

Может ли солнечная вспышка инициировать землетрясение?

В. А. Новиков¹, В. М. Сорокин² и А. К. Яценко¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калужское шоссе, 4, Троицк, Московская область 108840, Россия

E-mail: novikov@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 28 ноября 2019 г.

Аннотация. Представлены теоретическая модель и результаты расчетов возмущений электрического поля, электрического тока и тепловыделения в литосфере, связанных с поглощением ионизирующего излучения солнечных вспышек. В результате крупномасштабного в горизонтальном направлении возмущения проводимости нижней области ионосферы в присутствии внешнего электрического поля возможна генерация возмущений геомагнитного поля в диапазоне периодов единицы–десятки секунд. Амплитудно-временные характеристики сигнала определяются возмущением интегральных проводимостей ионосферы. В зависимости от соотношения между проводимостями Холла и Педерсена возмущенной ионосферы может наблюдаться осциллирующий и апериодический режимы магнитных возмущений. Для сильных возмущений проводимости ионосферы амплитуда пульсаций может достигать $\sim 10^2$ нТл. При этом, амплитуда горизонтальной компоненты электрического поля на поверхности Земли достигает 0.01 мВ/м, плотность электрического тока в литосфере — 10^{-6} А/м², а плотность мощности выделения тепла этим током — 10^{-7} Вт/м³. Показано, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек может вызвать вариации плотности теллурических токов в сейсмогенных разломах, сопоставимые с плотностями тока, генерируемыми в земной коре искусственными импульсными источниками (геофизический МГД-генератор "Памир-2" и электроимпульсная установка "ЭРГУ-600"), которые вызывают инициирование региональных землетрясений и пространственно-временное изменение сейсмической активности. Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и солнечными вспышками. Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах. <https://doi.org/10.33849/2019203>

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования возможного влияния солнечной активности на сейсмический режим Земли ведутся уже более ста лет. Еще в 1853 году Р. Вольф указал на то, что солнечные пятна могут влиять на возникновение землетрясений [1]. В настоящее время работы в данной области направлены на поиск корреляционных зависимостей сейсмичности Земли от солнечной активности (чисел Вольфа) [2–4]. Согласно исследованиям [5–7], существует определенная зависимость сейсмичности от 11-летнего солнечного цикла, которая была проверена опытным прогнозированием общей сейсмичности Земли и отдельных ее регионов. Автор отмечает положительную корреляцию количества землетрясений и фаз 11-летнего цикла солнечной активности. Наряду с этим существуют и обратные утверждения о том, что 11-летние циклы сейсмической активности имеют существенную отрицательную корреляцию с циклами солнечной активности и геомагнитными возмущениями [8]. Практически все упомянутые выводы основаны только на корреляционном анализе. Даже в тех случаях, когда такой анализ дает статистически значимые результаты, авторы ограничиваются лишь предположением о механизме воздействия солнечных вспышек, либо ограничиваются самыми общими рассуждениями о таком воздействии [9]. Кроме того, существует и определенный скептицизм при оценке существования таких солнечно-земных связей, приводящих к статистически значимым вариациям сейсмичности, например, [10]. Тем не менее, результаты, полученные в последнее время, по резкому всплеску сейсмичности после сильных солнечных вспы-

шек 2017 года [11], стимулируют исследования по поиску возможных механизмов такого взаимодействия.

В настоящее время предложены гипотезы о влиянии солнечной активности на скорость вращения Земли [12] или на активность тропических циклонов [13], что, в свою очередь, может вызвать изменение напряженно-деформированного состояния земной коры и инициировать землетрясения [14, 15]. Однако анализ, выполненный в работе [16] для территорий Камчатки, Японии и Филиппин, показал, что создаваемые тайфунами сейсмические колебания, которые можно рассматривать как возможный триггер землетрясений, по амплитуде не превышают колебания от многочисленных местных землетрясений умеренной магнитуды (4–5 и более сильных удаленных землетрясений, возникающих на западе Тихого океана). Таким образом показано, что циклоны в целом не оказывают значимого триггерного эффекта на сейсмичность в течение нескольких суток или недель.

В данной статье рассматривается возможный механизм инициирования сейсмических событий ионизирующим излучением солнечных вспышек. Такое направление исследований выбрано на основе работ, опубликованных в последнее время, в которых была выдвинута гипотеза о триггерном воздействии резких вариаций геомагнитного поля на сейсмичность [17–19], а также суточных Sq-вариаций [20, 21]. Однако модели генерации теллурических токов в неоднородной по электропроводности земной коре, обусловленной солнечными вспышками, в настоящее время не существует. В данной работе представлена теоретическая модель и результаты численных расчетов возмущения электрического поля,

электрического тока и выделения тепла в литосфере за счет изменения проводимости ионосферы, обусловленного поглощением в ней ионизирующего излучения солнечных вспышек.

2. ВОЗМУЩЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЗМЕНЕНИЕМ ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Солнечные вспышки сопровождаются возмущениями геомагнитного поля в различных диапазонах периодов. Можно предположить, что наибольшие амплитуды токов в литосфере наводятся короткопериодными колебаниями геомагнитного поля. Ниже рассмотрим характеристики электродинамического воздействия на литосферу таких колебаний.

Один из механизмов генерации геомагнитных пульсаций связан с локальным изменением ионосферной проводимости в присутствии внешнего электрического поля. Такой механизм рассмотрен в работах [22, 23] применительно к проблемам генерации пульсаций Р12, а также искусственных колебаний геомагнитной силовой линии. В этих работах рассматривались процессы с характерными периодами более 10 с. Резонатор Земля–ионосфера формирует колебания геомагнитного поля с периодами 1–100 с в процессе ионизации ионосферы излучением вспышки с коротким фронтом нарастания ее амплитуды. Теоретическая модель таких процессов была ранее развита в работах [24, 25] в приближении идеально проводящей Земли. Для изучения характеристик наведенного электрического тока в литосфере необходима модификация модели с учетом конечной ее проводимости. Их оценки наиболее просто получить, полагая геомагнитное поле вертикальным.

Горизонтальный масштаб области проводимости, возмущенной солнечной вспышкой, составляет величину порядка земного радиуса, а вертикальный масштаб — порядка толщины ионосферы. Поэтому в уравнениях можно пренебречь горизонтальными производными. Это соответствует тому, что за характерный период изменения поля ионосферные токи и поля диффундируют в горизонтальном направлении на расстояние много меньше горизонтального масштаба.

Введем декартову систему координат с осью z , направленной вертикально вверх вдоль геомагнитного поля $\mathbf{B}$ и осями x и y , направленными, соответственно, по меридиану на юг и по широте на восток. Нижняя граница тонкой плоскостистой ионосферы расположена на высоте z_1 над поверхностью Земли. Внешнее электрическое поле в ионосфере $\mathbf{E}_{ext}$ направлено параллельно земной поверхности. Изменение проводимости ионосферы приведет к возмущению ионосферных токов и, соответственно, к генерации возмущения магнитного и электрического полей. В проводящей ионосфере возмущение электрического поля удовлетворяет уравнению:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}(\mathbf{r}, t)(\mathbf{E} + \mathbf{E}_{ext}) = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}(\mathbf{r}, t)$ — тензор возмущенной проводимости ионосферной плазмы. Выше ионосферы в магнитосферной плазме возмущение электрического поля удовлетворяет

уравнению:

$$(\nabla \times \nabla \times \mathbf{E})_{\perp} + \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

где u — скорость Альвена в магнитосфере, знак $\perp$ обозначает поперечные компоненты вектора относительно вертикали. Полагаем, что проводимость слоя Земля–ионосфера отсутствует и, следовательно, электрическое поле определяется из уравнения Лапласа:

$$\Delta \mathbf{E} = 0. \quad (3)$$

Интегрируя уравнения (1) по толщине ионосферы, получим граничные условия на ионосфере для касательных компонент возмущения горизонтальных компонент $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ электрического поля:

$$\left\{ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right\} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Sigma} \mathbf{E}) = \mu_0 \frac{\partial \hat{\Sigma}}{\partial t} \mathbf{E}_{ext}; \{\mathbf{E}\} = 0, \quad (4)$$

где фигурными скобками $\{\dots\}$ обозначен скачок соответствующей величины при переходе через уровень $z = z_1$, $\hat{\Sigma}$ — зависящий от времени тензор интегральной проводимости ионосферы:

$$\hat{\Sigma}(t) = \begin{pmatrix} \Sigma_P(t) & \Sigma_H(t) \\ -\Sigma_H(t) & \Sigma_P(t) \end{pmatrix}$$

Выше ионосферы при $z > z_1$ расположена магнитосфера, электрическое поле в которой определяется уравнением (2). Его решение имеет вид уходящей магнитозвуковой волны:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{f}(t - z/u); z > z_1. \quad (5)$$

Слой Земля–ионосфера является непроводящим. Следовательно, в квазистационарном приближении, возмущение электрического поля в нем определяется из уравнения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = 0; \quad 0 < z < z_1,$$

общее решение которого имеет вид:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0(t) + \mathbf{E}_1(t) \frac{z}{z_1}, \quad (6)$$

где $\mathbf{E}_0$ — электрическое поле на поверхности литосферы. Подставляя решения (5) и (6) в граничное условие (4), получим уравнение для электрического поля в ионосфере при $z = z_1$:

$$\frac{d}{dt} [\hat{\Sigma}_e(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1)] + \frac{1}{\mu_0 z_1} \mathbf{E}_1 = -\frac{d\hat{\Sigma}_e}{dt} \mathbf{E}_{ext}, \quad (7)$$

где $\hat{\Sigma}_e$ — тензор эффективной интегральной проводимости ионосферы:

$$\hat{\Sigma}_e(t) = \begin{pmatrix} \Sigma_P(t) + 1/\mu_0 u & \Sigma_H(t) \\ -\Sigma_H(t) & \Sigma_P(t) + 1/\mu_0 u \end{pmatrix} \quad (8)$$

В приближении идеально-проводящей литосферы касательная компонента возмущения электрического

поля на ее поверхности $\mathbf{E}_0=0$. В этом случае уравнение (7) перейдет в обыкновенное дифференциальное уравнение для определения $\mathbf{E}_1(t)$, полученное в работе [24]. В случае литосферы с конечной проводимостью для определения $\mathbf{E}_1(t)$ в этом уравнении необходимо исключить неизвестную функцию $\mathbf{E}_0(t)$.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОКА В ЛИТОСФЕРЕ

Обозначим возмущение электрического поля в ионосфере $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ и перейдем к комплексным величинам по формулам: $\Sigma = \Sigma_p - i\Sigma_H$, $E = E_x + iE_y$. Уравнение (7) перепишем в виде:

$$\frac{d}{dt}(\Sigma_e E i) + \frac{1}{\mu_0 z_1} E_i - \frac{1}{\mu_0 z_1} E_0 = -\frac{d\Sigma_e}{dt} E_{ext}; E_i = E_0 + E_1. \quad (9)$$

Рассмотрим электрическое поле в литосфере. Будем полагать, что проводимость литосферы $\sigma(z)$ зависит от вертикальной координаты. Электрическое поле в ней определяется уравнением:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0; z < 0. \quad (10)$$

На границе Земля–атмосфера горизонтальная компонента электрического поля и ее нормальная производная непрерывны, а вглубь литосферы поле убывает:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z}|_{z=0} = 0; \mathbf{E}|_{z=0} = 0; \mathbf{E}|_{z \rightarrow -\infty} = 0. \quad (11)$$

Выразим возмущение поля на поверхности Земли E_0 через его значение на уровне ионосферы E_i . Для этого используем уравнение (11), производя в нем преобразование Лапласа по времени. Получим:

$$\frac{d^2 \tilde{E}}{dz^2} = \mu_0 \sigma(z) s \tilde{E}.$$

Его решение, удовлетворяющее граничному условию при $z = 0$, имеет вид:

$$\tilde{E}(z, s) = \tilde{E}(s) f(z, s); \tilde{E}(s) = \int_0^\infty E_0(t) \exp(-st) dt.$$

Функция $f(z, s)$ представляет собой решение следующей краевой задачи:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \mu_0 \sigma(z) s f; f(0, s) = 1; f(-\infty, s) = 0. \quad (12)$$

Очевидно, что $f(z, s)$ определяется только распределением $\sigma(z)$ электропроводности литосферы.

Воспользовавшись граничным условием на поверхности литосферы (11), получим соотношение:

$$\tilde{E}_0(s) = \frac{\tilde{E}_i(s)}{1 + z_1 f'(0, s)}; f'(0, s) \equiv \frac{df(z, s)}{dz}|_{z=0}.$$

Из этого равенства получим зависимость $E_0(t)$ от

времени, используя обратное преобразование Лапласа:

$$E_0(t) = \int_0^t G(t-t') E_i(t') dt'; G(t) = L^{-1} \frac{1}{1 + z_1 f'(0, s)}, \quad (13)$$

где символом $L^{-1}(\dots)$ обозначена операция обратного преобразования Лапласа. Подставляя (13) в (9), получим интегро-дифференциальное уравнение относительно $E_i(t)$:

$$\frac{dE_i(t)}{dt} + \Omega(t) E_i(t) - \Omega_0(t) \int_0^t G(t-t') E_i(t') dt = -\Omega_1(t) E_{ext}. \quad (14)$$

В этом уравнении обозначено:

$$\Omega_0(t) = \frac{1}{\mu_0 z_1 \Sigma_e(t)}; \Omega_1(t) = \frac{1}{\Sigma_e(t)} \frac{d\Sigma_e(t)}{dt};$$

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + \Omega_1(t); E_i(0) = 0.$$

В пределе идеально-проводящей литосферы при $\sigma \rightarrow \infty$ имеем $f'(0, s) \rightarrow \infty, G \rightarrow 0$.

Следовательно, третье слагаемое в левой части уравнения исчезает и получается уравнение работы [24]. Подынтегральное ядро $G(t-t')$ уравнения (14), которое определяется формулами (12) и (13), а также алгоритм его нахождения приведены в Приложении. Определив электрическое поле в ионосфере $E_i(t)$ с помощью уравнения (14), рассчитаем его зависимость от времени на поверхности литосферы по формуле (13). Пространственно-временное распределение электрического поля в литосфере находим из уравнения (10), решая краевую задачу:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial E}{\partial t} = 0. \quad (15)$$

$$E(z, t)|_{z=0} = E_0(t); E(z_m, t) = 0; E(z, 0) = 0; z_m < z < 0.$$

Значения электрического поля, полученные с использованием уравнения (15), позволили провести расчеты пространственно-временного распределения плотности электрического тока и плотности мощности тепловыделения в литосфере по формулам:

$$j(z, t) = \sigma(z) |\mathbf{E}(z, t)|; q(z, t) = \sigma(z) |\mathbf{E}(z, t)|^2. \quad (16)$$

Формулы (15) и (16) позволяют анализировать электродинамическое воздействие солнечных вспышек на литосферу. Приведем результаты расчетов пространственных и временных распределений амплитуд электрического поля, плотности тока и плотности мощности тепловыделения в литосфере, сопровождающих возмущение проводимости ионосферы под действием ионизирующего излучения солнечных вспышек. Для оценки электродинамических эффектов будем полагать, что под действием импульса ионизирующего излучения интегральные проводимости ионосферы изменились со временем по закону:

$$\Sigma_{P,H}(t) = \Sigma_0 \{1 + k_{P,H} [1 - \exp(-t^2/\tau^2)]\}.$$

Для расчетов выбраны следующие значения параметров: $z_1 = 90$ км; $u = 500$ км/с; $k_P = 1$; $k_H = 6$; $E_{x0} = 10$ мВ/м; $E_{y0} = 0$.

Высотная зависимость электропроводности литосферы приведена на рисунке 1 [26].

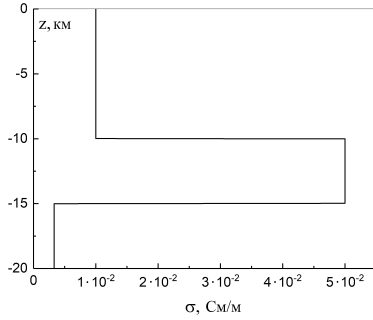


Рисунок 1. Зависимость проводимости литосферы от ее глубины.

На рисунке 2 приведены результаты расчета зависимости от времени амплитуд компонент электрического поля на поверхности литосферы, модуля плотности электрического тока и плотности мощности выделения тепла на различных глубинах для различных характеристик воздействия на ионосферу.

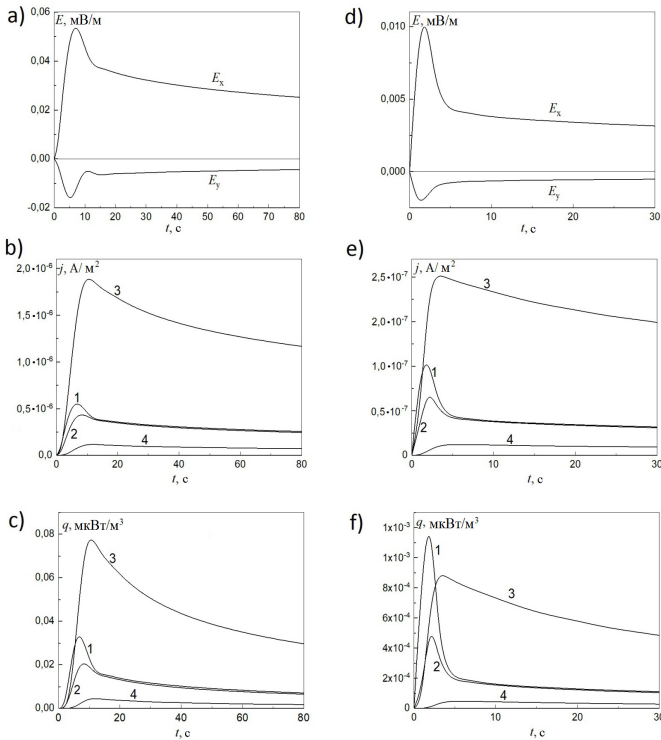


Рисунок 2. Зависимости от времени амплитуд компонент электрического поля на поверхности литосферы — (a), (d), модуля плотности электрического тока $j(z, t)$ — (b), (e) и плотности мощности выделения тепла $q(z, t)$ — (c), (f) на различных глубинах для различных характеристик воздействия на ионосферу: левая колонка $\tau = 5$ с, $\Sigma_0 = 1$ См, правая колонка $\tau = 1$ с, $\Sigma_0 = 0.1$ См. Глубина литосферы: 1 — $z = 0$; 2 — $z = 5$, 3 — $z = 10$, 4 — $z = 15$ км.

Расчеты показали, что амплитуда тока и мощности выделения тепла убывают с глубиной литосферы. Од-

нако в слое с повышенной проводимостью эти величины резко возрастают. На рисунке 3 приведены результаты расчета зависимости амплитуды модуля плотности электрического тока от глубины литосферы в различные моменты времени для различных характеристик воздействия на ионосферу. Из расчетов следует, что ток концентрируется в слое с повышенной проводимостью.

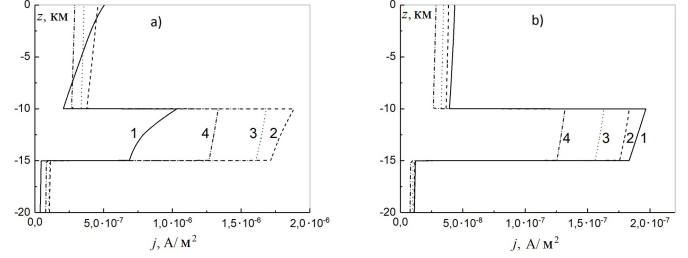


Рисунок 3. Зависимость от глубины литосферы амплитуды модуля плотности электрического тока в различные моменты времени для различных характеристик воздействия на ионосферу. Выбраны следующие моменты времени: 1 — $t = 5$ с, 2 — $t = 10$ с, 3 — $t = 20$ с, 4 — $t = 50$ с; (a) $\tau = 5$ с, $\Sigma_0 = 1$ См; (b) $\tau = 1$ с, $\Sigma_0 = 0.1$ См.

Амплитуда тока больше для тех вспышек, которые больше возмущают проводимость ионосферы. На рисунке 4 приведены результаты расчета зависимости максимума амплитуды плотности электрического тока на глубине литосферы $z = -10$ км от характерного времени фронта нарастания проводимости ионосферы τ , возникающего в результате поглощения ионизирующего излучения солнечной вспышки. Из расчетов следует, что амплитуда тока сильно зависит от времени нарастания фронта вспышки.

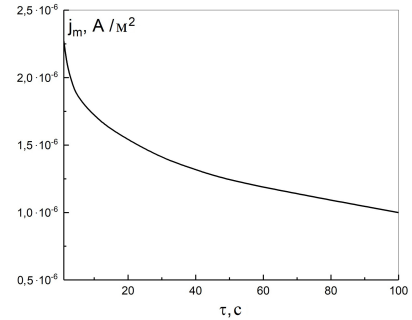


Рисунок 4. Зависимость максимума амплитуды плотности электрического тока на глубине $z = -10$ км литосферы от характерного времени фронта нарастания проводимости ионосферы τ . Для расчета выбраны следующие значения параметров: $\Sigma_{P0} = \Sigma_{H0} = 1$ См, $E_{x0} = 3$ мВ/м, $E_{y0} = 0$, $k_H = 6$.

Быстрые скачки ионизации приводят к большим токам по сравнению с медленным нарастанием амплитуды возмущения проводимости. Расчеты показали, что в результате скачка интегральных проводимостей ионосферы в течение десятка секунд в литосфере наводятся электрические поля с амплитудой порядка 0.1–0.01 мВ/м и электрические токи с плотностью 10^{-6} – 10^{-7} А/м², при этом выделяется тепло мощностью 0.1–0.01 мкВт/м³. Электрический ток в литосфере концентрируется в слоях с повышенной электрической проводимостью. Показано, что если в проводящем слое в ли-

тосфере на глубине 10 км проводимость выше в пять раз, то плотность тока там возрастает на порядок по сравнению с его значением на меньшей глубине.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящее время на основе полевых наблюдений и лабораторных исследований доказана принципиальная возможность электромагнитного инициирования сейсмических событий [27]. Установлено влияние мощных электромагнитных импульсов магнитогазодинамического (МГД) генератора на сейсмический режим Памира и Северного Тянь-Шаня [28, 29]. МГД-генератор применялся в качестве источника импульса постоянного тока для работ по глубинному электрическому зондированию земной коры на Гармском и Бишкекском прогнозистических полигонах. Нагрузкой служил электрический диполь с разномом электродов 4.5 км и сопротивлением 0.4 Ом. При пусках генератора ток в нагрузке достигал 0.28–2.8 кА, длительность импульса составляла 1.7–12.1 с, энергия — 1.2–23.1 МДж.

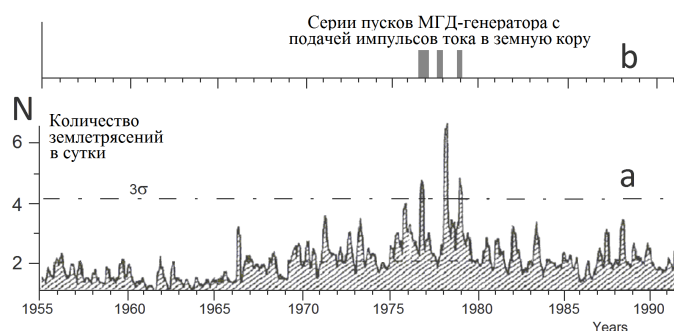


Рисунок 5. Суточное число землетрясений на Гармском геофизическом полигоне (Памир) в верхнем слое (0–5 км) Таджикской депрессии (а) и пуски МГД-генератора (b).

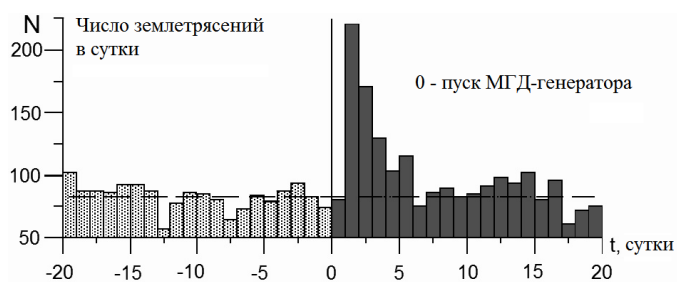


Рисунок 6. Суточное число землетрясений в верхнем слое (0–5 км) Бишкекского геодинимического полигона (Северный Тянь-Шань) до (<0) и после (>0) пуска МГД-генератора.

В результате статистического анализа региональной сейсмичности в обоих регионах (Памир и Северный Тянь-Шань, см. рисунки 5, 6) было установлено, что количество землетрясений после пуска МГД-генератора становится заметно выше, чем до него. Повышенный уровень сейсмической активности наблюдался в течение 3–6 дней после пуска МГД-генератора. Было высказано предположение, что электромагнитные импульсы, генерируемые МГД-установкой, приводят к глубокому и длительному изменению сейсмического процесса в исследуемом регионе и смежных территориях.

Во время серии экспериментов с импульсным МГД-генератором относительная доля более слабых сейсмических событий, сейсмическая активность региона и ее кластеризация возрастают. В настоящее время на Бишкекском геодинимическом полигоне выполняется электромагнитный мониторинг с использованием специального сильноточного источника — электроразведочной генераторной установки (ЭРГУ-600), обеспечивающей ток в диполе 600 А. В некоторых режимах зондирования энерговклад сопоставим с энергией слабого землетрясения ($\sim 10^8$ Дж) и превосходит энерговклад при пусках геофизических МГД-генераторов. Получены результаты об инициирующем влиянии электрических зондирований/энергетических воздействий на природ слабой сейсмичности. Эффект аналогичен ранее отмеченному при пусках МГД-генераторов, но проявляется слабее [30]. Результаты статистического анализа вариаций сейсмического режима в результате искусственного электромагнитного воздействия подтверждаются данными мониторинга сейсмоакустической эмиссии в скважинах Бишкекского геодинимического полигона [31, 32], а также микросейсмичности [27], свидетельствующими об электромагнитной стимуляции трещинообразования в земной коре. Кроме того, результаты полевых экспериментов по электромагнитной триггерной сейсмичности подтверждены в многочисленных лабораторных экспериментах как по исследованию отклика акустической эмиссии (трещинообразования) образцов горных пород на электромагнитные импульсы на специальном прессовом оборудовании [33–36], так и по инициированию макрособытия (лабораторного "землетрясения") импульсом тока на пружинно-блочной модели, имитирующей сейсмогенный разлом [37].

Расчеты растекания тока от электрического диполя, запитываемого импульсным МГД-генератором "Памир-2" или электроимпульсной установкой ЭРГУ-600, для глубинной геоэлектрической структуры Тянь-Шаня в районе проведения полевых экспериментов [38] показали, что на глубине расположения очагов землетрясений в данном регионе (5–10) км плотность тока составляет 10^{-7} – 10^{-8} А/м² [39]. Таким образом, плотность тока от искусственного источника, влияющего на региональный сейсмический режим, по порядку величины сопоставима с плотностью теллурических токов, генерируемых солнечными вспышками, что указывает на реальность существования солнечно-земных электромагнитно-сейсмических связей. Тем не менее, механизм взаимодействия электрического тока такой малой плотности с горными породами в напряженно-деформированном состоянии, приводящего к инициированию землетрясения, до сих пор неясен. В настоящее время предложены различные гипотезы электромагнитного инициирования землетрясений как за счет возбуждения вибраций в земной коре [40], так и стимуляции миграции флюида в разломную зону под действием внешних электрических воздействий [41], приводящих к снижению прочности сейсмогенного разлома. Следует отметить, что данные гипотезы имеют лишь феноменологический характер, и для их подтверждения требуется детальное теоретическое обоснование и экспериментальная проверка в лабораторных условиях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек может вызвать вариации плотности теллурических токов в сейсмогенных разломах, сопоставимые с плотностями тока, генерируемыми в земной коре искусственными импульсными источниками, используемыми для активного электромагнитного мониторинга (МГД-генераторы и электроимпульсные установки типа ЭРГУ-600). Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и солнечными вспышками.

В результате крупномасштабного в горизонтальном направлении возмущения проводимости нижней области ионосферы в присутствии внешнего электрического поля возможна генерация возмущений геомагнитного поля в диапазоне периодов единицы-десятки секунд. Амплитудно-временные характеристики сигнала определяются возмущением интегральных проводимостей ионосферы. В зависимости от соотношения между интегральными проводимостями Холла и Педерсена возмущенной ионосферы может наблюдаться осциллирующий и апериодический режимы магнитных возмущений. Для сильных возмущений проводимости ионосферы амплитуда пульсаций может достигать $\sim 10^2$ нТл. При этом, амплитуда горизонтальной компоненты электрического поля на поверхности Земли достигает 0.01 мВ/м, плотность электрического тока в литосфере — 10^{-6} А/м², а плотность мощности выделения тепла этим током — 10^{-7} Вт/м³. Электрический ток в литосфере концентрируется в слоях с повышенной электрической проводимостью. Показано, что если в проводящем слое в литосфере на глубине 10 км проводимость выше в пять раз, то плотность тока там возрастает на порядок по сравнению с его значением на меньшей глубине. Амплитуда электрического тока в литосфере значительно больше для вспышек с быстрым фронтом нарастания излучения по сравнению с более медленными процессами ионизации ионосферы.

Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах. Данный подход сформулирован в работе [42], где в области подготовки катастрофического землетрясения, определенной на основе среднесрочного прогноза [43], предлагается вести мониторинг триггерных эффектов, результаты которого можно было бы использовать в системе краткосрочного прогноза землетрясений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-05-00962.

6. ПРИЛОЖЕНИЕ

Для решения уравнения (14) необходимо найти ядро $G(t)$, которое определяется формулами (12) и (13). Решение краевой задачи (12) получим, преобразовав это уравнение в систему уравнений первого порядка:

$$\frac{df}{dz} = g; \frac{dg}{dz} = q^2 f; q^2(z, s) = \mu_0 \sigma(z) s. \quad (17)$$

Определив функцию $R(z)$ по формуле $R = g/f$, по-

лучим для нее уравнение Риккати:

$$\frac{dR}{dz} + R^2 = q^2. \quad (18)$$

Будем полагать, что проводимость литосферы при $z < z_m$ постоянна и равна y_m . Как следует из этого уравнения, функция $R(z)$ при $z < z_m$ постоянна и равна $R(z_m) = q_m = \sqrt{\mu_0 \sigma_m s}$. Это равенство является граничным условием для уравнения Риккати:

$$\frac{dR(z, s)}{dz} + R^2(z, s) = q^2(z, s). \quad (19)$$

$$R(z_m, s) = q_m = \sqrt{\mu_0 \sigma_m s}; z_m < z < 0. \quad (20)$$

Решение этого уравнения находится для каждого значения s и далее определяется его значение при $z = 0$. Так как, согласно (12), $f(0, s) = 1$, то, полагая $z = 0$, получим:

$$R(0, s) = \frac{g(0, s)}{f(0, s)} = \left. \frac{df(z, 0)}{dz} \right|_{z=0} \equiv f'(0, s). \quad (21)$$

Следовательно, ядро уравнения (14) имеет вид:

$$G(t) = L^{-1} \left\{ \frac{1}{1 + z_1 R(0, s)} \right\}. \quad (22)$$

Обратное преобразование Лапласа производится с использованием алгоритма, изложенного в работе [44]. Определив ядро, уравнение (14) решается конечно-разностным методом на временном интервале $t = (0, t_m)$, аппроксимируя производную по формуле правой разности, а интеграл — по формуле прямоугольников:

$$\begin{aligned} E_i[(k+1)\Delta t] &= [1 - \Omega(k\Delta t)\Delta t] E_i(k\Delta t) + \\ &+ \Omega_0(k\Delta t)\Delta t^2 \sum_{m=0}^k G[(k-m)\Delta t] E_i(m\Delta t) - \\ &- \Omega_1(k\Delta t)\Delta t E_{ext}. \end{aligned} \quad (23)$$

$$E_i(0) = 0; k = 0 \dots n_0; n_0 = [t_m/\Delta t]. \quad (24)$$

Так как ядро оператора свертки $G(t)$ расходится при $t \rightarrow 0$ как $1/\sqrt{t}$, то эту интегрируемую особенность исключаем, представив ядро в виде:

$$G(t) \rightarrow G_{reg}(t) = G(t) [1 - \exp(-t/t_{reg})^2]. \quad (25)$$

Величина t_{reg} выбрана намного меньше характерных временных масштабов вариаций электромагнитного поля: $t_{reg} \ll 1$ с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wolf R 1853 *Philos. Magazine* **5** 67
2. Gribbin J 1971 *Science* **173** 558
3. Takayama T and Suzuki T 1990 *Bull. Earthquake Res. Inst. of Tokyo Imperial Univ.* **8** 373–374
4. Zhang G Q 1998 *Acta Seismologica Sinica* **11** 495–500
5. Сытинский А Д 2004 *Докл. АН СССР* **209** 1078–1081
6. Сытинский А Д 1989 *Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли* **2** 13–30

7. Сытинский А Д и Оборин Д А 1997 *Геомагнетизм и аэрономия* **37** 138–141
8. Соболев Г А, Шестопапов И П и Харин Е П 1998 *Физика Земли* **7** 85–90
9. Georgieva K, Kirov B and Atanasov D 2002 *J. Atmospheric Electricity* **22** 291–300
10. Love J J and Thomas J N 2013 *Geophys. Res. Lett.* **40** 1165–1170
11. Ruzhin Y Y and Novikov V A 2018 *Int. J. Electronics Appl. Res.* **5** 1–10
12. Simpson I F 1968 *Earth Planet. Sci. Lett.* **3** 417–425
13. Сытинский А Д 1987 *Связь сейсмичности Земли с солнечной активностью и атмосферными процессами* (Ленинград: Л.: Гидрометеиздат)
14. Боков В Н 2003 *Изв РГО РАН* **135** 54–65
15. Сасорова Е В и Левин Б В 2017 *Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки* **4** 91–100
16. Соболев Г А, Закржевская Н А и Соболев Д Г 2012 *Вулканонология и сейсмология* **2** 27–38
17. Sobolev G A, Zakrzhevskaya N A and Kharin E P 2001 *Phys. Solid Earth* **11** 62–72
18. Zakrzhevskaya N A and Sobolev G A 2002 *Izvestiya Phys. Solid Earth* **38** 249–261
19. Tarasov N T and Tarasova N V 2002 *Proc. 3 Int. Workshop on Magnetic, Electric and Electromagnetic Methods in Seismology and Volcanology* vol 38 (Moscow: Joint Inst. Phys. Earth) pp 249–261
20. Duma G and Ruzhin Y 2003 *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **3** 171–177
21. Tzanis A 2010 *Hellen J. Geosci.* **45** 307–316
22. Bell T F 1976 *J. Geophys. Res.* **81** 3316
23. Ляцкий В Б 1978 *Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений* (Ленинград: Л.: Наука)
24. Сорокин В М и Яценко А К 1990 *Геомагнетизм и аэрономия* **30** 425–428
25. Гутоп Ю В, Сорокин В М и Яценко А К 1993 *Геомагнетизм и аэрономия* **33** 79–85
26. Файнберг Э Б, Авагимов А А, Зейгарник В А и Васильева Т А 2004 *Физика Земли* **4** 54–62
27. Zeigarnik V, Avagimov A, Novikov V, Rybin A, Schelochkov G, Bragin V, Sychev V, Bogomolov L and Tarasov N 2002 *Geophys. Res. Abstr. EGU2018-15436-1* vol 1 (Vienna: EGU) p 20
28. Tarasov N T and Tarasova N V 2004 *Ann. Geophys.* **47** 199–212
29. Авагимов А А, Зейгарник В А и Ключкин В Н 2006 *Физика Земли* **10** 36–42
30. Богомолов Л М, Сычев В Н, Аладьев А В, Авагимов А А, Брагин В Д, Зейгарник В А, Закупин А С и Сычева Н А 2005 *Активный геофизический мониторинг литосферы Земли* (Новосибирск: СО РАН) с. 112–116
31. Гаврилов В А, Богомолов Л М и Закупин А С 2011 *Физика Земли* **11** 63–74
32. Закупин А С, Богомолов Л М и Мубассарова В А 2014 *Физика Земли* **5** 105–120
33. Соболев Г А и Пономарев А В 2003 *Физика землетрясений и предвестники* (Москва: М.: Наука)
34. Bogomolov L M, P'ichev P V, Novikov V A, Okunev V I, Sychev V N and Zakupin A S 2004 *Ann. Geophys.* **47** 65–72
35. Лапшин В Б, Патонин А В, Пономарев А В, Потанина М Г, Смирнов В Б и Строганова С М 2016 *ДАН* **469** 97–101
36. Зейгарник В А и Ключкин В Н 2018 *Успехи прикладной физики* **6** 199–208
37. Novikov V A, Okunev V I, Klychkin V N, Liu J, Ruzhin Y and Shen X 2017 *Earthquake Sci.* **30** 167–172
38. Рыбин А К 2011 *Глубинное строение и современная геодинамика Центрального Тянь-Шаня по результатам магнитотеллурических исследований* (Москва: М.: Научный мир)
39. Novikov V, Zeigarnik V, Konev Y and Rickman V 2017 *Eos Trans. AGU* **90** 112–116
40. Bogomolov L M 2010 *Phys. Mesomech.* **13** 39–56
41. Novikov V A and Novikova E O 2014 *Geophys. Res. Abstracts* **16** 12790
42. Sobolev G A 2011 *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **11** 445–458
43. Завьялов А Д 2006 *Среднесрочный прогноз землетрясений: основы, методика, реализация* (Москва: М.: Наука)
44. Stehfest H 1970 *Communications ACM* **13**