничными условиями для векторов поля (для тангенциальных — индекс  $\tau$  — и нормальных к границе раздела компонент полей):

$$B_{2n} = B_{1n}, \quad D_{2n} - D_{1n} = 4\pi \sigma_{\text{ext}},$$

$$\mathbf{E}_{2\tau} = \mathbf{E}_{1\tau}, \quad \mathbf{H}_{1\tau} - \mathbf{H}_{2\tau} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i}_{\text{v}}^{\text{ext}}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{i}_{\text{v}}^{\text{ext}}$  и  $\sigma_{\text{ext}}$  — плотности стороннего поверхностного тока и стороннего поверхностного заряда соответственно.

Заметим, что, согласно внутренней логики электродинамики, вначале идут уравнения Максвелла и только потом граничные условия, выражения для энергии и т. д., которые являются следствием уравнений Максвелла и материальных уравнений и потому 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].

Соотношения (1)—(9) и являются фундаментом классической электродинамики материальных сред, которая, в свою очередь, составляет теоретическую основу подавляющего большинства методов геоэлектрики. Но, как известно, решения уравнений Максвелла в материальных средах характеризуются исключительным разнообразием, что обусловлено разнообразием свойств самих сред. С другой стороны, развитие методов геоэлектрики приводит к тому, что мы сталкиваемся с необходимостью учета новых свойств или находящихся в необычных условиях средами и в этом аспекте, очевидно, можно видеть перспективу их дальнейшего совершенствования. Ясно, что классическая модель геосреды не всегда оказывается адекватной реальной геосреде и, как свидетельствует эксперимент, ограничена слишком жесткими рамками [Шуман, 2003; 2004; 2008].

Методы геоэлектрики, опирающиеся на расширенные модельные представления о геосреде, получили название неклассических [Неклассическая ..., 2000]. Отмеченным аспектам проблемы и посвятим дальнейшее рассмотрение, причем нас будут интересовать как актуальные вопросы теории, так и физическая сторона дела.

**Электронно-ионные потоки в геосреде и базовая модель геоэлектрики.** О существовании свободных носителей заряда в земной коре и их перемещении к границе раздела "земля—воздух", обусловленных глобальными процессами энергетики, дегазации и динамики Земли, известно относительно давно [Садовский, 2004; Сурков, 2000; Шуман, Богданов, 2008]. С учетом данного обстоятельства в предыдущих работах [Шуман, Богданов, 2008; Шуман, 2009] рассмотрена следующая фундаментальная геоэлектрическая модель для описания процесса взаимодействия контролируемого или естественного источника электромагнитного поля с реальной геосредой: некая фоновая среда, содержащая плазменный (электронно-ионный) компонент, находящаяся в подмагничивающем постоянном магнитном поле Земли, контактируемая сверху с приземным слабоионизированным пограничным слоем, в котором действует вертикальное электрическое поле глобальной электрической цепи. Показано, что в рамках такой модели возможна реализация неклассического механизма формирования и распространения электромагнитных возмущений, появление резонансных взаимодействий и аномального

проникновения электромагнитного излучения в исследуемую структуру. Существенно, что в этом случае явление скин-эффекта, составляющее фундаментальную основу электромагнитных зондирующих систем, может быть интерпретировано как отклик электронно-ионного газа (или жидкости) в фоновой среде на внешнее переменное электромагнитное поле (по крайней мере, в некотором диапазоне частот).

Как известно, в настоящее время описание взаимодействия электромагнитных волн со средой, содержащей свободные заряды, обычно выполняется с помощью подхода, основанного на использовании комплексной диэлектрической проницаемости [Бредов и др., 1985; Виноградова и др., 1979]. При этом для выяснения особенностей распространения волн в такой среде необходимо найти зависимость диэлектрической проницаемости от частоты. Если концентрация свободных зарядов достаточно мала, их взаимодействие незначительно (в пределе бесстолкновительный режим), компоненты тензора диэлектрической проницаемости однозначно определяются гидродинамическим приближением. В этом случае для получения выражения для тензора диэлектрической проницаемости в явном виде необходимо определить движение электронов, ионов и нейтральных молекул среды в переменном электрическом  $\mathbf{E}_0$  и подмагничивающем  $\mathbf{H}_0$  полях. Исходными уравнениями здесь являются уравнения Максвелла и кинетические уравнения для электронов, ионов и молекул [Бредов и др., 1985; Новожилов, Яппа, 1978].

Характерная особенность такой магнитоактивной среды, содержащей свободные заряды, это существование ее собственных частот

$$\omega_e = \frac{H_0 e}{m_e c}, \quad \omega_i = \frac{H_0 q_i}{m_i c}, \quad (10)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $m_e$  — его масса,  $q_i$  — заряд иона,  $m_i$  — его масса,  $c$  — скорость света в вакууме, называемых циклотронной электронной и циклотронной ионной [Бредов и др., 1985]. На этих частотах некоторые компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости обращаются в бесконечность. Важно, что таких характерных собственных частот движения зарядов в среде может быть несколько. В качестве таковых могут выступать также частоты коллективных движений электронов и ионов [Бредов и др., 1985]. Их значения, очевидно, зависят от кон-

центраций и могут изменяться в широких пределах [Бредов и др., 1985; Шуман, 2009].

Существенно, что наложение на среду подмагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$  может принципиально изменить физику процесса взаимодействия среды и поля. Полагая вклад от ионов в поляризацию рассматриваемой среды малым и считая электроны в ней свободными, выражение для диэлектрической проницаемости приобретает следующий вид (волновой вектор электромагнитной волны  $\mathbf{k}$  параллелен вектору  $\mathbf{H}_0$ )

$$\varepsilon_{\pm}(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_e)}, \quad (11)$$

где  $\omega_p = 4\pi N e^2 / m$  — пламенная или ленгмюровская частота колебаний электронного "газа";  $\omega$  — циклотронная электронная частота [Бредов и др., 1985, с. 338]. Видно, что при  $\omega < \omega_p$  одной из циркулярно-поляризованных волн отвечает значение  $\varepsilon_- < 0$ . Соответственно, величина  $\sqrt{\varepsilon_-}$  (показатель преломления  $n$ ) оказывается чисто мнимым, и электромагнитная волна с такой поляризацией  $E$  распространяться в среде не может (поле существует только в скин-слое, толщина которого  $d = kn$ ). Однако волна с другой циркулярной поляризацией  $E_+$  даже при  $\omega < \omega_p$  при условии, что  $\omega < \omega_i$ , может распространяться в среде, так как в этом случае  $\varepsilon_+ > 1$  и показатель преломления  $n = \sqrt{\varepsilon_+}$  — величина действительная. Иначе говоря, среда в этом диапазоне частот становится прозрачной. Такие незатухающие низкочастотные колебания, обусловленные наличием подмагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$  в среде, получили название геликоидальных или спиральных волн.

Разумеется, рассмотренная здесь картина распространения электромагнитных возмущений применительно к реальной геосреде является крайне схематичной. Очевидно, реальные движения заряженных частиц могут обладать свойствами, соответствующими нескольким типам волн, причем возможны переходы волн одного типа в другие, особенно при наличии неоднородностей в среде распространения. По этой причине необходимо с осторожностью относиться к приведенным теоретическим результатам. Тем не менее, такое более подробное описание микроскопических свойств геосреды, не обязательное с точки зрения классической электродинамической теории, становится необходимым при разработке новых нетрадиционных методов

нового и весьма актуального по сути объекта фундаментальных исследований по изучению взаимодействия электромагнитных волн с геологической средой [Шуман и др., 2008; Шуман, 2009].

**Модели геосреды и механоэлектромагнитные преобразования.** Как свидетельствует эксперимент, горные породы, образующие земную кору, обладают двумя характерными свойствами. Первое — это дискретность, второе — ее постоянные колебательные движения в широком спектре частот (сотни килогерц — десятитысячные доли герца и ниже: звуковая эмиссия, микросейсмы, приливные движения и т. д.) [Садовский, 2004, с. 363]. По частотному составу их условно разделяют на низкочастотные (от долей до первых единиц герц), высокочастотные (микросейсмы до нескольких десятков герц) и сейсмоакустические (от десятков герц до нескольких килогерц). При этом земная кора является также электродинамически активной средой, способной возбуждать геоэлектромагнитное поле [Садовский, 2004; Гульельми, 2007; 2008]. Стало очевидным, что такая сейсмоэлектромагнитогенерирующая среда не может рассматриваться в качестве линейно-упругого континуума — ей присуща внутренняя самоподобная структура, определяющая сейсмический и электромагнитный процессы. В такой среде нет места для какой-либо области характерного масштаба [Стаховский, 2007]. В рамках таких представлений рассматриваемая постоянно деформируемая природная среда, стремящаяся к самоорганизации, нуждается в качественно новых моделях описания, которые позволили бы анализировать диссипацию поступающей в нее энергии, релаксацию локальных напряжений, стационарные режимы деформирования, вопросы генерации электромагнитных возмущений и др. Стало очевидным, что в качестве основного процесса, протекающего в такой среде, является процесс ее самоорганизации [Садовский, 2004; Стаховский, 2007 и др.]. В рассматриваемом контексте в сейсмологии получила распространение концепция самоорганизации статистических систем в критическом состоянии (Self-Organized Criticality — SOC (Bak, Tang, 1989 и др.)).

В развитие работ этого цикла в качестве их обобщения предложена более совершенная модель структурной организации сейсмогенерирующей среды, учитывающая последние представления о самоподобной эво-

люции материала земной коры в условиях неравновесного состояния — модель самоподобной сейсмогенерирующей структуры (ССС), обладающей более продвинутым математическим аппаратом [Стаховский, 2007].

Наиболее близка к модели СССР И.Р. Стаховского блочно-иерархическая модель М.А. Садовского и В.Ф. Писаренко [Садовский, Писаренко, 1991]. Однако, по мнению И.Р. Стаховского, эта модель не обрела математического аппарата, который, возможно, был бы аналогичен аппарату модели СССР. Последнее утверждение проблематично. Здесь достаточно упомянуть работы В.А. Даниленко и др., в которых приведены уравнения движения сред иерархической структуры, учитывающие как блочно-иерархическую структуру геосреды, так и волновые процессы в самих блоках [Даниленко, 1992]. Существенно, что при пренебрежении размерами блоков эти уравнения в коротковолновом приближении переходят в уравнения молекулярной динамики, описывающие динамику кристаллической решетки, а в длинноволновом из них могут быть получены уравнения теории упругости.

Очевидно также, что многие фундаментальные проблемы в области изучения литосферы так или иначе касаются роли флюидов в процессах, происходящих в ней, особенно в тех ситуациях, когда между твердой и жидкими фазами реализуется одновременно как механические, так и физико-химические взаимодействия. В этом случае механизмы самоорганизации при взаимодействии флюидных потоков и тектонических движений могут реализовываться посредством "взаимного возбуждения": флюидные потоки активизируют тектонические процессы, а последние приводят к усилению миграции флюидов [Кисин, 2007; Дмитриевский и др., 2008]. При этом иницирующим может быть каждый из них.

Как уже упоминалось, на фоне явлений самоорганизации при взаимодействии флюидных потоков и геодинамических процессов изменения физических свойств среды могут быть очень быстрыми [Кисин, 2007 и др.]. При этом вдали от состояния равновесия эти процессы могут стать не только обратимыми, но и периодическими. Подобные периодические процессы стали именоваться автоволнами, подчеркивая этим тот факт, что их характеристики (форма, скорость распространения) определяются, в основном, параметрами среды и практически не зависят от начальных и граничных условий.

По мнению М.А. Садовского, естественное предположение о том, что существует межблочное пространство, заполненное газом или жидкостью, позволяет указать причину многочисленных электромагнитных процессов, наблюдаемых при деформировании горной породы. Как свидетельствуют эксперимент и полевые наблюдения, в такой среде механические процессы всегда сопровождаются (и вызываются) электрическими и магнитными. В принципе возможно также формирование спиральных (геликоидальных автоволн — слабо затухающих низкочастотных колебаний (электромагнитных волн)), обусловленных наличием подмагничивающего поля Земли  $H_0$ .

Напомним, что концептуальная новизна такого подхода состоит в том, что проблему генерации электромагнитного шума в широком диапазоне частот предполагается решать в рамках распределенных возбудимых сред (диссипативных структур) с учетом многообразия механизмов механоэлектромагнитных преобразований и эмпирических закономерностей, свидетельствующих о тесной связи характеристик излучения со структурой и динамикой геосреды, которые не всегда удается описать в рамках классических представлений и методических подходов [Шуман, Богданов, 2008; Богданов и др., 2009в; Богданов, Павлович, 2008].

Отсюда следует, что структура поля электромагнитной эмиссии, регистрируемая на земной поверхности или над нею (впрочем, как и структура поля микросейсмических колебаний), оказывается тесно связанной с топологией межблочного пространства и самой структурой блоков, формируемой механизмами самоорганизации геосреды [Шуман, Богданов, 2008].

Установлено [Садовский, 2004], что физико-механические и физико-химические свойства горной породы несущественно влияют на характер распределения естественной кусковатости. Тогда, если предположить, что процессы механоэлектромагнитных преобразований происходят и концентрируются, в основном, в межблоковой среде (межблоковые области выступают в определенном смысле в качестве генераторов электромагнитного шума в широком диапазоне частот), то и пространственное положение относительно локализованных областей генерации электромагнитной эмиссии ("блестящих точек" по терминологии [Богданов и др., 2009]) будет слабо зависеть от физических свойств геосреды и ге-

нерализованно определяться топологией межблочной структуры, что и подтверждается экспериментом [Шуман, Богданов, 2008; Богданов и др., 2009б].

**Об электродинамике активных сред с самоподобной структурой.** Казалось бы, с тех пор, как неравновесная физика ввела представление о самоподобных диссипативных структурах, отсутствующих в равновесных системах, но возникающих в статистических системах, находящихся в неравновесном состоянии (геосреда), должен был появиться интерес к построению некоторого теоретического аппарата и соответствующей системы физических представлений для электродинамического описания подобных (активных сред). Тем не менее, в литературе в основном используются лишь те или иные подходы для сведения таких систем с самоподобной структурой и энергонасыщением к свойствам неких эффективных континуальных сред [Сурков, 2000; Гохберг и др., 1985] или этот вопрос не затрагивается вообще. Однако предельно ясно, что оперирование с эффективными параметрами, в частности показателем преломления, как это обычно принято, обременено риском потерять новые необычные для классической электродинамики сред свойства именно таких иерархических систем. Разумеется, показатель преломления

$$n \left( \sqrt{\tilde{\epsilon}} = n + ix, \right.$$

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - i\sigma / \omega = \epsilon_e (1 - i p_e)),$$

$$\text{где } p_e = \frac{\sigma_e}{\omega \epsilon_e} = \frac{\sigma' + \omega \epsilon''}{\omega \epsilon' - \sigma''}, \quad \epsilon = \epsilon' - i\epsilon'',$$

$\sigma = \sigma' - i\sigma''$ ,  $\tilde{\epsilon}$  — комплексная диэлектрическая проницаемость (среда немагнитна), является ключевым параметром для описания взаимодействия излучения и вещества. Однако к геосреде в целом как к активной системе показатель преломления, вообще говоря, зачастую не имеет непосредственного отношения, поскольку, по-видимому, не является достаточно информативной ее характеристикой. Вероятно, в рассматриваемом случае можно говорить лишь о некоем эффективном показателе преломления в рамках какой-то аналогии с континуальной средой.

Как известно, взаимодействие излучения и материальной среды задается параметрами материальных уравнений, т.е. ее прони-

цаемостями и ее проводимостью, тогда как показатель преломления описывает лишь изменение фазы весьма частного вида поля — плоской монохроматической бегущей волны вида

$$\Psi_0 = |\Psi_0| e^{i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)}$$

и не более того.

Заметим также, что только в случае строго монохроматического поля комплексная диэлектрическая проницаемость  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  связывает электрическую индукцию  $\mathbf{D}$  и напряженность поля  $\mathbf{E}$ . Следовательно, применять волны, распространяющиеся в континуальных средах, для физической наглядной их интерпретации в случае реальной геосреды, как это обычно делается, на самом деле в ряде случаев некорректно.

Во-первых, даже в просто неоднородной среде нет бегущих волн — волны являются стоячими, для которых групповая скорость не является “хорошей” характеристикой [Раутиан, 2008]. Во-вторых, существование неоднородностей в среде, пока используется континуальная модель, в принципиальном плане не вносит существенно новых элементов в исходные представления о ней, хотя зачастую и усложняет решение задачи распространения электромагнитных возмущений различной природы. В то же время новая модель геосреды, как нам представляется, дает принципиальную физическую основу для описания эффектов генерации электромагнитного шума, традиционно определяемых как нелинейные [Садовский, 2004]. Тем не менее, несмотря на активные исследования в рассматриваемой области последних лет и полученные впечатляющие результаты, разнообразие подходов, мнений и дискуссий наводит на мысль, что, очевидно, эти исследования все еще далеки от завершения. В данной статье мы пытались описать ситуацию в ее, так сказать *status nascendi*. Известно, что в таком случае решающее слово должно принадлежать эксперименту. Тем не менее, определенный скепсис все еще остается. С прагматической точки зрения проблема, очевидно, состоит в том, что правильную экспериментально и теоретически безупречную электродинамическую теорию сплошных сред пытаются использовать в областях за пределами ее применимости. Несомненно, такой риск постоянно существует, когда область исследований расширяется или распространяется на новые объекты, новые частотные диапазо-

ны, как это происходит со спонтанным геомагнитным шумом, или когда существенно повышается точность измерений. В рассматриваемом случае это, прежде всего, переход к исследованию активных энергонасыщенных геосистем, в которых в ответ на энергетические “инъекции” формируется коллективный сейсмoeлектромагнитный отклик. Ясно, что в этом случае обычные электромагнитные параметры как коэффициенты линейных связей между индукцией  $\mathbf{D}$  и электрическим полем  $\mathbf{E}$ , между магнитной индукцией  $\mathbf{B}$  и магнитным полем  $\mathbf{H}$ , плотностью тока и электрическим полем, как это было в пассивной сплошной среде, не адекватны действительности. Иначе говоря, можно ли в этом случае установить какие-то аналогии с непрерывной пассивной средой, характеризуемой некоторыми эквивалентными или эффективными электромагнитными параметрами? Попробуем рассмотреть некоторые из таких вопросов.

**О процессах электромагнитного излучения и распространения в нестационарных средах.** Как уже упоминалось, если параметры геосреды в результате эндогенного энергетического воздействия достигают некоторых критических значений, изменения свойств среды могут быть очень быстрыми. Эти условия получили название режимов с обострением: в открытых нелинейных структурах происходит быстрое нарастание процессов на ограниченных интервалах времени [Кисин, 2007; Дмитриевский, 2008]. В этих процессах важную роль играют флюиды как наиболее подвижная часть геосреды. В частности, воздействие геодинамических процессов на режим флюидных систем проявляется, главным образом, при формировании порово-трещинного пространства, путей и условий миграции флюидов, а дифференциальные изменения напряженно-деформированного состояния среды в разных ее частях сопровождаются резким повышением градиентов флюидного давления и усиливают процессы миграции.

Как известно, в таких системах могут образовываться уединенные состояния (автоволны), которые можно рассматривать в качестве одного из проявлений самоорганизации. При этом под автоволнами подразумевают пространственно-локализованные импульсы, распространяющиеся в среде с постоянной скоростью без существенного изменения своей формы [Дмитриевский, 2008, Володин, 2008; Давыдов и др., 1994]. Исследование эволю-



ции автоволн в системе литосферных блоков — актуальная задача геофизики. Существенно, что их распространение неизбежно сопровождается соответствующими быстрыми изменениями геоэлектрических параметров как в пространстве, так и во времени. Очевидно также, что в этом случае представляется обосновательным противопоставлять или разграничивать акустическую и электромагнитную компоненты излучения, вызванные распространением автоволн. Однако математическое моделирование процесса затруднено тем, что нам неизвестны электродинамические, флюидодинамические и другие параметры среды распространения.

Напомним в этой связи: только в случае строго монохроматического поля комплексная диэлектрическая проницаемость  $\tilde{\epsilon}(\omega)$  связывает электрическую индукцию  $\mathbf{D}$  и напряженность поля  $\mathbf{E}$ . В более общем случае под  $\tilde{\epsilon}$  следует понимать некоторый линейный или интегральный оператор [Бредов и др., 1985]. И лишь в случае достаточно медленно изменяющихся в пространстве и времени полей оператор комплексной диэлектрической проницаемости может свестись к умножению  $\mathbf{E}$  на некоторую алгебраическую, возможно тензорную, величину. В этой связи интерес представляет разработка методов математического моделирования эффективной диэлектрической проницаемости многокомпонентных трещинно-поровых геосистем.

Однако в дальнейшем сосредоточим внимание на другом аспекте проблемы: процессах излучения в нестационарной геосреде, содержащей свободные заряды. Ее показатель преломления  $n$  определим как  $\sqrt{\tilde{\epsilon}} = n + ix$ .

Предположим, что автоволны (бегущие импульсы) в рассматриваемой активной геосреде сопровождаются связанными с ними и обусловленными ими волнами комплексной диэлектрической проницаемости. Как известно [Гинзбург, Цытович, 1984], при падении волны проницаемости даже на покоящийся заряд в его окрестности возникает переменная поляризация и образуется уходящая от заряда электромагнитная волна — продукт переходного рассеяния. При этом переходное рассеяние на покоящемся заряде происходит только при  $\omega_0 \neq 0$ ,  $\mathbf{k}_0 \neq 0$ , где  $\omega_0$  — круговая частота волны,  $\mathbf{k}_0$  — ее волновой вектор. Если же скорость заряда  $\mathbf{V} \neq 0$ , то излучение электромагнитных волн имеет место при  $\omega_0 = 0$  (пространственно-периодическая структура) или при  $\omega_0 \neq 0$ ,  $\mathbf{k}_0 = 0$  (среда, прони-

цаемость которой периодически изменяется только во времени) [Гинзбург, Цытович, 1984].

Здесь рассмотрен случай переходного рассеяния на отдельной синусоидальной волне комплексной диэлектрической проницаемости. В действительности же следует рассматривать его на совокупности таких волн, на которые раскладывается реальная “ступенчатая” диэлектрическая проницаемость на фронте бегущего импульса.

Разумеется, для низкочастотных волн диэлектрической проницаемости рассеяние (переходное излучение) возможно только в том случае, если ее частота  $\omega_0$  лежит в “окне прозрачности” среды для электромагнитных волн. Но, как показывают выполненные оценки (см., например, [Гохберг, Гуфельд, 1985; Сурков, 2000], для среды с проводимостью  $\sigma \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$  см/м на частотах  $10^4$ — $10^6$  Гц коэффициент затухания превышает  $10^2$ — $10^3$  Дб/км. Поэтому высокочастотная составляющая излучения, возникающего в локализованной области пространства, поглощается средой. С этой точки зрения распространение излучения рассеяния на большие расстояния в рамках классической теории встречается с серьезными затруднениями. Однако процессы излучения и распространения электромагнитных возмущений в активной (возбудимой) нестационарной геосреде подчинены иным, отличным от классических, закономерностям [Шуман, 2008]. В частности, здесь возможно появление слабозатухающих спиральных (геликоидальных) электромагнитных колебаний, обусловленных наличием подмагничивающего поля земного ядра, их подпиткой в процессе распространения от внешнего распределенного источника (спиральные автоволны). В принципе возможна генерация связанных электромагнитно-акустических возбуждений в диапазоне кГц—Гц [Дмитриевский, Володин, 2008], появление которых характерно для некоторых динамических режимов в геосреде. При этом само наличие электромагнитных возмущений рассматриваемого частотного диапазона можно рассматривать как проявление нелинейности механоэлектромагнитных преобразований в земной коре. В противном случае весьма проблематично предположить необходимый источник радиоизлучения, мощность излучения которого была бы столь значительной, чтобы это излучение могло бы достичь земной поверхности, учитывая его сильное поглощение в проводящей толще земной коры.

Как уже отмечалось, в сложноструктурированной геосреде существуют комплексы нелинейных взаимодействий между физическими полями и ее подсистемами. Следует также предполагать множество механизмов механоэлектромагнитных преобразований и, соответственно, генерации электромагнитных возмущений в очень широком диапазоне частот [Сурков, 2000; Гульельми, 2007; 2008; Шуман, 2008]. Учитывая данное обстоятельство и принимая во внимание тот факт, что общепринятым описанием активных (возбудимых) сред являются параболические уравнения (или их системы) типа "реакция—диффузия" [Давыдов и др., 1994], в работах [Шуман, 2008; Шуман, Богданов, 2008] предложено нелинейное обобщенное уравнение генерации геомагнитного шума, регистрируемого на земной поверхности в широком диапазоне частот:

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}), \quad (12)$$

где  $\alpha_{ij}$  — матрица (коэффициент) диффузии,  $B_i$  — индукция,  $F_i(\mathbf{B})$  — нелинейная функция. При его записи предложено приближенно учесть влияние перечисленных факторов на процесс его генерации путем введения в правую часть уравнения (12) нелинейной функции, интегрально задающей интенсивность процессов механоэлектромагнитных трансформаций, протекающих в некотором элементарном объеме возбудимой геосреды. Это уравнение, в принципе, дает описание сложных режимов распространения электромагнитных возмущений в рассматриваемой модели геосреды [Шуман, 2008].

Как известно, в общем случае оно имеет пространственно-локализованные, неподвижные (типа стоячих волн) и сложнодвижущиеся решения [Шуман, 2008; Богданов и др., 2009в]. При этом основные закономерности образования автоволновых структур, в принципе, можно воспроизвести уже в рамках двухкомпонентной системы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_i}{\partial t} &= \alpha_{ij} \nabla^2 B_j + F_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \\ \frac{\partial G_i}{\partial t} &= \beta_{ij} \nabla^2 G_j + \varepsilon p_i(\mathbf{B}, \mathbf{G}), \end{aligned} \quad (13)$$

где функция  $\mathbf{G}$  определяет интенсивность и масштаб динамических источников генерации возмущений. Характерные "возбудимые" свой-

ства таких систем обычно определяются уже выбором И-подобной формы нелинейной функции  $F_i(\mathbf{B}, \mathbf{G})$  [Давыдов и др., 1994].

Следовательно, в целом решение задачи генерации сейсмомагнитного шума и его выхода на дневную поверхность предлагается искать в тесной связи с автосолитонными механизмами дегазации Земли с учетом многообразия механоэлектромагнитных преобразований, эмпирических закономерностей и характеристик этого излучения со структурой и динамикой геосреды [Богданов и др., 2009в].

**Геосреда и электроэнергетический сейсмический эффект.** Исходя из блочно-иерархической модели геосреды, можно сделать вывод, что роль структур литосферы состоит в эффективной диссипации поступающей в нее энергии. Каждая ее подсистема и элементы имеют свои энергетические параметры, меняющиеся во времени под воздействием нестационарного эндогенного энергетического потока. Энергетическая накачка геосреды способствует формированию активных систем, характеризующихся нелинейной динамикой совокупности физических полей и автоволновыми механизмами переноса. Нестационарность энергетического потока может быть нарушена подачей дополнительной энергии от внешнего источника, к примеру мощного вибратора, установленного на земной поверхности или в подземной выработке. Дополнительная энергия вибраций с неизбежностью вызывает перестройку структур геосреды [Неклассическая ..., 2000; Светов, 1995]. Можно предположить, что дополнительная закачка энергии в геосреду может быть осуществлена и создаваемым в ней переменным электромагнитным полем [Садовский, 2004, с. 368].

Сошлемся на работу [Плескач, 1986], в которой рассмотрена возможность трансформации энергии электромагнитного поля в механические возмущения геосреды и выполнены оценки такого эффекта в модельном эксперименте. В качестве генератора электромагнитных возмущений использовался электрический диполь с базой 1,2 км, электродами которого служили обсадные трубы скважин глубиной 800 м, частотой 2,6 Гц и силой 150 А. При этом на расстоянии в 7 км регистрировались сейсмические колебания с амплитудой порядка  $2 \cdot 10^{-11}$  м с кратным понижением частоты.

Для объяснения механизма преобразования энергии электромагнитных колебаний в энергию сейсмических автор пытался исполь-

зовать так называемый обратный сейсмоэлектрический эффект второго рода [Пархоменко, Гаскаров, 1971; Черняк, 1976]. Однако коэффициент электромеханической связи в этом эффекте очень мал и составляет около  $10^{-3}$  Н/В·м, что, вообще говоря, не позволяет объяснить результаты выполненных в 1976—1978 гг. экспериментов по активизации местных землетрясений одиночными мощными импульсами тока МГД-генератора (1,5 кА длительностью около 2,5 с) на Гармском полигоне [Уруцкоев, 2000]. В эксперименте установлена заметная активизация землетрясений, возникающая через 5—6 суток после электромагнитного импульсного воздействия.

Можно предположить, что в этом случае мы имеем дело с иницированием выделения сейсмической энергии, уже накопленной в земной коре региона, хотя его механизм и временная задержка исследованы на данный момент крайне недостаточно. Однако в принципиальном отношении дискретная иерархически самоподобная энергонасыщенная модель геосреды, очевидно, может дать ответ и на этот вопрос. Как уже упоминалось, в такой среде механические процессы не только сопровождаются, но и вызываются электрическими и магнитными, что, собственно говоря, и подтверждается выполненными экспериментальными наблюдениями. Отчетливо видны и трудности электродинамического описания самоподобной сейсмоэлектромагнитно-генерирующей структуры, так как зондирующий электромагнитный импульс только иницирует выделение энергии механических колебаний, уже накопленной в ней, и, в свою очередь, способствующих генерации электромагнитных.

**Эффект сверхизлучения и некоторые связанные с ним явления.** Как известно, кора континентов состоит из осадочного чехла и консолидированной коры. При этом консолидированная кора является образованием глобального масштаба и обычно соответствует относительно слабопроводящему кристаллическому фундаменту. В такой среде (в ее блоках) возможно существование механических колебаний кристаллических решеток — оптические колебания, наиболее ярко проявляющиеся в ионных кристаллах. В длинноволновых оптических колебаниях соседние атомы колеблются в противофазе, что приводит к изменению дипольного момента кристаллов и, соответственно, к возбуждению электромагнитных волн [Богданов, Павлович, 2008].

В этом случае может быть предложена модель генерации радиоизлучения, основанная на возникновении при энергетической накачке оптических колебаний сложных кристаллических решеток и связанных с ними электромагнитных возмущений при рождении и движении точечных, линейных и объемных дефектов кристаллов [Богданов, Павлович, 2008].

Но поскольку частота рождения дефектов прямо пропорциональна деформации кристаллов, то и интенсивность генерируемых волн оказывается приуроченной к областям с наибольшей деформацией коры. Важно, что в этом случае эффект аномально дальнего распространения электромагнитных возмущений может быть связан с нелинейным механизмом их усиления при взаимодействии возмущений с дефектами кристаллической решетки консолидированной земной коры, находящейся в термодинамически неравновесном состоянии [Богданов, Павлович, 2008].

По существу такой механизм генерации очень близок к известному механизму сверхизлучения Дикке [Меньшиков, 1999]. Напомним, что сверхизлучение (СИ) — это кооперативное излучение, возникающее вследствие самопроизвольного зарождения и усиления корреляций первоначально независимых атомов (фазировка). В основе фазировки лежат два эффекта: электромагнитное взаимодействие атомов и нелинейность, свойственная движению электронов в атоме. СИ резко отличается от обычного спонтанного излучения, когда атомы излучают независимо друг от друга [Меньшиков, 1999].

СИ определяют как явление, включающее два механизма: возникновение корреляций между первоначально независимыми возбужденными атомами (фазировка) и последующее усиленное коллективное излучение системы атомов, являющееся следствием фазировки. Иначе говоря, СИ необходимо трактовать как спонтанное излучение всей атомной системы (коллективное спонтанное излучение).

В системе жестких литосферных блоков (кристаллического фундамента) СИ представляет собой коллективные волны, распространяющиеся внутри блоков и на их поверхностях (границах раздела) превращающихся в убегающие (покидающие среду) электромагнитные возмущения (волны). При этом, очевидно, механизмы фазировки атомов связаны с явлениями самоорганизации при взаимодействии флюидных систем в межблочной

среде и геодинамическими процессами в земной коре.

Коррелированный атомный ансамбль можно получить, воздействуя на систему коротким механическим импульсом, к примеру, связанным с распространяющимся фронтом концентрации флюида в геосреде на глобальных энергетических потоках или взаимным перемещением блоков. Как известно, в таких системах могут возникать пульсирующие или бегущие области флюида, а энергетическая накачка среды способствует формированию активных систем, характеризующихся нелинейной динамикой совокупности физических полей. В частности, при определенной концентрации флюида возникает неустойчивость структурных элементов геосреды и происходит усиление процессов разрушения, что в конечном счете и приводит к активизации излучения из этих областей акустических и электромагнитных возмущений, отражающих нелинейную флюидодинамику процесса. Накопленная в структурных объемах среды потенциальная энергия также диссипируется, в основном, на системе геологических разломов различного ранга.

**Сейсмическая эмиссионная томография и метод спонтанной электромагнитной эмиссии.** Как уже отмечалось, существование в земной коре областей ослабленной прочности (разноранговые разломные зоны, границы контактов блоков) в процессе своего формирования и развития под влиянием тектонических, приливных напряжений являются источниками постоянной сейсмоэлектромагнитной эмиссии в широком диапазоне частот с шумоподобной волновой формой. Ее энергетический спектр и интенсивность обусловлены параметрами ослабленных зон и характером происходящих в них процессов, в которых участие флюидов является важным фактором, определяющим их нелинейность. К настоящему времени в сейсмологии имеется значительный опыт использования сейсмической компоненты излучения для обнаружения и реконструкции распределения локальных неоднородностей и мониторинга сейсмической активности среды [Садовский, 2004; Чеботарева и др., 2008].

В частности, идея одного из методов изучения разреза состоит в том, что среда под группой приемников (площадных сейсмосистем) просвечивается приходящими снизу сейсмическими волнами от удаленных источников, которые выносят к дневной поверхности ано-

малии времени пробега, амплитуды или фазы. При этом обеднение микросейсм высокими частотами, уменьшение их интенсивности наблюдается в областях пространства, обладающих повышенными поглощающими свойствами.

Другой способ, использующий микросейсмические колебания, — голографический по терминологии [Садовский, 2004]. Он исходит из тех представлений, что каждый отдельный рассеиватель в геосреде переизлучает микросейсмические колебания. При его реализации среда опрашивается по пространственной сетке, для каждой точки опроса (с учетом заданной скоростной модели среды) рассчитываются временные задержки шумоподобной волновой формы излучения, в соответствии с которыми приемная сейсмогруппа настраивается на усиление сигнала от точки опроса. В случае присутствия лишь диффузионной сейсмической помехи получаемое изображение среды имеет равномерное распределение яркости. Однако при наличии локализованного источника излучения в изображении отмечается яркое пятно, положение которого соответствует пространственной локализации источника. Точность его локализации контролируется точностью задания скоростной модели среды [Садовский, 2004; Чеботарева и др., 2008].

Идеи использования электромагнитной компоненты эмиссии (в частности, килогерцового диапазона) для целей диагностики структуры геосреды отличаются от рассмотренных ранее для сейсмической компоненты. Разумеется, ее интенсивность, как и в сейсмологическом случае, связана с напряженным состоянием среды, ее трещиноватостью, топологией ослабленных зон и флюидодинамикой. Однако на современном этапе развития метода его основу составляют установленные экспериментально простые геометрические соотношения между пространственными параметрами аномалий интенсивности радиоволнового шума (число импульсов в секунду, амплитуда которых превышает заданный порог), регистрируемых на земной поверхности или над нею, и глубиной погружения локализованных областей ("ярких" точек) его генерации [Богданов и др., 2009б].

Примечателен тот экспериментальный факт, который мы уже обсуждали ранее, что пространственные параметры аномалий интенсивности и их соотношения практически не зависят от распределения электрических парамет-

ров разреза, а определяются, в основном, глубиной "излучающего" элемента.

В то же время амплитудные характеристики сигнала несут информацию о физических свойствах пород вдоль трассы распространения [Богданов и др., 2003; Богданов, Павлович, 2008]. Окончательный вариант модели строится на основе совокупности "ярких" точек в разрезе и карт интенсивности спонтанной электромагнитной эмиссии.

Разрабатываются методы определения глубины погружения "ярких" точек излучения по масштабному поведению вейвлет-коэффициентов (использованием методики вейвлет-образов пространственных аномалий интенсивности излучения).

Как известно, основным преимуществом вейвлет-метода анализа является то обстоятельство, что с его помощью можно исследовать физическое явление одновременно на различных масштабах и выявить визуально неразличимые сингулярности процесса, отражающие его сложную структуру. При этом, в отличие от традиционного преобразования Фурье, метод вейвлет-разложений является наиболее адекватным аппаратом для исследования процессов и явлений, чьи свойства меняются во времени и/или в пространстве.

**Заключение.** В статье рассмотрены элементы электродинамики геосреды и некоторые обобщенные базовые модели современной геоэлектрики. Внимание концентрируется на вопросах взаимодействия моделей геосреды и механоэлектромагнитных преобразований в ней, а также процессов излучения и распространения электромагнитных импульсных возмущений в активных (возбудимых) средах, находящихся в подмагничивающем магнитном поле земного ядра. Обсуждаются вопросы воздействия на геосреду электромагнитного поля, эффекты сверхизлучения и некоторые связанные с ними явления.

Концептуальная новизна рассматриваемого подхода состоит в том, что отмеченные проблемы предлагается решать в рамках моделей распределенных возбудимых сред (диссипативных структур) с учетом многообразия явлений и эмпирических закономерностей, свидетельствующих о связи характеристик излучения со структурой и динамикой геосреды, которые не всегда удастся описать в рамках электродинамики сплошных сред. Естественно считать, что описание механических ви-

браций и электромагнитного шума в широком диапазоне частот невозможно без учета структурных свойств геосреды: реальная среда обладает выраженными нелинейными упругими свойствами, претерпевает быстрые временные изменения в связи с изменениями напряженного состояния и флюидного воздействия. Имеются весоные основания считать, что такая модель дает возможность подвести физическую основу под эти эффекты, традиционно определяемые как нелинейные.

Как известно, для нелинейных систем адекватным является глобальное рассмотрение — нелинейную систему нельзя представить в виде суммы независимых составляющих, ее необходимо рассматривать в целом, причем при достижении определенной энергетической плотности системы становятся неустойчивыми. Теоретическое исследование таких систем, очевидно, лежит вне возможностей механики сплошных линейно-упругих, упруго-пластических моделей сред или классической электродинамики континуальных (сплошных) сред. В таких средах механические процессы всегда сопровождаются (и вызываются) электромагнитными, как это подчеркивается в ряде работ [Садовский, 2004; Гульельми, 2007, 2008; Сурков, 2000 и др.].

Заметим, что аналогично сейсмологии геоэлектрика также обнаружила впечатляющие силы инерции, тормозящие ее развитие и интеграцию с современной геологией и геодинамикой.

Ясно, что оперирование с некоторыми эффективными электромагнитными параметрами (в частности, с показателем преломления при анализе процессов излучения в активных блочно-иерархических средах) обременено риском потерять новые необычные для классического подхода свойства. К таким средам показатель преломления зачастую вообще не имеет непосредственного отношения, поскольку не является ее информативной электродинамической характеристикой.

Из изложенного ясно, что мнения о возможных механизмах генерации, распространения и возможности выхода на дневную поверхность геомагнитного шума в широком диапазоне частот все еще существенно различны. Как известно, в таких случаях решающее слово должно принадлежать эксперименту. Отрадно, что такой эксперимент активно ведется.

Список литературы

- Агранович В. М., Гинсбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. — Москва: Наука, 1979. — 432 с.
- 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., Павлович В. Н. Неравновесное излучение земной коры — индикатор геодинамических процессов // Геофиз. журн. — 2008. — 30, № 4. — С. 12—24.
- Богданов Ю. А., Коболев В. П., Шуман В. Н. Вариации сейсмоэлектромагнитного фона Земли и сейсмическая активность // Геофиз. журн. — 2009а. — 31, № 3. — С. 95—106.
- Богданов Ю. А., Бонгаренко Н. В., Захаров И. Г., Лойко Н. Г., Лукин В. В., Черняков А. М., Чертов О. Р. Аппаратурно-методическое обеспечение метода анализа спонтанной электромагнитной эмиссии Земли // Геофиз. журн. — 2009б. — 31, № 4. — С. 34—43.
- Богданов Ю. А., Павлович В. Н., Шуман В. Н. Спонтанная электромагнитная эмиссия литосферы: состояние проблемы и математические модели // Геофиз. журн. — 2009в. — 31, № 4. — С. 20—33.
- Брегов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. Классическая электродинамика. — Москва: Наука, 1985. — 399 с.
- Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — Москва: Наука, 1979. — 383 с.
- Гинсбург 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.
- Гульельми А. В. Ультранизкочастотные волны в коре и в магнитосфере Земли // Успехи физ. наук. — 2007. — 177, № 12. — С. 1257—1276.
- Гульельми А. В. Инерционные эффекты в коре и в магнитосфере земли // Физика Земли. — 2008. — № 1. — С. 50—56.
- Давыдов В. А., Зыков В. С., Михайлов А. С. Кинематика автоволновых структур в возбудимых средах // Успехи физ. наук. — 1994. — 161, № 8. — С. 45—86.
- Даниленко В. А. К теории движения блочно-иерархических геофизических сред // Докл. АН Украины. — 1992. — № 2. — С. 87—90.
- Дмитриевский А. Н., Вологин И. А. Формирование и динамика энергоактивных зон в геологической среде // Докл. РАН. — 2006. — 411, № 3. — С. 395—399.
- 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., Вологин И. А. Автосоли-тонные 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.
- Кисин И. Г. Явление самоорганизации при взаимодействии флюидных потоков и геодинамических процессов в земной коре // Геофизика XXI столетия: 2007 г. Сб. тр. девятых геофиз. чтений им. В. В. Федынского (Москва, 1—3 марта 2007 г.). — Тверь: ООО "Изд-во ГЕРС", 2008. — С. 82—88.
- Лангау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — Москва: Наука, 1959. — 532 с.
- Меньшиков Л. И. Сверхизлучение и некоторые родственные явления // Успехи физ. наук. — 1999. — 169, № 2. — С. 113—153.
- Неклассическая геофизика. Тез. докл. междунар. конф. (28 августа — 1 сентября 2000 г.). Объединенный институт физики Земли РАН; СО Евро-Азиатского общества. — Саратов, 2000. — 80 с.
- Новожилов Ю. В., Яппа Ю. А. Электродинамика. — Москва: Наука, 1978. — 352 с.

- Пархоменко Э.И., Гаскаров И.В. Сквжинные и лабораторные исследования сейсмоэлектрического эффекта второго рода в горных породах // Физика Земли. — 1971. — № 9. — С. 88—92.
- Плескач Н.К. Электроэнергетический сейсмический эффект // Докл. АН СССР. — 1986. — 290, № 3. — С. 1342—1346.
- Раутиан С.Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью // Успехи физ. наук. — 2008. — 178, № 10. — С. 1017—1024.
- Саговский М.А., Писаренко В.Ф. Сейсмический процесс в блоковой среде. — Москва: Наука, 1991. — 96 с.
- Саговский М.А. Геофизика и физика взрыва. Избр. тр. / Отв. ред. В.В. Адушкин. — Москва: Наука, 2004. — 440 с.
- Светов Б.С. "Неклассическая" геоэлектрика // Физика Земли. — 1995. — № 8. — С. 3—12.
- Старостенко В.И., Даниленко В.А., Венгрович Д.Б., Кутас Р.И., Стифенсон Р.А., Стомба С.Н. Моделирование эволюции осадочных бассейнов с учетом структуры природной среды и процессов самоорганизации // Физика Земли. — 2001. — № 12. — С. 40—51.
- 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.
- Уруцкоев И.И. О возможном механизме землетрясений // Прикл. физика. — 2000. — № 4. — С. 55—61.
- Чеботарева И.Я., Кушнир А.Ф., Рожков М.В. Устранение интенсивной помехи при пассивном мониторинге месторождений углеводородов методом эмиссионной томографии // Физика Земли. — 2008. — № 12. — С. 65—82.
- Черняк Г. Я. О физической природе сейсмоэлектрического эффекта горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1976. — № 2. — С. 109—112.
- Шуман В.Н. Геоэлектродинамические основы электромагнитных зондирований диспергирующих поглощающих сред // Геофиз. журн. — 2003. — 25, № 5. — С. 31—42.
- Шуман В.Н. Фундаментальные модели электромагнитных зондирующих систем // Геофиз. журн. — 2004. — 26, № 1. — С. 42—55.
- Шуман В.Н., Левашов С.П., Якимчук Н.А., Корчагин И.Н. Радиоволновые зондирующие системы: элементы теории, состояние и перспективы // Геоинформатика. — 2008. — № 2. — С. 22—50.
- Шуман В.Н. Уравнение генерации спонтанных электромагнитных сигналов в системе литосферных блоков // Геофиз. журн. — 2008. — 30, № 1. — С. 42—48.
- Шуман В.Н., Богданов Ю.А. Электромагнитная эмиссия литосферы: пространственная структура и возможные механизмы генерации // Геофиз. журн. — 2008. — 30, № 6. — С. 39—50.
- Шуман В.Н. Переходные электромагнитные процессы на ранних временах в геологической среде с магнитоактивным плазменным компонентом // Геофиз. журн. — 2009. — 31, № 3. — С. 32—40.