

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

О МЕТОДАХ КОНТРОЛЯ АНТЕННЫ РАДАРА СТЕНДА СУРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Ю.И. Белов, А.Г. Серкин, Н.С. Тимукин, А.В. Шиндин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Проблема измерения характеристик направленности больших наземных антенных решеток радиотелескопов по измерениям полей искусственного источника излучения на беспилотном летающем устройстве (БПЛА) в их ближней зоне (БЗ), интенсивно исследуемая в последнее время [1], является также актуальной задачей для изучения параметров антенной решетки (АР) радара НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского стенда «СУРА» [2] и радара будущего проекта ИКАР [3]. Площадь апертуры антенны радара стенда «СУРА» составляет значительную величину, порядка $300 \times 300 \text{ м}^2$. Недавние эксперименты по исследованию излучения антенны стенда «СУРА», проведенные с помощью системы типа «программно-определяемое радио» (ПОР) [2], разработанной для контроля характеристик радара, показали перспективность использования этой системы. Однако автономное летающее устройство БПЛА, содержащее на своем борту приемник, работающий в диапазоне частот излучения радара, естественно, ограничено в возможностях временем своего функционирования по энергетическим параметрам аккумуляторных батарей – источника питания аппаратуры. В процессах измерения полей испытываемой антенны в ее ближней зоне (активный режим антенны радара стенда «СУРА»), в проведенных нами предварительных экспериментах [2] было выяснено, что емкость аккумуляторных батарей БПЛА позволяет в настоящее время выполнять два – три полета над антенной радара с длиной суммарной траектории зонда порядка 2000 м. Перерывы в процессе регистрации данных приемного устройства приводят к значительному влиянию фазовой нестабильности системы регистрации при отсутствии специальных процедур калибровки, включающих точное определение положений антенны – зонда в системе координат, связанной с геометрией расположения вибраторов АР радара.

В экспериментах с радаром принципиально важной характеристикой его антенны, обычно, является ширина диаграммы направленности луча (лучей) антенны в двух ортогональных плоскостях. Эти характеристики антенны могут определяться в процессе пост-процессорной обработки данных, измеренных приемником БПЛА в ее ближней зоне.

Способ измерения направленности крупных антенных систем в аналогичных условиях экспериментов с БПЛА описан, например, в работе [4]. Антенна спутниковой наземной станции в г. Raisting (Бавария) укрыта сферическим обтекателем с диаметром $\sim 50 \text{ м}$, что приводит в результате к требованиям к площади сканирования $50 \times 50 \text{ м}^2$ и общей длине полетов БПЛА $\sim 37.5 \text{ км}$. Непрерывное время полета БПЛА составило величину ~ 10 часов при средней скорости полета 1 м/с . БПЛА в данной экспериментальной установке получал мощность электроснабжения с помощью электрических кабелей и использовал способ передачи сигнала ВЧ от приемной аппаратуры зонда по оптоволокну с помощью преобразователей ВЧ сигнала в оптический диапазон.

Однако конструкция антенны радара стенда «СУРА» представляет собой набор из 12×12 ортогональных проволочных диполей, расположенных на высоте $12,3 \text{ м}$ над поверхностью земли, поэтому решение использовать отдельные каналы передачи

мощности на БПЛА и оптоволокно для передачи информации с приемного устройства на БПЛА на землю – неприемлемо.

Как показывает предварительный анализ, в решении данной проблемы можно использовать опыт из известных [5, 6] экспериментов измерения (контроля) 1-2 сечений на плоскости или полусфере над антенной радара стенда «СУРА». Это решение одновременно снижает влияние долговременных нестабильностей приемного сигнала системы измерения в течение сеанса измерений.

Измерения ближнего поля – его амплитуды и фазы только на ограниченной части замкнутой поверхности, окружающей антенну на определенном от нее расстоянии, конечно, не гарантируют вычисление правильных значений эквивалентных магнитных токов (ЭМТ) [7]. Погрешность восстановления ДН при сканировании поля в БЗ на плоскости, как известно [8], неоднородна. Однако рассчитанное распределение ЭМТ по антенне или распределение ее компонентов ближнего поля может быть использовано для расчетов поля излучения в том же угловом интервале, где известны данные о поле антенны в ее ближней зоне.

Таким образом, используя предложенный алгоритм [5] и обрабатывая данные амплитудно-фазовых измерений поля в БЗ антенны радара стенда «СУРА» на линейных траекториях в вертикальных плоскостях ($\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$) сферической системы координат, проходящих через центр апертуры ($X = 0, Y = 0$) и ось Z Декартовой системы, с помощью вычисления двумерных спектров Фурье данных, можно получить приближенные, но достаточные для оперативного контроля, распределения полей излучения антенны радара стенда «СУРА» в ее дальней зоне (ДЗ). Восстановленные сечения больше приближены к сечениям, полученным при обработке двумерных полей в ближней зоне, если измерения проводятся на части окружностей, проходящих через плоскости ($\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$), см. объяснение эффекта в работах [5, 8].

Для КВ диапазона радиочастот требуется проведение дополнительных экспериментальных исследований на базе оценок допустимых погрешностей амплитудно-фазовых измерений в зоне антенны радара стенда «СУРА». В любом случае, необходимо измерять амплитудно-фазовые значения напряжений в тракте приемной антенны зонда при ее расположении в ближней зоне антенны радара стенда «СУРА».

Смена парадигмы измерений на прием сигналов антенной радара стенда «СУРА» от передатчика, установленного на БПЛА, нежелательна из-за специфической конструкции (проволочной) диполей антенной решетки и ее фазовращателей [9].

В случае измерений полей в ближней зоне только вдоль отдельных сечений и в силу сравнительно большой длины волны излучения проблема контроля координат положения зонда является несущественной.

Некоторые данные измерений напряженности электрического поля излучения в условных единицах, на частоте 5828 кГц, на дуге окружности с радиусом 600 м и центром ее в центре АР радара стенда «СУРА» (см. траекторию БПЛА на рис. 1), приведены на рис. 2.

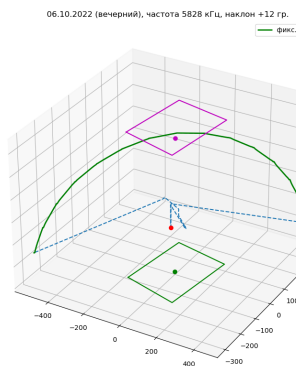


Рис. 1

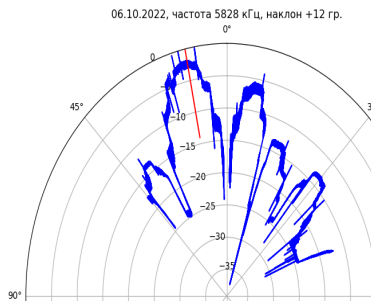


Рис. 2

Контроль положения антенны зонда в настоящее время осуществляется в системе географических (геодезических) координат, определяемых с помощью ГНСС вдоль траектории полета БПЛА [10]. Фазовые измерения напряженности поля антенны радара стенда «СУРА» в этих экспериментах были подвержены искажениям, связанными с некорректной методикой оцифровки сигналов приемного и передающего каналов. Поэтому оценка результатов измерений полей антенны радара стенда «СУРА» проведена только по амплитуде. При этом сокращение дальней зоны (см. определение параметра в [8]) на окружности измерений радиуса 600 м составило величину ~ 5 , что позволяет считать угловую ширину главного лепестка распределения амплитуды поля в ближней зоне достаточно близкой к ширине центрального лепестка распределения поля АР в ее дальней зоне [11]. На рисунке 2 также отчетливо заметна асимметрия боковых лепестков антенны радара стенда «СУРА» (синяя линия), связанная с влиянием проводящей поверхности земли при формировании наклонного луча радара [12].

Сглаженное распределение амплитуды поля в дальней зоне южной секции антенны радара стенда «СУРА» при работе ее в приемном режиме, полученное в процессе экспериментов с использованием космического аппарата (КА) NASA WIND [13] в 2021 г, приведено на рис. 3.

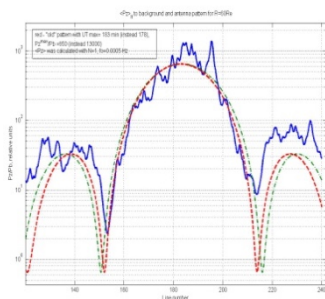


Рис. 3

Расстояние между первыми нулями диаграммы направленности составило величину $\sim 11^\circ$, что близко к оценочному значению этого параметра: отношения длины волны излучения к линейному размеру АР на рабочей частоте эксперимента 8925 кГц [13], и соответствует полученным в экспериментах с БПЛА оценкам ширины главного лепестка антенны радара в ее ближней зоне [2].

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление «Ядерная и радиационная физика», этап 2023-2025).

- [1] Garcia-Fernandez M., Lopez Yu., Arboleya A., Gonzalez-Valdes B., Rodriguez-Vaqueiro Y., De Cos Gomez M. E., and Las-Heras F. // IEEE Access. 2017. 2754985. Vol. 5. P. 23563.
- [2] Отчет о НИР «Оценка характеристик излучения нагревного стенда СУРА и систематизация результатов измерений параметров возмущения ионосферы, полученных на стенде СУРА с использованием искусственных спутников Земли». – Н. Новгород: НИРФИ ННГУ, 2022 г.
- [3] Васильев Р.В., Сетов А.Г., Фролов В.Л., Ратовский К.Г., Белецкий А.Б., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В., Медведев А.В. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, №. 2. С. 61.
- [4] Fritzel T., Strauß R., Steinerand H.-J., Eisner C., Eibert T. // IEEE Conference on Antenna Measurements and Applications (CAMA). 2016. P. 1.
- [5] Las-Heras F., Galocha B., Besada J.L. // IEEE Trans. on AP, 2002. Vol. 50. No. 3. P. 408.
- [6] Las-Heras F., Pino M.R., Loredó S., Alvarez Yu, and Sarkar T.K. // IEEE Trans. on AP. 2006. Vol. 54, No. 8. P. 2198.
- [7] Petre P. and Sarkar T.K. // IEEE Trans. on AP. 1992. Vol. 40, No. 11. P. 1348.
- [8] Методы измерения характеристик антенн СВЧ. – М.: Радио и связь, 1985, с.165.
- [9] Выборнов Ф.И. // Частное сообщение.
- [10] Moiseev S.P., Shindin, A.V., Grekhneva, K.K., Pavlova, V.A., Timukin, N.S. Atmosphere. 2024. Vol. 15. P. 188.
- [11] Сканирующие антенные системы СВЧ, т. 1. – М.: Сов. Радио, 1966, с. 46.
- [12] Antenna engineering handbook. Ed. H, Jasic. – New York. McGraw-Hill Co. 1961. Ch.21-10.
- [13] Токарев Ю.В. // Частное сообщение.

ВЛИЯНИЕ СУПЕРПОЗИЦИИ ТРЕХ РЕЗОНАТОРОВ: ШУМАНА, ИАР И СУБ-ИАР – НА АМПЛИТУДУ И ПОЛЯРИЗАЦИЮ ПЕРВЫХ ДВУХ МОД ШУМАНОВСКОГО РЕЗОНАНСА

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе исследована возможность влияния резонаторов ИАР и суб-ИАР на спектральные параметры магнитного шума в полосе первой и второй моды шумановского резонанса (ШР) при разных гелиогеофизических условиях. Как известно, шумановский резонанс возникает на собственных частотах полости Земля - ионосфера при возбуждении ее планетарной грозовой активностью и имеет глобальный характер. Шумановские резонансы связаны с колебаниями в полости Земля-ионосфера с основной частотой около 8 Гц и модами более высокого порядка, отстоящими друг от друга примерно на 6 Гц. Целью работы было исследование влияния локальных характеристик ионосферы, которые могут добавляться к глобальным факторам, влияющим на формирование поляризации и амплитуды ШР, и существенно менять их суточную динамику в темное время суток. Были проанализированы данные мониторинга компонент УНЧ магнитного шума на станциях разных широт: высокоширотная станция Ловозеро (LOZ, 68N, 35E), среднеширотная обсерватория НИРФИ ННГУ (NL, 56N, 46E), низкоширотная станция на о. Крит (CR, 35.15N, 25.20E). Чтобы выяснить возможность влияния локальных резонаторов на амплитуду и поляризацию первого и второго ШР при разном уровне солнечной активности, были построены высотные профили параметра критерия геометрической оптики (КГО) для нормальной УНЧ волны в ионосфере для частот 3-14 Гц. Коэффициент КГО определяется следующей формулой:

$$\text{КГО} = \frac{n \, dn}{2 \, dz \, 2\pi} \cdot \quad (1)$$

Условие $\text{КГО} \ll 1$ является критерием выполнения геометрико-оптического (ГО) приближения, условие $\text{КГО} \geq 1$ соответствует нарушению ГО, n – показатель преломления нормальной волны, λ – длина волны в среде. Профили КГО построены для периодов с разной солнечной активностью для станции NL и приведены на. 1 (верхняя панель). Область нарушения ГО на нижнем основании F-слоя в период максимума солнечной активности имеет локальный характер, что приводит к сильному спаданию амплитуды широкополосного максимума (ШСМ) к частотам первого ШР. В периоды минимума область с $\text{КГО} \geq 1$ имеет распределенный по высоте характер, что приводит к расплывшейся форме максимума в магнитной компоненте H_r (рис. 1в). Таким образом, влияние суб-ИАР на амплитуду магнитных компонент в полосе первого и второго ШР невозможно зарегистрировать в годы максимума солнечной активности. Влияние локального суб-ИАР на поляризационный параметр ε на частотах первой и второй моды ШР регистрируется при любом уровне солнечной активности (рис. 1г). Влияние ИАР на амплитуду и поляризацию соответствующих мод ШР наблюдается в периоды, близкие к минимуму солнечной активности (рис. 1в, г). На рис. 2 представлен суточный ход поляризационного параметра на частотах первой и второй моды ШР на среднеширотной станции NL в периоды, близкие к минимуму и максимуму солнечной активности (рис. 2а, б, г, д) и спектры параметра ε (рис. 2в, е).

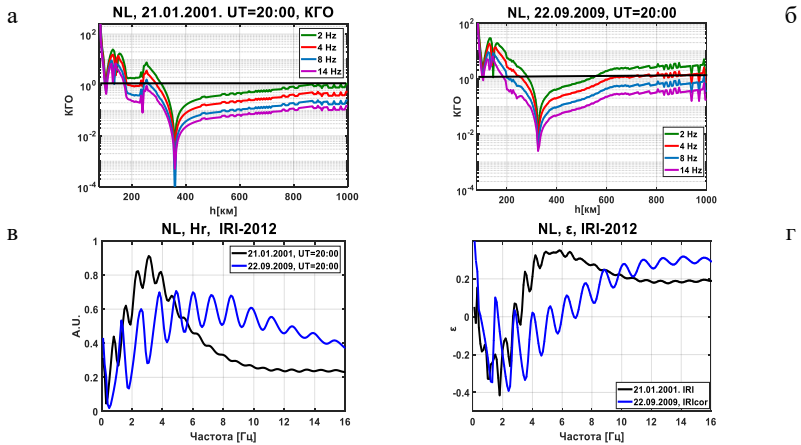


Рис. 1

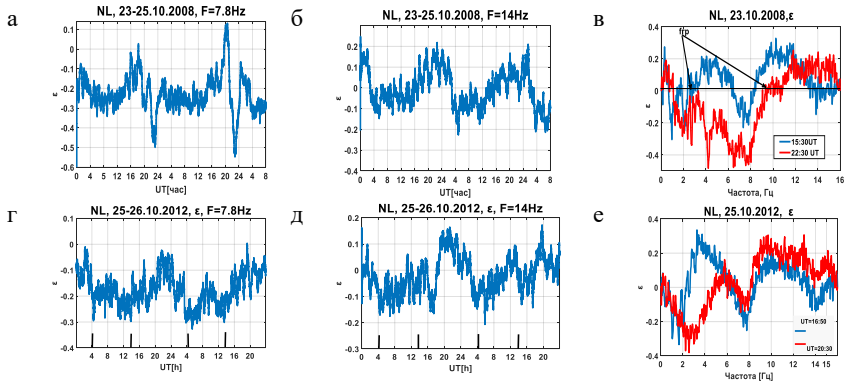


Рис. 2

Эволюция спектров ϵ УНЧ шума в разные периоды солнечной активности рис. 2в, е), объясняет разницу в суточной динамике ϵ первой и второй моды ШР после захода солнца. Вариации ϵ в периоды минимума более ярко выражены на частоте первого ШР, т. к. есть период, когда $f_{Гр}$ (частота смены знака в спектре ϵ) становится больше частоты первого ШР $f_{1ШР}$. В этот период существенно влияет на поляризацию первой моды также ИАР. Поэтому суточный ход ϵ на частотах первого и второго ШР имеет разный характер. В период максимума солнечной активности $f_{Гр}$ остается всегда меньше $f_{1ШР}$ в темный период суток, но разный характер спектров ϵ в полосах первой и второй моды ШР приводит к более существенным вариациям поляризации второй моды ШР. При малых значениях $f_{Гр} \sim 2$ Гц величина ϵ сильно падает к частоте второй

моды, при $f_{гр} \sim 5$ Гц ε слабо падает к частоте 14 Гц. При этом изменения поляризационного параметра на частоте первой моды менее заметны (рис. 2е). В работе было исследовано также влияние повышенной геомагнитной активности на суточный ход ε на частоте первой моды ШР на разных станциях. Для этого анализировались данные одновременного мониторинга на станциях LOZ – NL и NL – CR. Анализ спектрограмм и суточного хода ε на станциях NL и LOZ 05-06.03.2011 в период фазы восстановления после умеренной магнитной бури (графики не приводятся) показал, что восстановление влияния резонатора суб-ИАР на поляризацию ШР происходило быстрее на среднеширотной станции NL. Это выразилось в более сильных вариациях $\varepsilon \sim 0.25 - 0.3$ – на станции NL из-за влияния суб-ИАР, и более слабых вариациях $\varepsilon \sim 0.05 - 0.1$ – на станции LOZ в темное время суток.

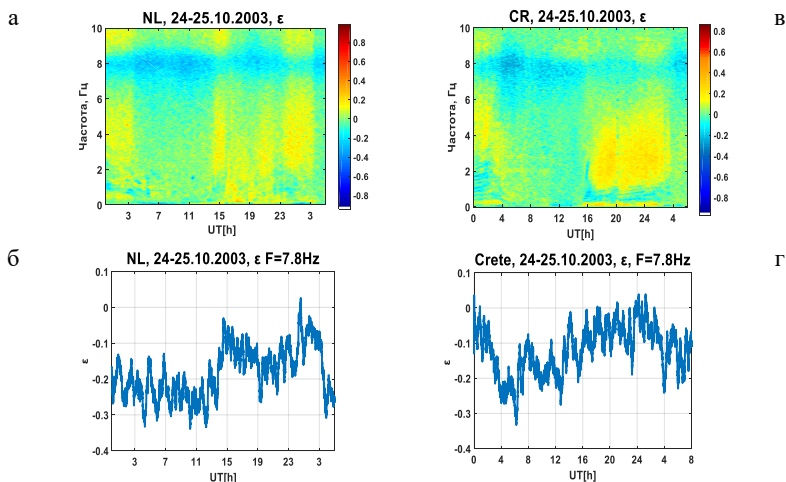


Рис. 3

На рис. 3 представлены спектрограммы и суточный ход поляризационного параметра на частоте первой моды ШР на станциях NL и CR в период кратковременной магнитной бури с $K_p \sim 6 - 7$. В период бури влияние суб-ИАР на среднеширотной станции пропало, что привело к уменьшению значений ε на станции NL. На станции CR наблюдался возрастающий тренд в динамике этого параметра весь темный период суток. Было обнаружено, что возникновение сильных спорадических слоев также нивелирует влияние локальных резонаторов на поляризацию первой и второй моды ШР. На рис. 4 (верхняя панель) представлена спектрограмма ε за двое суток 30-31.07.2013. В период возникновения спорадических слоев с $f_{0ES} \sim 7 - 9$ МГц 31.07. резко уменьшилось влияние суб-ИАР на поляризацию первого ШР, что привело к малым значениям ε 31.07., по сравнению с 30.07., когда спорадические слои отсутствовали (рис. 4б). На рис. 4в представлен модельный суточный ход ε (без учета формирования ШР), который адекватно описывает характер динамики этого параметра из-за влияния суб-ИАР при наличии и отсутствии слоев Es .

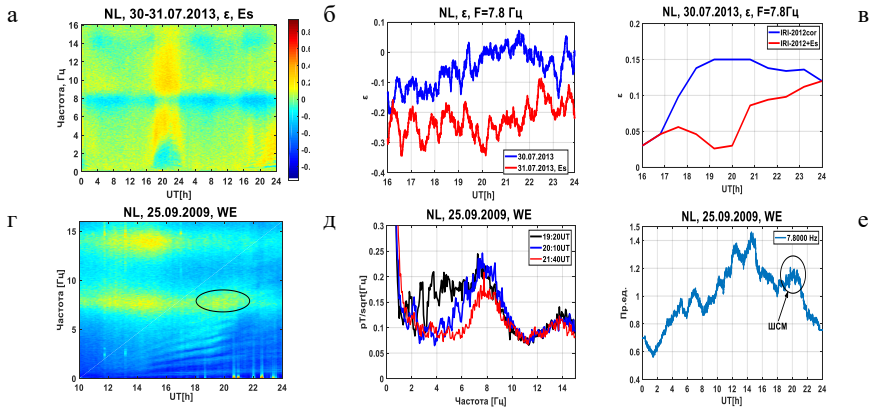


Рис. 4

На рис. 4 (нижняя панель) представлены спектрограмма и спектры магнитной компоненты ВЗ, а также суточный ход амплитуды компоненты ВЗ на частоте 7.8 Гц (рис. 4г, д, е). Увеличение амплитуды после 19:00UT (рис. 4е) связано с появлением ШСМ в этой компоненте, что может приводить к изменению амплитуды первой моды ШР на 10-15%. В работе [1] обсуждались причины редкого обнаружения влияния суб-ИАР на амплитуду магнитных компонент УНЧ шума и, в том числе, на амплитуду первого ШР.

Таким образом, влияние локальных резонаторов на спектральные характеристики первой и второй моды ШР зависит от уровня солнечной и магнитной активности, а также наличия сильных спорадических слоев *Es* и может приводить к разному характеру суточной динамики этих параметров на частотах соответствующих мод ШР. Сравнительный анализ суточного хода поляризационного параметра на частотах первой и второй моды ШР на станциях NL и LOZ показал, что из-за более низкой добротности суб-ИАР вариации ϵ в темное время суток менее выражены на станции LOZ: 0.05-0.1 - на станции LOZ и 0.15-0.3 - на станции NL.

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Ermakova E.N., Raybov A.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2024. Vol. 10, Iss. 2. P. 67.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНОЙ СРЕДЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ВЕРОЯТНОСТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АМПЛИТУДЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Г.И. Григорьев¹⁾, Т.М. Заборонкова¹⁾, Л.П. Коган²⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НГТУ

³⁾ ННГАСУ

Постановка задачи

Изучается рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}_0(x) = \mathbf{n} E_0 \exp(i\omega t - ikx)$, падающей по нормали \mathbf{n} на одномерный случайно-неоднородный слой длиной L . Здесь E_0 – амплитуда падающей волны, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$: вне слоя относительная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)} = \text{const}$; внутри слоя $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}(1 + \sum_{m=1}^N A_m [H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)])$, где $H(z)$ – единичная функция Хевисайда, N – общее число неоднородностей прямоугольной формы, x_m – координата начала m -й неоднородности, которой отвечают ширина S_m и амплитуда $|A_m|$ (рис. 1).

Расчет средней интенсивности волны

Полагаем, что амплитуда $|A_m|$ рассматриваемых возмущений характеризуется средним значением $\langle A_m \rangle = A$ и дисперсией σ_A . Для ширины S_m и координаты x_m любой неоднородности имеет место нормальное распределение со средними значениями соответственно $\langle S_m \rangle = S$ и $\langle x_m \rangle$, а также стандартами флуктуаций σ_S и σ_x . Далее считаем выполненными условия $\{S, \sigma_S\} \ll L$ и $|A| + \sigma_A \lesssim 1$. Интенсивность $J(x)$ для заданной реализации случайного слоя запишем в виде $J(x) = u(x) + v(x)$, где $u(x)$ и $v(x)$ – интенсивности прямой (распространяющейся вдоль оси x) и обратной волны с амплитудами $\sim u(x)^{0.5}$ и $\sim v(x)^{0.5}$ соответственно. На границах любой неоднородности номера m амплитуды удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned} u(x_m + S_m + 0) &= T_m u(x_m - 0) + R_m v(x_m + S_m + 0), \\ v(x_m - 0) &= R_m u(x_m - 0) + T_m v(x_m + S_m + 0), \end{aligned} \quad (1)$$

где T_m и R_m – коэффициенты прохождения и отражения указанных волн по энергии. При условии $\frac{N^2}{3} \left(\frac{A^2 + \sigma_A^2}{8} \right)^2 \ll 1$ из системы уравнений (1) можно получить выражение для интенсивности $J(x_m + S_m + 0)$ на правых границах возмущений с прямоугольным профилем:

$$\begin{aligned} J(x_m + S_m + 0) &= \\ &= \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 \left[A_{N,m+1} + \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2 \right]}{A_{m,1} - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \Lambda_{N,m+1} &= 1 + \sum_{n=m+1}^{N-1} \delta_n \sum_{j=n}^{N-1} \alpha_{j+1}, \quad \Lambda_{N,N} = 1; \quad \Phi_{N,m+1} = \\ & \sum_{j=m+1}^{N-1} \alpha_j \mu_j, \quad \Phi_{N,N} = \alpha_N; \\ \mu_n &= 1 + \sum_{m=n}^{N-1} \delta_m \sum_{k=m+1}^N \alpha_k, \quad 1 \leq n < N; \quad \mu_N = 1; \\ \delta_m &= -R_m \prod_{n=m+1}^N T_n^2, \quad m = 1, 2, \dots, N-1; \quad \delta_N = -R_N; \\ \alpha_m &= R_m \prod_{n=m}^N T_n^{-2}, \quad m = 1, 2, \dots, N. \end{aligned}$$

На рис. 2 приведена зависимость средней интенсивности поля $I(x) = \langle J(x) \rangle$ от координаты x внутри слоя при значениях $S = 3\lambda$, $\sigma_S = \lambda$ для ширины неоднородностей и нормального распределения их амплитуды со средним значением $A = 0.20$ и стандартом флуктуаций $\sigma_A = 0.20$. Здесь и далее все результаты соответствуют усреднению по 30 реализациям и числу $N = 30$ неоднородностей в каждой реализации. Красная (кривая 1) и синяя (кривая 2) зависимости на рис. 2 построены на основе результатов работы [1] и использования формулы (2) данной работы соответственно. Как следует из рис. 2, имеет место практически полное совпадение зависимостей $I(x)$, полученных различными методами, что является подтверждением достоверности предлагаемого подхода.

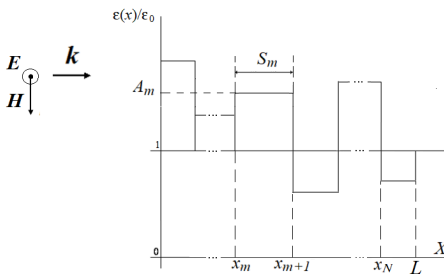


Рис. 1

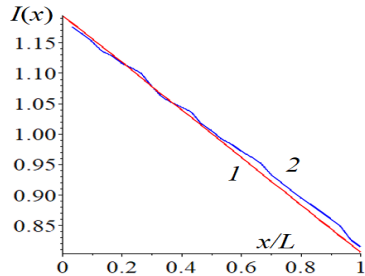


Рис. 2

На рис. 3 зависимость $I(x) = \langle J(x) \rangle$ построена при тех же значениях параметров N, S и σ_S , что и на рис. 2, но для существенно больших значений $A = 0.30$ и $\sigma_A = 0.30$. Как и на рис. 2, синяя кривая (1) отвечает нормальному распределению Гаусса для амплитуды флуктуаций. Отметим, что при значениях параметров $A = 0.30$ и $\sigma_A = 0.30$ метод расчета $\langle J(x) \rangle$, предложенный в [1], оказывается уже неприменимым, в отличие от подхода, предложенного в данной работе. Зеленая (кривая 2) и бирюзовая (кривая 3) зависимости отвечают равномерному и Гамма распределениям для амплитуды A соответственно [2]. Плотность вероятности равномерного распределения имеет вид: $\rho_2(w) = \frac{1}{b-a}$, $w \in [a, b]$; $\rho_2(w) = 0$, $w \notin [a, b]$; $a = A - \sigma_A \sqrt{3}$, $b = A + \sigma_A \sqrt{3}$. Плотность вероятности Гамма-распределения определяется формулой $\rho_3(w) = (\sigma_A/A)^{-k} w^{k-1} \exp(-wA/\sigma_A) \Gamma(k)^{-1}$, где $\Gamma(Z)$ – гамма-функция Эйлера, где $k = A^2/\sigma_A$. Для указанных распределений параметры подобраны так, что средние значения σ_A и дисперсии амплитуды A имеют те же значения, что и для случая нормального распределения Гаусса $\rho_1(w)$ [1]. Как следует из рис. 3, вид модели

распределения амплитуды возмущений слабо влияет на свойства средней интенсивности $I(x)$ внутри слоя.

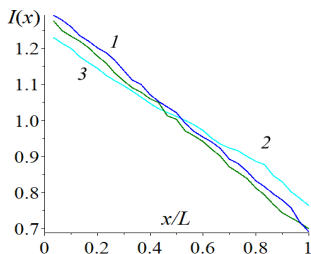


Рис. 3

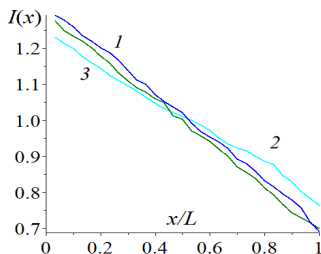


Рис. 4

На рис. 4 приведены зависимости $I(x)$ при значении стандарта флуктуаций ширины неоднородностей $\sigma_S = 0.01\lambda$, что означает практически одинаковую ширину S_m всех флуктуаций. Все остальные значения параметров такие же, что и для рис. 3. Номера кривых 1, 2 и 3 отвечают тем же, что и на рис. 3, вероятностным распределениям для амплитуды $|A_m|$. Из сопоставления рис. 3 и рис. 4 следует, что при одинаковых параметрах A , σ_A и S средняя интенсивность $I(x)$ слабо зависит от значений стандарта флуктуаций σ_S .

Выводы

В работе предложена методика вычисления средней интенсивности поля плоской волны, рассеянной на слое со случайно-неоднородными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости среды, для сравнительно больших амплитуд флуктуаций ($|A_m| \lesssim 1$) прямоугольной формы. Показано, что средняя интенсивность как функция от координаты внутри слоя $\langle J(x) \rangle$ при одинаковых средней ширине, а также средней амплитуде и дисперсии амплитуды возмущений слабо зависит от вида модели вероятностного распределения амплитуды.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-12-00459).

- [1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, №. 10. С. 945.
 [2] Жуковский М.Е., Родионов И.В. Основы теории вероятностей. — М.: МФТИ, 2015, 82 с.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ И ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Г.И. Григорьев, Н.В. Бахметьева, Е.Е. Калинина

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В НИРФИ ННГУ разработан и регулярно применяется в исследованиях ионосферы и нейтральной атмосферы метод, основанный на создании искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы [1]. Метод позволяет измерять параметры ионизованной и нейтральной составляющих нижней ионосферы и регистрировать их пространственно-временные вариации, обусловленные распространением атмосферных волн и атмосферной турбулентностью. В том числе, измеряется скорость регулярного вертикального движения плазмы, равная скорости нейтральной компоненты вплоть до высоты 120–130 км [2].

Характерные примеры высотных профилей вертикальной скорости, на которых видна постоянная смена направления скорости с высотой (отрицательные значения означают движение вверх) и абсолютные значения скорости до 4 м/с, приведены на рис. 1, 2.

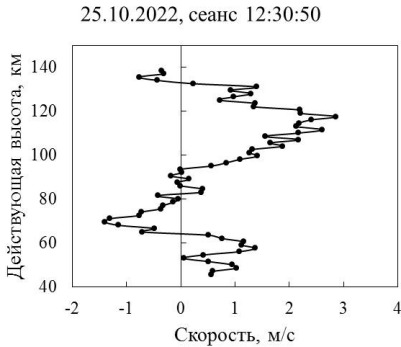


Рис. 1

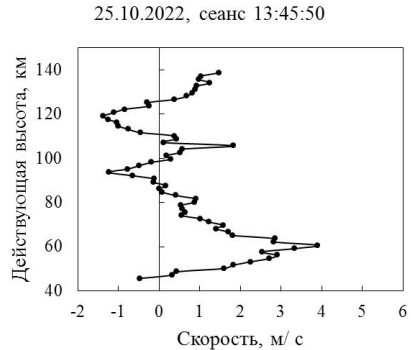


Рис. 2

Возникает вопрос об источниках таких вертикальных движений. Одним из них может быть распространение акустико-гравитационных волн (АГВ). В данной работе рассматривается задача о распространении АГВ в условиях регулярного вертикального движения среды.

Постановка задачи

Рассмотрим распространение волн в изотермической атмосфере в условиях движения равновесной среды с постоянной скоростью w_0 по вертикали z . Исходные линеаризованные уравнения для слабых гармонических во времени возмущений, перемещающихся вдоль оси z , представим в виде системы (1) – (3):

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho_0 \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz} - c_s^2\left(\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz}\right) = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3) использованы следующие обозначения: p и ρ – давление и плотность газа, w – скорость движения среды вдоль вертикальной оси z , c_s – скорость звука, g – ускорение поля тяжести. Значком 0 помечены равновесные величины, а выражение $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + w_0\frac{\partial}{\partial z}$ означает полную производную по времени. Уточним, что применительно к давлению и плотности полную производную по времени надо дополнить слагаемым $w\frac{d\rho_0}{dz}$ и $w\frac{d\rho_0}{dz}$.

При дальнейшем анализе исходной системы уравнений (1) – (3) учтем, что зависимость плотности от высоты $\rho_0(z)$ подчиняется барометрической формуле $\rho_0(z) = \rho_s \exp(-z/H)$, в которой H – высота однородной атмосферы. Условием равновесия невозмущенной среды является равенство $\frac{d\rho_0}{dz} = -\rho_0 g$.

Уравнение (3) предполагает возможность адиабатического характера распространения возмущений. Действительно, вводя в анализ энтропию S идеального газа по формуле согласно [3, 4]

$$S - S_0 = c_v \ln(p\rho^{-\gamma}), \quad (4)$$

и вычисляя полную производную от обеих частей выражения (4), а также учитывая малость возмущений $p \ll p_0, \rho \ll \rho_0$ получаем уравнение

$$\frac{d(S - S_0)}{dt} = \frac{c_v}{p_0} \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (5)$$

При записи (5) использованы обозначения: $\gamma = c_p/c_v$, где c_p и c_v – теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме соответственно, $c_s^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$ – квадрат скорости звука.

Таким образом, из выражения (5) следует, что часто используемое условие связи давления и плотности в виде (3) эквивалентно адиабатичности распространяющихся возмущений. Заметим, что в изотермической атмосфере скорость звука постоянна, а энтропия S_0 меняется с высотой z .

Из выражения (5) согласно [3] следует простая связь возмущений давления p , плотности ρ и энтропии S :

$$p = c_s^2 \rho + \frac{p_0}{c_v} S. \quad (6)$$

Решение задачи. Характеристики волн

Найдем характеристики волн, распространяющихся по вертикали, предполагая, что давление и плотность изменяются со временем и в пространстве как

$$p, \rho \sim \exp(-i\omega t + ikz - k_0 z). \quad (7)$$

Вертикальная скорость возмущений w

$$w \sim \exp(-i\omega t + ikz + k_0 z) \quad (8)$$

в отличие от давления p и плотности ρ нарастает с увеличением координаты z в соответствие с фактором $k_0 z = \frac{z}{2H}$. Если выражения (7) и (8) подставить в исходную систему уравнений (1) – (3), то волновое число κ , частота ω , а также параметры, характеризующие невозмущенную среду, оказываются связанными дисперсионным уравнением

$$(\Omega^2 + \Gamma^2)[(\Omega^2 + \Gamma^2) - c_s^2(\kappa^2 + k_0^2)], \quad (9)$$

в котором $\Omega = \omega - \kappa w_0$ – доплеровски сдвинутая частота, а $\Gamma^2 = w_0^2 k_0^2$.

Уравнение (9) определяет два возможных решения. Одно из них описывает акустико-гравитационные волны (АГВ), распространяющиеся в вертикальном направлении с групповой скоростью

$$V_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = w_0 + c_s \kappa [\kappa^2 + k_0^2 - w_0^2 \kappa_0^2 / c_s^2]^{-1/2}. \quad (10)$$

Другое решение имеет вид:

$$\Omega^2 + w_0^2 k_0^2 = 0. \quad (11)$$

Решение (11) характеризует энтропийную волну, которая распространяется со скоростью движения среды и растет с инкрементом $\Gamma = w_0 k_0$. Укажем в связи с этим на известный экспериментальный факт под названием «явление Рийке» о возбуждении звуковых колебаний в трубе потоком воздуха, подробно описанный в [5, 6]. Условие существования энтропийной волны в случае однородной среды ($H \rightarrow \infty$) совпадает с приведенным в [7] $\Omega = 0$. Заметим, что в электродинамике также получено решение для растущей энтропийной волны [8].

Поляризационные характеристики волн определяются формулами:

$$\rho = (k_0 - i\kappa)\rho_0 w / \beta \quad (12)$$

$$p = \left[i\kappa c_s^2 + g \left(\frac{\gamma}{2} - 1 \right) \right] \rho_0 w / \beta \quad (13)$$

$$\beta = i\Omega + k_0 w_0. \quad (14)$$

Соотношения (12) – (14) могут быть использованы для анализа экспериментальных данных по исследованию характеристик атмосферных волн.

Заключение

В работе показано, что при наличии в атмосфере Земли вертикальных движений среды (вертикального ветра) кроме распространения АГВ возможно и распространение энтропийной моды. Если источник, действующий ограниченное время, генерирует оба типа волн, то в дальнейшем цуги этих волн разойдутся в пространстве из-за значительной разницы в их групповых скоростях. Это обстоятельство, вероятно, позволит обнаружить энтропийные волны и определить их параметры.

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации.

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
- [2] Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974, 256 с.
- [3] Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М: Наука, 1981, 206 с.
- [4] Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. – М: Мир, 1973, 758 с.
- [5] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М: Наука, 1966, 520 с.
- [6] Рэлей Дж. Теория звука. Том 2. – М: Гостехиздат, 1955. С. 222.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М, Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика. –М: Наука, 1986, 736 с.
- [8] Сомов Б.В., Джалилов М.С., Штауде Ю. О неустойчивости энтропийных волн в космической плазме. Космические исследования 2008. Т. 46, №. 5. С. 408.

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 НМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА СУРА

Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (О) на частоте f_0 , меньшей критической частоты F2-слоя ионосферы f_{OF2} , с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; (2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; (3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $E > E_n$, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни (E_n – потенциал возбуждения уровня) нейтральных атомов или ионов ионосферного газа; (4) в процессе релаксации возбуждённого атома (иона) до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Имеет место конкурирующий эффект: подавление фонового свечения ионосферы. Он возникает вследствие уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации с ростом температуры электронов при нагреве плазменными волнами, что приводит к уменьшению концентрации возбуждённых атомов, ответственных за генерацию свечения. Наиболее низким порогом возбуждения (1,96 эВ) является красная линия атомарного кислорода O(1D) ($\lambda = 630$ нм и время жизни $\tau = 107$ с).

В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых в пространстве пунктах появляется возможность оценить структуру и пространственные характеристики возмущенной области ионосферы. В 2021-2024 гг. эксперименты по регистрации искусственного свечения при воздействии мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА в линии $\lambda = 630$ нм проводились в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (географические координаты 56,15° с. ш., 46,10° в. д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (55,56° с.ш., 48,45° в. д.) и деревня Заключная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с. ш., 44.53° в. д.) Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда, либо при наклоне диаграммы на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана на частоте $f_0 = 4785$ кГц - 4 300 кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф} \sim 80 - 100$ МВт. Воздействие осуществлялось в режиме 2,5 минуты – непрерывное излучение, 3,5 минуты – пауза. Подробно методика регистрации и анализа портретов ночного неба описана в [1, 2].

В силу большого расстояния между регистрационными пунктами (>100 км) существование удачных условий для регистрации свечения (облачный покров) в различных пунктах оказывается весьма редким явлением. В течение двух кампаний 2021 г. не было ни одного сеанса воздействия, когда эффект генерации искусственного оптического свечения (ИОС), либо эффект подавления фона наблюдались сразу в трех регистрационных пунктах. В экспериментах 2022 г. погодные условия были более удачными и ИОС удалось зарегистрировать во всех трех пунктах наблюдения, хотя, по-видимому, прозрачность атмосферы, и, следовательно, яркость изображений на снимках, были различными. Примеры регистрации приведены на рис. 1 и 2.

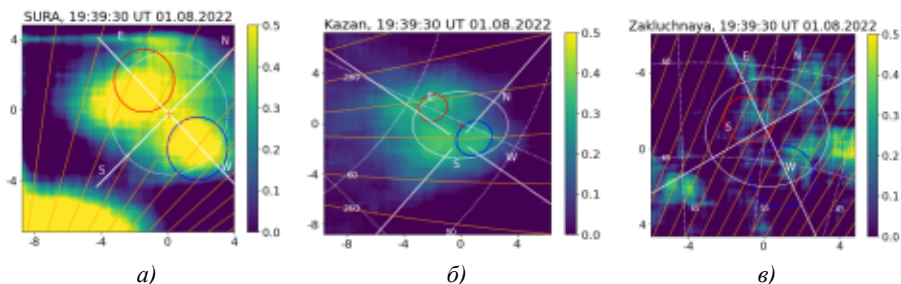


Рис. 1

На рис. 1 представлены снимок ночного неба в линии $\lambda = 630$ нм, зарегистрированный в 01.08.2022 г. в 19:39:30 UT. Время начала регистрации снимка со временем экспозиции 25 с, а также пункт регистрации указаны сверху панели. Красным и синим контурами показан предварительный расчет размера и местоположения областей свечения. Воздействие на ионосферу КВ радиоизлучением 1 августа 2022 год осуществлялось при вертикальной ориентации диаграммы направленности. Параметры контуров соответственно красный/синий: $56,10^\circ/56,14^\circ$ с.ш.; $46,36^\circ/45,93^\circ$ в.д.; высота = $250^\circ/255^\circ$ км; большая полуось эллипса 9 км/11 км; малая – 7 км/8 км. Оранжевыми линиями показаны проекции силовых линий геомагнитного поля на плоскость снимка (для Магнитной обсерватории КФУ – на кадры, на котором присутствует ИОС. На кадры с каждого пункта также нанесены направление сторон света (белые линии), радиальные линии, азимутальные круги (пунктирные белые линии) и схематичное изображение диаграммы направленности стенда СУРА (белый круг).

На рис. 2 представлен результат 3D-моделирования области свечения. 3D-моделирование проводилось с помощью разработанного ПО. Из наиболее подходящих, с нашей точки зрения, параметров контуров с рис. 1 строились объемные сфероиды, вытянутые вдоль магнитного поля. Стрелками показано направление магнитных силовых линий, а также стороны света. Пунктирный круг — это круг компаса, где красная линия соответствует северу, синяя — югу, зеленая — востоку и розовая — западу. Бирюзовая линия — проекция магнитных силовых линий на горизонтальную плоскость соответствует магнитному меридиану. Серый конус — диаграмма направленности стенда Сура. По данному результату и дальнейшей работе над ним планируется установить реальное расположения пятен свечения в пространстве и исследовать пространственную структуру области возмущения. На рисунке; панель *а*) взгляд с восточной стороны (стороны Казани); панель *б*) взгляд снизу на стенде СУРА; *в*) взгляд с юго-западной стороны (д. Заклучная).

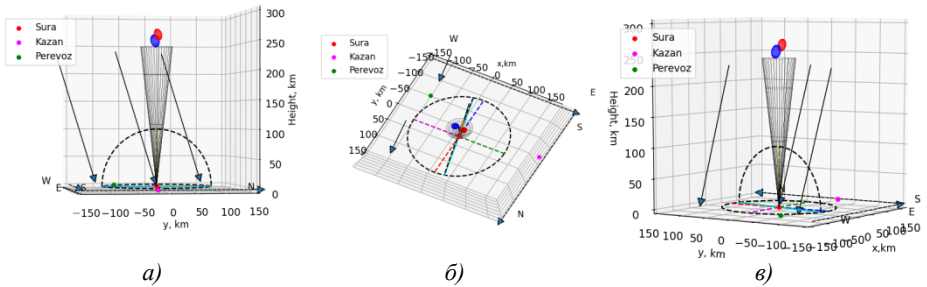


Рис. 2

На рис. 3 и 4 продемонстрирован уже другой сеанс наблюдения — 31 июля 2022 г. 20:03:00 UT при наклоне диаграммы стэнда СУРА на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана. Желтая пунктирная линия соответствует вертикальному направлению. Особенностью данного сеанса является одновременное присутствие как области оптического свечения, так и подавления фонового излучения ионосферы. Параметры контуров соответственно красный/синий: Широта = $55,5^\circ/55,61^\circ$ с.ш.; Долгота = $45,9^\circ/46,05^\circ$ в.д.; Высота = 240 км/250 км; Большая полуось эллипса = 19 км/54 км; Малая полуось эллипса = 16 км/45 км.

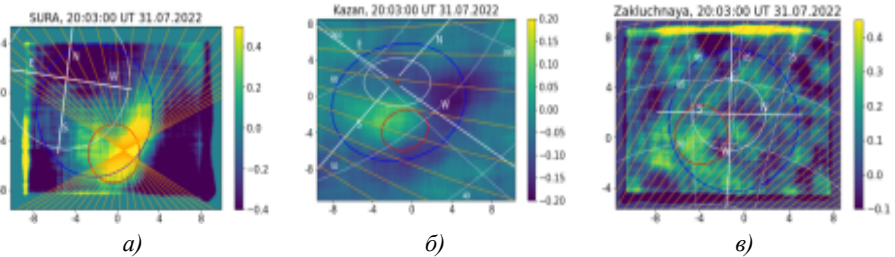


Рис. 3

К настоящему времени предварительно проанализированы всего 2 сеанса воздействия радиоизлучением стэнда СУРА на ионосферу. В 2023 и 2024 гг. накоплен значительный экспериментальный материал по трехпозиционному исследованию области искусственного свечения ионосферы. В дальнейшем планируется более точно установить форму и положение областей генерации искусственного пятен свечения в подавления фонового свечения в пространстве для обработанных сеансов, а также проанализировать весь накопленный объем данных. Это позволит, согласно [3], исследовать крупномасштабную структуру в возмущённой области ионосферы.

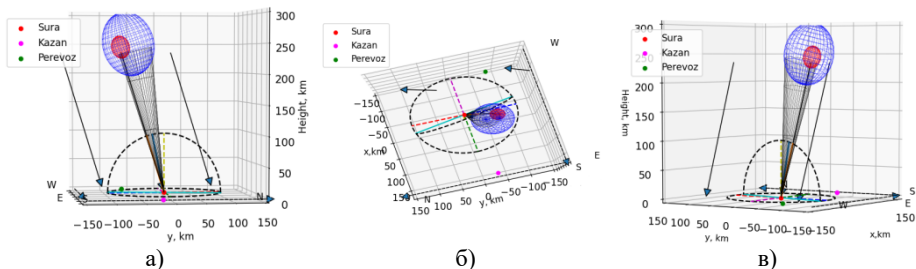


Рис. 4

Авторы выражают благодарность сотрудникам КФУ И.А. Насырову, Д.А. Когогину и В. В. Емельянову, сотрудникам ИСЗФ СО РАН А.Б. Белецкому и И.Д. Ткачёву, сотруднице ННГУ К.К. Грехневой и техническому персоналу стенда СУРА за участие в проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 20-12-00197П.

- [1] Шиндин А. В., Клименко В.В., Когогин Д.А., Белецкий А.Б., Грач С.М., Насыров И.А., Сергеев Е.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. №. 11. С. 949.
- [2] Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшинов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55(1–2). С. 36.
- [3] Grach S.M., Nasyrov I.A., Kogogin D.A., Shindin A.V., Sergeev E.N., & Razi Mousavi S.A. // Geophysical Research Letters. 2018. Vol. 45. P. 12, 749. <https://doi.org/10.1029/2018GL080571>

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН НА ДЛИННЫХ ТРАССАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПИВ

Н.А. Семенова¹⁾, Ф.И. Выборнов^{1, 2)}, С.М. Грач¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Постановка задачи

Целью работы является моделирование распространения КВ радиоволн на длинной трассе среднеширотной ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) Z-образного вида и сопоставление результатов моделирования с дистанционно-частотными характеристиками (ДЧХ) наклонного зондирования ионосферы, полученными в ходе специального эксперимента во время работы ЛЧМ ионозонда 20 июля 2023 г. В качестве исходных данных использовался профиль электронной концентрации для невозмущенной ионосферы (без ПИВ), который определялся по модели IRI2016. Моделирование проводилось для трассы Кипр - Нижний Новгород, ЛЧМ-сигналы излучались с 4:00 до 5:00 UT последовательно с интервалом 5 минут.

Особенности моделирования

Моделирование распространения декаметровых волн проводилось в приближении геометрической оптики. Выполнялся расчет траекторий лучей волн, распространяющихся в сферически-слоистой магнитоактивной ионосферной плазме в присутствии ПИВ. Для обыкновенной и необыкновенной волны решались характеристические лучевые уравнения в сферической системе координат, которая была связана с реальными сферическими географической и магнитной системой координат. В расчетах использовались постоянные вдоль трассы значения характеристик магнитного поля (наклонение геомагнитного поля 63.5° , склонение 7.3° , гирочастота 1.26 МГц), которые определялись по модели IGRF для средней точки трассы.

Возмущение профиля электронной концентрации (неоднородность) при прохождении ПИВ задавалось гармонической функцией (плоской волной с длиной волны L , масштаб которой ограничен по высоте экспонентой) аналогично [1]:

$$N(x, y, z) = N_0(z) \cdot \left[1 + \delta \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{d}\right)^p\right) \cdot \cos\left(-\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (x \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta + y \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta + z \cdot \sin \beta)\right) \right], \quad (1)$$

где $\left(-\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (x \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta + y \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta + z \cdot \sin \beta)\right) = \mathbf{k} \mathbf{r}$, где \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{r} – радиус-вектор в локальной декартовой системе координат с центром ($x = y = z = 0$), совпадающим с центром неоднородности (высота центра неоднородности

над поверхностью Земли $H=250$ км); ось x направлена с востока на запад, ось y – с севера на юг; z – по вертикали; $p=2, 4, 6, \dots, 2n$; $N_0(z)$ – значение электронной концентрации в невозмущенной ионосфере (невозмущенный профиль). Использовались следующие параметры неоднородности: относительная амплитуда $\delta=0.1$, характерный масштаб (пространственный период) $L=100$ км, азимутальный угол направления распространения волны $-65^\circ \leq \alpha \leq -30^\circ$, угол наклона фронта волны относительно вертикали $35^\circ \leq \beta \leq 70^\circ$, масштаб $d=50$ км и степень $p=6$ экспоненциального ограничения возмущения профиля по z .

Длина трассы Кипр-Нижний Новгород составляет 2500 км, азимут из пункта передачи в пункт приема 195° (отсчитывается от направления на север по часовой стрелке). Координаты передатчика на Кипре, средней точки и приемника в Нижнем Новгороде равны, соответственно, 35.02 с.ш., 33.77 в.д., 45.67 с.ш., 38.90 в.д. и 56.32 с.ш., 44.02 в.д. При моделировании перемещение фронта плоской волны задавалось сдвигом центра неоднородности (при $H=\text{const}$) вдоль линии широты средней точки трассы с запада на восток. Неоднородность имеет бесконечную протяженность в направлении, перпендикулярном волновому вектору \mathbf{k} , т.е. углы α и β , задающие направление вектора \mathbf{k} , определяют положение плоскости распространения волны в пространстве. Моделирование перемещения неоднородности посредством движения ее центра в горизонтальном направлении (при $H=\text{const}$) означает, что данная плоскость перемещается как единое целое в направлении с запада на восток.

Результаты моделирования и их сопоставление с данными эксперимента

На рис. 1а представлен расчетный график временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О-моды: трем частотам (точки 1, 2, 3) соответствуют три лучевые траектории в проекции на широтную плоскость - рис. 1б, цветом показано пространственное распределение электронной плотности. Как видно из рис. 1б верхние лучи испытывают заметное отклонение от траектории в невозмущенной ионосфере, что приводит к увеличению пути луча и росту задержки.

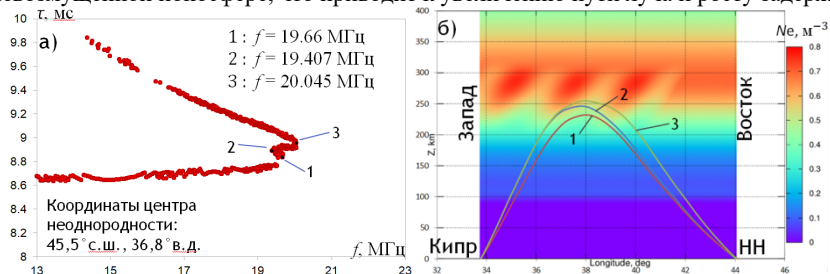


Рис. 1

На рис. 2 представлена серия графиков временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О-моды. На левой панели сверху вниз (а-ж) представлены результаты моделирования для углов $\alpha=-45^\circ$, $\beta=45^\circ$ при положениях центра неоднородности, соответствующих его последовательному перемещению с запада на восток; на правой панели сверху вниз расположены экспериментальные ДЧХ,

полученные в последовательные моменты времени: а,б) 4:05 UTC; в,г) 4:10 UTC; д,е) 4:15 UTC; ж,з) 4:20 UTC.

Качественное рассмотрение динамики перемещения ПИВ в направлении с запада на восток обнаруживает ее соответствие с динамикой снижения с течением времени экспериментальных значений временных задержек в области Z-образного участка следа ДЧХ. Данное соответствие позволяет оценить значение компоненты скорости перемещения ПИВ в направлении с запада на восток: $V_x=176$ м/с. Отметим также, что метод моделирования включает в себя решение задачи оптимизации, т. е. путем последовательного приближения начальных значений прицельных параметров решается задача наилучшего попадания зондирующего луча в область приемника. При этом на расчетных графиках задержек, в особенности для случаев а) и б), можно заметить отсутствие точек или редкие точки в области, где значение временных задержек максимально. Данный эффект соответствует эффекту частичной канализации энергии в крупномасштабных вытянутых неоднородностях при наклонном зондировании ионосферы за счет дифракционного просачивания в окрестности верхних лучей [2]. Используемый нами метод в большинстве случаев справляется с задачей поиска решения в сложной области.

На рис. 2 представлены графики результатов моделирования временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О- и Х-моды для других различных комбинациях углов α и β для одного и того же положения центра неоднородности (45,5°с.ш., 36,5°в.д.).

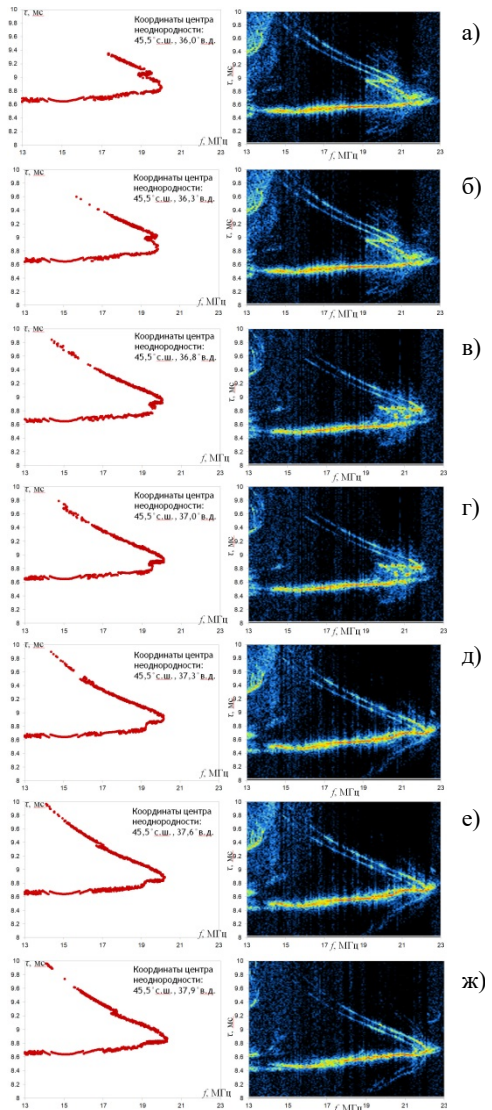


Рис. 2

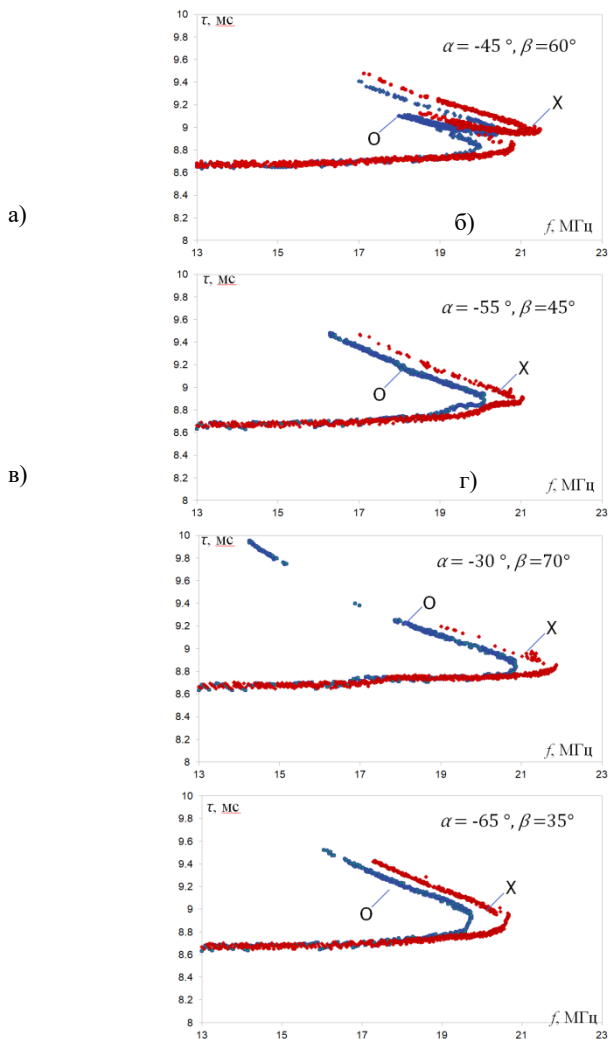


Рис. 3

Углы α и β определяют величину пространственного периода в проекциях на направления вдоль и поперек трассы, $L_{||}$ и L_{\perp} , соответственно (см. рис. 3). Отметим, что пространственный масштаб неоднородности, в частности, в горизонтальной плоскости, существенно влияет на форму Z-образного следа ($L_{||}=410$ км, $L_{\perp}=193$ км для рис. 3а и $L_{||}=236$ км, $L_{\perp}=151$ км для рис. 3в).

Выводы

Траекторные расчеты КВ радиоволн для длинной трассы Кипр – Нижний Новгород при использовании данной модели ПИВ показали качественное соответствие результатов моделирования экспериментальным ДЧХ и позволили сделать выводы о форме, структуре, направлении перемещения и широтной компоненте скорости движения неоднородности (ПИВ). Динамика поведения ПИВ показывает, что регистрируемое снижение со временем верхней кромки Z-образного возмущения на графиках ДЧХ соответствует смещению области неоднородности в направлении с запада на восток, т. е. установлено, что 20.07.2023 в утренние часы ПИВ имел компоненту скорости в направлении с запада на восток (вдоль линии широты). Выполнены оценки значения широтной компоненты скорости ПИВ: $V_x=176$ м/с.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №20-12-00197П).

- [1] Ерухимов Л.М. и др. // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1998. Т. 41, №. 1. С. 3.
[2] Егоров И.Б. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 2000. Т. 40, №. 2. С. 34.

О ПРЕДЕЛАХ ПРИМЕНЕНИЯ СПОСОБА ПРОГНОЗА ВРЕМЕНИ РЕГИСТРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО ОСОБЕННОСТЯМ ПРЕДВЕСТНИКОВ В СОЛНЕЧНОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Большинство современных опубликованных работ по прогнозированию корональных выбросов массы (КВМ) относится к вопросам определения возможной геоэффективности корональных выбросов, тогда как алгоритмов прогнозирования самого факта коронального выброса достаточно мало. При этом в качестве прогностических признаков событий используются, как правило, карты распределения фотосферных магнитных полей и их изменения, машинные алгоритмы на основе статистических связей событий КВМ и элементов магнитных структур.

На основе анализа временных и спектральных данных микроволнового солнечного излучения в широком диапазоне частот (от сотен МГц до 15000 МГц) в период, предшествующий регистрации коронального выброса массы, был создан Способ краткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе [1].

Здесь важно отметить, что высокий уровень солнечной активности в настоящее время не позволяет использовать в исследованиях полную схему ранее разработанного Способа, используя данные радиоизлучения, полученные без пространственного разрешения. Это обусловлено невозможностью отделения радиоизлучения областей Солнца, связанных с формированием КВМ, от радиоизлучения других активных областей Солнца. По той же причине можно говорить только о сверхкраткосрочном прогнозе времени регистрации КВМ на коронографе: о регистрации широкополосных микроволновых предвестников на интервале за 2 часа до события в виде подобного поведения спорадической компоненты радиоизлучения на различных частотах, совокупности всплесковых явлений с взрывным ростом (от долей до десятков сек).

Поэтому, при исследовании явлений в радиоизлучении, предшествующих первому появлению в поле зрения коронографа конкретного коронального выброса массы, из всех событий выбирались такие, перед которыми на протяжении, по крайней мере, 3-х часов не наблюдалось других КВМ или мощных вспышечных явлений.

Очевидно, что разработанный Способ применим при условии, когда источник КВМ наблюдается на видимой стороне диска Солнца на протяжении нескольких дней и используются данные о радиоизлучении на фиксированных частотах в диапазоне от сотен МГц до 15000 МГц.

В то же время, поскольку радиоизлучение Солнца из центров активности, с которыми, как правило, связаны источники вспышек и КВМ, формируется на всей совокупности высот фотосферы, хромосферы и короны Солнца, то существуют возможности наблюдений за активными областями в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. При этом существуют возможности наблюдений радио-спектрографами в диапазоне частот радиоизлучения ниже 100 МГц за активными областями за восточным и западным лимбами солнечного диска.

Возможность таких наблюдений ограничивается 2-3 сутками в течение временного интервала, когда еще наблюдается активная область на высотах хромосферы и короны Солнца. Этого может оказаться достаточным для эффективности прогностических целей, поскольку именно такой временной период определяет приход КВМ к Земле.

В данной работе рассмотрены пределы применения сверхкраткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе по радиоданным в широком диапазоне длин волн для событий КВМ, происходящих как на поверхности Солнца, так и на лимбе или за ним. Такое рассмотрение проведено для зарегистрированных в апреле-мае 2023 года корональных выбросов массы.

Информация о регистрации корональных выбросов массы доступна в каталоге *SOHO LASCO CME CATALOG*. Данные Мировой службы Солнца содержали данные солнечных обсерваторий Learmonth (LEA), Sagamore Hill (SAG), Palehua (PAL), San Vito (SVI). Результаты наблюдений на спектрографах доступны на сайте *International Network of Solar Radio Spectrometers (e-CALLISTO)*.

Результаты

В апреле 2023 г. было зарегистрировано 153 корональных выбросов массы, 92 из них – уединенные. Радиоизлучение в различных диапазонах наблюдалось у 56 КВМ.

В мае 2023 г. зарегистрировано 190 КВМ, 106 из них – уединенные. Радиоизлучение в различных диапазонах наблюдалось у 84 корональных выбросов.

Приведем подтверждение результатов предыдущих исследований радиопредвестников корональных выбросов массы на материалах событий апреля-мая 2023 г.

КВМ, наблюдающиеся на видимой стороне диска, но не сопровождающиеся явлениями в радиодиапазоне, в большинстве случаев представляют собой события с небольшими угловыми размерами (их средняя скорость составляла ≤ 500 км/с, а средняя угловая ширина событий – менее 40°), см. рис. 1 (по данным *LASCO C2*).

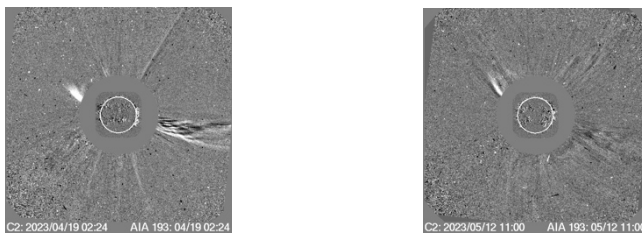


Рис. 1

Событиям КВМ типа гало с источником, расположенным на видимой поверхности Солнца, предшествуют широкополосные предвестники, начинающиеся в интервале 25÷60 мин до регистрации КВМ на коронографе, при этом сами корональные выбросы массы являются высокоскоростными.

Ниже приведен пример события КВМ типа гало 09.05.2023 в 19:00 UT. Начальная скорость распространения выброса равна 1209 км/с. На рисунках ниже приведены магнитограммы Солнца по данным SDO HMI, изображения зарегистрированных КВМ по данным *LASCO C2* и временные изменения потока радиоизлучения S в форме схематических профилей. Справа указаны частоты наблюдений в МГц, правая граница

горизонтальной оси соответствует моменту регистрации выбросов на коронографе *LASCO C2*.

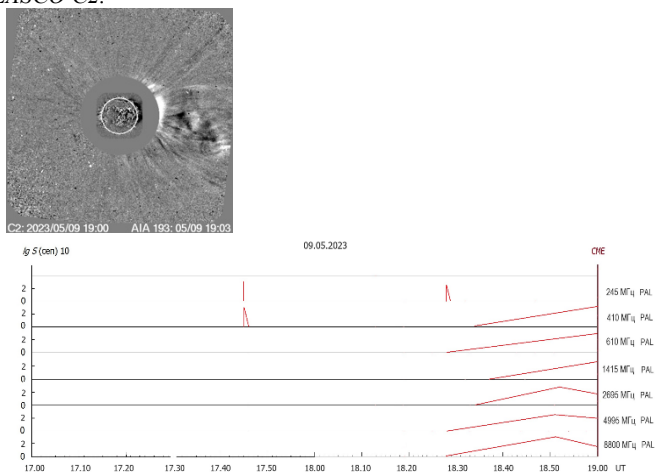


Рис. 2

В апреле 2023 г. из 56 радиопредвестников 34 регистрируются только спектрографами. В мае 2023 г. из 84 радиопредвестников 47 регистрируются только спектрографами. В остальных случаях регистрация есть и на фиксированных частотах и спектрографами. Наличие радиоизлучения на низких частотах отражает, по-видимому, либо характер формирования СМЕ, либо условия распространения радиоизлучения.

Ниже приведем совместную схему потоков радиоизлучения, наблюдаемых на фиксированных частотах и наблюдений на спектрографах для представленной КВМ типа гало (рис. 3).

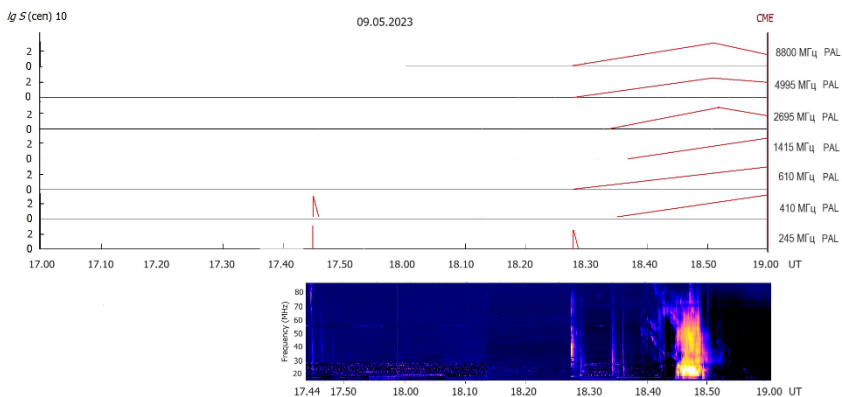


Рис. 3

Совокупность предвестников КВМ наблюдается в широком спектре частот от 20 МГц до 8800 МГц, т.е. практически на всех высотах от хромосферы до нижней короны, причем, возмущение в радиодиапазоне начинается с низких частот.

Когда источник СМЕ находится на обратной стороне диска Солнца, очевидно, радио предвестники не регистрируются. В то же время, существуют возможности наблюдений за активными областями в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. Приведем пример залимбового КВМ и наблюдаемого радиозлучения.

Наблюдаемое слабое событие КВМ 21 мая 2023 года в 20:36 UT, связано с активной областью на западном лимбе Солнца (отмечено желтым кружком на рис. 4).

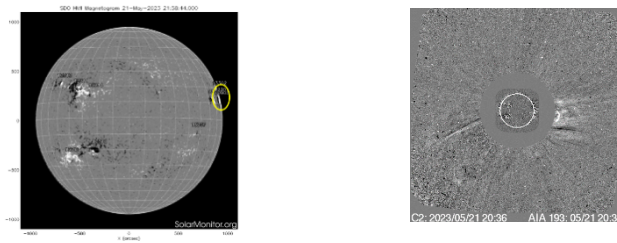


Рис. 4

Отметим, что до этого момента, примерно за 45 мин до регистрации КВМ, наблюдается всплеск на частоте 245 МГц и далее спорадическое излучение в диапазоне 10-80 МГц, см. рис. 5.

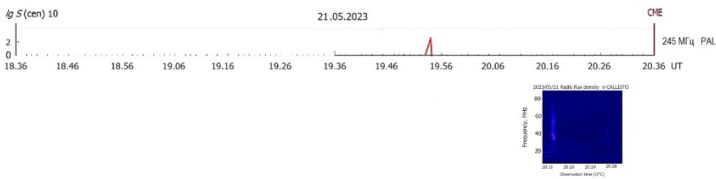


Рис. 5

Заключение

Таким образом, из проведенного рассмотрения и приведенных примеров можно сделать вывод, что Способ краткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе, основанный на наблюдении радиопредвестников на фиксированных частотах, эффективен, в основном, для источников КВМ, находящихся на диске и на лимбе.

Что касается источников, расположенных за лимбом, для прогнозирования их времени регистрации на LASCO C2 необходимы данные спектрографов метрового и дециметрового диапазонов.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

- [1] Фридман В.М., Шейнер О.А. Способ краткосрочного прогноза времени регистрации явления коронального выброса массы (КВМ) // Патент на изобретение RU 2630535. 11.09.2017. Заявка № 2016100808 от 12.01.2016.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

Д.А. Смирнов^{1, 2)}, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

В настоящее время актуальным направлением исследований является развитие методов радиодиагностики солнечных вспышек. Так как изменение величины магнитного поля в короне напрямую связано с процессом диссипации свободной магнитной энергии во время вспышки и, следовательно, с механизмами энерговыделения и ускорения частиц во время солнечных вспышек, то вопрос изучения динамики этого параметра важен для понимания физических процессов, происходящих во время вспышечных процессов, и может пролить свет на механизмы, лежащие в их основе.

Отобранные события

Для выполнения радиодиагностики были выбраны две солнечные вспышки, зафиксированные на Сибирском радиогелиографе (СРГ). Отбор осуществлялся в соответствии с критериями: а) присутствие на временном профиле интегральной плотности потока излучения от вспышки одного или нескольких четко выраженных максимумов, а также хорошо различимых фаз роста и спада; б) длительность всплеска, достаточная для анализа динамики восстанавливаемых параметров; в) приемлемое качество радиокарт, синтезируемых на основе данных, полученных с помощью СРГ.

Вспышечное событие 20 января 2022 года, произошедшее в активной области NOAA №12929, имело GOES класс M5.5 и наблюдалось в диапазоне частот 6-12 ГГц. Радиовсплеск состоит по крайней мере из трёх пиков излучения, наложенных друг на друга, с суммарной продолжительностью около 15 минут. Для проведения радиодиагностики было выбрано 8 моментов времени: 4 для максимумов всплеска, 2 для фаз роста плотности потока излучения и 2 для фаз спада.

Вспышечное событие 16 июля 2023 года, произошедшее в активной области NOAA №13372, имело GOES класс M1.1 и наблюдалось в диапазоне частот 3-12 ГГц. Соответствующий радиовсплеск был в 6 раз короче, чем во вспышке 20 января 2022 года (длительность около 2.5 минут). Однако, он также состоит из нескольких пиков излучения, каждый из которых длится 30-50 сек. Для проведения радиодиагностики было выбрано 10 моментов времени: 3 для максимумов всплеска, 4 для фаз роста и 3 для фаз спада.

Подготовка данных

Перед процедурой получения частотного спектра с целью его дальнейшего восстановления проводился комплекс мероприятий по подготовке радиоизображений. Он включал в себя, в частности, собственно синтез радиоизображений из данных наблюдений СРГ, последующую калибровку значений яркостной температуры всего

изображения Солнца, а также выравнивание изображений на различных частотах между собой.

Для проведения диагностики использовались частотные спектры плотности потока излучения от участка радиоизображения вспышки, соответствующего площадке размером 3×3 пикселя ($S = 2.76 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$) в районе наиболее яркой точки в активной области на частоте 8.6 ГГц. Полученный таким образом частотный спектр аппроксимировался полиномиальной функцией для устранения разброса наблюдаемых значений, связанных с инструментальными погрешностями измерений.

Проведение радиодиагностики

Восстановление параметров плазмы во вспышечной петле осуществлялось методом подгонки на основе генетического алгоритма, путем минимизации функционала, содержащего характеристики излучения как полученные из наблюдений, так и рассчитанные по предполагаемым параметрам с помощью специальной библиотеки [1]. Подробно методы решения данной задачи описаны в работах [2, 3].

С достаточной точностью для данных событий удалось восстановить следующие параметры: напряженность магнитного поля B , угол между направлениями магнитного поля и луча зрения θ , показатель энергетического спектра δ_1 в одностепенных распределениях электронов $N(E) = AE^{-\delta_1}$.

Результаты восстановления параметров

Результаты радиодиагностики для вспышки 20 января 2022 года представлены в таблице 1. На рис. 1 отражена динамика изменения параметра B в ходе вспышки.

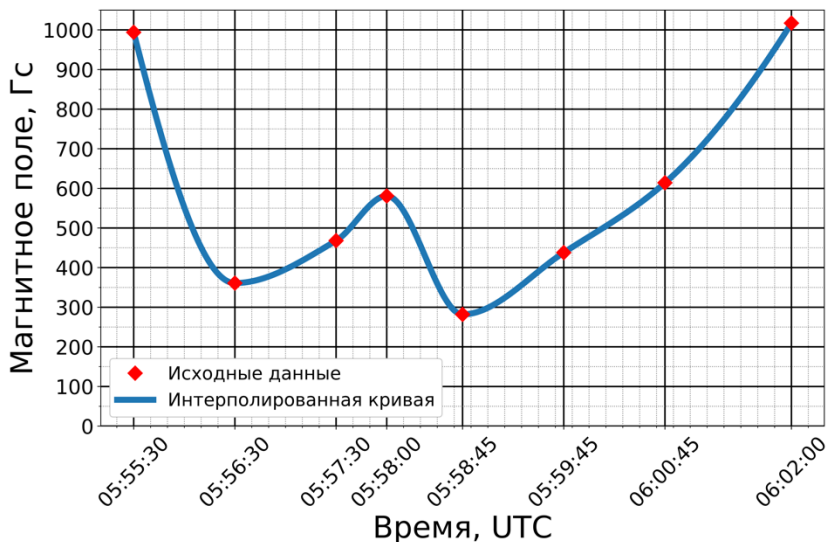


Рис. 1

Табл. 2

- Видно, что:
- 1) В первые минуты вспышки на фазе роста плотности потока радиоизлучения, наблюдается снижение магнитного поля с ~ 990 Гс до ~ 360 Гс, что соответствует скорости уменьшения поля $\Delta B/\Delta t \approx -11$ Гс/с.
 - 2) После прохождения первого пика (05:56:30 UTC) поле начинает расти.
 - 3) В минимуме между 2-м и 3-м пиком

Время, UT	B , Гаусс	θ , град	δ_1
08:23:51	84	135	4.97
08:24:00	79	143	4.78
08:24:08	78	132	4.97
08:24:13	84	137	3.95
08:24:20	78	139	4.26
08:24:39	51	137	3.99
08:24:46	70	136	4.28
08:25:41	83	126	4.60
08:25:45	104	130	4.30
08:26:00	147	130	3.98

Табл. 1

Время, UT	B , Гаусс	θ , град	δ_1
05:55:30	994	92	22.1
05:56:30	361	105	10.2
05:57:30	468	124	9.9
05:58:00	581	119	8.8
05:58:45	282	113	8.5
05:59:45	438	116	9.7
06:00:45	614	130	10.1
06:02:00	1017	174	10.8

(05:58:00 UTC) поле достигает локального максимума 580 Гс и начинает уменьшаться со скоростью $\Delta B/\Delta t \approx -7$ Гс/с.

4) В максимуме всплеска (третий пик, момент 05:58:45 UTC) поле принимает наименьшее значение $B \approx 280$ Гс.

5) После прохождения максимума поле опять начинает увеличиваться со скоростью $\Delta B/\Delta t \approx 3.6$ Гс/с в течение 3 минут, достигая в конце значения $B \approx 1020$ Гс.

Для данного события энергетический спектр электронов необычно крутой. Показатель спектра уменьшается на фазе роста, начиная от $\delta_1 = 22$ и достигая $\delta_1 = 8.5$ в максимуме всплеска, а на фазе спада главного пика излучения (05:59:45 – 06:02:00 UTC) увеличивается до $\delta_1 = 10.8$. Также на этом интервале времени происходит монотонный рост угла θ (от 113 град до 174 град), означающий, что угол между лучом зрения и направлением силовых линий уменьшается с 67 до 5 градусов.

Результаты радиодиагностики для вспышки 16 июля 2023 года представлены в таблице 2. На рис. 2 показана динамика изменения параметра B в ходе вспышки.

Для вспышки 16 июля 2023 года значения восстановленных параметров довольно сильно отличаются от соответствующих параметров для вспышки 20.01.2022 г. Величина магнитного поля меньше на порядок, а показатель энергетического спектра меньше в 2-4 раза. Сильных изменений параметров θ и δ_1 зафиксировано не было. Однако относительные вариации поля B также значительны, и характер изменения схож с динамикой поля в радиисточнике вспышки 20.01.2022 г. По крайней мере это проявляется для двух наиболее интенсивных пиков излучения.

- 1) Для первого пика ($t_{max} = 08:24:08$ UTC) на фазе роста поле слегка уменьшается с 84 Гс до 78 Гс, а на фазе спада увеличивается.

- 2) Наиболее заметно это уменьшение поля на фазе роста проявилось для второго пика ($t_{max} = 08:24:39 - 08:24:46$ UTC): поле сначала уменьшается с 84 Гс до 51 Гс, а

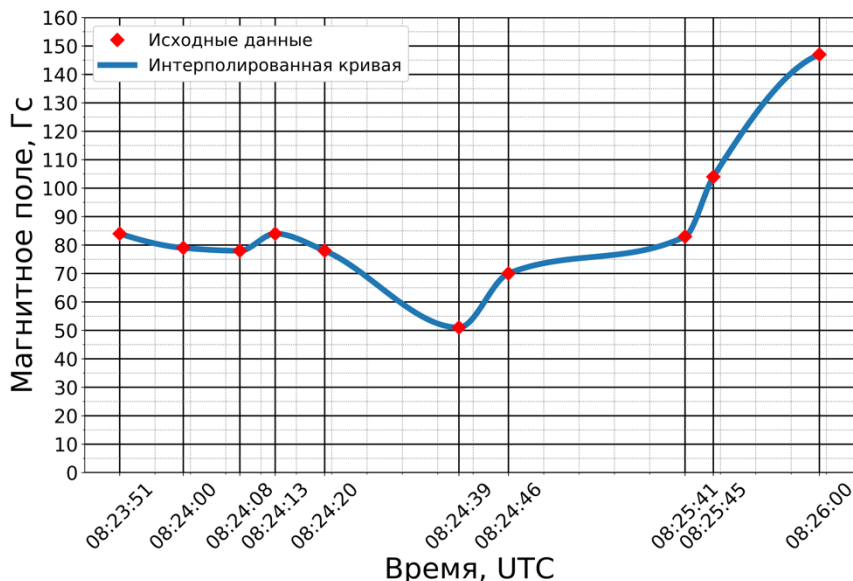


Рис. 2

затем увеличивается до 83 Гс.

- 3) На фазе спада третьего пика ($t_{max} = 08:25:41$ UTC) поле быстро увеличивается и достигает значения 147 Гс.

В итоге, после главного пика вспышки, поле выросло в 3 раза, а средняя скорость его изменения составила $\Delta B/\Delta t \approx 1.2$ Гс/с.

Выводы

По результатам радиодиагностики наблюдается следующая закономерность: в каждом пике всплеска поле уменьшается, а на фазе спада интенсивности пика поле увеличивается, причем скорость этих изменений варьируется от единиц Гс/с до десяти Гс/с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00308.

- [1] Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast Gyrosynchrotron Codes // The Astrophysical Journal. 2010. Vol. 721, No. 2. P. 1127. DOI: 10.1088/0004-637X/721/2/1127
- [2] Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. Vol. 54, No. 7. P. 933. DOI: 10.1134/S0016793214070081

- [3] Смирнов Д.А., Моргачев А.С., Мельников В.Ф. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 183.

О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ МАГНИТНОЙ БУРИ 12 СЕНТЯБРЯ 2023 Г.

Ф.И. Выборнов^{1,2)}, О.А. Шейнер¹⁾, А.А. Колчев³⁾, Е.Ю. Зыков³⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

³⁾ КФУ

Введение

В ночь с 12 на 13 сентября 2023 г. на территории Нижегородской области наблюдались полярные сияния с ярко-выраженной зеленой компонентой, обусловленной свечением атомов кислорода на высотах ионосферы при взаимодействии их с энергичными частицами. С 15:00 часов (МСК) началась геомагнитная буря класса G1, сопровождающаяся увеличением индекса Kp до значения 5+[1]. Появление полярных сияний на средних широтах является одним из возможных проявлений подобных геомагнитных возмущений.

В это время на средних широтах проводился комплексный эксперимент по исследованию ионосферы системой среднеширотных синхронно работающих по специальной программе ЛЧМ-станций наклонного зондирования. В эксперименте были задействованы две ионосферные станции вертикального зондирования (CADI в Васильсурске и Циклон в Казани). Далее приводятся схема проведения эксперимента и первые полученные результаты.

Описание эксперимента и полученные результаты

Целью эксперимента было проведение измерений параметров естественно возмущенной ионосферы (перемещающихся ионосферных возмущений и диффузности F-слоя ионосферы) с высоким временным разрешением системой среднеширотных синхронно работающих ЛЧМ-станций на слабонаклонных трассах. Измерения проводились 12 сентября 2023 г. в г. Нижнем Новгороде, пгт Васильсурск, г. Казани и г. Йошкар-Оле. Схема взаимного расположения станций приведена на рис. 1 (отмечены красными точками), а в табл. 1 приведены их координаты (R – приемные, T – передающие станции).

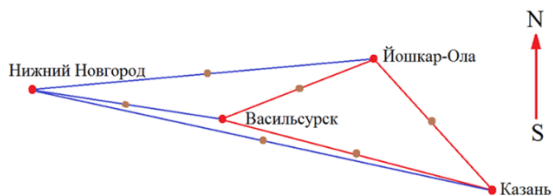


Рис. 1

ЛЧМ ионозонды работали 12 сентября 2023 г. с 15:00 до 23:30 МСК, а 13 и 14 сентября с 17:30 до 20:00. Диапазон частот зондирования был 3 – 9 МГц. Перестройка частоты проводилась со скоростью 110 кГц/с. Станции включались на передачу последовательно каждую минуту. На прием ЛЧМ станции работали, когда не излучали.

Табл. 1

№	Места расположений	Координаты
1	пгт Васильсурск (R, T)	56,13° N; 46,08° E
2	г. Казань (R, T)	55,8° N; 49,12° E
3	г. Йошкар-Ола (R, T)	56,62° N; 47,87° E
4	г. Нижний Новгород (R)	56,32° N; 44,02° E

На рис. 2 приведен индекс геомагнитной активности DST [2] (для 12 и 13 сентября 2023 г.), где синим цветом выделен интервал отрицательной фазы бури, который обсуждается далее.

12 сентября 2023 г. в 18:59 МСК на дистанционно-частотных характеристиках (ДЧХ) (см. рис. 3 для трассы Васильсурск – Нижний Новгород) появилась область рассеянного сигнала (задержка около 6 мс, диапазон частот 8 – 11 МГц). В 19:05 МСК область рассеяния сместилась до задержек 4 – 5 мс, а диапазон частот увеличился до 6 – 11 МГц. Далее до 19:17 МСК наблюдалось увеличение интенсивности рассеянного сигнала при непрерывном смещении области рассеяния до задержек 3,5 – 5 мс. За время с 19:23 до 19:29 МСК область рассеяния постепенно исчезла с уменьшением правой границы частотного диапазона.

На трассе Казань – Нижний Новгород похожий сигнал стал наблюдаться в 19:04 МСК с диапазоном задержек 4,5 – 8 мс в диапазоне 8 – 11 МГц. В 19:08 МСК дополнительный сигнал наблюдался только в области 11 МГц. На частоте вблизи 8 МГц рассеянный сигнал вновь стал наблюдаться в 19:20 МСК и регистрировался до 19:28 МСК.

Анализ результатов эксперимента

Зная координаты ЛЧМ станций и зарегистрированные временные задержки рассеянного сигнала были выполнены оценки высоты рассеяния ЛЧМ сигнала. Рассеяние наблюдалось от F-области ионосферы с высот 150 – 220 км. Структура диффузного сигнала позволяет предположить, что наблюдалось ракурсное рассеяние на сильно вытянутых ионосферных неоднородностях. Аналогичные эффекты ранее наблюдались во время сильной магнитной бури в 2015 году (см. подробнее [3]). Из-за разного удаления ЛЧМ-передатчиков от Нижнего Новгорода ракурсные условия выполнялись при разных углах. Это повлияло на интенсивность принимаемого сигнала и объясняет более позднее обнаружение ЛЧМ-сигнала из Казани. Область возмущения распространялась

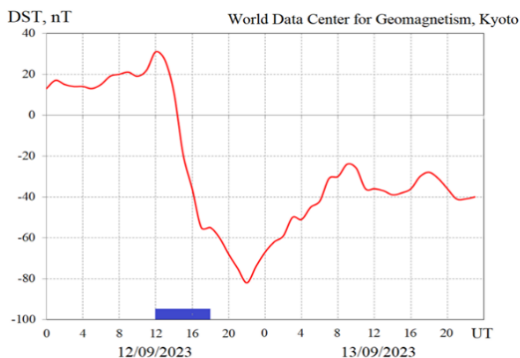
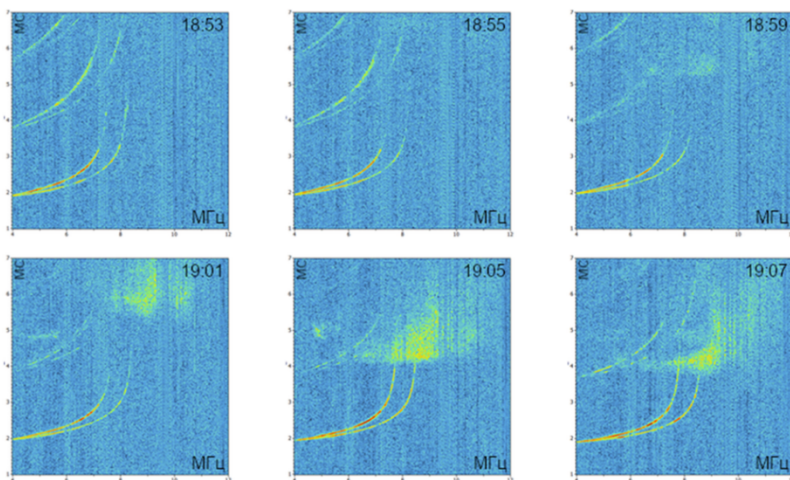


Рис.2

вдоль меридиана со скоростью примерно 2 м/с, а поперек – около 1 км/с и, судя по отсутствию ионосферной диффузности на первом скачке, не опустилась до наших широт. Дополнительный контроль ЛЧМ-сигналов передатчиков Васильурска и Казани в Троицке (Московской области) показал, что область возмущения наблюдалась и там. Появление диффузности в F-слое ионосферы выше регулярного отражения по данным ионозонда вертикального зондирования CADI, расположенного в Васильурске, подтверждает выводы, сделанные по данным сети ЛЧМ-станций. Выполненные измерения совпали с отрицательной фазой геомагнитной бури, которая повлияла на состояние среднеширотной ионосферы. Уменьшение критической частоты ионосферы и сильное поглощение (вплоть до отсутствия на ионограммах ВЗ отраженных сигналов) не позволило далее проводить эксперимент (см. рис. 3 и 4). Геомагнитная буря оказала негативное влияние на канал КВ связи из-за появившейся сильной диффузности.

Рис. 3



Солнечная активность

10 сентября 2023 года активность Солнца была низкая, геоэффективных событий не отмечалось. 11 сентября Солнечная активность возросла до умеренного уровня благодаря трем вспышкам типа М и 8 вспышкам типа С.

Вспышка M1.3 из активной области AR3429 в 01:08 UT вызвала корональный выброс массы на восточном лимбе Солнца. Корональный выброс не оказал на Землю воздействие. Вспышка M1.1 в 14:49 UT из AR3431 вызвала незначительные нарушения радиосвязи над частью северного побережьем Бразилии, т.е. могла быть геоэффективной. Корональный выброс массы 11 сентября в 22:35 UT вызвал геомагнитную бурю, начавшуюся 12 сентября в 12:00 UT. Увеличение скорости HSS от 340 до 450 км/с также могло повлиять на возникновение геомагнитной бури.

12 сентября 2023 г. солнечная активность была умеренная. На коронографях LASCO/C2 на борту космического корабля SOHO наблюдались 3 корональных выброса

массы. По крайней мере, два из них в 19:12 и в 21:12 UTC были с обратной стороны Солнца и не оказали влияние на Землю. 13 сентября 2023г. активность Солнца была низкой.

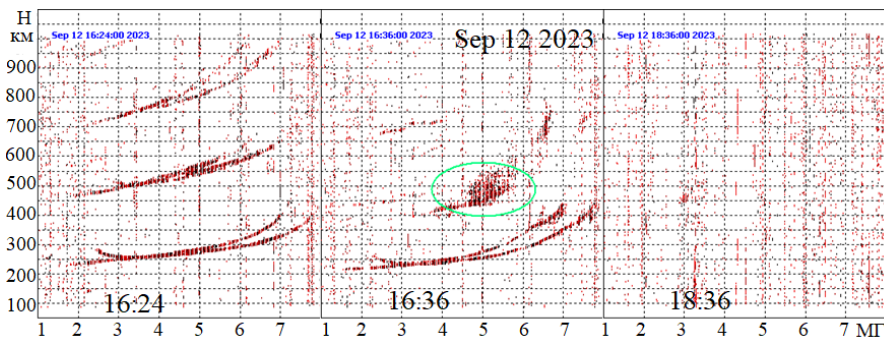


Рис. 4

Заключение

Моделирование показало, что рассеяние радиоволн наблюдалось на высотах F-области ионосферы. Область рассеяния находилась на 59° - 61° с. ш. Это могло происходить из-за смещения южной границы аврорального овала во время магнитной бури и выпадения заряженных частиц.

В ходе эксперимента проведены измерения ДЧХ ионосферы с разрешением 1 мин на ряде среднеширотных трасс во время сильного геомагнитного возмущения. Показано негативное влияние возмущения на канал КВ связи из-за появившейся сильной диффузности и выполнены оценки скорости распространения его в ионосфере. Сделаны предположения, что причиной возникновения геомагнитной бури 12 сентября мог быть корональный выброс массы, зарегистрированный на LASCO/C2 11 сентября в 22:35 UT.

Работа Выборнова Ф.И. и Шейнер О.А. выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

Работа Зыкова Е.Ю. выполнена при поддержке гранта РФФ 23-77-10029.

[1] https://xras.ru/magnetic_storms.html (24.05.2024)

[2] <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> (24.05.2024)

[3] Урядов В. П., Колчев А. А., Вертоградов Г. Г. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2017. Том LX, №. 5. С. 357.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСЛОВИЙ НАБЛЮДЕНИЯ ОНЧ ХОРОВ В ОБЛАСТЯХ ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ С «ИЗРЕЗАННЫМ» ГЕОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПО ДАННЫМ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

П.Д. Жаравина¹⁾, О.Н. Савина²⁾, П.А. Беспалов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ НИУ ВШЭ

Введение

Хорошо известно, что за плазмопаузой при $\omega_p/\omega_B \cong 5$ обычно в утреннем и предполуденном секторах средней магнитосферы возбуждаются хоровые излучения свистового диапазона с частотами порядка нескольких килогерц и периодами повторения дискретных спектральных элементов в десятые доли секунды. Согласно экспериментальным данным с космических аппаратов *CLUSTER*, *THEMIS* и *Van Allen Probe* хоры возбуждаются в области, имеющей форму вытянутой вдоль магнитного поля «сигары» длиной порядка 2000 км и средним диаметром 300 км [1, 2] вблизи локального минимума магнитного поля. Обычно хоры в области возбуждения представляют собой дискретные излучения в двух спектральных полосах с центром несколько ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты для рассматриваемой магнитной трубки. Согласно морфологическим исследованиям, хоры возбуждаются сравнительно низкоэнергичными (10–20 кэВ) электронами радиационных поясов [3].

Полученные в работе результаты согласуются с выводами *BPA* (beam pulse amplifier) модели возбуждения хоров [4], в соответствии с которой основной причиной их возбуждения является не слишком малое значение электронного плазменного параметра $\beta_e = 8\pi P_e/B^2$ в разреженной магнитосфере.

Область возбуждения хоровых излучений и "изрезанность" магнитного поля по данным наблюдений космического аппарата Van Allen Probes

При работе с данными наблюдений, полученными в результате миссии *Van Allen Probe*, нами была обнаружена зависимость наличия хоров от наличия "изрезанности" (тонкой структуры с резкими скачками в несколько гамм) геомагнитного поля вблизи его локальных минимумов. Оценка степени «изрезанности» проводилась путем вычисления среднеквадратического отклонения данных по магнитному полю от сглаженной зависимости регулярного магнитного поля. Показатель «изрезанности» можно разделить на два промежутка: $0 < \Delta B \leq 2$ нТл, где минимальна вероятность обнаружения хоров, и $\Delta B \geq 2$ нТл, где максимальна вероятность обнаружить хоры.

Было проанализировано 152 события за январь, февраль и ноябрь 2015 года, для которых доступны волновые данные прибора *EMFISIS* (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) высокого разрешения. Каждое рассмотренное событие представляет собой данные за 2 – 4 часа наблюдений вблизи локального минимума магнитного поля. С учетом визуального отбора и выборочной численной проверки «изрезанности» магнитного поля по принятому критерию установлено, что 58 событий не имеют «изрезанности» магнитного поля и из них 81% имеют спектр без хоровых излучений, 94 события имеют «изрезанности» магнитного поля и из них 66% характеризуются наличием хоровых излучений в данных высокого разрешения.

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведен пример события 1 апреля 2015 года, когда во время одного пролета космического аппарата *Van Allen Probe A* вблизи локального минимума характер магнитного поля изменялся от гладкого до «изрезанного». Как видно из рис. 1а, в промежуток времени приблизительно с 5:00 до 6:00 UT магнитное поле изменялось без резких перепадов, а после этого с 6:00 до 7:00 UT – наблюдалась «изрезанность» магнитного поля. На рис. 1б вертикальными линиями выделены интервалы времени, для которых доступны пригодные для спектральной обработки данные наблюдений высокого разрешения.

Спектральный анализ показал, что в области гладкого магнитного поля хоровые излучения отсутствуют, а при пролете космического аппарата области с «изрезанным» магнитным полем наблюдались четкие хоровые спектральные элементы. На рис. 1в показан динамический спектр хоровых излучений в узком временном интервале.

Можно предположить, что «изрезанность» магнитного поля не волновая, а обусловлена квазистационарными токами в плазме. Справедливость этого предположения была проверена путем сопоставления данных двух космических аппаратов *Van Allen Probe A* и *B*, пролетавших одну и ту же область магнитосферы один за другим. На рис. 2 приведен пример всплеска хоров, зарегистрированного аппаратами *Van Allen Probe A* и *B* 2 января 2015 года между 6:40 и 6:45 UT. Всплеск наблюдался в нижней полосе с частотами ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты. Приведенные графики магнитного поля имеют сходные детали, что указывает на неволновую природу «изрезанности» геомагнитного поля и показывает большую пространственную область одновременного возбуждения хоров.

Рис. 2

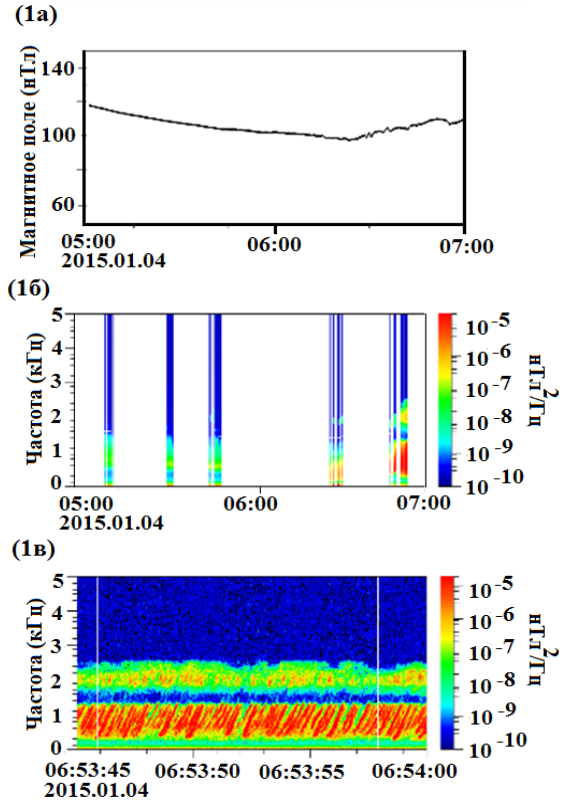
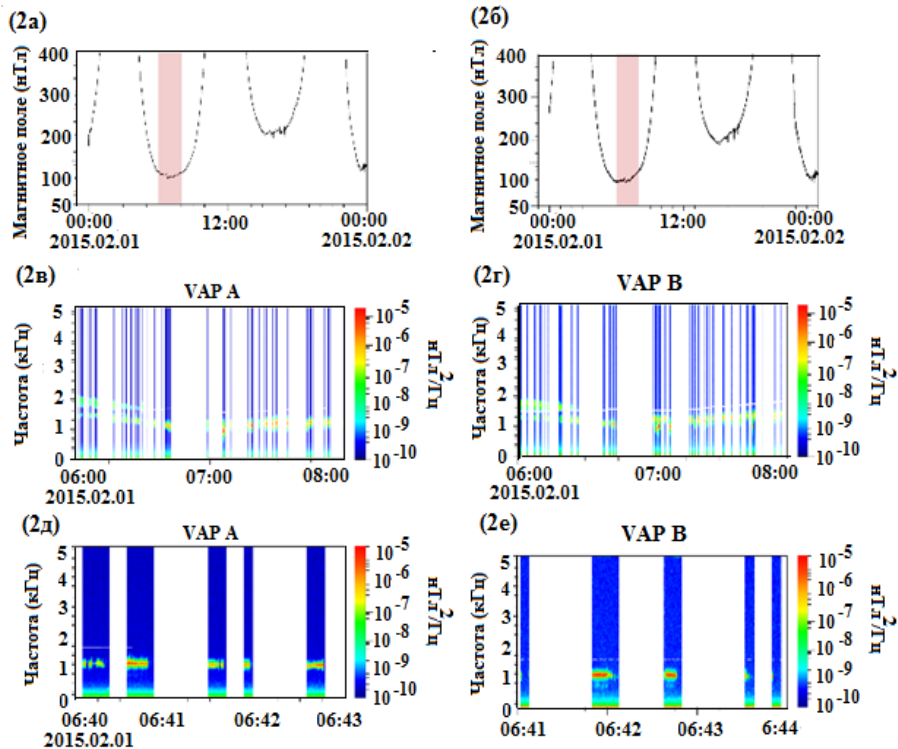


Рис. 1



Предлагаемая модель и некоторые доводы в ее поддержку

По нашему мнению, как «изрезанность», так и хоры, возникающие после магнитных возмущений, имеют общий источник в виде электронов с энергиями порядка 10 - 20 кэВ, дрейфующих с утренней стороны магнитосферы на вечернюю в неоднородном изогнутом геомагнитном поле. Можно предположить, что поток электронов имеет мелкомасштабные неоднородности в поперечном к магнитному полю направлении. При неволновой «изрезанности» в сравнительно спокойных условиях выполняется баланс давлений в поперечном направлении

$$P = P_e + P_i + \frac{B^2}{8\pi} = const.$$

Отсюда, если считать, что давление ионов не меняется, $\delta P_e + 2 \frac{B}{8\pi} \delta B = 0$ и следовательно

$$\delta\beta_e = \frac{8\pi\delta P_e}{B^2} - 2\frac{8\pi P_e\delta B}{B^3} = -2(1 + \beta_e)\frac{\delta B}{B}.$$

Для макроскопической устойчивости средней магнитосферы должно быть $\beta_e \ll 1$. Поэтому мы получаем простую оценку для вариации

$$\delta\beta_e = -2\frac{\delta B}{B},$$

обусловленной наличием в магнитосфере системы квазистационарных токов. Как показывают оценки, величина электронного плазменного параметра порядка $\beta_e \sim 0,05$ достаточна как для возникновения наблюдаемых скачков магнитного поля, так и для возбуждения хоров посредством реализации *BPA* механизма усиления коротких электромагнитных импульсов [4] за пределами плазмосферы.

Заключение

При работе с данными наблюдений, полученными в результате миссии *Van Allen Probe*, нами была обнаружена связь наличия ОНЧ электромагнитных излучений с хоровой структурой динамического спектра и «изрезанности» геомагнитного поля вблизи его локальных минимумов. При наличии «изрезанности» вероятность обнаружения хоров более 70%, а при отсутствии или очень низкой «изрезанности» вероятность отсутствия каких-либо излучений около 80%. Анализ данных с двух космических аппаратов показал, что «изрезанность» имеет не волновой, а структурный характер и, вероятно, связана с квазистационарными токами. Полученные результаты подтверждают реализацию *BPA* механизма возбуждения хоров посредством усиления коротких шумовых электромагнитных импульсов.

Благодарности

Авторы благодарны миссии *Van Allen Probe* за возможность использования данных приборов *EMFISIS* и *HOPE*, размещенных на сайте: <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «Базис» (проект № 23-1-1-67-1).

- [1] Bell T.F., Inan U.S., Hague N., Pickett J.S. Source regions of banded chorus // *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L11101. doi: 10.1029/2009GL037629
- [2] Agapitov O., Blum L.W., Mozer F.S., Bonnell J.W., Wygant J. Chorus whistler wave source scales as determined from multipoint Van Allen Probe measurements // *Geophys. Res. Lett.* 2017. Vol. 44. P. 2634. doi: 10.1002/2017GL072701
- [3] Kasahara, Y., Miyoshi, Y., Omura, Y., Verkhoglyadova, O.P., Nagano, I., Kimura, I., Tsurutani, B.T. Simultaneous satellite observations of VLF chorus, hot and relativistic electrons in a magnetic storm "recovery" phase. *Geophys Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L01106. doi: 10.1029/2008GL036454
- [4] Besselov P.A., Savina O.N. Electromagnetic pulse amplification in a magnetized nearly stable plasma layer // *Results in Physics.* 2021. Vol. 28. 104607. doi:10.1016/j.rinp.2021.104607

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ – МЕТОДЫ И ПРОБЛЕМЫ

И.Н. Жемьяков, Н.В. Бахметьева, Г.И. Григорьев, Е.Е. Калинина

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследование процессов, протекающих в мезосфере и нижней термосфере Земли, является важной задачей для изучения в современной физике. Изменения свойств атмосферы зависят от химических реакций, происходящих в ней, а колебания температуры оказывают прямое воздействие на скорость химических реакций. В настоящее время информация о динамике изменения температуры ограничена и требует дополнительного изучения для улучшения атмосферных моделей.

Существует ряд методов дистанционной диагностики нижней ионосферы, среди них радиопросвечивание ионосферы сигналами со спутников, лидарные измерения и метод создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН). В данной работе проведен сравнительный анализ температуры на высотах 90–120 км, полученных с помощью указанных методов диагностики нижней ионосферы и универсальной эмпирической модели MSIS-E-90.

Измерения температуры методом ИПН

Метод ИПН основан на создании искусственных периодических неоднородностей в ионосферной плазме при воздействии на нее мощным коротковолновым радиоизлучением. В области E разрушение (релаксация) неоднородностей происходит под действием амбиполярной диффузии [1]. На стадии релаксации неоднородностей проводится зондирование периодической структуры пробными волнами и определяются важнейшие характеристики нейтральной составляющей ионосферы Земли, в том числе температура и плотность нейтральной компоненты. Высотные профили температуры, полученные методом ИПН, обладают большим разнообразием. Получены устойчивые гладкие профили с одним или двумя максимумами (см. рис. 1а), а также профили с нерегулярным изменением температуры с высотой (см. рис. 1б). На рис. 1а и рис. 1б красные точки – измерения методом ИПН, синие – профиль температуры по модели MSIS-E-90 [2].

На основании наших предыдущих исследований [3] сделан вывод о том, что нерегулярность профиля может быть связана с процессами, происходящими в нижней термосфере и мезосфере. Такими процессами является атмосферная турбулентность, влияющая на температуру ниже уровня турбопаузы, находящегося на высотах 90–110 км, атмосферные волны, в том числе ВГВ с вертикальным масштабом 4–15 км, гидродинамические неустойчивости среды, неоднородности и нерегулярность высотного профиля электронной концентрации. В докладе приводятся результаты измерений температуры, большая часть которых содержится в диапазоне высот от 99–108 км.

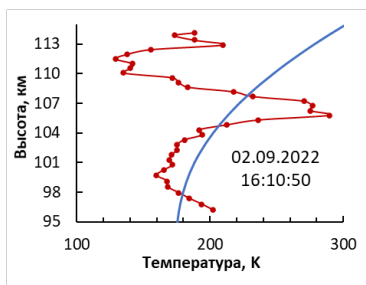


Рис. 1а

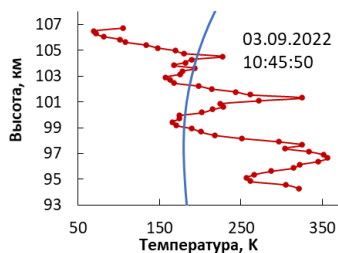


Рис. 16

Температура по спутниковым данным

Aura – научно-исследовательский спутник, предназначенный для изучения атмосферы Земли, запущенный 15 июля 2004 года. Спутник расположен на высоте 705 км от поверхности Земли, имеет полярную орбиту с периодом обращения вокруг Земли примерно в 100 минут. Температурные профили измеряются каждые $1,5^\circ$, что соответствует интервалу времени около 25 секунд [4]. Многоканальный радиометр SABER является одним из четырех приборов, который находится на спутнике TIMED. TIMED – это спутник, который был запущен в 1980 году NASA и был разработан для изучения ионосферы Земли. Его период обращения составляет 97 минут [5].

Приведем сравнение профиля, полученного с помощью SABER и Aura в близких точках измерений 02.09.2021 около 9 часов по МСК (см. рис. 2а). Красные точки – профиль температуры Aura, черные – SABER. На высотах до 80 км много совпадающих измерений $\pm 5-10$ К, однако, ниже 70 км разница существенная. Данных SABER в 5 раз больше, чем данных Aura, на профилях SABER видны мелкомасштабные флуктуации по высоте. На высотах до 40 км шаг измерений Aura составляет 1,5 км, на высотах мезосферы шаг увеличивается до 2–5 км.

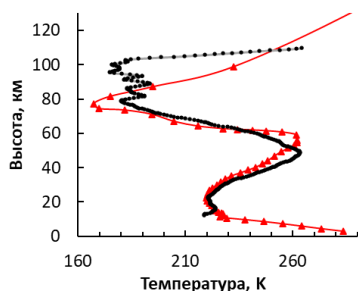


Рис. 2а

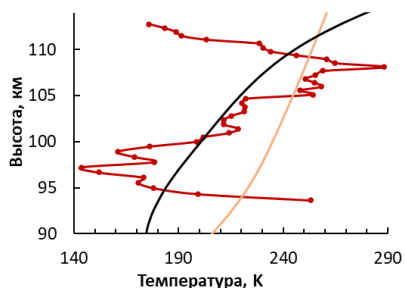


Рис. 26

На рис. 26 представлено сравнение профиля температуры, полученного с Aura около 13 часов по МСК (оранжевая линия), профиля температуры по модели MSIS-E-90 (черная линия) и профиля температуры, полученного в экспериментах методом ИПН на стенде СУРА 02.09.2021 около 13 часов по МСК (красная линия). Значения

температуры, полученные методом ИПН, лежат в основном в диапазоне высот 90–120 км. Температура на спутнике Aura на этих же высотах измеряется на границе аппаратных возможностей и вблизи 100 км точность их измерений сильно снижается. В данных, полученных со спутников Aura и TIMED, наблюдается достаточно большая разница в значениях температуры в сравнении с моделью MSIS-E-90, однако в области высот 105–110 км отличия составляют около 20 К.

Лидарные измерения

Лидары активно используются в измерениях температуры [6]. Главным преимуществом лидарных измерений является большой высотный интервал: от поверхности Земли до высоты 110 км. Достигается это путем комбинации нескольких методов для разных диапазонов высот. Измерения температуры до высоты 80–90 км основываются на молекулярном (рэлеевском) рассеянии света, а на высотах 90–110 км на использовании резонансного рассеяния в парах натрия. Недостатком лидарных измерений является долгое накопление данных (около 30 минут) для снижения погрешности до 1–2 К).

Сравнение профилей температуры ИПН с данными Aura, SABER и MSIS

Проведен сравнительный анализ профилей температуры, полученных с помощью спутников SABER (синяя линия) и Aura (зеленая линия), модели MSIS-E-90 (черная линия) и профиля температуры, полученного в экспериментах на стенде СУРА 02.09.2021 (красная линия) около 12:00 (см. рис. 3а) и 15:10 (см. рис. 3б). Значения температуры, полученные методом ИПН, усреднены по 5 минут и 0,7 км по высоте. Отклонения температуры, измеренной методом ИПН от модели, могут быть связаны с резким изменением электронной концентрации с высотой. Метод ИПН в данном эксперименте имеет разрешение 15 с и 0,15 км, что позволяет изучать быстрые и «мелкомасштабные» флуктуации в 4–6 км, в то время как модель всегда дает усредненные значения. Данные со спутника Aura имеют шаг измерений 5 км на высотах выше 90 км. В то же время данные SABER имеют шаг по высоте 0,2–0,5 км, что позволяет наблюдать более мелкие вариации температурного профиля.

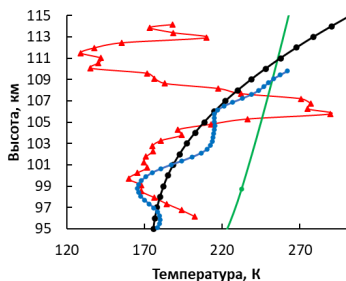


Рис. 3а

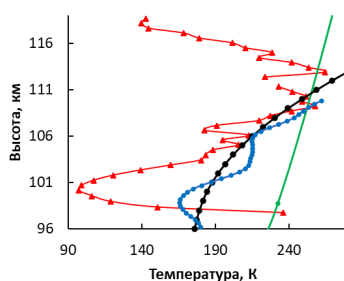


Рис. 3б

Выводы

Все рассмотренные методы измерения температуры нейтральной атмосферы имеют свои особенности.

Спутниковые измерения имеют небольшую погрешность и дают общую картину распределения температуры по высоте и по координатам, пространственный охват практически глобален. Недостаток спутниковых методов – большая ошибка измерения температуры на высотах выше 100 км. Сопоставления данных Aura и TIMED с измерениями методом ИПН данных затруднено тем, что необходимо искать ближайшую к месту расположения станда СУРА точку измерений. В случае сравнения с данными измерений Aura играет большую роль пространственное усреднение (полосами размером 165 км на 3 км).

Достоинствами лидарного метода являются большой диапазон высот измерений температуры и низкая погрешность, которая, однако, достигается при большом времени измерений (около 30 минут), что является недостатком метода, так как за это время вариации температуры усредняются, что не позволяет изучать ее быстрые вариации.

Измерения методом ИПН выявили нерегулярные изменения температуры с высотой с масштабом от 2 до 10 км, вызванные распространением внутренних гравитационных волн. Сравнение высотных профилей температуры, измеренных методом ИПН и полученных с помощью спутников для близлежащих по широте точек, показало, что они в целом различаются, однако общая тенденция изменения температуры с высотой сохраняется. По данным с радиометра SABER на высотах 80–100 км профиль температуры часто изменяется с масштабом 1–3 км.

Профили температуры, полученные различными методами, в большинстве случаев отличались от рассчитанных с использованием модели MSIS-E-90, так как усреднённые данные, на основе которых строится модельный профиль температуры, не учитывают быстрых и мелкомасштабных вариаций атмосферных параметров. Другой причиной расхождения полученных данных является использование реального профиля электронной концентрации при определении температуры методом ИПН, который включает изменение реального профиля $N(z)$ [7].

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации.

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.
- [2] <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/instantrun/iri/>
- [3] Бахметьева Н.В., Жемяков И.Н., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // Химическая физика. 2023. Т. 42, №. 10. С. 50.
- [4] Waters J.W. et al. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Vol. 44, No. 5. P. 1075.
- [5] https://saber.gats-inc.com/browse_data.php
- [6] Матвиенко Г.Г. и др. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, №. 2. С. 93.
- [7] Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Zhemyakov I.N., Kalinina, E.E. // Atmosphere. 2023. Vol. 14, No. 5. P. 846.

ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ИОНОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА КНЧ ДИАПАЗОНА В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Д.С. Котик¹⁾, Е.В. Орлова²⁾, В.А. Яшнов²⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В экспериментах, проведённых на нагревных стендах «Сура» [1] и «HAARP» [2], показано, что при воздействии на ионосферу мощным модулированным КВ радиоизлучением в области F возникает искусственный ионосферный источник (ИИИ) электромагнитных волн КНЧ диапазона. Результаты расчётов пространственного распределения плотности тока в таком источнике приведены в работах [3, 4].

В данной работе расчёты электромагнитных полей ИИИ выполнены в рамках четырёхслойной модели ионосферы: область E, «долина», область F и внешняя ионосфера. Внутри каждого слоя плазма считается однородной. Такая модель использована в [5] при моделировании резонансной структуры спектра естественного низкочастотного излучения, наблюдаемого на земной поверхности. Для описания плазмы внутри каждого из слоёв используется модели ионосферы IRI-2016, атмосферы NRLMSISE-00 и геомагнитного поля IGRF-12. Плазма предполагается многокомпонентной, учитываются наличие электронов и нескольких сортов ионов, а также соударения между частицами [6]. Геомагнитное поле имеет вертикальное направление.

Для вычисления электромагнитных полей ИИИ используется преобразование Ханкеля. Здесь использована цилиндрическая система координат (r, φ, z) , начало которой находится на земной поверхности, а ось z направлена вертикально вверх. В силу азимутальной симметрии источника радиальная компонента магнитного поля может быть представлена в следующем виде:

$$H_{\varphi}(r, z) = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_{\varphi}(k_{\perp}, k_z) J_1(k_{\perp} r) k_{\perp} e^{-ik_z z} dk_{\perp} dk_z. \quad (1)$$

Аналогичный вид имеют и другие компоненты поля.

В работе предложена аналитическая модель пространственного распределения плотности тока в ИИИ

$$j_{\varphi}(r, z) = \frac{2I_0}{a^2 \Delta} r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \begin{cases} 1, & |z - z'| \leq \Delta/2 \\ 0, & |z - z'| > \Delta/2 \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь I_0 – сила тока в источнике, a и Δ – характерные горизонтальный и вертикальный масштабы источника, z' – координата центра источника. Предполагается, что плотность кольцевого тока постоянна внутри тонкого слоя толщиной Δ . Пространственный спектр плотности тока имеет следующий вид:

$$\tilde{j}_{\varphi}(k_{\perp}, k_z) = \frac{I_0 a k_{\perp} a}{2\pi} \frac{1}{2} \exp\left(-\left(\frac{k_{\perp} a}{2}\right)^2\right) \left[2 - \left(\frac{k_{\perp} a}{2}\right)^2 \right] e^{ik_z z'} \frac{\sin(k_z \Delta/2)}{k_z \Delta/2}. \quad (3)$$

В области F ионосферы, где расположен ИИИ, электромагнитные поля представлены в виде суммы полей источника в однородном безграничном пространстве и суммы нормальных волн, отражённых от границ слоя. В соответствие с [7] выражение для радиальной компоненты магнитного поля ИИИ в безграничной магнитоактивной плазме может быть записано в следующем виде:

$$H_{\rho}(r, z) = \frac{A}{\varepsilon_{||}} \alpha^3 \sum_{n=1}^2 \chi_n \int_0^{\infty} \frac{PQ_n}{R} e^{-ik_0\kappa_n|z-z'|} \delta_n J_1(k_0Sr) dS. \quad (4)$$

Интеграл по переменной k_z вычислен методом вычетов, что позволило представить поле в виде суммы обыкновенной ($n = 1$) и необыкновенной ($n = 2$) волн. В формуле (4) $A = 2I_0/a$, $\alpha = \frac{k_0a}{2}$, k_0 – волновое число в вакууме, $\chi_n = \pm 1$, $R = \kappa_2^2 - \kappa_1^2$, $Q_n = \varepsilon_{\perp}(\varepsilon_{||} - S^2) - \varepsilon_{||}\kappa_n^2$, $\delta_n = \frac{\sin k_0\Delta\kappa_n}{k_0\Delta\kappa_n}$, $P = [2 - \alpha^2 S^2] S^2 \exp(-\alpha^2 S^2)$. Аналогичный вид имеют выражения для других компонент поля. Поле отражённых от границ нормальных волн в каждом из слоёв удобно представить в следующем виде:

$$H_{\rho}(r, z) = \frac{A}{\varepsilon_{||}} \alpha^3 \sum_{n=1}^2 \chi_n \int_0^{\infty} \frac{PQ_n}{R} [U_n e^{-ik_0\kappa_n(z-z_3)} + D_n e^{ik_0\kappa_n(z-z_3)}] \delta_n J_1(k_0Sr) dS. \quad (5)$$

Амплитуды отражённых от границ волн U_n и D_n находятся из условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах слоёв.

Далее, устремив Δ к нулю, задав распределение плотности тока по вертикали, можно проинтегрировать по переменной z' и вычислить поля ИИИ как вблизи поверхности Земли, так и в ионосфере. В работе распределение плотности тока по вертикали аппроксимировалось гауссовой кривой. Распределение плотности тока в поперечном сечении источника показано на рис. 1.

На рис. 2 приведена зависимость концентрации электронов от высоты, полученная в рамках модели IRI-2016, (линия синего цвета), и зависимость для слоистой модели ионосферы (линия чёрного цвета).

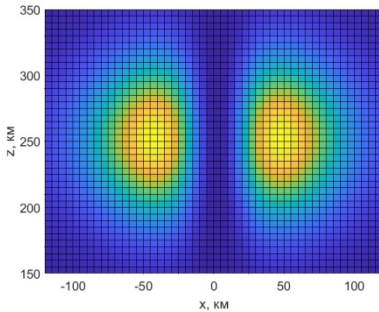


Рис. 1

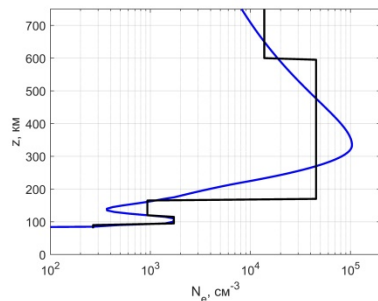


Рис. 2

Выполнены расчёты радиальной компоненты магнитного поля H_ρ ИИИ на поверхности Земли для различных частот и параметров ионосферы. На рисунке 3 представлена зависимость H_ρ от расстояния для частот 10 Гц (линии синего цвета), 20 Гц (линии розового цвета) и 30 Гц (линии красного цвета) для полуночи местного времени. Сплошные линии соответствуют высоте центра источника 250 км, пунктирные – 300 км. Аналогичные зависимости для утреннего времени приведены на рисунке 4. Расчёты выполнены при следующих значениях параметров ИИИ: характерный горизонтальный масштаб $a = 20$ км, вертикальный – 100 км.

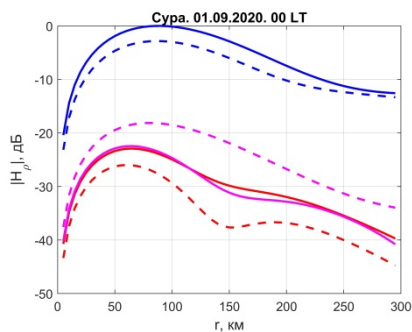


Рис. 3

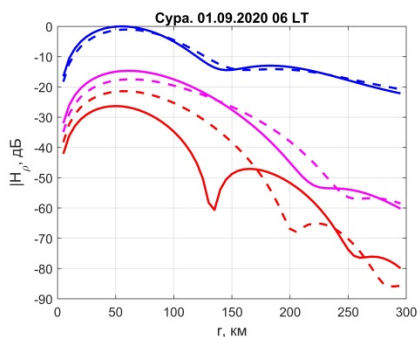


Рис. 4

Проанализирована частотная зависимость радиальной компоненты магнитного поля ИИИ для различных значений высоты центра источника и его вертикального размера. Показанные на рис. 5 и рис. 6 кривые рассчитаны для характерного вертикального размера источника 100 км и двух разных значений высоты центра источника – 250 и 300 км. На представленных графиках видна резонансная структура частотного спектра излучения ИИИ, связанная с ионосферным альвеновским резонатором.

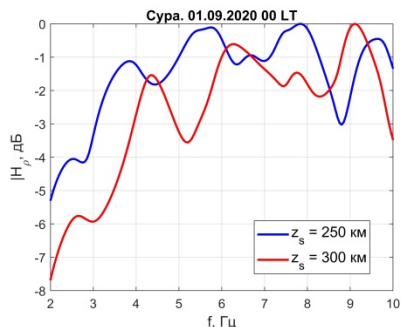


Рис. 5

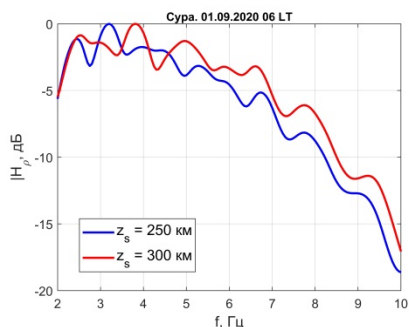


Рис. 6

Предложенная в данной работе модель ИИИ в виде распределённого кольцевого тока позволила выяснить влияние параметров ИИИ (вертикального и горизонтального размеров, высоты центра источника в ионосфере) на характеристики электромагнитных полей на земной поверхности и в ионосфере. В дальнейшем предполагается рассмотреть случай наклонного геомагнитного поля и исследовать влияние неоднородности ионосферы (в рамках модели IRI) на характеристики излучения ИИИ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №20-12-00197П).

- [1] Котик Д.С., Рябов А.В., Ермакова Е.Н. и др. Обнаружение сигналов в диапазоне (2 – 20) Гц, возбуждаемых в верхней ионосфере КВ излучением стенда «Сура» // В кн.: Тр. XXIII Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн». Йошкар-Ола: Изд-во МарГТУ, 2011. Т. 1. С. 156.
- [2] Eliasson B., Chang C.-L., Papadopoulos K.J. // J. Geophys. Res. 2012. Vol. 117, Art. No. A10320. doi: 10.1029/2012JA017935.
- [3] Рябов А.В., Котик Д.С. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2012. №. 3 (1). С. 65.
- [4] Yong Li , Hui Li , Jian Wu , Xingbao Lv , Chengxun Yuan , Ce Li , and Zhongxiang Zhou. // Ann. Geophys. 2023. Vol. 41. P. 541. <https://doi.org/10.5194/angeo-41-541-2023>.
- [5] Котик Д.С., Ермакова, Е.Н. // Сборник докладов XXI Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Йошкар-Ола: Изд-во МарГТУ, 2005. С. 429.
- [6] Котик Д.С., Рябов А.В., Яшнов В.А., Орлова Е.В. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2021. Т. LXIV, №. 1. С. 1.
- [7] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasma. Gordon and Breach Science Publishers. 1999. 278 p.
- [8] Поляков С.В., Рапопорт В.О. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Вып. 21, №. 5. С. 816.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 16 мая 2024 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.