

УДК 537.876.23

О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ ИСКУССТВЕННЫХ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ УСТАНОВКОЙ FENICS НА КОЛЬСКОМ ПОЛУОСТРОВЕ

© 2024 г. В. А. Пилипенко^{1, 2, *}, Н. Г. Мазур¹, Е. Н. Федоров¹, А. Н. Шевцов³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт космических исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

³Геологический институт — обособленное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра “Кольский научный центр Российской академии наук”, Апатиты, Россия

*E-mail: space.soliton@gmail.com

Поступила в редакцию 24.08.2023

После доработки 13.11.2023

Принята к публикации 30.11.2023

Разработана численная модель для расчета электромагнитного отклика в ионосфере от заземленных сверхнизкочастотных передатчиков конечной длины L . Такими мега-излучателями являются передатчик ЗЕВС с несущей частотой 82 Гц и установка FENICS, которая может генерировать искусственные излучения на частотах от долей герц до первых сотен герц. Рассчитана амплитуда излучений, возбуждаемых в верхней ионосфере заземленным горизонтальным током, подвешенным над высокоомной земной поверхностью. Высотный профиль параметров плазмы реконструирован с использованием модели ионосферы IRI. Для передатчика ЗЕВС ($L = 60$ км), запитываемого током 200 А, моделируемые амплитуды электромагнитного отклика в ночной ионосфере могут достигать ~ 60 мкВ/м, что подтвердилось наблюдениями на спутнике DEMETER. Согласно расчетам, установка FENICS ($L = 100$ км), запитываемая током 100 А, может генерировать в ночной верхней ионосфере излучение с частотой 10–100 Гц с амплитудой до ~ 60 –70 мкВ/м. Установка FENICS может быть использована для возбуждения искусственных Pc1-пульсаций, которые можно было бы зарегистрировать на низкоорбитальных спутниках (например, CSES). Для создания в ночной ионосфере колебаний на частоте 0.5 Гц с амплитудами магнитной компоненты > 1 пТл и электрической > 10 мкВ/м необходим ток в антенне FENICS > 140 А.

DOI: 10.31857/S0367676524030079, EDN: QMPZYA

ВВЕДЕНИЕ

Число свидетельств антропогенного электромагнитного воздействия на природные процессы в околоземном пространстве постоянно нарастает [1]. Электромагнитный отклик ионосферы на естественные явления (грозы) и искусственные воздействия (радиопередатчики) хорошо изучен в диапазоне очень низких частот (ОНЧ) (> 1 кГц). Значительно меньше внимания уделялось диапазону ультранизких частот (УНЧ), расположенному ниже частоты шумановского резонанса ~ 8 Гц, и диапазону крайне низких частот (КНЧ): от 10 до 100 Гц. Однако заметной эффективности излучения в УНЧ-КНЧ-диапазоне можно ожидать только для чрезвычайно крупномасштабных излучающих систем. Такие УНЧ-КНЧ-передатчики действительно существуют — в США и СССР были развернуты мега-антенны протяженностью в несколько

десятков километров. В настоящее время передатчик ЗЕВС работает на несущей частоте 82 Гц недалеко от побережья Белого моря. Помимо этого, на Кольском полуострове проводятся эксперименты FENICS с управляемыми источниками электромагнитных полей УНЧ/КНЧ-диапазонов с использованием линий электропередачи (ЛЭП) в качестве горизонтальной излучающей антенны [2, 3]. Наконец, все промышленные районы Земли охвачены ЛЭП на частоте 50/60 Гц, которые протянулись на многие сотни километров. Если по каким-то причинам токи в ЛЭП оказываются несбалансированными, то эти линии становятся крупномасштабными излучающими антеннами. Отклик на их излучение регистрируется даже в околоземном пространстве [4, 5].

Распространение электромагнитного поля вдоль поверхности Земли от КНЧ-передатчиков

в волноводе Земля—ионосфера детально изучено экспериментально и смоделировано теоретически [6—8]. Однако в этих работах ионосфера либо моделировалась как проводящий однородный слой, либо заменялась импедансным условием на нижней границе. Использование таких моделей удовлетворительно описывает распространение КНЧ-волн вдоль земной поверхности, но не дает возможности оценить прохождение электромагнитных полей в верхнюю ионосферу. В отличие от ОНЧ-излучателей (радиопередатчики или грозовые разряды), источник излучения УНЧ-КНЧ-диапазона не может быть смоделирован как точечный диполь, и его конечный масштаб, часто превышающий высоту нижней ионосферы (~100 км), необходимо принимать во внимание. В качестве первого шага в [9] была разработана численная модель электромагнитного отклика реалистичной ионосферы, находящейся в вертикальном геомагнитном поле, на приземный линейный ток. Эта модель была в дальнейшем развита в [10] с учетом произвольного наклона геомагнитного поля. Для средних широт было показано, что КНЧ-излучения частично канализируются геомагнитными силовыми линиями, поэтому максимальная интенсивность излучения в верхней ионосфере должна быть смещена к экватору от вертикали. При этом интенсивность излучения незначительно спадает с уменьшением широты, на которой расположен источник. В работах [9, 10] предполагалось, что ток источника имеет бесконечную длину, в результате чего эффект по сравнению с реалистичным токовым излучателем оказывается переоцененным. Таким образом, возможность обнаружения на спутниках излучения УНЧ/КНЧ от наземных систем не была изучена в рамках адекватных моделей ионосферы и источника поля.

В данной работе использована построенная в статье [11] теория возбуждения УНЧ-КНЧ-волн в ионосфере линейным заземленным током конечной длины L . С помощью основанной на этой теории численной модели (с реалистичным горизонтально-слоистым профилем ионосферы) рассчитана ожидаемая амплитуда излучений на спутниковых высотах для УНЧ/КНЧ-передатчиков типа ЗЕВС/FENICS с учетом их реальных размеров. В частности, мы оценили возможность использования установок типа FENICS для искусственного возбуждения магнитосферных излучений диапазона Pc1.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Рассмотрим горизонтальный заземленный на концах провод с осциллирующим током $J(t) = J_0 \exp(-i\omega t)$, который замыкается токами проводимости в земной коре. Наша задача заключается в том, чтобы найти электромагнитные поля в атмосфере и ионосфере, возбуждаемые такой

токовой системой. Рассматриваемая задача не сводится к классическим задачам об электромагнитном излучении источника, заглубленного в проводящее полупространство [12, 13]. В рассмотренной модели система осциллирующих токов самосогласованно связана с возбуждаемыми ею полями $\vec{B}$ и $\vec{E} \equiv c^{-1}\vec{E}$ атмосфере и ионосфере (c — скорость света).

Сформулированная таким образом задача не имеет аналитического решения. Поэтому мы заменяем исходную модель источника более простой, электромагнитные поля которой близки к полям исходной модели. Один из известных способов состоит в замене горизонтального заземленного провода магнитной рамкой [14] с магнитным моментом $M_0 = 2^{-1/2} J_0 L \delta_g$, образуемой током провода и током замыкания на глубине скин-слоя в земле δ_g . Однако это приближение пригодно лишь для расстояний $\rho \gg \max(L, \delta_g)$. В нашей работе мы используем другую приближенную модель, в которой заземленный изолированный провод опускается под землю на небольшую глубину [11]. Изменение высоты провода на несколько метров никак не сказывается на поле в атмосфере и ионосфере, однако позволяет корректно учесть токи растекания в земной коре.

Геометрия модели показана на рис. 1. Нестационарный линейный ток $J(t)$ опущен на небольшую глубину $z = h < 0$ под поверхность Земли. Ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх ($z = 0$ на поверхности Земли), ось x направлена вдоль тока, а ось y — поперек. Согласно модели IGRF (<https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>) наклонение геомагнитного поля в точке расположения ЗЕВС/FENICS составляет $I = 78^\circ$. Поскольку отличие от вертикального магнитного поля невелико, в данной работе предполагается, что $I = 90^\circ$. Атмосферная проводимость увеличивается до высоты 80 км по закону $\sigma(z) = \sigma_a \exp(z/\alpha)$. С высоты 80 км начинается ионосфера, вертикальный профиль параметров которой рассчитан с помощью модели IRI (<https://irmodel.org>). Эта модель слоистой горизонтально однородной ионосферы с реалистичским вертикальным профилем аналогична модели, использованной в работах [9, 10].

Начальный и наиболее важный этап решения задачи — нахождение решения уравнений Максвелла

$$\nabla \times \vec{B} = -ik_0 \hat{\epsilon} \vec{E} + \mu_0 \vec{j}, \quad \nabla \times \vec{E} = ik_0 \vec{B} \quad (1)$$

с источником $\vec{j}$ в виде точечного горизонтального токового диполя. Здесь $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, и $\hat{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_0$ — тензор относительной диэлектрической проницаемости среды (ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума). Стандартные формулы для элементов тензора $\hat{\epsilon}$ можно найти, например, в книге [15].

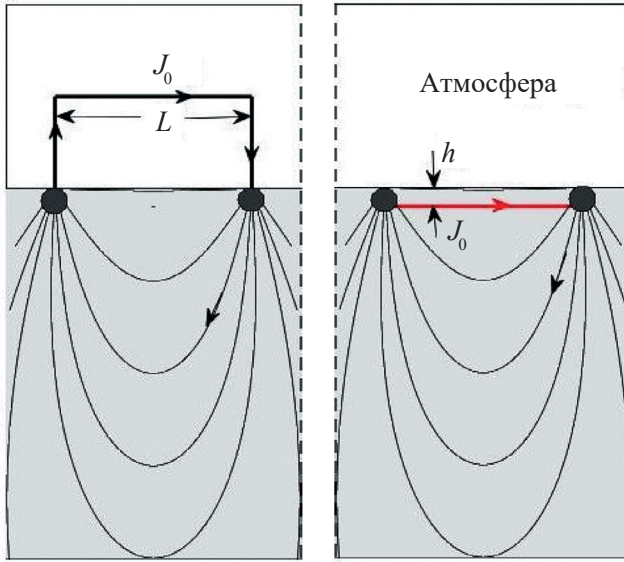


Рис. 1. Иллюстрация перехода от реального источника с подвешенным над землей током, заземленным на концах, к модельному с заглубленным током. Квазидипольные линии тока показаны для глубин менее δ_g .

При решении задачи использовано представление электромагнитного поля через потенциалы, при котором поле разбивается на потенциальную и вихревую составляющие, а токовый источник — на соленоидальную и вихревую части. Исходная задача лишена осевой симметрии, но потенциальная и вихревая составляющие в отдельности такой симметрией обладают. Благодаря этому становится возможным, разделяя переменные с помощью преобразования Ганкеля, прийти к краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Более подробно математический формализм изложен в [11]. Электрическое и магнитное поля выражаются через скалярный и векторный потенциалы Φ и $\vec{A}$:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\nabla \Phi + ik_0 \vec{A}.$$

При условии калибровки $\nabla_{\perp} \times \vec{A}_{\perp} = 0$ поперечная компонента векторного потенциала может быть представлена через скалярный потенциал Ψ в виде $\vec{A}_{\perp} = (ik_0)^{-1} \nabla \times \Psi \hat{z}$. В результате получаем представление электромагнитного поля через потенциалы $A_z \equiv A$, Φ и Ψ :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \nabla A \times \hat{z} + (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp} \partial_z \Psi - (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \Psi \hat{z}, \\ \vec{E} &= -\nabla \Phi + ik_0 A \hat{z} + \nabla \Psi \times \hat{z}. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнения Максвелла (1) приводятся с помощью представления (2) к системе уравнений для потенциалов

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 \partial_z A - ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Phi - k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Psi &= \mu_0 \text{Div} \vec{j}_{\perp}, \\ (ik_0)^{-1} \nabla_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2 \Psi + k_0 g \nabla_{\perp}^2 \Phi - ik_0 \epsilon_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \Psi &= \mu_0 \text{Rot} \vec{j}_{\perp}, \\ \nabla_{\perp}^2 A - ik_0 \epsilon_{\parallel} (-\partial_z \Phi + ik_0 A) &= \mu_0 j_{\parallel}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использованы 2D-операторы $\text{Div} \vec{a} = \partial_x a_x + \partial_y a_y$ и $\text{Rot} \vec{a} = \partial_x a_y - \partial_y a_x$. В правой части системы (3) член $\text{Div} \vec{j}_{\perp}$ ответственен за возбуждение потенциальной части поля, тогда как член $\text{Rot} \vec{j}_{\perp}$ создает его вихревую часть.

Рассмотрим вначале лишь элемент горизонтального тока — токовый диполь в точке $x = 0, y = 0, z = h$. Тогда в уравнениях (3) $j_{\parallel} = 0$, а выражение для поперечной плотности тока имеет вид $\vec{j}_{\perp} = j_x \hat{x} = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - h) \hat{x}$, где $M_0 = J_0 L$ — токовый момент. Для дальнейшего анализа переходим к цилиндрическим координатам ρ, z, ϕ , в которых выражения для входящих в уравнения (3) токовых источников имеют вид $\text{Div} \vec{j}_{\perp} = q(\rho) \delta(z - h) \cos \phi$ и $\text{Rot} \vec{j}_{\perp} = -q(\rho) \delta(z - h) \sin \phi$, где $q(\rho) = M_0 \partial_c [(2\pi \rho)^{-1} \delta(\rho)]$. Угол ϕ измеряется от направления вдоль тока.

Поскольку токовый источник в системе уравнений (3) представляет собой линейную комбинацию векторов с коэффициентами $\cos \phi$ и $\sin \phi$, то и решение $F = A, \Phi, \Psi$ следует искать в виде таких же комбинаций $F(\rho, \phi, z) = F_c(\rho, z) \cos \phi + F_s(\rho, z) \sin \phi$. В результате подстановки этих комбинаций в (3) и группировки членов получается система уравнений

$$\begin{aligned} \partial_z A_{c,s} &= ik_0 \epsilon_{\perp} \Phi_{c,s} + k_0 g \Psi_{c,s} + a_{c,s}, \\ \partial_z B_{c,s} &= -k_0 g \Phi_{c,s} - (ik_0)^{-1} (k_0^2 \epsilon_{\perp} + \mathbf{R}) \Psi_{c,s} - b_{c,s}, \\ \partial_z \Phi_{c,s} &= ik_0 [1 + (k_0^2 \epsilon_{\parallel})^{-1} \mathbf{R}] A_{c,s}, \\ \partial_z \Psi_{c,s} &= ik_0 B_{c,s}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь оператор $\mathbf{R} = \rho^{-1} \partial_{\rho} \rho \partial_{\rho} - \rho^{-2}$, неоднородные члены $a_c = b_s = \mu_0 \mathbf{R}^{-1} q(\rho) \delta(z - h)$ и $a_s = b_c = 0$; для симметрии введена функция $B_{c,s} = (ik_0)^{-1} \partial_z \Psi_{c,s}$. Принципиально важно, что система уравнений (4) уже обладает цилиндрической симметрией, а несимметричность исходной задачи преодолена благодаря разделению на потенциальную и вихревую составляющие, имеющие разную угловую зависимость ($\cos \phi$ и $\sin \phi$). Это позволяет разделить переменные и прийти к одномерной краевой задаче.

Система уравнений (4) с частными производными приводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по переменной z с помощью преобразования Ганкеля первого порядка $\mathbb{K}_1$. Переходя к переменным $\tilde{A}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[A_{c,s}]$, $\tilde{B}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[B_{c,s}]$, $\tilde{\Phi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Phi_{c,s}]$ и $\tilde{\Psi}_{c,s} = k \mathbb{K}_1[\Psi_{c,s}]$, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned}\partial_z \tilde{A}_{c,s} &= \alpha \tilde{\Phi}_{c,s} + \beta \tilde{\Psi}_{c,s} + \tilde{a}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Phi}_{c,s} &= \lambda \tilde{A}_{c,s}, \\ \partial_z \tilde{B}_{c,s} &= \gamma \tilde{\Phi}_{c,s} + \delta \tilde{\Psi}_{c,s} - \tilde{b}_{c,s}, & \partial_z \tilde{\Psi}_{c,s} &= ik_0 \tilde{B}_{c,s},\end{aligned}\quad (5)$$

где $\alpha = ik_0 \epsilon_{\perp}$, $\beta = k_0 g$, $\gamma = -k_0 g$, $\delta = ik_0 (\epsilon_{\perp} - k^2 / k_0^2)$, $\lambda = ik_0 [1 - k^2 / (k_0^2 \epsilon_{\parallel})]$. Неоднородные члены, обусловленные источником, принимают вид $\tilde{a}_c = \tilde{b}_s = S_0 \delta(z - h)$ и $\tilde{a}_s = \tilde{b}_c = 0$. Решение системы (5) сводится к решению соответствующей однородной системы с условиями сшивки при $z = h$.

При численном решении однородной системы (5) полезной оказывается матрица $\mathbf{Y}(z)$, преобразующая вектор $\vec{v} = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_{c,s} \\ \tilde{\Psi}_{c,s} \end{pmatrix}$ в вектор $\vec{u} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{c,s} \\ \tilde{B}_{c,s} \end{pmatrix}$:

$\vec{u}(z) = \mathbf{Y}(z)\vec{v}(z)$. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ аналогична матрице адмиттанса, связывающей электрическое и магнитное поля и облегчающей решение уравнений Максвелла при наличии резко растущих и затухающих волновых мод. Матрица $\mathbf{Y}(z)$ удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению типа Риккати [11]. Краевыми условиями затухания возмущений при $z \rightarrow \pm\infty$ однозначно определяются предельные значения матрицы $\mathbf{Y}(z)$, которые находятся путем комбинации затухающих решений системы (5). Используя эти предельные значения, можно найти $\mathbf{Y}(z)$ сверху и снизу от источника, решая численно соответствующие задачи Коши для уравнения Риккати в направлении из $+\infty$ или из $-\infty$ к источнику. При этом на уровне источника $z = h$ получаются различные матрицы $\mathbf{Y}(h+0)$ и $\mathbf{Y}(h-0)$. Сопоставление скачка матрицы $\mathbf{Y}$ на источнике с условием сшивки позволяет найти векторы $\vec{u}(h \pm 0)$ и $\vec{v}(h \pm 0)$, т.е. начальные данные для численного решения задачи Коши уже для однородной системы, соответствующей системе (5). Более подробное обсуждение краевых условий и сведения краевой задачи к задаче Коши представлено в работе [11]. Решая задачу Коши для однородной системы, соответствующей системе (5), с краевыми условиями на уровне источника численно вверх и вниз, можно найти высотные профили искомых потенциалов $\tilde{A}_{c,s}(z, k)$, $\tilde{B}_{c,s}(z, k)$, $\tilde{\Phi}_{c,s}(z, k)$ и $\tilde{\Psi}_{c,s}(z, k)$. После этого находятся и горизонтальные пространственные распределения компонент электромагнитного поля путем обратного преобразования Ганкеля.

При численном решении возникают дополнительные сложности, связанные с необходимостью корректного учета характерных особенностей мод УНЧ-КНЧ в много-ионной ионосфере: ионно-циклотронный резонанс с тяжелыми ионами ($\omega \rightarrow \Omega$); точки отражения, разделяющие области прозрачности ($n^2 > 0$) и непрозрачности ($n^2 < 0$) мод; перекрестные области, где продольные фазовые скорости мод совпадают.

Для нахождения электромагнитного поля тока с конечной длиной L используются результаты, полученные для токового диполя, — большое число N диполей с токовым моментом M_0 располагается в серединах отрезков разбиения линии тока на N частей, и создаваемые ими поля суммируются.

Тестирование “атмосферной” части численной схемы проводилось путем сравнения расчетов с аналитическим решением задачи о поле горизонтального токового диполя в случае, когда проводимость атмосферы не учитывается [12—14]. Получено совпадение с точностью до долей процента. Определенную трудность для численного решения представляет резкий скачок параметров среды при переходе через поверхность Земли в атмосферу. Здесь приходится проявлять осторожность в связи с чрезвычайно резким изменением элементов матрицы импеданса и использовать для пошаговой коррекции решения матрицу адмиттансов. В зоне, прилегающей снизу к поверхности Земли, элементы матрицы адмиттанса полученные из аналитического решения задачи в подземной однородной области и даваемые численной схемой, оказались совпадающими до 7-го знака. Наконец, корректность “ионосферной” части модели проверялась сопоставлением рассчитанной структуры поля с дисперсионным соотношением для ионных свистов в ионосфере.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРНОГО ОТКЛИКА НА НАЗЕМНЫЙ УНЧ-КНЧ-ПЕРЕДАТЧИК

Для задачи о прохождении волн через ионосферу реалистичность ионосферной модели имеет ключевое значение. В программе использована наиболее апробированная и полная на сегодняшний день модель ионосферы IRI. Параметры IRI были выбраны для зимних ночных условий (LT = 21, 8 декабря 2007 г.) с координатами 68.7° с.ш., 34.5° в.д., соответствующими местоположению установок ЗЕВС/FENICS. Даваемые моделью IRI профили параметров ионосферы, дополненные атмосферной моделью MSIS, дают возможность рассчитать частоты столкновений, проводимости и элементы тензора диэлектрической проницаемости. Атмосферная проводимость принимается равной $\sigma_a = 10^{-14}$ См/м у поверхности Земли и экспоненциально увеличивается до высоты 80 км, где она сшивается с проводимостью, даваемой моделью IRI.

Передачик ЗЕВС состоит из двух параллельных горизонтальных заземленных антенн длиной $L = 60$ км, излучающих на несущей частоте 82 Гц. Генератор подает в передачик ток амплитудой $J_0 = 200$ —300 А. На Кольском полуострове также регулярно проводятся эксперименты с установкой FENICS, состоящей из двух выведенных из эксплуатации ЛЭП протяженностью 100 и 120 км. Генератор

мощностью 200 кВт может закачивать в ЛЭП переменный ток амплитудой от 240 А на низких частотах (<10 Гц) и до 20 А на высоких (~ 200 Гц). Для расчетов были использованы параметры $L = 60$ км (ЗЕВС) и $L = 100$ км (FENICS). Установки расположены на кристаллическом щите с высоким сопротивлением $\sim 10^5$ Ом $\cdot$ м, поэтому проводимость Земли была принята $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м. Рассчитанные компоненты поля соответствуют току источника $J_0 = 1$ А. Поле излучения оценивается на фиксированной высоте ($z = 500$ км), соответствующей типичной орбите низкоорбитальных спутников (например, аппарат CSES).

Отклик верхней ионосферы на горизонтальный излучатель типа ЗЕВС/FENICS показан на рис. 2. Амплитуды поперечных электрических составляющих оказываются почти одинаковыми, поэтому приведены данные о пространственной структуре только $E_x(y)$.

Нормированная амплитуда возбуждаемого излучения непосредственно над передатчиком ЗЕВС ($\rho = 0$) оказывается $|E_x| \sim 0.3$ мкВ/м. Амплитуда медленно падает с расстоянием, и при удалении на 150–200 км падает до ~ 0.1 мкВ/м. Таким образом, при реальном токе $J_0 = 200$ А передатчик ЗЕВС может вызывать максимальный отклик в верхней ночной ионосфере до ~ 60 мкВ/м. Излучение на частоте 82 Гц действительно было зарегистрировано спутником DEMETER при пролетах над Кольским полуостровом с амплитудами электрической компоненты от 3 до 100 мкВ/м [16]. С учетом неопределенности в параметрах передатчика и ионосферы

расхождение в несколько раз между модельными расчетами и реальными наблюдениями говорит о хорошей надежности модели.

Этот же рис. 2 показывает пространственную структуру интенсивности излучения, которое можно было бы наблюдать в верхней ионосфере над установкой FENICS для различных частот излучения. В среднем, амплитуда ионосферного отклика падает с уменьшением частоты. При изменении частоты от 50 до 3 Гц максимальная амплитуда электрического поля $|E_x|$ уменьшается от 0.52 до 0.09 мкВ/м. При этом на удалениях до нескольких сотен километров амплитуда возбуждаемого поля медленно убывает с расстоянием, особенно на частотах ниже 10 Гц. Таким образом, при типичном токе $J_0 = 100$ А во время экспериментов FENICS с частотой 10 Гц в верхнюю ионосферу могут просачиваться излучения с максимальной амплитудой до ~ 38 мкВ/м. Такие амплитуды вполне доступны для регистрации электрическими зондами на современных спутниках, но попыток обнаружить излучение FENICS в околоземном пространстве пока не предпринималось, хотя установка FENICS оказалась эффективным источником УНЧ-КНЧ-сигналов, регистрируемых на большой площади земной поверхности [17].

СТИМУЛЯЦИЯ РС1-ПУЛЬСАЦИЙ УСТАНОВКОЙ FENICS

УНЧ-волны в герцевом диапазоне частот (пульсации Pc1) имеют особое значение для космической физики. Благодаря резонансному

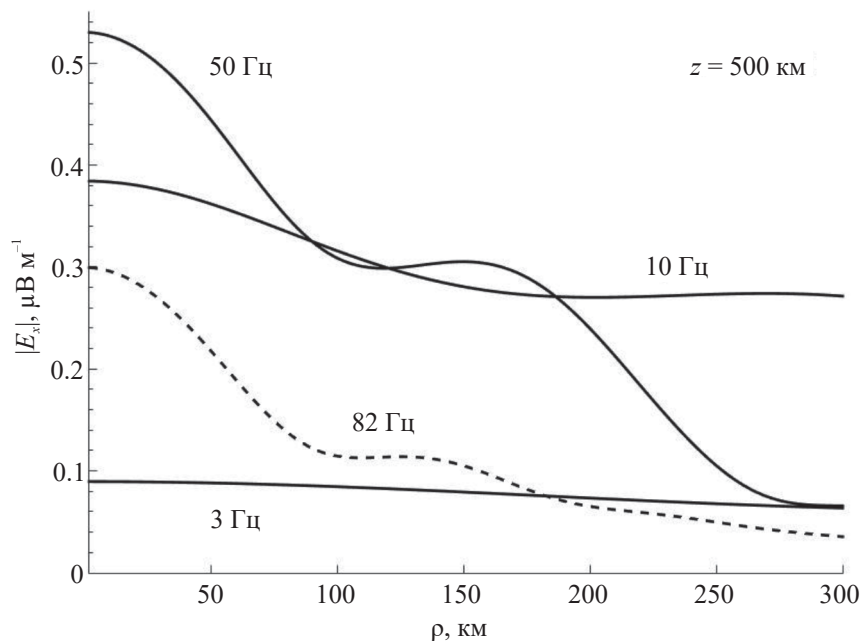


Рис. 2. Пространственная структура в направлении поперек токового источника амплитуды электрической компоненты $|E_x(y)|$ излучения системы FENICS на частотах от 3 до 50 Гц на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м. Все кривые соответствуют масштабу излучателя $L = 100$ км. Также пунктирной линией показана амплитуда электрического поля на частоте 82 Гц, возбуждаемого передатчиком ЗЕВС ($L = 60$ км).

взаимодействию волна—частица, электромагнитные ионно-циклотронные волны диапазона Pc1 могут приводить к высыпанию релятивистских электронов внешнего радиационного пояса в атмосферу и таким образом снижать уровень потоков электронов-“убийц” до безопасного для спутниковой электроники уровня [18]. Поэтому возникла идея применить модулированный радионагрев ионосферы установками типа HAARP или Сура для возбуждения искусственных пульсаций Pc1 [19]. Однако метод с радионагревным комплексом требует колоссальных затрат.

Естественно возникает вопрос, не может ли установка FENICS использоваться для возбуждения в ионосфере искусственных Pc1-пульсаций? Расчеты пространственной структуры электрических компонент излучения на частоте 0.5 Гц от установки FENICS приведены на рис. 3. Нормированная величина электрического отклика в верхней ионосфере достигает непосредственно над источником по E_y -компоненте 0.07 мкВ/м, а по E_x -компоненте отклик в ~5 раз слабее. Однако эта компонента медленнее спадает с удалением по горизонтали от источника, так что на расстояниях ~200 км обе компоненты сравниваются по амплитуде ~0.01 мкВ/м. Электрическое поле вдоль геомагнитного поля, естественно, крайне мало, $E_z < 10^{-9}$ мкВ/м, и на рисунке не показано. Возбуждения излучения на 0.5 Гц с амплитудой ~10 мкВ/м, типичной для Pc1-волн в верхней ионосфере, можно ожидать при токе в установке ~140 А.

Расчеты пространственной структуры магнитных компонент излучения от установки FENICS на

частоте 0.5 Гц приведены на рис. 4. Нормированная величина магнитного отклика в верхней ионосфере достигает непосредственно над источником по B_y -компоненте 0.014 пТл, а по B_x -компоненте отклик в ~3 раза слабее. Величина компоненты вдоль геомагнитного поля B_z достигает наибольших значений 0.012 пТл на удалении >300 км. Появление этой компоненты свидетельствует о возбуждении волноводной магнитозвуковой моды, распространяющейся вдоль ионосферы.

Таким образом, проведенное моделирование показало, что установка FENICS с током ≥ 140 А может обеспечить при благоприятных условиях в ночные часы стимуляцию излучения в герцовом диапазоне с максимальными амплитудами ≥ 1 пТл и ≥ 10 мкВ/м. Такие амплитуды характерны для естественных сигналов Pc1 в верхней ионосфере [20]. Поэтому установка FENICS на широте, соответствующей центральной части внешнего радиационного пояса, может эффективно использоваться как инструмент для опустошения радиационного пояса. Рассчитанные величины токов вполне достижимы. Даже в ранних экспериментах с ЛЭП в качестве контролируемых источников УНЧ/КНЧ-излучений для магнитотеллурического зондирования земной коры достигался ток возбуждения до 10^3 А [21]. В экспериментах с ЛЭП искусственные сигналы в диапазоне частот около 1 Гц были обнаружены на наземных станциях на расстоянии более 1500 км. О таком дальнем распространении никогда не сообщались в случае экспериментов по модулированному радионагреву [22]. Таким образом, установка FENICS может

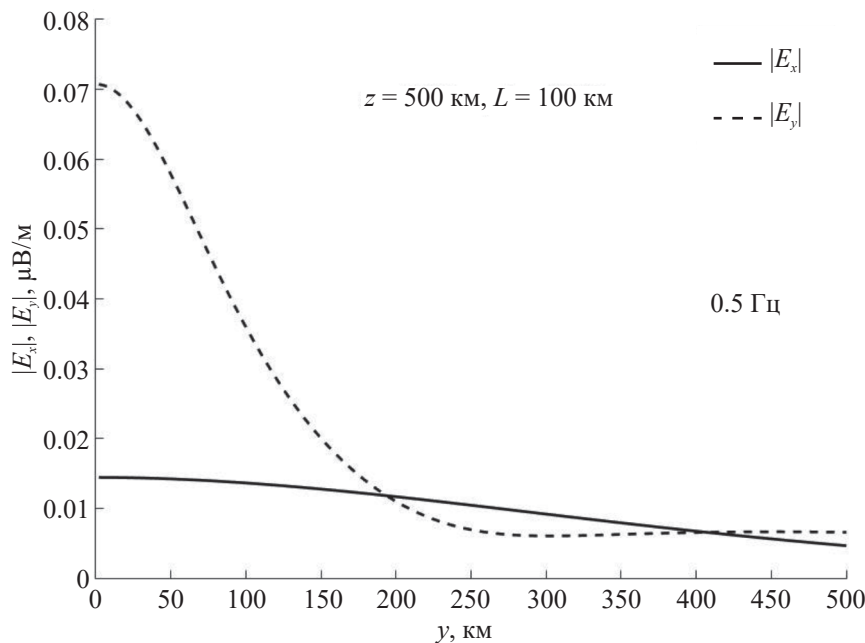


Рис. 3. Пространственная структура амплитуды электрических компонент $|E_x(y)|$, $|E_y(y)|$ излучения системы FENICS в направлении поперек токовой линии на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м, длина $L = 100$ км, частота — 0.5 Гц.

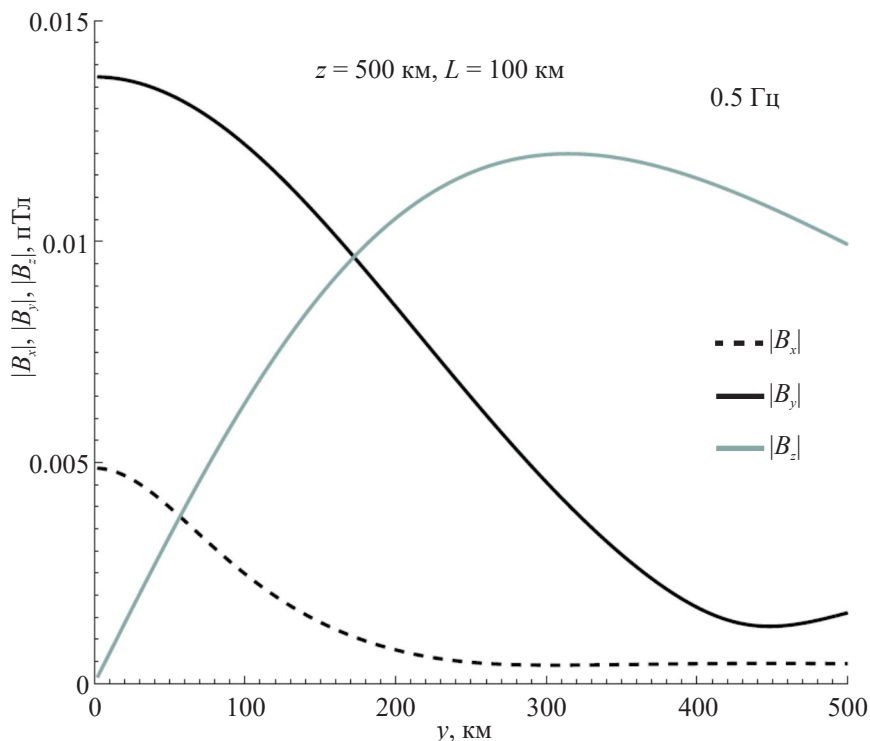


Рис. 4. Пространственная структура амплитуды магнитных компонент $|B_x(y)|$, $|B_y(y)|$, $|B_z(y)|$ излучения системы FENICS в направлении поперек токовой линии на высоте 500 км. Проводимость Земли $\sigma_g = 10^{-5}$ См/м, длина $L = 100$ км, частота — 0.5 Гц.

быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных излучений диапазона Pc1. Качественные теоретические оценки сравнительной эффективности инжекции волн в верхнюю ионосферу и возбуждения ионосферного альвеновского резонатора также показали, что эффективный магнитный момент в нижней ионосфере, создаваемый модулированным радионагревом, оказывается значительно меньше момента, создаваемого наземным источником типа заземленной на концах ЛЭП [23].

Ионосферный отклик может оказаться даже больше, чем предсказывает линейная модель. Околоземная плазма может находиться в метастабильном состоянии, когда даже слабое внешнее воздействие окажется триггером развития неустойчивостей в магнитосфере [24]. На такую возможность указывают статистические эффекты “выходных дней” и “часовых меток” в наземной активности Pc1-пульсаций [25]. Предположительно, эти эффекты обусловлены проникающими в верхнюю ионосферу импульсами при включении/выключении ЛЭП, которые запускают процесс развития неустойчивости магнитосферной плазмы. Поэтому возбуждаемые FENICS пакеты Pc1-излучений в отдельных событиях могут вызвать более интенсивные и длительные пульсации.

Чтобы проверить возможность обнаружения сигналов FENICS в данных низкоорбитальных

спутников, на сайте проекта (<http://geoksc.apatity.ru/index.php/14-sample-data-articles/496-fenics-2019>) можно найти дневник экспериментов (включая частоту, продолжительность, интенсивность переменного тока). Более перспективным подходом было бы согласование сеансов работы FENICS с временами пролетов низкоорбитальных спутников. Из работающих в данный момент на орбите аппаратов подходящим представляется итало-китайский спутник CSES-01 (China Seismo-Electromagnetic Satellite), выведенный на круговую солнечно-синхронную орбиту с наклоном 97° на высоте ~ 500 км в феврале 2018 г. Спутник оснащен 4.5-метровыми антеннами (Electric Field Detector, EFD) для измерения электрического поля в частотном диапазоне от DC до 3.5 МГц [26]. В УНЧ-КНЧ-диапазоне чувствительность EFD-прибора составляет ~ 0.1 (мкВ/м)/Гц $^{1/2}$, что достаточно для регистрации описанных выше искусственных излучений. В частности, прибор EFD уверенно регистрировал в ночные часы первые гармоники шумановского резонатора со спектральной амплитудой ~ 40 (мкВ/м)/Гц $^{1/2}$ [26].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени создан теоретический формализм для расчета электромагнитных полей в системе атмосфера—ионосфера, возбуждаемых заземленным токовым источником конечной длины.

Построена численная модель для оценки проникновения в реалистичную ионосферу УНЧ-КНЧ-излучения наземного источника, который моделируется как горизонтальный линейный ток конечного масштаба. Теоретическая модель предсказывает, что в верхней ночной ионосфере над антенной с силой тока 200 А и длиной $L = 60\text{--}100$ км над высокоомной земной поверхностью электрическая составляющая излучения 10—100 Гц может достигать максимальных амплитуд до $\sim 30\text{--}60$ мкВ/м. При удалении по горизонтали от максимума поле излучения спадает достаточно медленно в пределах нескольких сотен километров. Хотя учет конечного размера излучателя заметно приблизил модель к реальной ситуации, тем не менее трудно ожидать детального количественного согласия между расчетами и данными спутниковых наблюдений. Остается немало параметров, которые для конкретного события в момент регистрации известны довольно приблизительно: реальный ток в излучающей системе, вертикальная структура ионосферы, геоэлектрическая структура подстилающей поверхности, горизонтальное удаление от источника. Однако излучение протяженных высоковольтных ЛЭП уверенно регистрировалось на спутниках в виде узкополосных сигналов на частоте 50/60 Гц (power line emission) [27], и даже в сопряженной ионосфере [28]. Использование выведенных из эксплуатации ЛЭП, в которых можно создать переменный ток в УНЧ-диапазоне до 10^3 А, может быть значительно более дешевой и эффективной альтернативой радионагревным методам возбуждения искусственных $Pc1$ -излучений. Представляется целесообразным апробировать этот альтернативный метод в ходе экспериментов с установкой FENICS, скоординированных с пролетами низкоорбитальных спутников с УНЧ-детекторами на борту (например, CSES).

Работа выполнена в рамках госзаданий ИФЗ РАН и ИКИ РАН и частично поддержана Российским научным фондом (проект № 22-17-00208; ШАН). Выражаем признательность В. Н. Селиванову — за полезные замечания и В. В. Ивонину — за подготовку согласования линий для экспериментов 2024 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rothkaehl H., Parrot M. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2005. V. 67. P. 821.
2. Жамалетдинов А.А., Шевцов А.Н., Велихов Е.П. и др. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2015. Т. 51. С. 826; Zhamaletdinov A.A., Shevtsov A.N., Velikhov E.P. et al. // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2015. V. 51. P. 826.
3. Любич В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 3. С. 378; Lyubchich V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 3. P. 268.
4. Nemec F., Parrot M., Santolik O. // J. Geophys. Res. 2015. V.120. P. 8954.
5. Пилипенко В.А., Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Климов С.И. // Солн.-земн. физ. 2021. Т. 7. № 3. С. 3; Pilipenko V.A., Fedorov E.N., Mazur N.G., Klimov S.I. // Solar-Terr. Phys. 2021. V. 7. No. 3. P. 105.
6. Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е. // ЖТФ. 2017. Т. 87. С. 453; Tereshenko E.D., Tereshenko P.E. // J. Tech. Phys. 2017. V. 87. P. 453.
7. Терещенко Е.Д., Терещенко П.Е., Сидоренко А.Е. и др. // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 6. С. 907; Tereshchenko E.D., Tereshchenko P.E., Sidorenko A.E. et al. // J. Tech. Phys. 2018. V. 88. No. 6. P. 907.
8. Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Котик Д.С. // Изв. вузов. Радиофиз. 2021. Т. 64. № 3. С. 163; Ermakova E.N., Ryabov A.V., Kotik D.S. // Radiophys. Quant. Electron. 2021. V. 64. No. 3. P. 163.
9. Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A., Vakhnina V.V. // Radio Sci. 2020. V. 55. Art. No. e2019RS006943.
10. Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A. // J. Geophys. Res. 2021. V. 126. Art. No. e2021JA029659.
11. Федоров Е.Н., Мазур Н.Г., Пилипенко В.А. // Изв. вузов. Радиофиз. 2022. Т. 65. № 9. С. 697; Fedorov E.N., Mazur N.G., Pilipenko V.A. // Radiophys. Quant. Electron. 2023. V. 65. No. 9. P. 697.
12. Baños A. Dipole radiation in the presence of a conducting half-space. N.Y.: Pergamon, 1966. 263 p.
13. King R.W.P., Smith G.S., Owens M., Wu T.T. Antennas in matter. Fundamentals, theory and applications. Ch. 11. Cambridge: The MIT Press, 1981.
14. Собчаков Л.А., Астахова Н.Л., Поляков С.В. // Изв. вузов. Радиофиз. 2003. Т. 46. № 12. С. 1027; Sobchakov L.A., Astakhova N.L., Polyakov S.V. // Radiophys. Quant. Electron. 2003. V. 46. No. 12. P. 1027.
15. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685 с; Ginzburg V.L. Propagation of radiowaves in plasm. Pergamon Press, 1970. 615 p.
16. Pilipenko V.A., Parrot M., Fedorov E.N., Mazur N.G. // J. Geophys. Res. 2019. V. 124. No. 10. P. 8066.
17. Беляев П.П., Поляков С.В., Ермакова Е.Н. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2002. Т. 45. № 2. С. 156; Belyaev P.P., Polyakov S.V., Ermakova E.N. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2002. V. 45. No. 2. P. 156.
18. Грач В.С., Демехов А.Г. // Изв. вузов. Радиофиз. 2017. Т. 60. № 12. С. 1052; Grach V.S., Demekhov A.G. // Radiophys. Quant. Electron. 2017. V. 60. No. 12. P. 1052.
19. Guo Z., Fang H., Honary F. // Universe. 2021. V. 7. P. 29.
20. Пилипенко В.А., Полозова Т.Л., Энгебретсон М. // Косм. иссл. 2012. Т. 50. № 5. С. 355; Pilipenko V.A., Polozova T.L., Engebretson M. // Cosmic Res. 2012. V. 50. No. 5. P. 355.

21. Boerner D.E. // *Surv. Geophys.* 1992. V. 13. P. 435.
22. Ermakova E.N., Kotik D.S., Polyakov S.V. et al. // *J. Geophys. Res.* 2006. P. 111.
23. Поляков С.В. // *Изв. вузов. Радиофиз.* 2008. Т. 51. № 12. С. 1026; Polyakov S.V. // *Radiophys. Quant. Electron.* 2008. V. 51. No. 12. P. 1026.
24. Пилипенко В.А. // В сб. “Триггерные эффекты в геосистемах”. М.: ГЕОС, 2013. С. 318.
25. Гульельми А.В., Зотов О.В. // *Физика Земли*. 2012. № 6. С. 23; Guglielmi A.V., Zotov O.V. // *Phys. Solid Earth*. 2012. No. 6. P. 23.
26. Diego P., Huang J., Piersanti M. et al. // *Instruments*. 2021. V. 5. No. 1. P. 1.
27. Dudkin F., Korepanov V., Dudkin D. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2015. V. 42. P. 5686.
28. Wu J., Wang Z., Zhang J. et al. // *Earth Planets Space*. 2023. No. 1. P. 1.

On the possibility of experiments on the excitation of artificial ultra-low and extra-low frequency emissions in the ionosphere by the FENICS installation on the Kola peninsula

V. A. Pilipenko^{1, 2, *}, N. G. Mazur¹, E. N. Fedorov¹, A. N. Shevtsov³

¹*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 123242 Russia*

²*Institute of Space Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia*

³*Institute of Geology of the Federal Scientific Research Centre Kola Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Apatity, 184209 Russia*

*e-mail: space.soliton@gmail.com

A numerical model has been developed to calculate the electromagnetic response in the ionosphere from grounded ultra-low-frequency transmitters of finite length L . Such megatransmitters are the ZEVS installation with a carrier frequency of 82 Hz and the FENICS installation, which can generate artificial emissions at frequencies from fractions of a Hz to a few hundreds of Hz. The amplitude of radiation excited in the upper ionosphere by a grounded horizontal current suspended above a high-resistance earth's surface has been calculated. The altitude profile of the plasma parameters was reconstructed using the IRI ionospheric model. For the ZEVS transmitter ($L = 60$ km) powered by a current of 200 A, the simulated amplitudes of the electromagnetic response in the nighttime ionosphere can reach ~ 60 $\mu\text{V/m}$, which was confirmed by observations on the DEMETER satellite. According to calculations, the FENICS facility ($L = 100$ km), powered by a current of 100 A, can generate radiation in the nighttime upper ionosphere with a frequency of 10–100 Hz and an amplitude of up to ~ 60 –70 $\mu\text{V/m}$. The FENICS facility can be used to excite artificial Pc1 pulsations that could be detected on low-Earth-orbit satellites (e.g., CSES). To create pulsations in the nighttime ionosphere at a frequency of 0.5 Hz with the amplitudes of the magnetic component >1 pT and the electric component >10 $\mu\text{V/m}$, the current in the FENICS antenna is to be >100 A.