

УДК 550.34 551.510.537

О ПРОЯВЛЕНИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ СРЕДАХ

© 2018 г. А.В. Гульельми¹, А.С. Потапов²

¹ *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия*

² *Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

В статье, имеющей преимущественно методический характер, рассмотрены эффекты, возникающие вследствие нестационарности трех геосфер – магнитосферы, атмосферы, литосферы. В магнитосфере усиление конвекции во время геомагнитной бури приводит к самовозбуждению электромагнитных ультранизкочастотных колебаний нарастающей частоты в вечернем секторе. Приведен яркий пример наблюдения колебаний нарастающей частоты на среднеширотной ст. Монды (51.6 °с.ш., 100.9 °в.д.), иллюстрирующий исключительную сложность нестационарных процессов, реально протекающих в магнитосфере. В верхней атмосфере (в ионосфере) после захода Солнца выключается источник ионизации, вслед за чем начинает снижаться концентрация электронов. Нестационарность среды состоит в монотонном понижении температуры атмосферы сразу после захода Солнца и проявляется в заметном отклонении эволюции концентрации электронов от предсказанной на основе простой теории рекомбинации. Этот пример интересен тем, что дает ключ к пониманию известного в литосфере отклонения потока афтершоков от простого гиперболического закона Омори. Подмеченная аналогия дает нам идею, во-первых, представить закон в виде дифференциального уравнения эволюции афтершоков и, во-вторых, дает нам нетривиальное обобщение закона Омори, которое учитывает нестационарность очага землетрясения, “остывающего” после главного удара. В методическом отношении к указанным примерам прилегают шланговая МГД неустойчивость в расширяющейся солнечной короне и гравитационная неустойчивость Джинса в расширяющейся Вселенной. Общий вывод состоит в том, что следует внимательно анализировать возможные проявления нестационарности среды, даже если нестационарность плавная и, на первый взгляд, не имеет отношения к делу.

Ключевые слова: магнитосфера, ионосфера, литосфера, ультранизкочастотные колебания, землетрясения, рекомбинация, деактивация, закон Омори, шланговая неустойчивость, неустойчивость Джинса.

Введение

Наблюдаемая повсюду нестационарность, будь то расширение Вселенной, эволюция звезд, глобальное потепление на Земле и тому подобное, всегда вызывает исследовательский интерес и стимулирует поиск ее общих причин и специфических механизмов. В данной статье, имеющей в основном методический характер, мы, однако, обсудим иной аспект проблемы. А именно, мы оставим в стороне вопрос о происхождении нестационарности среды и сосредоточим внимание на том, как нестационарность проявляется, т.е. как она влияет на протекание физических процессов в той или иной природной среде.

На первый взгляд может показаться, что при анализе достаточно быстро протекающих процессов можно пренебрегать плавными изменениями параметров среды с течением времени, т.е. можно считать среду квазистационарной, что далеко не всегда так. Напомним в этой связи классический пример гравитационной неустойчивости Джинса, приводящей к формированию галактик [Jeans, 1902]. В невозмущенном состоянии Вселенная Джинса однородна и статична, а малые возмущения плотности

в ней нарастают экспоненциально при выполнении определенного критерия. Теория не вполне удовлетворительна, поскольку содержит так называемый гравитационный парадокс (см., например, [Kunper, 1962]). При учете расширения Вселенной по закону Хаббла парадокс снимается, но возмущения плотности с течением времени нарастают степенным образом, а отнюдь не по экспоненте. Мы видим, что нестационарность Вселенной существенно влияет на темп звездообразования.

Еще один пример подобного рода относится к шланговой МГД неустойчивости в солнечной короне, которая непрерывно расширяется в межпланетное пространство в виде солнечного ветра [Паркер, 1965]. При анализе шланговой неустойчивости пренебрегают расширением короны (см., например, [Guglielmi, Pokhotelov, 1996]). Между тем, упоминаемый выше пример неустойчивости Джинса подсказывает, что расширение короны, быть может, следует принимать во внимание при анализе шланговой неустойчивости. Поскольку данный вопрос имеет прямое отношение к геофизике, мы вернемся к нему ниже в разделе “Обсуждение”. Но перед этим мы рассмотрим характерные эффекты, возникающие вследствие нестационарности трех геосфер – магнитосферы, атмосферы и литосферы (см. разделы с соответствующими названиями). Магнитосфера резко нестационарна во время геомагнитной бури, когда усиливается так называемый кольцевой ток в радиационном поясе. Квазипериодическая модуляция температуры атмосферы происходит вследствие суточного вращения Земли. Из общих соображений понятно, что и литосфера нестационарна, однако в этом случае труднее выделить определенный физический параметр для простого анализа. Мы сосредоточим внимание на афтершоках, эволюция которых, по-видимому, является одним из ярких проявлений нестационарности литосферы в очаге землетрясения.

Магнитосфера

Во время геомагнитной бури, когда нестационарность магнитосферы проявляется наиболее отчетливо, в вечернем секторе обычно наблюдаются ультранизкочастотные (УНЧ) электромагнитные колебания, частота которых в течение примерно получаса монотонно увеличивается от долей герца до нескольких герц [Гульельми, Троицкая, 1973]. Эти колебания обнаружила в свое время В.А. Троицкая [Troitskaya, 1961], назвавшая их *Intervals of Pulsations of Diminishing Period (IPDP)*. Позже было установлено [Золотухина, 1979, 1981; Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998] существование двух разновидностей *IPDP* – инжекционной и конвективной (рис. 1).

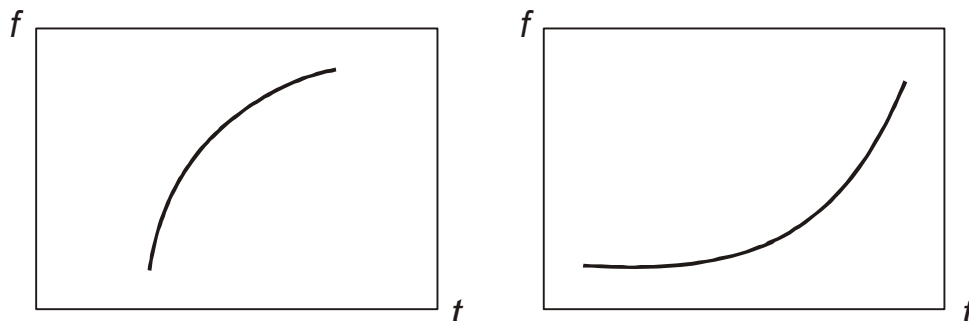


Рис. 1. Схематическое изображение динамических спектров инжекционной (слева) и конвективной (справа) разновидностей ультранизкочастотных колебаний вида *IPDP*

Fig. 1. Schematic representation of the dynamic spectra of *IPDP* type ULF oscillations: (left) injection and (right) convective species

Вполне очевидно, что нестационарность спектра колебаний отражает нестационарность магнитосферы во время бури. Более того, мы сейчас убедимся, что основные свойства *IPDP*, а именно, самовозбуждение в диапазоне 1 Гц, локализация преимущественно в вечернем секторе, монотонный рост частоты и существование двух разновидностей колебаний есть прямое проявление нестационарности распределения энергичных протонов во внешнем радиационном поясе в главной фазе геомагнитной бури.

Напомним, что главная фаза бури характеризуется значительным понижением геомагнитного поля, которое связано с усилением так называемого кольцевого тока, формируемого частицами радиационного пояса, дрейфующими по азимуту вокруг Земли [Husuda, 1980]. Усиление кольцевого тока может происходить, во-первых, в результате импульсной инжекции “свежих” частиц в магнитосферу и, во-вторых, в результате усиления магнитосферной конвекции и связанного с этим перемещения кольцевого тока по радиусу (ближе к Земле). Судя по всему, наблюдение инжекционной и конвективной разновидностей *IPDP* отражает существование двух названных механизмов нестационарности кольцевого тока.

Как инжекция новых частиц в кольцевой ток, так и перемещение кольцевого тока ближе к Земле в результате усиления магнитосферной конвекции приводят к формированию неравновесного распределения энергичных протонов по скоростям – немонотонного и, вообще говоря, анизотропного [Guglielmi, Pokhotelov, 1996]. Неравновесное распределение может быть неустойчиво, причем частота колебаний ω близка к так называемой резонансной частоте $\omega_R - \omega \approx \omega_R$. Если $c_A \ll v_p$, то резонансная частота приближенно равна

$$\omega_R \approx (c_A/v_p)\Omega_p. \quad (1)$$

Здесь $\Omega_p = eB/m_p c$ – гирочастота протонов; $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ – скорость Альвена; v_p – характерная скорость протонов кольцевого тока; e – элементарный электрический заряд; m_p – масса протона; c – скорость света; ρ – плотность плазмы; B – величина геомагнитного поля на экваторе магнитной оболочки с параметром L , причем $B \propto L^{-3}$. По существующим оценкам, ω_R соответствует диапазону частот *IPDP*.

Представим себе, что в момент t_0 в окрестности полуночного меридиана произошла импульсная инжекция в магнитосферу энергичных протонов из геомагнитного хвоста. Будем отсчитывать долготу φ от полуночи на запад. Пусть для наглядности компактное облако протонов имеет при $\varphi=0$ устойчивое распределение частиц по скоростям (равновесное распределение Максвелла). После инжекции ($t > t_0$) протоны дрейфуют на запад; при этом скорость дрейфа каждой частицы пропорциональна ее энергии. В результате облако расплывается по долготе, и функция распределения частиц становится неравновесной (немонотонной). В вечерний сектор ($\varphi \sim \pi/2$) вначале поступают более энергичные частицы и, соответственно, инкремент колебаний имеет пик на более низких частотах, а затем приходят менее энергичные частицы. В результате частота колебаний монотонно повышается. По формуле (1) получаем оценку

$$\omega \propto \sqrt{t - t_0}. \quad (2)$$

Несколько сложнее обстоит дело с конвективной разновидностью *IPDP*. Кратко изложим общую идею интерпретации. Вначале допустим, что магнитосфера стационарна. Спокойный солнечный ветер с замороженным в него межпланетным магнитным полем возбуждает в магнитосфере крупномасштабное стационарное электрическое поле E , которое для простоты будем считать однородным в плоскости геомагнитного

экватора. Поле E направлено с утренней стороны на вечернюю. На него накладывается так называемое электрическое поле коротации E_{\oplus} , т.е. поле униполярной индукции, связанной с суточным вращением Земли. В плоскости экватора поле направлено к центру Земли и спадает с удалением от нее: $E_{\oplus} \propto L^{-2}$. На электрический дрейф заряженных частиц в суммарном поле конвекции и коротации накладывается градиентный дрейф в неоднородном геомагнитном поле. Скорость градиентного дрейфа, в отличие от электрического дрейфа, зависит от энергии частицы. Именно это обстоятельство затрудняет анализ дрейфовых траекторий (см., например, [Husuda, 1980; Guglielmi, Pokhotelov, 1996]). Если отвлечься от деталей, безусловно важных для понимания того, как в вечернем секторе в результате электрического и градиентного дрейфа формируется неравновесное (немонотонное) распределение протонов по энергиям, то приведенных сведений нам достаточно, чтобы в общих чертах понять механизм нарастания частоты конвективной разновидности колебаний *IPDP*.

В самом деле, на вечернем меридиане $\varphi = \pi/2$ в плоскости экватора существует особая точка L_* , в которой поля коротации E_{\oplus} и конвекции E равны по величине и противоположны по направлению. В окрестности L_* как раз и формируется отмеченная выше немонотонность распределения протонов по энергиям, приводящая к самовозбуждению колебаний. Нетрудно убедиться, что $L_* \propto E^{-1/2}$. С ростом динамического напора солнечного ветра поле E повышается с течением времени, точка L_* сдвигается ближе к Земле и частота колебаний нарастает:

$$\omega \propto [E(t)]^{3/2}. \quad (3)$$

Здесь мы воспользовались формулой (1), условием сохранения первого адиабатического инварианта ($v_p \propto L^{-3/2}$) и так называемой гирочастотной моделью радиального распределения плотности плазмы ($\rho \propto L^{-3}$).

В заключение данного раздела приведем яркий пример наблюдения *IPDP* на среднеширотной ст. Монды (рис. 2).

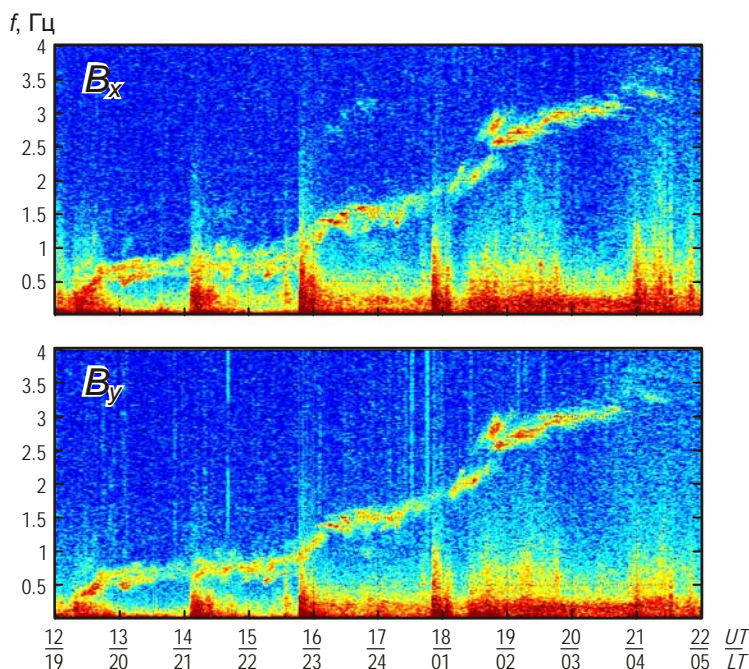


Рис. 2. Колебания нарастающей частоты по наблюдениям 17.03.2013 г. на ст. Монды (51.6 °с.ш., 100.9 °в.д., $L=2.2$) [Потанов и др., 2016]

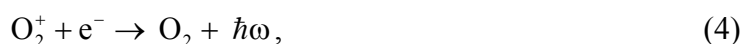
Fig. 2. Oscillations of increasing frequency according to observations of 17.03.2013 at Mondy station (51.6 N, 100.9 E, $L=2.2$) [Potapov et al., 2016]

Приведенный пример интересен тем, что иллюстрирует исключительную сложность реально протекающих в магнитосфере процессов. По-видимому, мы наблюдаем проявление усиливающейся конвекции, на фоне которой временами происходят мощные импульсные инъекции горячих протонов. Подробный анализ данного события представлен в работе [Потапов и др., 2016].

Атмосфера

В данном разделе мы кратко рассмотрим нестационарность верхних ионизованных слоев атмосферы – ионосферы. Речь пойдет об остывании атмосферы после захода Солнца. Мы ограничимся лишь приведением одного наглядного примера, иллюстрирующего необходимость принимать во внимание нестационарность ионосферы при анализе протекающих в ней процессов. Это поможет нам в следующем разделе статьи легче понять логику рассуждений при изучении значительно более сложных процессов в литосфере, которые приводят к землетрясениям.

После захода Солнца выключается источник ионизации, и концентрация электронов в верхних ионизованных слоях атмосферы начинает понижаться вследствие рекомбинации электронов и положительно заряженных ионов. В качестве элементарного примера мы рассмотрим радиативную рекомбинацию, протекающую по схеме



где O_2 – молекула кислорода; O_2^+ – ион кислорода; e^- – электрон; $\hbar\omega$ – фотон (см. например [Гинзбург, 1960]). Пара зарядов исчезает в результате рекомбинации, и возникает нейтральная молекула и фотон. Пусть $n_+(n_-)$ – плотность положительных (отрицательных) зарядов, а $n = (n_+ + n_-)/2$. Тогда уравнение рекомбинации имеет вид

$$dn/dt = -\alpha n_+ n_-, \quad (5)$$

где α – коэффициент рекомбинации. В силу квазинейтральности плазмы $n_+ = n_-$, так что общее решение уравнения (5) имеет вид

$$n(t) = n_0 (1 + \alpha n_0 t)^{-1}. \quad (6)$$

При выводе формулы (6) мы считали, что $\alpha = \text{const}$, но так ли это в реальности? Оказывается, наше предположение о постоянстве коэффициента рекомбинации неверно. Дело в следующем. Коэффициент рекомбинации α зависит от температуры T . После захода Солнца ионосфера начинает остывать и температура T понижается. Другими словами, имеет место нестационарность $\alpha(t) = \alpha[T(t)]$. Поэтому закон эволюции плотности заряженных частиц вследствие радиативной рекомбинации существенно меняется:

$$n(t) = n_0 \left[1 + n_0 \int_0^t \alpha(t') dt' \right]^{-1}. \quad (7)$$

Обратим внимание на любопытную аналогию: модификация закона эволюции ионосферы вследствие понижения температуры после захода Солнца отдаленно напоминает модификацию гравитационной неустойчивости Джинса вследствие расширения Вселенной после Большого взрыва. Нестационарность среды существенно влияет на понижение плотности заряженных частиц в первом случае и на рост возмущений плотности газа во втором.

Литосфера

Если отвлечься от деталей, верхняя атмосфера и магнитосфера характеризуются лабильностью, быстрой реакцией на вариации солнечной активности и, соответственно, быстрой изменчивостью параметров. В отличие от этого нестационарные процессы в массивной литосфере в целом протекают весьма медленно. Заметное ускорение процессов происходит в очаге землетрясения непосредственно перед главным ударом и сразу после него, о чем можно судить по характерным проявлениям в виде форшоков и афтершоков. Но и в этих случаях нестационарность параметров твердой оболочки имеет в основном латентный характер, в отличие от нестационарности газовой и магнитной оболочек планеты. Особенно трудно уловить и контролировать нестационарность параметров геологической среды перед главным ударом, хотя форшоки и другие проявления нестационарности косвенно свидетельствуют о надвигающейся катастрофе (см., например, обзор [Гульельми, 2015] и указанную в нем литературу).

В силу этих обстоятельств мы сосредоточим внимание на афтершоках – толчках, возникающих в эпицентральной зоне после главного удара, – для которых надежно установлен эмпирический закон Омори [Omori, 1894]. В контексте данной статьи для нас интересно то, что формально закон Омори полностью совпадает с законом (6) радиативной рекомбинации в плазме. Это дает нам идею, во-первых, представить закон в виде дифференциального уравнения эволюции афтершоков

$$dn/dt + \sigma n^2 = 0 \quad (8)$$

и, во-вторых, дает нам нетривиальное обобщение закона Омори, которое учитывает нестационарность очага землетрясения, “остывающего” после главного удара:

$$n(t) = n_0 \left[1 + n_0 \int_0^t \sigma(t') dt' \right]^{-1}. \quad (9)$$

Здесь $n(t)$ – частота афтершоков; n_0 – начальное условие. Феноменологический параметр $\sigma(t)$, входящий в уравнение эволюции (8) и описывающий текущее состояние горных пород, естественно называть коэффициентом деактивации очага [Guglielmi, 2016; Гульельми, 2017].

Путь дальнейшего развития теории нам подсказывает отдаленная аналогия между вариациями состояния горных пород в очаге и вариациями климата Земли. Допустим, существует квазиравновесное состояние $\bar{\sigma}(\varphi)$, где φ – пока неизвестный нам набор внутренних параметров очага, вообще говоря, зависящих от времени. Тогда в основу релаксационной теории деактивации очага можно положить уравнение

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\bar{\sigma}(\varphi) - \sigma}{\tau} + \xi(t), \quad (10)$$

подобное тому, которое используется для описания средней температуры земной поверхности [Бялко, 2012]. Здесь τ – характерное время приближения σ к равновесному состоянию $\bar{\sigma}$. Функция $\xi(t)$ моделирует внешние воздействия на очаг. Интегрируя (10), получаем

$$\sigma(t) = \left\{ \sigma_0 + \int_0^t [\xi(t') + \tau^{-1} \bar{\sigma}(\varphi(t'))] \exp(t'/\tau) dt' \right\} \exp(-t/\tau). \quad (11)$$

Вопрос о выборе функции $\xi(t)$ требует специального рассмотрения. Внешними возмущениями являются, например, кругосветное сейсмическое эхо главного удара [Зотов и др., 2018], сфероидальные колебания Земли [Гульельми, Зотов, Завьялов, 2014] и, возможно, электромагнитные поля естественного или искусственного проис-

хождения [Бучаченко, 2014]. В каждом конкретном случае можно выбрать импульсную, периодическую, или стохастическую функцию $\xi(t)$.

Обсуждение

Если наблюдатель перемещается в стационарной, но неоднородной среде, то может возникнуть иллюзия нестационарности. Примером служит перемещение наблюдателя в неоднородном стационарном световом потоке. Это слишком тривиальный пример, но давайте вспомним, что в свое время оптическая иллюзия такого рода породила геоцентрическую систему мира. (Впрочем, по данным социологического опроса ВЦИОМ многие до сих пор считают, что Солнце вращается вокруг Земли.) Более изощренным примером служит равномерное прямолинейное движение наблюдателя в волновом поле свистящего атмосферика. Анализ приводит к парадоксальному заключению о том, что, вопреки здравому смыслу, групповая скорость свистящего атмосферика не зависит от скорости движения наблюдателя [Гульельми, 1963].

Перейдем, однако, к обсуждению реально нестационарных сред и начнем с анализа шланговой неустойчивости в расширяющейся солнечной короне. Шланговая неустойчивость ведет к вариациям межпланетного магнитного поля (ММП), а это, в свою очередь, существенным образом влияет на динамику магнитосферы Земли. В частности, ММП контролирует режим возбуждения ультранизкочастотных колебаний геомагнитного поля (см., например, [Guglielmi, Potapov, Dovbnya, 2015]).

В стационарной плазме дисперсионное уравнение для длинноволновых МГД возмущений имеет вид

$$\omega^2 = c_A^2 k_{\parallel}^2 \left[1 + \frac{8\pi N}{B^2} (T_{\perp} - T_{\parallel}) \right], \quad (12)$$

где ω – частота; k_{\parallel} – продольная компонента волнового вектора; N – концентрация электронов; B – однородное внешнее магнитное поле; T_{\parallel} (T_{\perp}) – продольная (поперечная) температура. Плазма считается бесстолкновительной, изотермической и анизотропной ($T_{\parallel} \neq T_{\perp}$). Мы видим, что при

$$T_{\parallel} > T_{\perp} + B^2/8\pi N \quad (13)$$

в плазме развивается аperiodическая неустойчивость (более подробный анализ изложен в монографии [Guglielmi, Pokhotelov, 1996]). Однако, вообще говоря, критерий (13) нельзя использовать для оценки устойчивости солнечной короны, поскольку в нем не учтена нестационарность параметров среды. Вполне понятно, что нестационарность следует принимать во внимание также при анализе не только шланговой, но и других видов неустойчивости расширяющейся короны.

Поясним, как возникает нестационарность. Вначале рассмотрим расширение короны в системе неподвижных звезд. Величина ММП уменьшается с удалением от Солнца по закону, который следует из уравнения $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ и условия вмороженности $\operatorname{rot} \mathbf{U} \times \mathbf{B} = 0$ при упрощающем предположении, что $U = \text{const}$, –

$$B(R) \propto R^{-2} \left[1 + (\Omega_{\odot} R / U)^2 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где R – гелиоцентрическое расстояние; Ω_{\odot} – угловая скорость вращения Солнца; U – скорость радиального расширения короны.

Теперь нам следует перейти в сопутствующую систему отсчета, движущуюся вместе с выделенным объемом плазмы. Для этого делаем замену $R = Ut$ и получаем

$B(t) \propto t^{-2}$ при $R \ll U / \Omega_{\odot}$, т.е. на относительно небольших расстояниях от Солнца. Вполне аналогично получаем $N \propto t^{-2}$, $c_A \propto t^{-1}$ и $T_{\parallel} / T_{\perp} \propto t^2$. Мы видим, что все параметры, входящие в формулы (12) и (13), зависят от времени. Таким образом, стандартная теория шланговой неустойчивости неприменима к солнечной короне.

В магнитосфере мы рассмотрели проявление нестационарности в виде частотной модуляции ультранизкочастотных спорадических колебаний *IPDP*. Модуляция в форме относительно плавного нарастания частоты колебаний отражает переходные процессы в радиационном поясе во время главной фазы магнитной бури. В этой связи стоит отметить, что резкие скачки вверх несущих частот перманентных ультранизкочастотных колебаний наблюдаются при внезапном начале магнитной бури. Модуляция этого типа отражает резкое сжатие магнитосферы межпланетной ударной волной, опережающей вспыхивающий поток солнечного ветра [Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998].

Проявления нестационарности ионосферы исключительно многообразны. Выше мы привели характерный пример, который подсказал нам идею о роли нестационарности геологической среды в формировании усредненной эволюции потока афтершоков; идея реализована в виде уравнения (8) и формулы (9).

В заключение данного раздела, обсудим кратко вопрос о том, как указанный результат можно использовать для постановки обратной задачи физики очага землетрясения, остывающего после главного удара. Рассмотрим интегральное уравнение Вольтерры 1-го рода

$$\int_0^t K(t, t') \sigma(t') dt' = g(t), \quad (15)$$

где $\sigma(t)$ – искомая функция, а $g(t) = [n_0 n(t)]^{-1} [n_0 - n(t)]$ – известная функция. Обратная задача состоит в определении коэффициента деактивации $\sigma(t)$ по данным наблюдения частоты афтершоков $n(t)$. Форма ядра $K(t, t')$ должна быть предметом дальнейшего изучения вопроса. Но даже если использовать тривиальное ядро $K=1$, то и в этом простейшем случае обратная задача имеет содержательный смысл. В самом деле, если $K=1$, то уравнение (15) непосредственно следует из уравнения афтершоков (8)¹.

Заключение

Общий вывод, который можно сделать из всего изложенного выше, состоит в том, что полезно и поучительно анализировать совместно примеры однотипных явлений, заимствованные из разных областей естествознания. Иногда уже простые ассоциации подсказывают постановку новых вопросов, как это следует из нашего сопоставления расширяющейся Вселенной и расширяющейся солнечной короны. Интересен упомянутый нами вопрос о кажущейся нестационарности с точки зрения наблюдателя, движущегося в неоднородной стационарной среде, в частности, в неоднородном стационарном волновом поле. Физически содержательной и перспективной представляется нам проблема связи нестационарности магнитосферы с нестационарностью спектра ультранизкочастотных колебаний.

Однако, по нашему мнению, наиболее значительный результат работы получен на основе формальной аналогии между рекомбинацией зарядов противоположного знака в ионосфере и деактивацией разломов в литосфере. На этом пути удалось наметить кон-

¹ О предварительных результатах поиска $\sigma(t)$ в такой постановке см. в [Гульельми и др., 2017].

туры релаксационной теории афтершоков и сформулировать обратную задачу физики очага землетрясения. Как и любое новое знание, наш результат пока имеет характер версии и гипотезы – лишь время покажет, насколько продуктивна предложенная версия в общем контексте физики землетрясений.

Благодарности

Выражаем искреннюю благодарность А.Д. Завьялову за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы 28 Президиума РАН и проектов РФФИ 16-05-00056, 16-05-00631 и 18-05-00096, а также программы ФНИ П.16.

Литература

- Бучаченко А.Л.* Магнитопластичность и физика землетрясений. Можно ли предотвратить катастрофу? // УФН. 2014. Т. 184, № 1. С.101–108.
- Бялко А.В.* Релаксационная теория климата // УФН. 2012. Т. 182, № 1. С.111–116.
- Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1960. 552 с.
- Гульельми А.В.* О групповой скорости медленных волн в дрейфующей магнитоактивной плазме // Геомагнетизм и аэрномия. 1963. Т. 3, № 4. С.754–757.
- Гульельми А.В.* Форшоки и афтершоки сильных землетрясений в свете теории катастроф // УФН. 2015. Т. 185, № 4. С.415–429. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201504f.0415
- Гульельми А.В.* Закон Омори (из истории геофизики) // УФН. 2017. Т. 187, № 3. С.343–348. DOI: 10.3367/UFNr.2017.01.038039
- Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.
- Гульельми А.В., Зотов О.Д., Завьялов А.Д.* Динамика афтершоков Суматра-Андаманского землетрясения // Физика Земли. 2014. № 1. С.66–74.
- Гульельми А.В., Завьялов А.Д., Зотов О.Д., Лавров И.П.* 123 года после открытия закона Омори // Материалы 4-й Всероссийской конференции с международным участием “Триггерные эффекты в геосистемах” / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2017. С.114–120.
- Золотухина Н.А.* Возбуждение геомагнитных пульсаций в результате инъекции и нестационарного дрейфа энергичных частиц: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФЗ АН СССР, 1979. 15 с.
- Золотухина Н.А.* Об интерпретации геомагнитных пульсаций IPDP в рамках кинетической неустойчивости протонов кольцевого тока // Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца. М.: Наука, 1981. № 58. С.41–47.
- Зотов О.Д., Завьялов А.Д., Гульельми А.В., Лавров И.П.* О возможном эффекте кругосветных поверхностных сейсмических волн в динамике повторных толчков сильных землетрясений // Физика Земли. 2018. № 1. С.187–201. DOI: 10.7868/S0002333718010155
- Нишида А.* Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Наука, 1980. 299 с.
- Киппер А.Я.* О гравитационном парадоксе // Вопросы космогонии. 1962. Т. 8. С.58–96.
- Паркер Е.* Динамические процессы в межпланетной среде. М.: Мир, 1965. 302 с.
- Потапов А.С., Довбня Б.В., Баишев Д.Г., Полюшкина Т.Н., Рахматулин Р.А.* Узкополосное излучение с изменяющейся от 0.5 до 3.5 Гц частотой на фоне главной фазы магнитной бури 17 марта 2013 года // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2, № 4. С.13–23. DOI: 10.12737/21240
- Guglielmi A.V.* Interpretation of the Omori law // arXiv:1604.07017 [physics.geo-ph], 2016.
- Guglielmi A.V., Pokhotelov O.A.* Geoelectromagnetic waves. IOP Publ. Ltd.: Bristol and Philadelphia. 1996. 402 p.

- Guglielmi A., Potapov A., Dovbnya B.* 5-minute Solar Oscillations and Ion Cyclotron Waves in the Solar Wind // *Solar Phys.* 2015. V. 290, N 10. P.3023–3032. DOI: 10.1007/s11207-015-0772-2
- Jeans J.H.* The Stability of a spherical nebula // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character.* 1902. V. 199. P.1–53.
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O.* Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (A Review) // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 83. P.435–512.
- Omori F.* On the aftershocks of earthquake // *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*, 1894. V. 7. P.111–200.
- Troitskaya V.A.* Pulsations of the Earth's electromagnetic field with periods of 1-15 sec and their connection with phenomena in the high atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1961. V. 66, N 1. P.5–18.

Сведения об авторах

ГУЛЬЕЛЬМИ Анатолий Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(495) 582-99-71. E-mail: guglielmi@mail.ru

ПОТАПОВ Александр Сергеевич – доктор физико-математических наук, доцент, главный научный сотрудник, Институт солнечно-земной физики СО РАН. 664033, Иркутск-33, ул. Лермонтова, д. 126А. Тел.: +7(395) 251-16-73. E-mail: potapov@iszf.irk.ru

ON THE NONSTATIONARY PROCESSES IN GEOPHYSICAL MEDIA

A.V. Guglielmi¹, A.S. Potapov²

¹ *Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Institute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia*

Abstract. In this methodological article we consider the effects that arise from the nonstationarity of the geospheres, namely, the magnetosphere, atmosphere, and lithosphere. The intensification of convection in the magnetosphere during the geomagnetic storm leads to the self-excitation of electromagnetic ULF oscillations of the increasing frequency in the dusk sector. The paper gives a vivid example of observing oscillations of the increasing frequency at the mid-latitude Mondy station. It illustrates the exceptional complexity of non-stationary processes actually occurring in the magnetosphere. In the upper atmosphere (in the ionosphere), after the sunset, the source of ionization is turned off and the electron concentration begins to decrease. The nonstationarity of the medium consists in a monotonous decrease in the temperature of the atmosphere after the sunset, and it is manifested in the fact that the evolution of the electron density deviates noticeably from the prediction on the basis of a simple theory of recombination. This example is interesting in that it gives the key to understanding the known deviation of the aftershocks stream in the lithosphere from the simple Omori hyperbolic law. The marked analogy gives us an idea, firstly, to present the law in the form of a differential equation for the evolution of aftershocks and, secondly, gives us a non-trivial generalization of the Omori law, which takes into account the non-stationarity of the earthquake focus “cooling off” after the main shock. Methodologically, the above examples are supplemented by a hose MHD instability in the expanding solar corona, and Jeans gravitational instability in the expanding Universe. The general conclusion is that it is necessary to carefully analyze the possible manifestations of the nonstationarity of the environment, even if the nonstationarity is smooth and, at first glance, is irrelevant.

Keywords: magnetosphere, ionosphere, lithosphere, ULF oscillations, earthquakes, recombination, deactivation, Omori law, hose instability, Jeans instability.

References

- Buchachenko A.L., Magnetoplasticity and the physics of earthquakes. Can a catastrophe be prevented? *Phys. Usp.*, 2014, vol. 57, pp. 92-98. DOI: 10.3367/UFNe.0184.201401e.0101
- Byalko A.V., Relaxation theory of climate. *Phys. Usp.*, 2012, vol. 55, pp. 103-108. DOI: 10.3367/UFNe.0182.201201h.0111
- Ginzburg V.L., *Propagation of electromagnetic waves in plasma*. Philadelphia, Pennsylvania: Gordon & Breach Science Publishers Ltd, 1961.
- Guglielmi A.V., On the group velocity of slow waves in a moving magnetoactive plasma. *Geomagn. Aeron.*, 1963, vol. 3, no. 4, pp. 754-757.
- Guglielmi A.V. Foreshocks and aftershocks of strong earthquakes in the light of catastrophe theory. *Phys. Usp.*, 2015, vol. 58, pp. 384-397. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201504f.0415
- Guglielmi A.V., Interpretation of the Omori law. *arXiv:1604.07017* [physics.geo-ph], 2016.
- Guglielmi A.V. Omori's law: A note on the history of geophysics. *Phys. Usp.*, 2017, vol. 60, pp. 319-324. DOI: 10.3367/UFNe.2017.01.038039
- Guglielmi A.V. and Pokhotelov O.A., *Geoelectromagnetic Waves*. IOP Publ. Ltd.: Bristol and Philadelphia, 1996.
- Guglielmi A.V. and Troitskaya V.A., *Geomagnitnye pulsatsii i diagnostika magnitosfery* [Geomagnetic Pulsations and Diagnostics of the Magnetosphere]. Moscow, Nauka Publ., 1973, 208 p.
- Guglielmi A.V., Zotov O.D., and Zavyalov A.D. The aftershock dynamics of the Sumatra-Andaman earthquake. *Izv., Phys. Solid Earth*, 2014, vol. 50, no. 1, pp. 64-72. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1069351313060037>
- Guglielmi A., Potapov A., and Dovbnya B., 5-minute Solar Oscillations and Ion Cyclotron Waves in the Solar Wind. *Solar Phys.*, 2015, vol. 290, no. 10, pp. 3023-3032. DOI: 10.1007/s11207-015-0772-2
- Guglielmi A.V., Zavyalov A.D., Zotov O.D., and Lavrov I.P., 123 years since Omori's law discovery, In *Materialy 4-oj Vserossijskoj Konferentsii s Mezhdunarodnym Uchastiem 'Triggernye efekty v geosistemah'* [Trigger Effects in Geosystems: Proc. Fourth National Seminar-Workshop]. Moscow, June 6–9, 2017. Moscow, GEOS Publ., 2017, pp. 114-120.
- Jeans J.H., The Stability of a spherical nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 1902, vol. 199, pp. 1-53.
- Kangas J., Guglielmi A., and Pokhotelov O., Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (A Review). *Space Sci. Rev.*, 1998, vol. 83, pp. 435-512.
- Kipper A.Ya., On the gravitational paradox. *Voprosy kosmogonii* [Questions of cosmogony], 1962, vol. 8, pp. 58-96.
- Nishida A., *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere*, New York: Springer, 1978.
- Omori F., On the aftershocks of earthquake. *J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tokyo*, 1894, vol. 7, pp. 111-200.
- Parker E.N., *Interplanetary Dynamical Processes*. New York: Wiley-Interscience, 1963.
- Potapov A.S., Dovbnya B.V., Baishev D.G., Polyushkina T.N., and Rakhmatulin R.A., Narrow-band emission with 0.5 to 3.5 Hz varying frequency in the background of the main phase of the 17 March 2013 magnetic storm. *Solar-Terrestrial Physics*, 2016, vol. 2, no. 4, pp. 16-30. DOI: 10.12737/24271
- Troitskaya V.A., Pulsations of the Earth's electromagnetic field with periods of 1–15 sec and their connection with phenomena in the high atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1961, vol. 66, no. 1, pp. 5-18.
- Zolotukhina N.A., *Vozbuzhdenie Geomagnitnyh Pulsatsii v Rezultate Inzhekcii i Nestatsionarnogo Dreyfa Energetichnyh Chastic* [Excitation of geomagnetic pulsations as a result of injection and non-stationary drift of energetic particles]. Abstract of Thesis of Candidate Dissertation. Moscow, IPhE AS USSR, 1979, 15 p.
- Zolotukhina N.A., On the interpretation of the IPDP geomagnetic pulsations in the framework of the kinetic instability of ring current protons. *Issledovaniya po geomagnetizmu, aeronomii i fizike Solntsa* [Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics], Moscow, Nauka Publ., 1981, iss. 58, pp. 41-47.
- Zotov O.D., Zavyalov A.D., Guglielmi A.V., and Lavrov I.P., On the possible effect of round-the-world surface seismic waves in the dynamics of repeated shocks of strong earthquakes. *Fizika Zemli*, 2018, no. 1, pp. 187-201. DOI: 10.7868/S0002333718010155