

ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

© 2019 г. Л. Ф. Черногор*

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, г. Харьков, Украина

*e-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 08.11.2017 г.

После доработки 30.08.2018 г.

Принята к публикации 27.09.2018 г.

Предложен механизм генерации квазипериодических магнитных предвестников землетрясений, в основе которого лежат нагрев воздуха над готовящимся землетрясением, всплывание нагретых “пузырей”, генерация акустико-гравитационных волн, модуляция акустико-гравитационных волн ионосферной токовой струи и генерация квазипериодических колебаний геомагнитного поля. По оценкам амплитуда магнитного предвестника может изменяться от десятых долей до единиц нТл в диапазоне периодов колебаний ~10–1000 с.

DOI: 10.1134/S0016794019030064

1. ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитные и электромагнитные процессы литосферного происхождения детально описаны в книгах [Current ..., 1981; Гохберг и др., 1988; Electromagnetic ..., 1994; Atmospheric ..., 1999; Сурков, 2000; Seismoelectromagnetics ..., 2002; Соболев и Пономарев, 2003; Molchanov and Hayakawa, 2008; Electromagnetic ..., 2009; Earthquakes ..., 2013; Surkov and Hayakawa, 2014].

Исследование геомагнитных предвестников землетрясений (ЗТ) имеет большую историю.

Впервые на возможность существования геомагнитного предвестника ЗТ указал автор работы [Moore, 1964] еще в 1964 г. За 1 ч 06 мин до Большого ЗТ на Аляске (США) 27 марта 1964 г. с магнитудой $M \approx 9.2$ он обнаружил кратковременное аperiодическое увеличение на ~100 нТл уровня геомагнитного поля. Возникновение эффекта он объяснял пьезомагнитным эффектом пород, подвергнутых сжатию. К сожалению, этот результат с тех пор ни разу не подтвердился другими исследователями. По-видимому, имело место случайное совпадение двух событий.

С 1970-х гг. были развернуты широкомасштабные исследования, направленные на поиски геомагнитных предвестников ЗТ [Воробьев, 1970; Гогатишвили, 1984; Гохберг и др., 1988; Сидорин, 1992; Собисевич и др., 2009, 2012, 2013а, 2013б, 2015]. Вначале внимание уделялось поиску предвестников в виде импульсного электромагнитного излучения.

К сожалению, поиск магнитных предвестников ЗТ не всегда сопровождался детальным анализом геомагнитной обстановки и состояния космической погоды. Так, автор [Fraser-Smith, 1990] посчитал, что им за три часа до ЗТ обнаружен магнитный предвестник в диапазоне периодов 2–100 с вблизи эпицентра ЗТ в Loma Prieta ($M \approx 7.1$). Автор другой работы [Campbell, 2009] только через 19 лет после публикации статьи [Fraser-Smith, 1990], сопоставив вариации магнитного поля с вариациями индексов *ap* и *Dst*, пришел к выводу, что так называемый “предвестник” был вызван магнитной суббурей.

Авторы работы [Шестопапов и др., 2013] сообщили, что ими за 3 ч до ЗТ обнаружен геомагнитный аperiодический предвестник Чилийского ЗТ, имевшего место 27 февраля 2010 г. ($M \approx 8.8$, глубина – 34 км). Длительность предвестника – 1 ч, максимальное возмущение – 690 нТл. Такое аномально большое значение предполагаемого эффекта должно было бы насторожить авторов, но этого не произошло. Вскоре появилась публикация [Романова и др., 2015], где убедительно было доказано, что геомагнитное возмущение было связано с суббурей, а не с ЗТ.

Интерес к предвестникам ЗТ во всех подсистемах системы Земля (ее внутренние оболочки) – атмосфера–ионосфера–магнитосфера (ЗАИМ) резко вырос после Спитакского ЗТ, которое произошло 7 декабря 1988 г. ($M \approx 6.9$, глубина – 6 км) и имело значительные социальные последствия (см., например, [Molchanov et al., 1992; Kopytenko et al., 1993]). При этом на расстоянии 129 км от

эпицентра Спитакского ЗТ амплитуда $\Delta B \approx 0.03\text{--}0.2$ нТл, а $T \approx 1\text{--}10$ с [Коруптенко et al., 1993]. Кроме предполагаемых предвестников импульсного типа, могут существовать квазипериодические геомагнитные предвестники.

Так, например, квазипериодические ($T \approx 20\text{--}50$ с) геомагнитные предвестники обсуждаются в работах [Гогатишвили, 1984; Hayakawa et al., 1996; Schekotov et al., 2013a, 2013b]. Такие предвестники ЗТ якобы возникали за несколько суток до ЗТ. По данным [Hayakawa et al., 1996] $\Delta B \approx 0.1$ нТл.

Новый всплеск интереса к геомагнитным предвестникам ЗТ возник в процессе публикаций статей [Собисевич и др., 2009, 2012, 2013a, 2013b, 2015], где в качестве предвестников ЗТ предлагалось рассматривать квазипериодические цуги колебаний — ультранизкочастотные (УНЧ) электромагнитные возмущения с периодами 40–250 с (т.е. в диапазоне пульсаций $Pc3$, $Pc4$ и $Pc5$). Амплитуда предполагаемых предвестников составляла $\sim 1\text{--}5$ нТл [Собисевич и др., 2009, 2012, 2013a, 2013b]. Слабым местом всех работ [Собисевич и др., 2009, 2012, 2013a, 2013b] является отсутствие детального анализа состояния космической погоды, например, так, как это сделано в работе [Романова и др., 2015]. В то же время хорошо известно, что периоды 40–250 с свойственны геомагнитным пульсациям космического происхождения. Последние систематически регистрируются наземными и космическими магнитометрами.

Механизм происхождения аномальных магнитных возмущений, как подчеркивают авторы [Собисевич и др., 2009, 2012, 2013a, 2013b, 2015], остается невыясненным.

Вместе с тем, авторы работы [Куницын и Шалимов, 2011] показали, что важным звеном в механизме генерации УНЧ-вариаций геомагнитного поля могут быть акустико-гравитационные волны (АГВ). К сожалению, авторы не обсуждают механизмы генерации акустико-гравитационных волн (АГВ) перед наступлениями землетрясений.

Противоположной точки зрения придерживаются авторы работ [Fraser-Smith et al., 1994; Karakelian et al., 2002; Fraser-Smith, 2008]. На основании собственных исследований УНЧ магнитных возмущений в диапазоне периодов 0.1–100 с они пришли к выводу, что наблюдаемые колебания связаны с процессами в верхней атмосфере и не имеют отношения к ЗТ на стадии их подготовки.

Определенный скептицизм высказывается и авторами работ [Park et al., 1993; Geller, 1997; Vakun et al., 2005; Campbell, 2009]. Как убедительно продемонстрировали авторы [Костерин и др., 2015], квазигармонические УНЧ-сигналы, описанные в целом ряде работ [Собисевич и др., 2009, 2012, 2013a, 2013b], скорее всего, имеют магнитосферное происхождение. Такое же происхождение имеют и сигналы “предвестников”,

описанные в работах [Гогатишвили, 1984; Бахмутов и др., 2003].

Обзор возможных электромагнитных предвестников ЗТ в УНЧ-диапазоне проведен в работе [Park et al., 1993], а обзор механизмов магнитных возмущений — в работах [Surkov and Pilipenko, 1997; Сурков, 2000; Гульельми, 2007; Surkov and Hayakawa, 2014]. В обзорной работе [Пулинец и др., 2015], где изложена единая концепция подготовки сейсмических событий, магнитный предвестник, в отличие от многих других, вообще не упоминается.

Таким образом, у геофизиков нет единого мнения о существовании геомагнитного предвестника ЗТ. Если все же он и существует, обнаружить его затруднительно из-за низкого отношения сигнал/шум и из-за подавляющего преобладания геомагнитных вариаций космического происхождения. Принципиальным вопросом является механизм генерации квазипериодических магнитных предвестников ЗТ, имеющих достаточно большую амплитуду.

Цель настоящей работы — описание возможного механизма генерации квазипериодических магнитных предвестников ЗТ. Суть этого механизма вкратце состоит в следующем. Согласно концепции [Пулинец и др., 2015], в результате эманации радона происходит ионизация молекул воздуха, образовавшиеся ионы служат центрами конденсации паров воды. В результате конденсации выделяется скрытая теплота, температура воздуха T_a над областью готовящегося ЗТ увеличивается по данным наблюдений на $\Delta T_a \approx 0.1\text{--}0.3$ К. Это приводит к конвекции нагретого воздуха, его турбулизации. Всплывающие нагретые “пузыри” воздуха одновременно с поступательным движением колеблются в вертикальной плоскости. Период колебаний зависит от размеров “пузыря” L и амплитуды скорости колеблющихся образований. Наибольший диаметр “пузыря” близок к внешнему масштабу турбулентности, который в приземной атмосфере составляет $\sim 100\text{--}1000$ м, а наименьший — около 1 мм. Скорость конвекции и колебаний зависят от величины ΔT_a и L и, по нашим оценкам, изменяется в широких пределах — от ~ 0.01 до ~ 1 м/с. В результате колебаний “пузырей” генерируется АГВ в диапазоне периодов от ~ 10 до 10^4 с. Эти волны практически без затухания достигают высот динамо-области ионосферы, где модулируют по периодическому закону концентрацию электронов, проводимость ионосферной плазмы, плотность ионосферных токов, служащих источником квазипериодических магнитных предвестников ЗТ. Как показано в работе [Куницын и Шалимов, 2011], разрушение АГВ может приводить к генерации ионосферных неоднородностей, что также способствует возник-

новению шумоподобных вариаций геомагнитного поля в УНЧ-диапазоне.

2. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Следуя классической работе [Morton et al., 1956], в качестве исходных выберем уравнения для скорости движения центра нагретого объема V воздуха массой m , радиусом R , плотностью ρ и абсолютной температурой T , скорости увеличения массы вовлекаемого холодного воздуха с плотностью ρ_0 , температурой T_0 и полного интеграла плавучести

$$\frac{4\pi}{3} F = \frac{4\pi}{3} g \vartheta R^3, \quad (1)$$

где g – ускорение свободного падения, $\vartheta = (T - T_0)/T_0$. Тогда уравнения примут вид:

$$m \frac{dv}{dt} = F_A - mg - \frac{C}{2} \rho_0 v^2 S, \quad (2)$$

$$\frac{dm}{dt} = \alpha S_1 v \rho_0, \quad (3)$$

$$\frac{dF}{dt} = -N^2 v R^3. \quad (4)$$

Здесь t – время, $F_A = \rho_0 V g$ – сила Архимеда. В отличие от работы [Morton et al., 1956], в уравнении (2) учтен член, описывающий торможение “пузыря”, что приводит к качественному изменению решений системы (2)–(4).

Для сферического образования $S = \pi R^2$ – площадь поперечного сечения, $S_1 = 4\pi R^2$ – площадь поверхности шара, α – коэффициент захвата холодного воздуха, $N \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Брента-Вайсяля [Госсард и Хук, 1978], $C = C_D + 8\alpha$ – эффективный коэффициент сопротивления, C_D – коэффициент сопротивления (для шара при умеренных скоростях $C_D \approx 0.5$, а $\alpha \approx 0.1$ и $C \approx 1.3$ [Гостинцев и Шацких, 1987]).

Поскольку $m = \rho V = 4\pi R^3 \rho / 3$, $\rho = \rho_0 T_0 / T$, уравнений (2)–(4) с учетом (1) после разрешения относительно производных получим следующую систему:

$$\frac{dv}{dt} = \vartheta g - \beta (1 + \vartheta) \frac{v^2}{R}, \quad v(0) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{v}{1 + 2\vartheta} \left[\alpha (1 + \vartheta)^2 - \frac{N^2 R}{3g} \right], \quad R(0) = R_0, \quad (6)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -3\alpha \frac{\vartheta (1 + \vartheta)^2 v}{1 + 2\vartheta R} - \frac{N^2}{g} \frac{1 + \vartheta}{1 + 2\vartheta} v, \quad (7)$$

$$\vartheta(0) = \vartheta_0,$$

где $\beta = 3C/8 \approx 0.4875$.

Система уравнений (5)–(7) с начальными условиями в рамках сделанных выше предположений является точной. Ее можно упростить, если учесть, что $N^2 R/g \ll 1$. Это неравенство справедливо при $R \leq 10$ км. Тогда вместо (6) и (7) имеем

$$\frac{dR}{dt} \approx \alpha \frac{(1 + \vartheta)^2}{1 + 2\vartheta} v, \quad (8)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} \approx -3\alpha \frac{\vartheta (1 + \vartheta)^2 v}{1 + 2\vartheta R}. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что

$$\frac{d\vartheta}{dR} = -3 \frac{\vartheta}{R}.$$

Тогда первый интеграл системы (8) и (9) принимает вид:

$$\vartheta(R) = \vartheta_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (10)$$

Соотношение (10) отражает факт сохранения полного интеграла плавучести, т.е. $dF/dt = 0$, а $F = F_0$, где $F_0 = F(t = 0)$.

3. ДИНАМИКА КОНВЕКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Положим, что $\vartheta_0 \ll 1$, т.е. $\Delta T_a \approx T_a - T_{a0} \leq 30$ К. Тогда из (5), (8) и (9) получим следующую систему уравнений

$$\frac{dv}{dt} \approx \vartheta g - \beta \frac{v^2}{R}, \quad v(0) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{dR}{dt} \approx \alpha v, \quad R(0) = R_0, \quad (12)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} \approx -\frac{3\alpha v}{R} \vartheta, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0. \quad (13)$$

3.1. Высотные зависимости

Учтем, что

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{dv}{dz}, \quad \frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{dR}{dz},$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{d\vartheta}{dz} \frac{dz}{dt} = v \frac{d\vartheta}{dz}.$$

Тогда вместо (11)–(13) имеем такую систему:

$$v \frac{dv}{dz} = \vartheta g - \beta \frac{v^2}{R}, \quad v(z = 0) = v_0, \quad (14)$$

$$\frac{dR}{dz} = \alpha, \quad R(z = 0) = R_0, \quad (15)$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = -3\alpha \frac{\vartheta}{R}, \quad \vartheta(z = 0) = \vartheta_0. \quad (16)$$

Из (15) и (10) следует, что

$$R(z) = R_0 \left(1 + \frac{\alpha}{R_0} z \right) = R_0 x, \quad (17)$$

$$\vartheta(z) = \frac{\vartheta_0}{(1 + \alpha z/R_0)^3} = \frac{\vartheta_0}{x^3}, \quad (18)$$

где $x = 1 + \alpha z/R_0$. Подставляя (17) и (18) в уравнение (14) и интегрируя при условии, что $x = 1$ при $z = 0$, получим решение (14) в виде:

$$v(x) = v_{ch} \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{x^a} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где

$$v_{ch} = \left(\frac{\vartheta_0 g R_0}{\beta - \alpha} \right)^{1/2}, \quad a = 2\beta/\alpha \approx 10. \quad (20)$$

Легко показать, что $v(x)$, даваемое соотношением (19), изменяется немонотонно. При $\alpha z/R_0 \ll 1$

$$v \approx v_{ch} \sqrt{2(\beta - \alpha)z/R_0} = \sqrt{2\vartheta_0 g z},$$

т.е. v возрастает с ростом высоты z по закону $v \sim z^{1/2}$. При

$$x_0 = \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{\frac{1}{a-2}} \approx 1.22$$

скорость достигает максимального значения

$$v_m = v(x_0) = v_{ch} \left[\left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{-2/(a-2)} - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{-a/(a-2)} \right]^{1/2} \approx 0.73 v_{ch}.$$

При $x > 1.33$ имеем $x^{-2} \gg x^{-a}$ и из (19) получим, что

$$v \approx \frac{v_{ch}}{x} = \frac{v_{ch}}{1 + \alpha z/R_0} = \frac{v_{ch} R_0}{R},$$

т.е. $v(z)$ постепенно уменьшается от v_m до нуля.

Скорость v уменьшается на порядок примерно на высоте $z_1 \approx 9R_0/\alpha \approx 90R_0$. При этом $R(z_1) \approx 10R_0$, а $\vartheta(z_1) \approx 10^{-3}\vartheta_0$. Характерное время подъема $t_1 \approx z_1/\bar{v}$, где $\bar{v} \approx v_m/2 \approx 0.36v_{ch}$.

3.2. Временные зависимости

Из уравнений (11)–(13) следуют такие характерные времена изменения v , R и ϑ :

$$t_v \approx \frac{R_0}{\beta v_m}, \quad t_R \approx \frac{R_0}{\alpha v_m}, \quad t_\vartheta \approx \frac{R_0}{3\alpha v_m},$$

где $v_m = v(t_m)$, $t_m \approx t_v$ – время достижения максимального значения v . Важно, что $t_v \ll t_\vartheta < t_R$. По-

этому при $t < t_v$ можно полагать $R(t) \approx R_0$, $\vartheta(t) \approx \vartheta_0$. Тогда из (11) следует, что при $t < t_v$

$$v(t) \approx \vartheta_0 g t \approx v_m \frac{t}{t_v}.$$

Из соотношений (11) и (12) имеем

$$\frac{dv}{dR} = \frac{\vartheta g}{\alpha v}.$$

С учетом (10) получим, что

$$\frac{dv}{dR} = \frac{\vartheta_0 g R_0^3}{\alpha v R^3}. \quad (21)$$

Решение (21) с учетом начальных условий имеет вид:

$$v = \sqrt{\frac{\vartheta_0 g R_0}{\alpha}} \sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^2} = v_{ch} b \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R^2}}, \quad (22)$$

где $b = (\beta/\alpha - 1)^{1/2} \approx 2$.

Подставляя (22) в (12), приходим к следующему уравнению для R :

$$\frac{dR}{dt} \approx \alpha b v_{ch} \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R^2}}, \quad R(0) = R_0.$$

Его решение можно представить в виде:

$$R(t) = R_0 \sqrt{1 + \left(\frac{b v_{ch} t}{R_0} \right)^2} = R_0 \sqrt{1 + \frac{\alpha \vartheta_0 g t^2}{R_0}}. \quad (23)$$

Из (10) и (23) следует, что

$$\vartheta(t) = \frac{\vartheta_0}{\left[1 + \left(\frac{\alpha b v_{ch} t}{R_0} \right)^2 \right]^{3/2}} = \frac{\vartheta_0}{\left(1 + \frac{\alpha \vartheta_0 g t^2}{R_0} \right)^{3/2}}. \quad (24)$$

Из (23) и (24) видно, что $R(t)$ возрастает при увеличении t , а $\vartheta(t)$ при этом убывает.

Для $t \approx t_v = R_0/\beta v_m$ из (23) и (24) получим, что

$$R(t_v) \approx 1.14 R_0,$$

$$\vartheta(t_v) \approx 0.68 \vartheta_0.$$

Тогда

$$v(t_v) \approx \sqrt{\frac{\vartheta(t_v) g R(t_v)}{\beta}} \approx 0.88 \sqrt{\frac{\vartheta_0 g R_0}{\beta}} = 0.80 v_{ch}.$$

Значение $v(t_v)$ лишь незначительно (на 9%) отличается от v_m .

Рассмотрим поведение $v(t)$, $R(t)$ и $\vartheta(t)$ при $t > t_v$. Из (11) при $dv/dt \approx 0$ с учетом (10) следует, что

$$v \approx \sqrt{\frac{\vartheta g R}{\beta}} \approx \sqrt{\frac{\vartheta_0 g R_0^3}{\beta R^2}} = \sqrt{\frac{\vartheta_0 g R_0}{\beta}} \frac{R_0}{R}. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (12), получим, что

$$\frac{dR}{dt} \approx \alpha \sqrt{\frac{\vartheta_0 g R_0}{\beta}} \frac{R_0}{R} = \alpha c v_{ch} \frac{R_0}{R}, \quad R(0) = R_0, \quad (26)$$

где $c = (1 - \alpha/\beta)^{1/2} \approx 0.9$. Решение (26) имеет вид:

$$R(t) = R_0 (1 + \tau)^{1/2}, \quad (27)$$

$$\tau = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{R_0}{2\alpha c v_{ch}}. \quad (27a)$$

Из (10) и (27) следует, что

$$\vartheta(t) = \frac{\vartheta_0}{(1 + \tau)^{3/2}}. \quad (28)$$

Подставляя (27) в (25), получим, что

$$v(t) = \frac{c v_{ch}}{(1 + \tau)^{1/2}}. \quad (29)$$

При $t/t_0 \gg 1$ соотношения (27)–(29) упрощаются:

$$R(t) \approx R_0 \tau^{1/2}, \quad \vartheta(t) \approx \vartheta_0 \tau^{-3/2}, \quad v(t) \approx c v_{ch} \tau^{-1/2}.$$

Скорость уменьшается на порядок за время $t_1 \approx 100t_0$, при этом R увеличивается на порядок, а ϑ – уменьшается на три порядка.

Далее оценим максимальную высоту подъема нагретого образования:

$$\begin{aligned} z_{\max} &= \int_0^{t_{\max}} v(t) dt \approx \int_0^{t_v} v(t) dt + \int_{t_v}^{t_{\max}} v(t) dt = \\ &= \int_0^{t_v} \frac{v_m}{t_v} t dt + \int_{t_v}^{t_{\max}} \frac{c v_{ch}}{(1 + t/t_0)^{1/2}} dt = \\ &= \frac{v_m t_v}{2} + 2c v_{ch} t_0 \left(\sqrt{1 + t_{\max}/t_0} - \sqrt{1 + t_v/t_0} \right). \end{aligned}$$

Поскольку $t_0 \gg t_v$ и $t_{\max} \gg t_0$,

$$z_{\max} \approx 2c v_{ch} t_0 \left(\frac{t_{\max}}{t_0} \right)^{1/2} = \frac{R_0}{\alpha} \left(\frac{t_{\max}}{t_0} \right)^{1/2}.$$

При $t_{\max}/t_0 \approx 100$, когда v уменьшается на порядок, $z_{\max} \approx 10R_0/\alpha \approx 100R_0$. При этом z_{\max} практически не отличается от $z_1 \approx 90R_0$ (см. выше).

3.3. Результаты расчетов

Приведем результаты расчетов зависимости характерной скорости и характерного времени подъема конвективных образований в атмосфере от их размера и относительного избытка температуры (табл. 1 и табл. 2). Из таблицы 1 видно, что при увеличении ϑ_0 и R_0 значения v_{ch} увеличиваются. Действительно, из соотношения (20) следует, что $v_{ch} \sim (\vartheta_0 R_0)^{1/2}$. Характерное время подъема конвективных образований t_{\max} растет при увели-

Таблица 1. Зависимость характерной скорости (м/с) нагретого объема газа от его радиуса и относительного избытка температуры

ϑ_0	R_0 , м				
	0.1	1	10	10^2	10^3
10^{-3}	5×10^{-2}	0.16	0.5	1.6	5.1
3×10^{-3}	9×10^{-2}	0.27	0.9	2.7	8.8
10^{-2}	0.16	0.5	1.6	5	16

Таблица 2. Зависимость характерного времени (с) подъема нагретого объема воздуха от его размера и относительного избытка температуры

ϑ_0	R_0 , м				
	0.1	1	10	10^2	10^3
10^{-3}	1.1×10^3	3.5×10^3	1.1×10^4	3.5×10^4	1.1×10^5
3×10^{-3}	6.2×10^2	2.1×10^3	6.2×10^3	2.1×10^4	6.2×10^4
10^{-2}	3.5×10^2	1.1×10^3	3.5×10^3	1.1×10^4	3.5×10^4

чению R_0 и убывает при увеличении ϑ_0 по закону $t_{\max} \sim (R_0/\vartheta_0)^{1/2}$ (см. соотношения (27a) и (20)).

4. КОЛЕБАНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Система уравнений (5)–(7) из-за наличия обратных связей описывает, кроме поступательного движения конвективных образований, рассмотренного выше, малые колебания v и R . Покажем это.

В уравнениях (5) и (7) содержится малый параметр $\gamma = N^2 R/3g$. Решение системы (5)–(7) ищем в виде:

$$v = v_1 + v_2, \quad v_2 \ll v_1,$$

$$R = R_1 + R_2, \quad R_2 \ll R_1,$$

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2, \quad \vartheta_2 \ll \vartheta_1.$$

Здесь v_2 , R_2 и ϑ_2 – малые величины, пропорциональные γ . После линеаризации системы уравнений (5)–(7) получаем следующую систему уравнений для малых приращений:

$$\frac{dv_2}{dt} = g_1 \vartheta_2 - \frac{2a_1}{v_1} v_2 + \frac{a_1}{R_1} R_2, \quad (30)$$

$$\frac{dR_2}{dt} = \alpha v_2 - \frac{v_1}{R_0} R_1, \quad (31)$$

$$\frac{d\vartheta_2}{dt} = -\frac{\vartheta_2}{t_1} - \frac{R_1}{\alpha R_0 t_1}, \quad (32)$$

Таблица 3. Зависимость характерного времени (с) затухания колебаний конвективных образований от их скорости и размера

$v_1, \text{ м/с}$	$R_1, \text{ м}$				
	0.1	1	10	10^2	10^3
0.1	2	20	2×10^2	2×10^3	2×10^4
1	0.2	2	20	2×10^2	2×10^3
10	2×10^{-2}	0.2	2	20	2×10^2

Таблица 4. Зависимость характерного периода (с) колебаний конвективных образований от их скорости и размера

$v_1, \text{ м/с}$	$R_1, \text{ м}$				
	0.1	1	10	10^2	10^3
0.1	3.2×10^{-1}	3.2	32	3.2×10^2	3.2×10^3
1	3.2×10^{-2}	3.2×10^{-1}	3.2	32	3.2×10^2
10	3.2×10^{-3}	3.2×10^{-2}	3.2×10^{-1}	3.2	32

где $g_1 = g - a_1$, $a_1 = \beta v_1^2 / R_1$, $t_1 = R_1 / 3\alpha v_1$. При упрощении системы (30)–(32) учтено, что с ростом времени (и высоты) быстрее всего убывает ϑ_1 . Так, при увеличении R_1 примерно в 2 раза значения ϑ_1 убывают практически на порядок (см. соотношение (10)).

Система уравнений для v_1 , R_1 и ϑ_1 совпадает с системой (5)–(7). Дифференцируя по времени уравнение (30) и исключая при помощи (30), (31) и (32) ϑ_2 , dR_2/dt и $d\vartheta_2/dt$, получим следующее соотношение:

$$\frac{d^2 v_2}{dt^2} + 2\beta \frac{v_1}{R_1} \frac{dv_2}{dt} + 5\alpha\beta \frac{v_1^2}{R_1^2} v_2 = 3\alpha\beta \frac{v_1^3}{R_1^2} - 3 \frac{g_1 v_1}{R_0}. \quad (33)$$

При дифференцировании учитывалось, что v_1 и R_1 во времени изменяются намного медленнее, чем приращения v_2 , R_2 и ϑ_2 (см. характерные времена в табл. 2 и табл. 3).

Решение однородного уравнения (33) ищем в виде $v_2 = e^{\lambda t}$, после чего приходим к следующему характеристическому уравнению:

$$\lambda^2 + 2\beta \frac{v_1}{R_1} \lambda + 5\alpha\beta \frac{v_1^2}{R_1^2} v_2 = 0.$$

отсюда

$$\lambda_{1,2} = -\beta \frac{v_1}{R_1} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{5\alpha}{\beta}} \right) = -\lambda_0 (1 \pm i\mu),$$

где $\lambda_0 = \beta v_1 / R_1$, $\mu^2 = 5\alpha / \beta - 1$.

Учтем далее, что $\alpha \approx 0.1$, $\beta = 3C/\gamma \approx 0.4875$, а $\mu \approx 0.16$. Заметим, что α известно с погрешностью около 10% (см., например, [Morton et al., 1956]). Значение C имеет погрешность до 20%. Тогда погрешность μ^2 достигает 30%, а μ – примерно 15%, т.е. $\mu \approx 0.16 \pm 0.02$.

Введем характерное комплексное время

$$T = \lambda_{1,2}^{-1} \approx -\lambda_0^{-1} (1 \mp i\mu) \equiv -T_1 \mp iT_2,$$

где λ_0 – декремент затухания, $T_1 = \lambda_0^{-1}$ – характерное время затухания колебательного процесса, T_2 – период колебаний. Видно, что $T_2 \ll T_1$.

Следовательно, однородное уравнение (33) описывает затухающий колебательный процесс при $\mu^2 > 0$. В цуге содержится $n \approx \mu^{-1} \approx 6-7$ колебаний.

Результаты расчетов T_1 и T_2 приведены в табл. 3 и 4. Видно, что значение T_2 соответствует диапазону акустико-гравитационных волн (АГВ), точнее диапазонам инфразвука и внутренних гравитационных волн. Чем меньше значение v_1 и больше R_1 , тем больше период колебаний. Согласно соотношению (25) $v \sim R^{-1}$, при этом T_1 и T_2 пропорциональны R_1^2 .

Частное решение неоднородного уравнения (33) имеет вид:

$$v_{20} = \frac{3}{5} v_1 - \frac{3}{5\alpha\beta R_0} \frac{g_1 R_1^2}{v_1}. \quad (34)$$

Из соотношения (34) видно, что при уменьшении v_1 значение v_{20} уменьшается до нуля. Это предельное значение имеет место при

$$v_1 = R_1 \sqrt{\frac{g_1}{\alpha\beta R_0}}.$$

Добавим, что затухающие колебания скорости сопровождаются затухающими колебаниями размера и относительного избытка температуры конвективного образования.

Таким образом, при конвективном подъеме нагретых образований воздуха имеют место колебания их параметров. Это означает, что подъем образований приводит к генерации АГВ. Последние, слабо затухая, распространяются во все стороны, в том числе и вверх. Достигая ионосферы, они модулируют с тем же периодом концентрацию электронов N_e . В результате этого по периодическому закону изменяется плотность ионосферных токов \mathbf{j} на высотах динамо-области ионосферы, что приводит к квазипериодическим вариациям геомагнитного поля.

5. ОЦЕНКА АМПЛИТУДЫ МАГНИТНОГО ПРЕДВЕСТНИКА

При размере конвективного образования $L = 2R$ и скорости всплывания v его кинетическая энергия

$$E_k = \frac{2}{3} \pi R^3 \rho v^2,$$

где ρ — плотность воздуха во всплывающем объеме. В энергию АГВ E_w перекачивается доля кинетической энергии $\eta \approx 0.4\%$ [Госсард и Хук, 1978]. Тогда $E_w = \eta E_k$. При этом объемная плотность энергии АГВ

$$\varepsilon_w = \frac{1}{2} \eta \rho v^2.$$

С другой стороны,

$$\varepsilon_w = \frac{1}{2} \frac{\Delta p^2}{\rho v_s^2},$$

где v_s — скорость звука. Из этих соотношений имеем

$$\Delta p = \sqrt{\eta} \rho v v_s.$$

При $\rho \approx 1 \text{ кг/м}^3$, $v_s \approx 300 \text{ м/с}$ и $v \approx 0.1\text{--}1 \text{ м/с}$ имеем $\Delta p \approx 2\text{--}20 \text{ Па}$, а $\Delta p/p_0 \approx 2 \times 10^{-5}\text{--}2 \times 10^{-4}$. Относительная амплитуда давления в АГВ изменяется по экспоненциальному закону. При $z = 100 \text{ км}$ экспонента близка к 10^3 . Тогда на этой высоте $\Delta p/p_0 \approx 0.02\text{--}0.2$. Если же $z = 150 \text{ км}$, то $\Delta p/p_0 \approx 0.2\text{--}2$. Таким образом, на высотах динамо-области ионосферы ($\sim 100\text{--}150 \text{ км}$) относительная амплитуда $\Delta p/p_0$ достигает значительной величины. При этом относительные возмущения концентрации электронов δ_N того же порядка, что и $\Delta p/p_0$, т.е. $\delta_N \approx 0.02\text{--}2$.

Из уравнения Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j},$$

где \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, следует оценка амплитуды магнитного предвестника на поверхности Земли [Черногор, 2014а, 2014б, 2018]

$$\Delta B = \mu_0 \Delta H \approx \mu_0 \Delta j \Delta z, \quad (35)$$

где ΔH — возмущение напряженности магнитного поля, $\Delta j \approx \delta_N j_0$, j_0 — невозмущенное значение плотности электрического тока в динамо-области ионосферы, $\Delta z \approx 50 \text{ км}$ — толщина динамо-области. В соотношении (35) пренебрегается ослаблением ΔB в промежутке динамо-область — Земля, что справедливо для достаточно длинноволновых возмущений магнитного поля.

Более строгий подход к оценке амплитуд ΔB , вызванных АГВ, предложен в работе [Куницын и Шалимов, 2011].

Полагая в дневное время в центре динамо-области $j_0 \approx 3 \times 10^{-7} \text{ А/м}^2$, $\delta_N \approx 0.2$, получим $\Delta B \approx 3.8 \text{ нТл}$. В ночное время $j_0 \approx 3 \times 10^{-8} \text{ А/м}^2$ и

при тех же δ_N имеем $\Delta B \approx 0.38 \text{ нТл}$. Видно, что значения ΔB вполне доступны для регистрации наземными магнитометрами.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Авторы [Пулинец и др., 2015] разработали комплексную модель предвестников ЗТ различной физической природы. Важную роль в этой модели играют тепловые процессы. Причина генерации тепла кроется в выделении скрытой теплоты испарения при конденсации паров воды на ионах. Последние образуются в результате ионизации молекул атмосферы радоном, испускаемым литосферой в процессе подготовки ЗТ. По данным авторов [Милькис, 1986; Dunajeska and Pulinets, 2005; Jing et al., 2013] перед ЗТ средней интенсивности температура T_a воздуха у поверхности Земли над сейсмоактивной областью повышается на $0.1\text{--}0.3\%$, или на $0.3\text{--}1 \text{ К}$. Перед сильными ЗТ значения ΔT_a , по-видимому, могут достигать 3 К , т.е. $\Delta T_a/T_{a0} \approx 10^{-2}$. Значениями $\vartheta \approx 10^{-3}\text{--}10^{-2}$ мы и руководствовались при расчетах.

Нагрев воздуха над областью готовящегося ЗТ сопровождается турбулизацией и конвекцией воздуха. В процессе движения нагретых образований генерируются АГВ с периодами от ~ 1 до $3 \times 10^3 \text{ с}$ и относительной амплитудой давления в волне у поверхности Земли $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-4}$. Из-за экспоненциального роста с высотой на высотах динамо-области ионосферы этот параметр увеличивается на $3\text{--}4$ порядка. Поскольку на высотах динамо-области ионосферы концентрация электронов является малой примесью в нейтральном газе, волновые движения в атмосфере генерируют волновые возмущения в ионосфере, что приводит к периодическим вариациям плотности электрического тока, а значит, и к генерации периодических вариаций геомагнитного поля. Такой может быть природа магнитного предвестника ЗТ. Описанной схемой процесса следует дополнить комплексную схему авторов [Пулинец и др., 2015].

Значение амплитуды магнитного предвестника составляет около $0.4\text{--}4 \text{ нТл}$, что вполне достаточно для его уверенной регистрации. Длительность цуга колебаний в зависимости от их периода изменяется от ~ 1 мин до единиц часов.

Описанный механизм генерации магнитных возмущений всплывающими нагретыми “пузырями” воздуха справедлив при образовании “пузырей” за счет нагрева среды любыми источниками. И в этом состоит общность изучаемого процесса взаимодействия подсистем в системе Земля—атмосфера—ионосфера—магнитосфера (геомагнитное поле) [Черногор, 2006, 2007, 2012, 2014а; Chernogor and Blaunstein, 2013]. Целью работы было обоснование возможности существования неизвестного до настоящего времени

механизма генерации квазипериодического магнитного предвестника землетрясений. Для выделения из данных наблюдений предвестника землетрясений на фоне возмущений геомагнитного поля за счет других механизмов нагрева приземного воздуха придется решать задачу селекции. Это, однако, задача другой статьи. В любом случае, при идентификации магнитных предвестников ЗТ требуется тщательный анализ состояний космической и атмосферной погод, а также возможного влияния техногенных источников. Вероятность правильного обнаружения предвестника существенно повышается при использовании разнесенной сети магнитометров. В этом случае, в принципе, можно ставить и решать задачу об определении направления на источник геомагнитных возмущений.

7. ВЫВОДЫ

1. Предложен механизм генерации магнитных предвестников, в основе которого лежат нагрев воздуха над готовящимся ЗТ, всплывание нагретых “пузырей”, генерация АГВ, модуляция АГВ ионосферной токовой струи и генерация квазипериодических колебаний геомагнитного поля.

2. Характерная скорость подъема нагретых образований воздуха в зависимости от степени нагрева атмосферы над готовящимся ЗТ и размера образования может изменяться от 0.1 до 10 м/с. При этом характерное время подъема варьируется от 5 мин до суток.

3. Движущиеся конвективные образования генерируют АГВ, относительная амплитуда которых у поверхности Земли составляет 10^{-5} – 10^{-4} , а на высотах динамо-области ионосферы – около 10^{-2} –1.

4. Амплитуда магнитного предвестника может составлять около 0.4–4 нТл, а его продолжительность от единиц минут до нескольких часов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бахмутов В.Г., Седова Ф.И., Мозговая Т.А. Морфологические признаки в структуре геомагнитных вариаций в период подготовки сильнейшего землетрясения 25 марта 1998 г. в Антарктиде // Украинский антарктический журн. № 1. С. 54–60. 2003.
- Воробьев А.А. О возможности электрических разрядов в недрах Земли // Геология и геофизика. № 12. С. 3–13. 1970.
- Гогатишвили Я.М. Геомагнитные предвестники интенсивных землетрясений в спектре геомагнитных пульсаций с частотами 10.02 Гц // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 24. № 4. С. 697–700. 1984.
- Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. М.: Мир. 532 с. 1978.
- Гостинцев Ю.А., Шацких Ю.В. О механизме генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва. № 2. С. 91–97. 1987.
- Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмо-электромагнитные явления. – М.: Наука. 180 с. 1988.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и в магнитосфере Земли. УФН. Т. 177. №12. С. 1250–1276. 2007.
- Костерин Н.А., Пилипенко В.А., Дмитриев Э.М. О глобальных ультранизкочастотных электромагнитных сигналах перед землетрясениями // Геофизич. иссл. Т. 16. № 1. С. 24–34. 2015.
- Куницын В.Е., Шалимов С.Л. Ультранизкочастотные вариации магнитного поля при распространении в ионосфере акустико-гравитационных волн // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 5. С. 75–78. 2011.
- Милькис М.Р. Метеорологические предвестники сильных землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 3. С. 36–47. 1986.
- Пулинец С.А., Узунов Д.П., Карелин А.В., Давиденко Д.В. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера–атмосфера–ионосфера–магнитосфера, инициируемых ионизацией // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 4. С. 540–558. 2015.
- Романова Н.В., Пилипенко В.А., Степанова М.В. О магнитном предвестнике Чилийского землетрясения 27 февраля 2010 г. // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 2. С. 231–234. 2015.
- Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука. 162 с. 1992.
- Собисевич А.Л., Старостенко В.И., Собисевич Л.Е., Кендзера А.В., Шуман В.Н., Вольфман Ю.М., Потемка Э.П., Канониди К.Х., Гарифулин В.А. Черноморские землетрясения конца декабря 2012 г. и их проявления в геомагнитном поле // Геофизич. журнал. Т. 35. № 6. С. 54–70. 2013б.
- Собисевич Л.Е., Канониди К.Х., Собисевич А.Л. Ультранизкочастотные электромагнитные возмущения, возникающие перед сильными сейсмическими событиями // ДАН. Т. 429. № 5. С. 668–672. 2009.
- Собисевич Л. Е., Канониди К. Х., Собисевич А. Л., Мисеюк О. И. Геомагнитные возмущения в вариациях магнитного поля Земли на этапах подготовки и развития Турецкого (08.03.2010 г.) и Северокавказского (19.01.2011 г.) землетрясений // ДАН. Т. 449. № 1. С. 93–96. 2013а.
- Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Канониди К.Х. Аномальные геомагнитные возмущения, наведенные катастрофическими цунамическими землетрясениями в районе Индонезии // Геофизич. журн. Т. 34. № 5. С. 22–37. 2012.
- Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л., Канониди К.Х. О некоторых аномальных процессах в геосферах при подготовке и развитии сейсмических событий. Триггерные эффекты в геосферах // Материалы третьего Всероссийского семинара-совещания. Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС. С. 284–294. 2015.
- Соболев Г.А., Пономарёв А.В. Физика землетрясений и предвестников. М.: Наука. 270 с. 2003.
- Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при взрывах и землетрясениях. М.: МИФИ. 448 с. 2000.
- Черногор Л.Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. I // Нелинейный мир. Т. 4. № 12. С. 655–697. 2006.

- Черногор Л.Ф. Земля–атмосфера–ионосфера–магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. Т. 5. № 4. С. 198–231. 2007.
- Черногор Л.Ф. Физика и экология катастроф: Монография. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина. 2012. 556 с.
- Черногор Л.Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. Х.: ХНУ имени В.Н. Каразина. 448 с. 2014а.
- Черногор Л.Ф. Эффекты Челябинского метеороида в геомагнитном поле // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 54. № 5. С. 658–669. 2014б.
- Черногор Л.Ф. Эффекты в магнитосфере при подлете Челябинского метеороида // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 58. № 2. С. 267–280. 2018.
- Шестопалов И.П., Белов С.В., Соловьев А.А., Кузьмин Ю.Д. О генерации нейтронов и геомагнитных возмущениях в связи с Чилийским землетрясением 27 февраля и вулканическим извержением в Исландии в марте–апреле 2010 г. // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 53. № 1. С. 130–142. 2013.
- Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Ed. Hayakawa M. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp. 996 p. 1999.
- Bakun W.H., Aagaard B., Dost B. et al. Implications for prediction and hazard assessment from the 2004 Parkfield earthquake // Nature. V. 437(706). P. 969–974. 2005.
- Campbell W.H. Natural magnetic disturbance fields, not precursors, preceding the Loma Prieta earthquake // J. Geophys. Res. V. 114. 2009: A05.307. doi 10.1029/2008JA013932
- Chernogor L.F., Blaunstein N. Radiophysical and Geomagnetic Effects of Rocket Burn and Launch in the Near-the-Earth Environment. Boca Raton, London, N.Y.: CRC Press. Taylor & Francis Group. 542 p. 2013.
- Current research in Earth prediction. Ed. Rikitake T. Dordrecht: D. Reidel Publishing. 510 p. 1981.
- Dunajevka M., Pulinet S.A. Atmospheric and thermal anomalies observed around the time of strong earthquakes in Mexico // Atmosfera. V. 18. № 4. P. 233–247. 2005.
- Earthquakes prediction studies: Seismo electromagnetic. Ed. Hayakawa M. Tokyo: TERRAPUB. 794 p. 2013.
- Electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Ed. Hayakawa M. Trivandrum: Transwold Research Network. 279 p. 2009.
- Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction. Eds. Hayakawa M., Fujinawa Y. Tokyo: Terra Scientific Pub. Comp. 677 p. 1994.
- Fraser-Smith A.C., Bernardi A., McGill P.R., Ladd M.E., Halliwell R.A., Willard O.G., Jr. Low frequency magnetic field measurements near the epicenter of the M_s 7.1 Loma Prieta earthquake // Geophys. Res. Lett. V. 17. № 9. P. 1465–1468. 1990.
- Fraser-Smith A.C. Ultra-low-frequency magnetic fields preceding large earthquakes // EOS. V. 89. № 23. P. 211. 2008.
- Fraser-Smith A.C., McGill P.R., Halliwell K.A., Villard O.G., Jr. Ultra-low-frequency magnetic field measurements in southern California during the Northridge earthquake of 17 January 1994 // Geophys. Res. Lett. V. 21. № 20. P. 2195–2198. 1994.
- Geller R.J. Earthquake prediction: a critical review // Geophys. J. Int. V. 131. P. 425–450. 1997. doi 10.1111/j.1365-246X.1997.tb06588.x
- Hayakawa M., Kawate R., Molchanov O.A., Jumoto K. Results of ultra-low-frequency magnetic field measurements during the Guam earthquake of 8 August 1993 // Geophys. Res. Lett. V. 23. № 3. P. 241–243. 1996.
- Jing F., Shen X.H., Kang C.L., Xiong P. Variations of multi-parameter observations in atmosphere related to earthquake // Nat. Hazard Earth Sys. V. 13. № 1. P. 27–33. 2013.
- Karakelian D., Klempeter S.L., Fraser-Smith A.C., Thompson G.A. Ultra-low-frequency electromagnetic measurements associated with the 1998 ($M_w = 5.1$) San Juan Bautista, California earthquake and implications for mechanisms of electromagnetic earthquake precursors // Tectonophysics. V. 359. P. 65–79. 2002.
- Kopytenko Yu.A., Matiashvili T.G., Voronov P.M., Kopytenko E.A., Molchanov O.A. Detection of ultra-low-frequency emissions connected with the Spitak earthquake and its aftershock activity, based on geomagnetic pulsations data at Dusheti and Vardzia observatories // Phys. Earth Planet. In. V. 77. P. 85–95. 1993.
- Molchanov O.A., Hayakawa M. Seismo-electromagnetics and related phenomena: history and latest results. Tokyo: TERRAPUB. 189 p. 2008.
- Molchanov O.A., Kopytenko Yu.A., Voronov P.M., Kopytenko E.A., Matiashvili T.G., Fraser-Smith A.C., Bernardi A. Results of magnetic field measurements near the epicenters of the Spitak ($M_s = 6.9$) and the Loma Prieta ($M_s = 7.1$) Earthquakes: comparative analysis // Geophys. Res. Lett. V. 19. P. 1495–1498. 1992.
- Moore G.W. Magnetic disturbances preceding the 1964 Alaska earthquake // Nature. V. 203. P. 508–509. 1964.
- Morton B.R., Taylor G., Turner J.S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Royal Soc. London A: Mathematical, physical and engineering sciences. The Royal Society. V. 234. № 1196. P. 1–23. 1956.
- Park S.K., Johnson M., Madden J.S., Morgan F.D., Morrison H.F. Electromagnetic precursors to earthquakes in the ULF band: a review of observations and mechanisms // Rev. Geophys. V. 31. P. 117–132. 1993.
- Schekotov A., Fedorov E., Hobara Y., Hayakawa M. ULF magnetic field depression as a possible precursor to the 2011/3.11 Japan earthquake // J. Atmos. Electr. V. 33. № 1. C. 41–51. 2013a.
- Schekotov A., Fedorov E., Hobara Y., Hayakawa M. ULF magnetic field depression as a possible precursor to the 2011/3.11 Japan earthquake // Радиофизика и электродинамика. Т. 4(18). № 1. С. 47–52. 2013b.
- Seismoelectromagnetics: lithosphere–atmosphere–ionosphere coupling. Eds. Hayakawa M., Molchanov O.A. Tokyo: TERRAPUB. 477 p. 2002.
- Surkov V.V., Pilipenko V.A. Magnetic effects due to earthquakes and underground explosions: a review // Ann. Geofis. V. 40. № 2. P. 227–239. 1997.
- Surkov V., Hayakawa M. Ultra and Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields. Tokyo, Heidelberg N.Y. Dordrecht London: Springer. 486 p. 2014.