

ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА НА АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ INFLUENCE OF RELIEF ON THE ATMOSPHERIC ELECTRIC FIELD

В.В. Денисенко

*Институт вычислительного моделирования СО РАН,
Красноярск, Россия, denisen@icm.krasn.ru*

V.V. Denisenko

*Institute of Computational Modelling SB RAS,
Krasnoyarsk, Russia, denisen@icm.krasn.ru*

Аннотация. Измерения электрического поля хорошей погоды в горной местности подвержены влиянию рельефа и поэтому нуждаются в дополнительной калибровке для включения в глобальную картину поля. Для этого предлагается решать трехмерную задачу электропроводности атмосферы в области между поверхностью земли и ионосферой. В качестве примера рассмотрена окрестность Ключевской сопки. С ростом высоты плоскогорий плотность тока хорошей погоды над ними возрастает, а напряженность электрического поля уменьшается. Одномерная модель электропроводности атмосферы для рельефа с крутыми склонами неприменима. Сравнение суточно-сезонных диаграмм, построенных по данным круиза VII Карнеги и данным Томской обсерватории, показало сходство вариаций напряженности электрического поля хорошей погоды в таких разных местах на Земле. Над морем поле примерно вдвое меньше, чем над низменной сушей в те же моменты времени.

Ключевые слова: атмосфера, глобальная электрическая цепь, электрическое поле хорошей погоды, калибровка, рельеф, суточно-сезонная диаграмма.

Abstract. Measurements of the fair-weather electric field in mountainous areas are affected by the terrain, and therefore need additional calibration to be included in the global field picture. To do this, it is proposed to solve the three-dimensional electric current continuity problem of the atmosphere in the region between the Earth's surface and the ionosphere. As an example, the neighborhood of Klyuchevskaya Sopka is considered. With an increase in the height of the plateaus, the fair-weather electric current density above them increases, and the electric field strength decreases. A one-dimensional model of atmosphere conductivity is not applicable for terrain with steep slopes. A comparison of the daily-seasonal diagrams constructed according to the data of the Carnegie Cruise VII and according to the Tomsk Observatory showed the similarity of variations of the fair-weather electric field strength in such different places on the Earth. The field over the sea is about half as small as over low-lying land at the same time.

Keywords: atmosphere, global electric circuit, fair-weather electric field, calibration, relief, daily-seasonal diagram.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие наблюдается растущий интерес к исследованию процессов в глобальной электрической цепи (ГЭЦ). В соответствии с современными представлениями [Мареев, 2010] генерация токов ГЭЦ происходит в грозовых и электризованных облаках. Сторонний электрический ток, текущий вверх внутри облака, замыкается токами проводимости внутри и вне облака. В последнем случае часть тока проводимости уходит выше облака в ионосферу, растекается по ней, течет глобально по всей атмосфере вниз до поверхности Земли, собирается до области под облаком и через нижнюю атмосферу попадает на нижнюю границу облака. При этом обуславливающая электрическое поле во всей атмосфере характерная разность потенциалов между поверхностью Земли и ионосферой составляет 300 кВ. В воздухе около земли вдали от облаков напряженность электрического поля составляет 100–200 В/м. Такое поле называется полем хорошей погоды. Его измерение является непростой задачей, которая еще усложняется, если обсерватория не находится на равнине.

Целью настоящей работы является исследование влияния локального рельефа на поле хорошей погоды

и построение способа калибровки измерений, позволяющей избавиться от локальных особенностей, что необходимо для использования данных измерений в глобальной картине ГЭЦ.

1. АТМОСФЕРНЫЙ ПРОВОДНИК

При описании электрических процессов в атмосфере, характерное время которых превышает 15 мин, можно использовать квазистационарную модель [Molchanov, Hayakawa, 2008]. Основные уравнения для стационарной напряженности электрического поля \mathbf{E} и плотности тока \mathbf{j} — закон Фарадея, закон сохранения заряда и закон Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. Можно ввести электрический потенциал V так, что $\mathbf{E} = -\text{grad}V$. Тогда система уравнений сводится к уравнению электропроводности

$$-\text{div}(\sigma \text{grad}V) = 0, \quad (1)$$

где σ — проводимость воздуха, пространственное распределение которой полагается заданным. Проводимость приземного воздуха намного меньше, чем почвы и морской воды. Поэтому поверхность Земли обычно рассматривается как идеальный проводник. Поскольку проводимость ионосферы на много порядков больше, чем проводимость атмосферы,

ионосферу тоже можно рассматривать как идеальный проводник при моделировании атмосферы. Следует оговориться, что ионосфера является частью атмосферы, но в настоящей статье для краткости мы называем атмосферой только ее часть, лежащую ниже ионосферы. Соответствующие граничные условия имеют вид

$$V|_{h=h_1} = V_0, \quad V|_{h=h_g(\lambda, \varphi)} = 0, \quad (2)$$

где h — высота, отсчитываемая от уровня моря, функция $h_g(\lambda, \varphi)$ задает высоту поверхности Земли в географических координатах λ, φ ; h_1 — высота, на которой начинается ионосферный проводник. Будем использовать также декартовы координаты x, y, z при описании локальной области, когда можно пренебречь кривизной поверхности Земли. Потенциал ионосферы V_0 считаем заданным.

Краевая задача Дирихле (1, 2) имеет единственное решение. Для полученного поля можно вычислить полную джоулеву диссипацию, т. е. величину $\sigma(\text{grad}V)^2$, интегрированную по всей атмосфере, она конечна. С точки зрения математики атмосфера аналогично шаровому слою является односвязной областью. Вообще говоря, это усложняет постановку задач и их исследование, но поскольку речь идет о граничных условиях Дирихле (2), доказательства в рамках энергетического метода лишь незначительно усложняются по сравнению с доказательствами для односвязной области [Михлин, 1977].

Решение может иметь особенности, т. е. бесконечное возрастание напряженности поля, если заданная функция $h_g(\lambda, \varphi)$ не является гладкой. В качестве примера рассмотрим электрическое поле над горным хребтом в приближении, допускающем аналитическое решение. Направим ось цилиндрической системы координат горизонтально, азимутальный угол α будем отсчитывать от вертикали, ρ — расстояние до оси. Пусть полуплоскости $\alpha = \pm\alpha_0$ — склоны хребта. Поскольку нас будет интересовать поле только в небольшой окрестности ребра $\rho=0$, проводимость воздуха считаем константой. Тогда уравнение (1) и второе условие (2) принимают вид

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial V}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \alpha^2} = 0, \\ V|_{\alpha = \pm\alpha_0} = 0.$$

Методом разделения переменных несложно найти решения этой задачи

$$V(\rho, \alpha) = v(\rho/\rho_0)^{\gamma_n} \cos(\gamma_n \alpha), \\ \gamma_n = (1 + 2n) \frac{\pi}{2\alpha_0}, \quad n = 0, 1, \dots$$

Решения с отрицательными n отбрасываем, поскольку они дают бесконечные значения потенциала на ребре $\rho=0$. Константы v, ρ_0 обеспечивают нормировку $V(\rho_0, 0) = v$, т. е. на высоте ρ_0 на вертикали над ребром. Соответствующие компоненты и квадрат модуля напряженности электрического поля имеют вид

$$E_\rho = -(\gamma_n v / \rho_0) (\rho / \rho_0)^{\gamma_n - 1} \cos(\gamma_n \alpha), \\ E_\alpha = (\gamma_n v / \rho_0) (\rho / \rho_0)^{\gamma_n - 1} \sin(\gamma_n \alpha), \\ E^2 = (\gamma_n v / \rho_0)^2 (\rho / \rho_0)^{2(\gamma_n - 1)}.$$

Когда мы рассматриваем хребет, $\pi/2 < \alpha_0 < \pi$, а для долины между гор $0 < \alpha_0 < \pi/2$. Поэтому только γ_0 и только в решении над хребтом может быть меньше единицы, поэтому только это решение имеет особенность, т. е. бесконечную напряженность поля при $\rho \rightarrow 0$. Джоулева диссипация в окрестности $\rho < \rho_0$ получается интегрированием σE^2 . Она оказывается конечной и не зависит от наклона склонов $\sigma v^2 \pi L / 2$, где L — длина рассматриваемой части хребта. С удалением от ребра она тоже конечна, поскольку там конечны проводимость и напряженности электрического поля.

К сожалению, нам не известно простое аналитическое решение задачи вблизи вершины конической горы, где тоже возникает особенность. Особенности сглаживаются при численном решении задач из-за конечности шагов сетки.

Наш многосеточный вариационно-разностный метод решения этой задачи, основанный на минимизации функционала энергии, описан в [Денисенко, Помозов, 2010].

Тестовые расчеты с включением ионосферы до высоты 500 км показывают, что достаточно взять $h_1 = 50$ км, чтобы почти не исказить поле в основной части атмосферы. Это позволяет в настоящей модели ограничиться скалярной проводимостью воздуха. Обычно отсутствуют данные о пространственном распределении проводимости воздуха. Поэтому мы используем эмпирическую модель высотного распределения проводимости без зависимости от горизонтальных координат, но с различием суша — море. На рис. 1 (слева) жирной кривой показано это распределение над сушей.

2. ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

В работе [Ampferer et al., 2010] показано, что при горизонтальных масштабах $\gtrsim 100$ км можно использовать одномерную модель, соответствующую вертикальности атмосферных токов. Тогда потенциал V в сферических координатах $r, \pi/2 - \lambda, \varphi$ зависит только от радиуса r и поэтому краевая задача (1), (2) сводится к решению одномерной задачи по r . Несложно показать, что учет сферичности Земли в этом уравнении вносит поправку менее 0.1 % в интересующие нас плотность тока и сопротивление атмосферного столба. Поэтому сферичностью можно пренебречь и одномерная задача принимает вид

$$\frac{d}{dh} \left(\sigma(h) \frac{dV(h)}{dh} \right) = 0, \quad V|_{h=h_1} = V_0, \\ V|_{h=h_0} = 0, \quad (3)$$

где, строго говоря, функция $V(h)$ должна иметь индексы λ, φ , поскольку она своя в каждой точке с координатами λ, φ (для краткости мы их не пишем); h_0 —

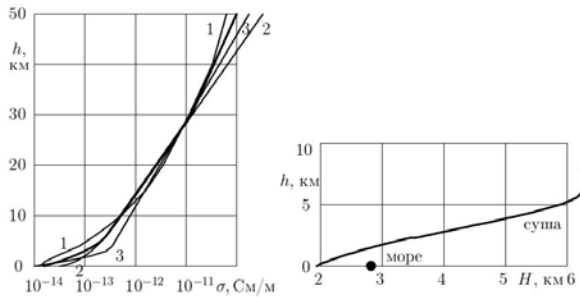


Рис. 1. Высотное распределение проводимости воздуха (слева). Тонкие линии: 1 — [Rycroft, Odzimek, 2010]; 2 — [Handbook of Geophys., 1960]; 3 — [Molchanov, Hayakawa, 2008]. Жирная кривая — [Denisenko et al., 2019]. Справа — толщина однородного атмосферного проводника H (определение дано в разделе 2) при используемой модели атмосферной проводимости. Кривая — над сушей, точка — над морем

высота $h_g(\lambda, \varphi)$ в рассматриваемой точке поверхности Земли.

Решение этой задачи дает напряженность вертикального электрического поля $E(h) = -dV(h)/dh$ и плотность тока $j = -\sigma(h)dV(h)/dh$, которая в силу уравнения (3) не меняется с высотой, поэтому является функцией только координат λ, φ . Последнее обстоятельство позволяет свести решение задачи (3) к интегрированию по высоте

$$V_0 = -j(\lambda, \varphi) \int_{h_0}^{h_1} dh / \sigma(h).$$

Интеграл от заданной функции несложно вычислить, из этого равенства получается значение $j(\lambda, \varphi)$ и напряженность электрического поля, в том числе поля около поверхности Земли E_0 . Введем аналогичное обозначение и для проводимости σ_0 . Отношение

$$R(\lambda, \varphi) = -V_0 / j(\lambda, \varphi) = \int_{h_0}^{h_1} dh / \sigma(h) \quad (4)$$

имеет смысл сопротивления столба атмосферы сечением 1 м^2 . В нашей модели оно определяется лишь высотой поверхности h_0 , но имеет другое единое значение для морских участков. Отметим, что атмосфера выше 30 км добавляет к $R(\lambda, \varphi)$ примерно 0.3 %.

Напряженность электрического поля около поверхности Земли $E_0 = -V_0 / (R\sigma_0)$. Таким образом, в отношении напряженности электрического поля и плотности тока около поверхности Земли вертикальный столб воздуха эквивалентен однородному столбу с постоянной проводимостью σ_0 и толщиной

$$H = R\sigma_0.$$

Параметр H можно назвать толщиной однородного атмосферного проводника над рассматриваемой точкой поверхности. При экспоненциальном росте проводимости с высотой $\sigma(h) = \sigma_0 \exp(h/H_0)$, значение H то же, что и в показателе экспоненты, $H = H_0$. В общем случае H — характерный высотный масштаб роста проводимости.

Поскольку сопротивление атмосферного столба R над плоскогорьями и над морем меньше, чем над низменной сушей, плотность тока хорошей погоды больше. Согласно рис. 1 (справа) H возрастает с вы-

сотой поверхности, поэтому напряженность электрического поля уменьшается, т. е. напряженность поля и плотность тока изменяются в противофазе. Одномерная модель использована в [Denisenko, Якубайлик, 2015] для нахождения полной проводимости атмосферы, для чего $1/R(\lambda, \varphi)$ следует проинтегрировать по всей планете. Однако при анализе локальных явлений она дает большую погрешность, что продемонстрировано ниже.

3. О ПРОВОДИМОСТИ НАД СУШЕЙ И НАД МОРЕМ

На рис. 2 показаны суточно-сезонные диаграммы поля хорошей погоды, построенные для моря и для суши: первая — по данным [Harrison, 2013] измерений во время круиза VII миссии Карнеги [Denisenko и др., 2023], вторая — по измерениям поля в Томской обсерватории [Pustovalov et al., 2022].

Детального подобия диаграмм ожидать не приходится хотя бы потому, что первая построена с использованием гладкой аппроксимации данных, а вторая более детальна и номер месяца на ней относится к середине месяца, тогда как на первой m — это время от начала года, выраженное в месяцах. Тем не менее, сравнение диаграмм показывает, что отношение напряженностей поля над низменной сушей и над морем равно ~ 2 . В соответствии с данным в предыдущем разделе определением толщины однородного атмосферного проводника H это можно трактовать как примерное удвоение H при переходе от низменной суши к морю. Получившееся соотношение следует использовать для усовершенствования модели проводимости воздуха. В нашей модели оно составляет ~ 1.5 . Чтобы увеличить его от 1.5 до 2, надо сделать рост проводимости у земли более резким. Это соответствует модели [Molchanov, Hayakawa, 2008]. При этом придется поправить и другие параметры профилей, чтобы передать характерные соотношения между разностью потенциалов земля—ионосфера, приземной проводимостью, полем и током хорошей погоды, которые заложены в модель [Denisenko et al., 2019]. Следует отметить замеченную в этой статье опечатку: в формулах под рис. 4, определяющих высотный ход проводимости, параметр s_0 должен быть положительным.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве примера проведены расчеты поля хорошей погоды в окрестности Ключевской сопки. Обычно ее фотографируют так, что она кажется одиноким вулканом на равнине, но рядом с ней есть и другие вулканы, образующие сложную горную систему. Упрощенный модельный рельеф показан на рис. 3 (слева). Он задан в виде пяти прямых круговых конусов. Примерно переданы высоты пиков и углы наклона склонов, хотя кратеры, имеющиеся у соседних вулканов, не учтены. Сечение этого горного массива вдоль параллели $y = -1.5 \text{ км}$, проходящей через вершину сопки, лежит ниже границы области на рис. 4 и совпадает с заштрихованной областью на рис. 5.

Разность потенциалов земля—ионосфера $V_0 = 370 \text{ кВ}$ задана так, чтобы напряженность поля хорошей погоды

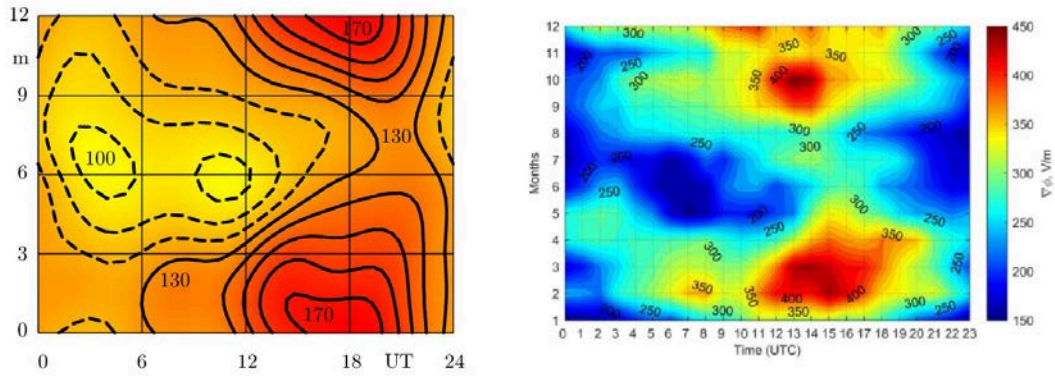


Рис. 2. Суточно-сезонные диаграммы электрического поля хорошей погоды E_0 [В/м] над морем (слева) [Денисенко и др., 2023] (m — месяц) и над сушей [Pustovalov et al., 2022]

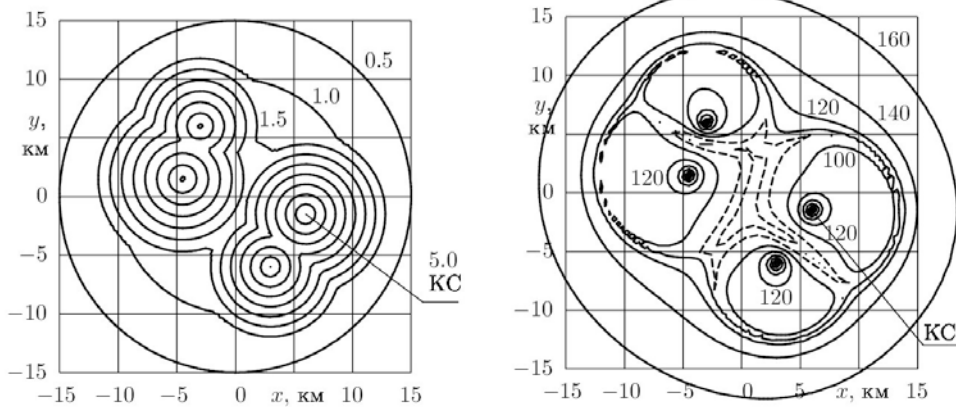


Рис. 3. Модельный рельеф окрестности Ключевской сопки (слева). Ее вершина отмечена, высота составляет 5 км. Линии уровня проведены с шагом 0.5 км. Справа — распределение вертикальной компоненты напряженности электрического поля, $-E_z$, над землей [В/м], линии уровня проведены с шагом 20 В/м

погоды над океаном составляла 120 В/м, над низменной сушей — ~180 В/м.

Краевая задача (1, 2) решалась численно. Метод описан в [Денисенко, Помозов, 2010]. Решение реально находилось в ограниченной по горизонтали области — достаточно большой, чтобы не вносить погрешности в интересующей нас части атмосферы.

На рис. 3 (справа) показано полученное распределение вертикальной компоненты напряженности электрического поля $-E_z$, над землей, приведены линии уровня с шагом 20 В/м. Чтобы нагляднее показать уменьшение поля, значениям <100 В/м соответствуют штриховые линии. С приближением к четырем пикам поле растет до бесконечности, но в расчетах оно ограничено из-за конечности шага сетки, как это видно на рис. 5, где показано распределение вертикальной компоненты электрического поля над землей вдоль параллели $y = -1.5$ км, проходящей через вершину Ключевской сопки. С удалением от гор на окружающей низменной равнине напряженность приближается к 179 В/м, что совпадает с полем в 1D-модели при используемом высотном профиле проводимости воздуха. Как видим, за исключением малых окрестностей пиков, поле над горами существенно уменьшается по сравнению с полем над низменностью.

На рис. 4 показано полученное распределение электрического потенциала в вертикальном сечении

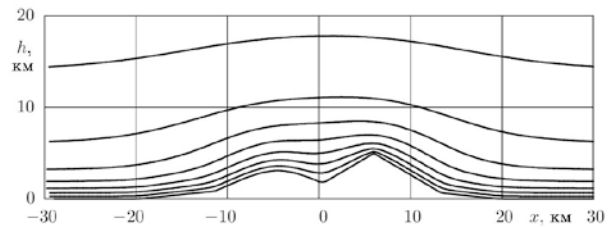


Рис. 4. Эквипотенциалы в вертикальном сечении над параллелью $y = -1.5$ км, проходящем через вершину Ключевской сопки, линии уровня с шагом 50 кВ

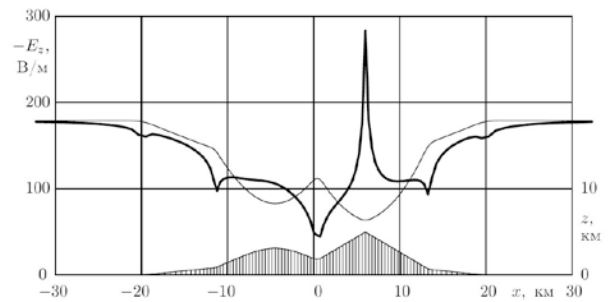


Рис. 5. Распределение вертикальной компоненты электрического поля над землей вдоль параллели $y = -1.5$ км, проходящей через вершину Ключевской сопки. Жирная кривая — результат 3D-расчета, тонкая — 1D-модель. Заштрихованная область со шкалой высот справа — сечение модельного горного массива

над параллелью $y = -1.5$ км, проходящем через вершину Ключевской сопки, приведены линии уровня с шагом 50 кВ. Поле быстро убывает с высотой, из разности потенциалов земля—ионосфера $V_0 = 370$ кВ первые 350 кВ набираются ниже 20 км. Видно усиление поля вблизи пика.

На рис. 5 для этого же сечения показано полученное распределение электрического поля около поверхности. Видны естественные свойства электрического поля: напряженность убывает во впадинах и возрастает до бесконечности с приближением к пику идеального конуса. Из-за конечности шага сетки поле не достигает 300 В/м. В этом расчете шаги сетки по горизонтали соответствуют штриховке сечения гор, а шаги по вертикали в основной части области примерно втрое меньше. Тонкой кривой показан результат одномерной модели. В 1D-модели различий впадина—вершина нет, есть только высота рассматриваемой точки поверхности над уровнем моря. Заметим, что представлена вертикальная компонента поля. Около земли она меньше компоненты, нормальной к поверхности, поскольку поверхность полагается эквипотенциальной (2). Различие составляет $\cos\alpha$ раз, где α — угол наклона поверхности.

При выполаживании поверхности ($|x| > 15$ км) адекватность 1D-модели улучшается, а при выходе на горизонтальные поверхности достаточно далеко от гор ($|x| > 30$ км) модель становится точной. Если измерения провести на склоне сопки при $x = 10$ км, получим напряженность поля хорошей погоды 109 В/м вместо 178 В/м на равнине на уровне моря при том же потенциале ионосферы и том же высотном ходе проводимости воздуха. Для такой обсерватории калибровка на основании 1D-модели оказывается достаточно точной в отличие от измерений вблизи впадин или пиков. При $x = 11$ км случайно получается даже совпадение результатов 3D- и 1D-моделей, а около $x = 0$ они различаются вдвое.

Рассматриваемый эффект целесообразно учесть при анализе измерений вблизи Эльбруса [Adzhiev et al., 2011], на Камчатке [Akbashev et al., 2013] и в других горных местностях.

Отметим, что плотность тока хорошей погоды менее подвержена флуктуациям, чем напряженность поля, поскольку поле у земли даже в 1D-модели определяется не только сопротивлением атмосферного столба как плотность тока, но еще и проводимостью в приземном слое. Последняя существенно изменяется, например при запылении или эманации радона [Harrison et al., 2010]. Кроме того, именно плотность тока определяет влияние атмосферного электричества на ионосферное электрическое поле [Denisenko, et al., 2019]. Поэтому желательно уделять больше внимания измерению плотности тока над поверхностью земли. Целесообразно представлять результаты измерений вариаций плотности тока и напряженности поля в виде суточно-сезонных диаграмм для каждой обсерватории. Сравнение таких диаграмм уточнит общепризнанный тезис об общепланетарной синхронности вариаций поля хорошей погоды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С ростом высоты плоскогорий плотность тока хорошей погоды возрастает, а напряженность поля уменьшается. Это правило не работает при наличии крутых склонов гор. Для включения в глобальную картину данных измерений поля хорошей погоды в горной местности полезно калибровать их на основании описанной 3D-модели, поскольку одномерная модель электропроводности атмосферы для рельефа с крутыми склонами неприменима. Для уточнения калибровки желательно знать специфические черты пространственного распределения проводимости воздуха.

Сравнение суточно-сезонных диаграмм поля хорошей погоды показывает, что напряженность поля над морем примерно вдвое меньше, чем над низкой сушей в те же моменты времени.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Denisenko V.V., Pomozov E.V. Расчет глобальных электрических полей в земной атмосфере. *Вычисл. технологии*. 2010. Т. 15, № 5. С. 34–50.
- Denisenko V.V., Якубайлик О.Э. Учет рельефа при вычислении сопротивления глобального атмосферного проводника. *Солнечно-земная физика*. 2015. Т. 1, № 1. С. 104–108. DOI: [10.12737/6044](https://doi.org/10.12737/6044).
- Denisenko V.V., Райкрофт М.Дж., Харрисон Р.Дж. Математическая модель глобального ионосферного электрического поля, создаваемого грозами. *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2023. Т. 87, № 1. С. 141–147. DOI: [10.31857/S0367676522700260](https://doi.org/10.31857/S0367676522700260).
- Мареев Е.А. Достижения и перспективы исследования глобальной электрической цепи. *УФН*. 2010. Т. 180. С. 527–534.
- Михлин С.Г. Линейные уравнения в частных производных. М.: Высшая школа, 1977. 431 с.
- Adzhiev A.H., Boldyreff A.S., Dorina A.N., et al. Alpine atmospheric electricity monitoring and radon-222 measurement near Elbrus. *Proc. 14th Int. Conf. Atmos. Electricity. Rio-de-Janeiro, Brazil*. 2011. P. 112–115.
- Akbashev R., Firstov P., Cherneva N. Recording of atmospheric electrical potential gradient in the central part of Kamchatka peninsula. *Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors 2013. E3S Web of Conferences*. 2013. Vol. 62. 8620. DOI: [10.1051/e3sconf/20186202013](https://doi.org/10.1051/e3sconf/20186202013).
- Ampferer M., Denisenko V.V., Hausleitner W., et al. Decrease of the electric field penetration into the ionosphere due to low conductivity at the near ground atmospheric layer. *Ann. Geophys.* 2010. Vol. 28, no. 3. P. 779–787. DOI: [10.5194/angeo-28-779-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-779-2010).
- Denisenko V.V., Rycroft M.J., Harrison R.G. Mathematical simulation of the ionospheric electric field as a part of the Global Electric Circuit. *Surveys Geophys.* 2019. Vol. 40, no. 1. P. 1–35. DOI: [10.1007/s10712-018-9499-6](https://doi.org/10.1007/s10712-018-9499-6).
- Harrison R.G. The Carnegie Curve. *Surveys Geophys.* 2013. Vol. 34. P. 209–232. DOI: [10.1007/s10712-012-9210-2](https://doi.org/10.1007/s10712-012-9210-2).
- Handbook of Geophysics. United States Air Force. NY: The Macmillan Company. 1960. 571 p.
- Harrison R.G., Aplin K.L., Rycroft M.J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2010. Vol. 72. P. 376–381. DOI: [10.1016/j.jastp.2009.12.004](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2009.12.004).
- Molchanov O., Hayakawa M. Seismo-electromagnetics and related phenomena: history and latest results. Tokyo: TERRAPUB. 2008. 189 p.

Pustovalov K., Nagorskiy P., Oglezneva M., Smirnov S. The electric field of the undisturbed atmosphere in the South of Western Siberia: a case study on Tomsk. *Atmosphere*. 2022. Vol. 13. P. 614–633. DOI: [10.3390/atmos13040614](https://doi.org/10.3390/atmos13040614).

Rycroft M.J., Odzimek A. Effects of lightning and sprites on the ionospheric potential, and threshold effects on sprite initiation, obtained using an analog model of the global atmospheric electric circuit. *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115, A00E37. DOI: [10.1029/2009JA014758](https://doi.org/10.1029/2009JA014758).

Как цитировать эту статью:

Денисенко В.В. Влияние рельефа на атмосферное электрическое поле. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 1. С. 53–58. DOI: [10.12737/szf-101202407](https://doi.org/10.12737/szf-101202407).