

Труды XXVII 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 ВЛИЯНИИ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 25.10.2022 НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

А.В. Арбузов¹⁾, Н.В. Бахметьева²⁾, Ф.И. Выборнов^{2,3)},
С.М. Грач¹⁾, А.А. Колчев⁴⁾, И.В. Крашенинников⁵⁾, О.А. Шейнер²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

⁴⁾ Казанский университет

⁵⁾ ИЗМИРАН

Введение

Интерес к изучению ионосферных эффектов солнечного затмения обусловлен уникальной возможностью исследования ионосферных процессов в условиях достаточно быстрого экранирования Луной солнечного излучения, что приводит к изменению баланса ионизации в небольшой области ионосферы на пути движения лунной тени. Частное солнечное затмение 25 октября 2022 г., влияние которого на ионосферу исследовалось, было видимо в западной части Азии, в Европе, на северо-востоке Африки, на северо-востоке Атлантического океана. В данной статье представлены результаты исследований отклика ионосферы на солнечное затмение по данным наклонного и вертикального зондирования ионосферы на трассах, расположенных в центрально-европейской части России. Особенность этого затмения состояла в том, что оно проходило в условиях окончания магнитной бури.

Описание эксперимента и общие геофизические условия наблюдений

Общие обстоятельства этого затмения приведены в Таблице 1, а обстоятельства затмения с указанием городов, близко расположенных к используемым нами трассам зондирования ионосферы, приведены в Таблице 2 [1].

Табл. 1

Общие обстоятельства затмения			
Явление	Всемирное время	Широта	Долгота
Начало затмения T1	8 h 58.3 m	+66° 33.7'	19° 35.0' W
Наибольшая фаза Фm 0.863 Tm	11 h 00.2 m	+61° 53.3'	77° 47.8' E
Конец затмения T4	13 h 02.3 m	+17° 35.4'	66° 47.5' E

Табл. 2

Обстоятельства затмения для населенных пунктов				
Населенный пункт	T1(h m s)	Tm(h m s)	T4(h m s)	Фm
Дзержинск	9 29 53	10 44 28	11 56 38	0.754
Йошкар-Ола	9 33 53	10 48 18	11 59 49	0.782
Казань	9 36 05	10 50 48	12 02 20	0.786
Москва	9 24 35	10 38 50	11 51 25	0.709
Нижний Новгород	9 30 20	10 44 54	11 57 00	0.757
Чебоксары	9 33 41	10 48 20	12 00 05	0.776

Магнитная буря началась 21.10.2022. Главная фаза бури продолжалась до 20:00 UT 22.10.2022, когда индекс Dst достиг минимального значения $Dst_{min} = -76$ нТл. Затем началась фаза восстановления, которая продолжалась до 25.10.2022. Во время магнитной бури максимальные значения индекса Kp составляли 6 [2,3].

23 и 25 октября 2022 г. на Солнце наблюдались корональные выбросы массы, а 23 октября отмечалось увеличение скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра с 400 до 550 км/с. Сложная гелио-геофизическая обстановка повлияла на состояние ионосферы Земли в период проведения измерений с 24 по 26 октября 2022 г.

В исследовании использованы результаты вертикального и наклонного ЛЧМ-зондирования ионосферы, полученные при наблюдениях на двух среднеширотных (г. Троицк – г. Нижний Новгород и г. Троицк – г. Казань) трассах, а также данные вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы, полученные в Ионосферной и радиоастрономической обсерватории «Васильсурск» (56.15°N, 46.10°E, вблизи г. Нижний Новгород). Анализировался временной ход критических частот F- и E-слоя (полученных по результатам ВЗ) и максимально наблюдаемых и наименьших наблюдаемых частот (МНЧ и ННЧ) F- и E-слоев на трассах наклонного зондирования. Параметры трасс наклонного зондирования приведены в Таблице 3. Диапазон ЛЧМ зондирования составлял 3-25 МГц при скорости 100 кГц/с. Использовался ЛЧМ передатчик (г. Троицк, ИЗМИРАН) мощностью 300 Вт. Вертикальное зондирование проводилось в диапазоне 1-12 МГц с использованием ионозонда CADI. Период зондирования составлял 5 минут. В Таблице 3 приведены параметры трасс зондирования, а на рис. 1 приведена их схема. Желтыми точками выделены средние точки трасс ЛЧМ-зондирования и расположение ионозонда ВЗ CADI.

Табл. 3

Трасса ЛЧМ зондирования	Длина, км	Азимут, град.
Троицк – Нижний Новгород	428	74,7
Троицк-Казань	742	82,6

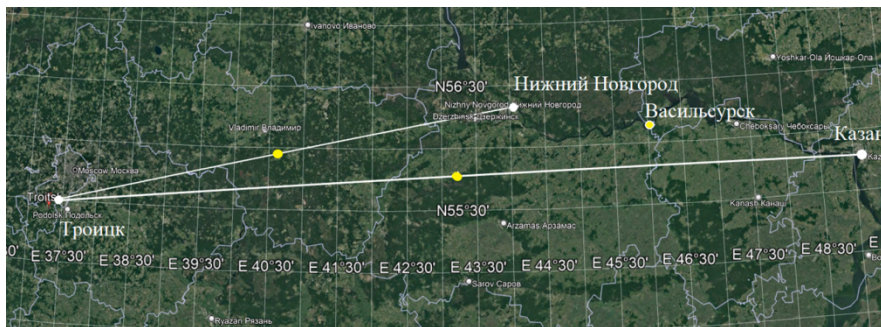


Рис. 1

На рис. 2 приведены дистанционно-частотные характеристики ЛЧМ-зондирования для трассы г. Троицк – г. Казань в момент начала (а), кульминации (б) и окончания (в) затмения.

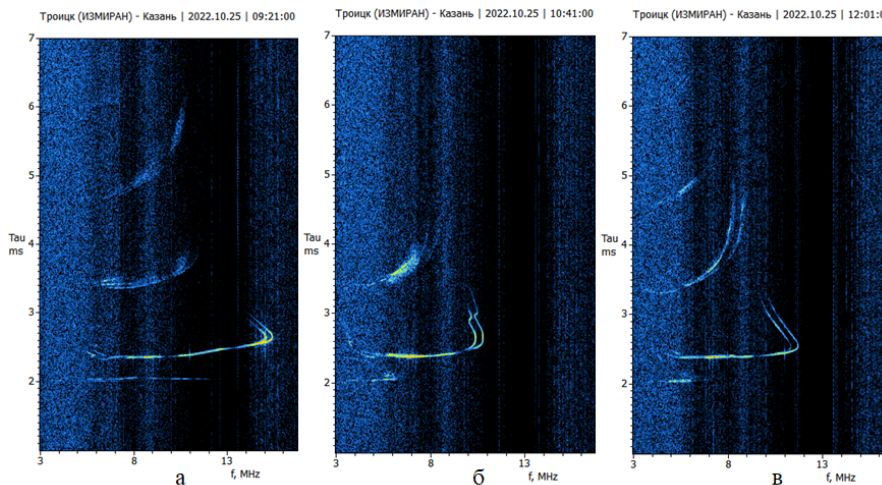


Рис. 2

На рис. 3 приведены графики МНЧ и ННЧ F-слоя ионосферы для трасс наклонного зондирования за 25.10.2022 г. Желтым цветом отмечено время затмения, а вертикальной черной чертой момент максимальной фазы затмения. На графиках приводятся линии тренда. На рис. 4 приведены графики критических частот F-слоя и E/Es-слоя ионосферы, полученных 25.10.2022 г. на ионозонде вертикального зондирования в п. Васьильсурске.

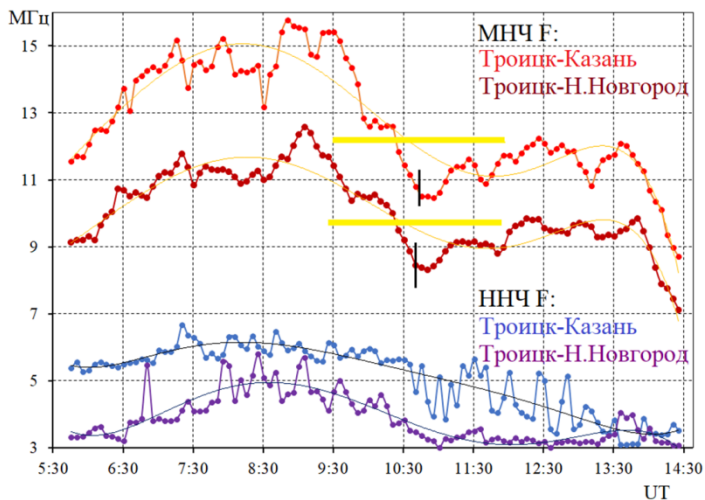


Рис. 3

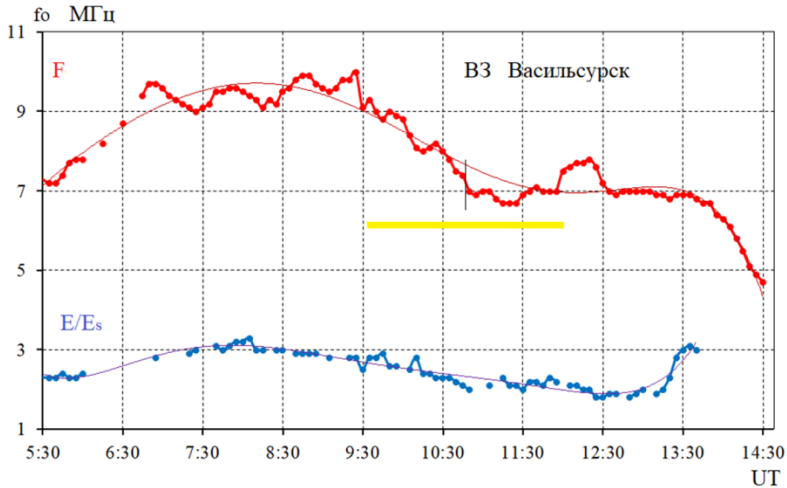


Рис. 4

Заключение

При обработке данных были получены оценки относительного изменения электронной концентрации $\Delta N/N$ максимума ионосферного слоя во время максимальной фазы затмения 25.10.2022 для F-слоя 0,19-0,26 и E-слоя 0,26-0,36.

Показано, что линии тренда, аппроксимированные полиномиальной регрессией 6 порядка, полученные по данным МНЧ для используемых трасс (как для F-слоя, так и E-слоя), достаточно хорошо совпадают.

Во время проведения измерений наблюдались перемещающиеся ионосферные возмущения типа «серп», частота появления и параметры которых не доминировали во время солнечного затмения.

Наблюдались квазипериодические изменения во временном ходе МНЧ F- и E-слоев на трассах наклонного зондирования и критических частот F- и E-слоев при ВЗ с достаточно близкими и синхронными во времени параметрами (15-40 мин).

Измерения в г. Нижнем Новгороде и п. Васильсурск с использованием ЛЧМ-станции и ионозонда CADI (Н.В. Бахметьева, Ф.И. Выборнов) выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 20-17-00050).

Обработка экспериментальных данных и их анализ выполнены в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

- [1] [Астрономический ежегодник на 2022 год. DOI: 10.32876/AstroYearbook.2022](https://iaaras.ru/about/issues/yearbook/) 25.05.2023
- [2] https://tesis.xras.ru/magnetic_storms.html 25.05.2023
- [3] https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/202210/index.html 25.05.2023

КАТАЛОГ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СИБИРСКОМ РАДИОГЕЛИОГРАФЕ В 2022-2023 ГГ

Д.А. Дряблов¹⁾, К.Ю. Яшина¹⁾, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Недавно построенный и начавший наблюдения в 2022 году Сибирский радиогелиограф (СРГ), в отличие от других действующих радиотелескопов имеет широкий спектр частот наблюдений и обладает высоким пространственным разрешением [1]. Это обеспечивает возможность регистрации излучения не только от всей вспышечной области на Солнце, но и от ее отдельных участков. Это позволяет получить более детальное представление о процессах энерговыделения во время солнечного вспышечного события.

Одной из целей нашей исследовательской работы было подготовить каталог вспышек, зарегистрированных на СРГ в тестовом режиме в течение 2022-2023 г. На основе созданного каталога планируется синтезировать радиоизображения Солнца во время вспышечных событий, что необходимо для дальнейшего научного анализа. Важным для такого анализа является изучение динамики распределения яркости и построение временных профилей из различных точек источника вспышки в интенсивности и поляризации.

Сибирский радиогелиограф (СРГ)

Сибирский радиогелиограф или СРГ, это новый научный инструмент, построенный за место старого Сибирского Радиотелескопа (СРТ). СРГ состоит из трёх независимых друг от друга Т-образных антенных решёток, каждая из которых принимает сигнал в диапазонах частот: 3-6 ГГц, 6-12 ГГц и 12-24 ГГц. Количество антенн в первой, второй и третьей решетках составляет соответственно 128, 192 и 207. Работая независимо друг от друга, три Т-образных решётки позволяют обрабатывать три частотных канала одновременно в один момент времени. На момент 2022-2023 г. активно ведутся наблюдения на диапазонах частот 3-6 ГГц и 6-12 ГГц.

Всего в одном диапазоне доступны для измерения 16 равномерно распределённых частот. Однако СРГ не может одновременно принимать сигналы разных частот в одном диапазоне из-за ограничений вычислительной мощности коррелятора, который способен обрабатывать одновременно данные только на одной частоте. Частоты в одном диапазоне переключаются последовательно. Левая и правая поляризации измеряются на каждой частоте отдельно с временной задержкой 0.1 секунды. Соответственно, период переключения между частотами составляет 0.2 с. В результате, наблюдение всего диапазона (16 частот) выполняется за 3.2 с. Это время является минимальным возможным на СРГ временем дискретизации радиоизображений.

Каталог солнечных вспышек

Каждый день в режиме реального времени SRG публикует данные по плотности потока излучения (flux plot) и корреляционные графики (correlation plot) своих наблюдений. Результаты наблюдений размещаются в свободном доступе на официальном сайте Радиоастрономической обсерватории ИСЗФ СО РАН [2] и на специальном ресурсе с возможностью детального анализа графиков временных профилей [3].

Для дальнейшего синтеза радиоизображений вспышек были отобраны события, которые удовлетворяют трём основным критериям:

- 1) События должны быть достаточно мощными, чтобы выполнялось условие:

$$Flux_{max} - Flux_{сп.Солнце} \geq 100 \text{ есп} \left(10^{-22} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{Гц}} \right)$$

- 2) Всплески должны иметь простой временной профиль радиоизлучения.
- 3) Частотный спектр потока регистрируемого радиоизлучения также должен иметь относительно простую форму.

За всё время пробных наблюдений (2022-2023гг) SRG было зарегистрировано 38 вспышек. Только семь вспышек удовлетворили критериям отбора.

Табл.

Дата	Гелиограф. координаты	Диапазон, ГГц	Начало	Максимум	Конец
20.01.2022	N07W83 (960", 128")	3-6	5:54:00	5:59:00	6:50:00
25.12.2022	N20W33 (500", 364")	3-6	6:53:00	7:01:00	7:07:00
03.01.2023	-	3-6, 6-12	6:25:56	6:27:00	6:29:44
23.02.2023	-	3-6, 6-12	6:11:00	6:13:00	6:18:00
06.03.2023	N18W76 (892", 324")	3-6, 6-12	2:20:50	2:43:00	3:34:26
18.03.2023	S21E61 (-788", -289")	3-6, 6-12	7:10:00	7:13:02	7:18:00
29.03.2023	S21E61 (-788", -289")	3-6, 6-12	2:18:00	2:33:00	2:40:00

Синтез радиоизображений

Синтез радиоизображения состоит из 5 основных этапов:

- 1) Получение необработанных данных (fits файлов) с ftp сервера SRG[4].
- 2) Построение изображения на основе необработанных данных.
- 3) Калибровка изображения.
- 4) Центровка калибровочного изображения.
- 5) Чистка калибровочного изображения

На текущий момент построены чистые изображения на 16 частотах диапазона 6-12 ГГц для двух выбранных событий из каталога вспышек: 18 марта 2023 года и 3 января 2023 года. Эти события были отобраны благодаря относительно низкой мощности

вспышки и короткому времени ее действия, что позволило значительно ускорить процесс обработки изображений. Далее мы приводим данные о динамике излучения на основе синтеза изображений для вспышки 18 марта 2023 года.

Динамика радиояркости на разных фазах вспышки

На основе откалиброванных данных построены изображения на частоте 7 ГГц в различные моменты времени: до вспышки (рис. 1), в момент максимума (рис. 2) и после вспышки (рис. 3):

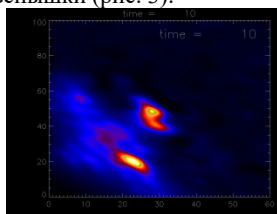


Рис. 1

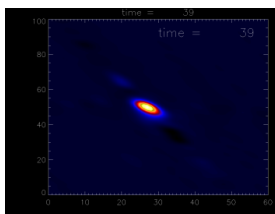


Рис. 2

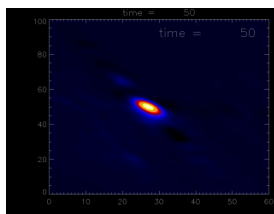


Рис. 3

На ранних стадиях эволюции солнечного события наблюдаются два источника излучения: центральный и нижний. В первом возникает вспышка, в то время как нижний источник является стационарным и представляет собой гирорезонансный или циклотронный источник над солнечным пятном. В процессе развития вспышки центральный источник приобретает большую интенсивность (яркость возрастает в сотни раз) и на его фоне нижний источник перестаёт быть видимым.

Сравнение степени поляризации и интенсивности всплеска в точке максимума излучения.

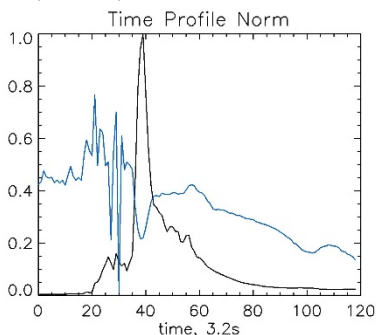


Рис. 4

На рис. 4 представлены временные профили интенсивности ($I=I_R+I_L$) и степени поляризации ($p = (I_R+I_L)/I$). Обращает на себя внимание то, что степень поляризации демонстрирует обратную корреляцию с интенсивностью. На фазе резкого роста интенсивности всплеска степень поляризации уменьшается, а на фазе спада, наоборот увеличивается.

Это явление можно объяснить тем, что в период максимальной фазы всплеска начинает доминировать гиротропное излучение нетепловых электронов, знак поляризации которого противоположен знаку поляризации фонового теплового циклотронного излучения.

На ранних стадиях эволюции солнечного события наблюдаются два источника излучения: центральный и нижний. В первом возникает вспышка, в то время как нижний источник является стационарным и представляет собой гирорезонансный или циклотронный источник над солнечным пятном. В процессе развития вспышки центральный источник приобретает большую интенсивность (яркость возрастает в сотни раз) и на его фоне нижний источник перестаёт быть видимым.

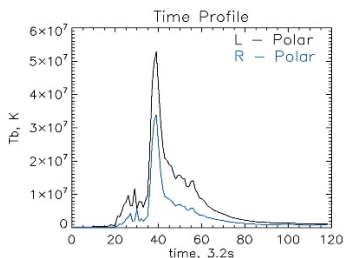
Сравнение временных профилей яркости в левой и правой поляризации

Рис. 5

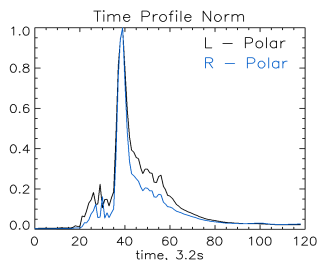


Рис. 6

На рис. 5 показаны временные профили яркости в левой и правой поляризации в точке максимальной яркости импульсного радиовсплеска на частоте 7 ГГц. На рис. 6 показаны те же профили, но их амплитуды нормированы на единицу для удобства сравнения их динамики. Отчётливо видно, что интенсивность в правой поляризации демонстрирует более быстрое возрастание и затем убывание по сравнению с левой поляризацией. Скорее всего это связано с тем, что источник, генерирующий лево-поляризованное излучение, имеет большую оптическую толщину по сравнению с источником право-поляризованного излучения. На основании этого можно сделать вывод, что лево-поляризованная волна является необыкновенной модой, а право-поляризованная – обыкновенной.

Результаты

Подготовлен каталог, включающий 7 из 38-ми вспышек, зарегистрированных на SRG в период тестовых наблюдений в 2022 и 2023 годах. Отобранные вспышки характеризуются относительно большой мощностью ($F_f > 100$ есп), простой формой частотного спектра и простыми временными профилями.

В рамках данной работы синтезированы изображения двух событий на 16 частотах, охватывающих весь период солнечной активности. Для одного из событий (18.03.2023) детально изучена динамика радиояркости на различных фазах вспышки. Выявлена антикорреляция между временными профилями интенсивности и степени поляризации микроволнового излучения вспышки. Обнаружена разная скорость изменения интенсивностей право- и лево-поляризованных компонент. Это открывает новые возможности для идентификации обыкновенной и необыкновенной мод гиросинхротронного излучения солнечных вспышек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №22-12-00308, В.Ф. Мельников).

- [1] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Солнечно-земная физика 2020. Т. 6, № 2. С. 37.
- [2] <http://badary.iszf.irk.ru>
- [3] <http://90.188.35.59:8501>
- [4] <ftp://ftp.rao.istp.ac.ru/SRH>

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В КРАСНОЙ ЛИНИИ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА (630 НМ), ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ КАМЕРЫ ВСЕГО НЕБА KEO SENTINEL ВО ВРЕМЯ НАГРЕВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕНДЕ СУРА В 2021-22 ГГ.

В.В. Емельянов¹⁾, Д.А. Когогин¹⁾, И.А. Насыров¹⁾, С.М. Грач²⁾, А.Б. Белецкий³⁾

¹⁾ Казанский университет

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ИФП СО РАН

Введение

В августе-сентябре 2021 года, а также в июле-августе 2022 года на стенде «Сура» было проведено 14 экспериментальных серий по изучению оптических эффектов, происходящих в ионосфере в результате воздействия на нее мощной радиоволны стенда «Сура», расположенного в загородном полигоне НИРФИ ННГУ «Васильсурск» в 140 км к востоку от Нижнего Новгорода (56.15° с.ш., 46.10. в.д.) [1]. Воздействие на ионосферу осуществлялось радиоволной О-поляризации в импульсном режиме с периодом 6 минут: 2.5 минуты – излучение, 3.5 минуты – пауза, частоты волны накачки варьировались от 5640 кГц до 4300 кГц в зависимости от состояния ионосферы.

Регистрация оптических эффектов производилась с использованием ПЗС-камеры KEO Sentinel, оснащенной объективом с полем зрения 145° и светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda_{0.5} = 2$ нм. Размер кадра изображения составляет 2048×2048 пикселей, однако для увеличения соотношения сигнал/шум съемка производилась с бинированием (объединением пикселей) 4×4, в результате итоговое изображение с камеры получается размером 512×512 пикселей. Оптическая система KEO Sentinel была установлена на территории магнитной обсерватории КФУ (географические координаты: 55.56° с.ш., 48.45° в.д.) на расстоянии около 170 км к востоку от антенной системы стенда «Сура» [2]. Регистрация изображений производилась в периодическом режиме с периодом 30 с и экспозицией 25 с. Также была реализована синхронизация регистрации изображений с режимом работы стенда «Сура» (регистрация каждую 0 и 30 с).

Методика обработки данных и результаты экспериментов

Для выделения оптических эффектов на снимках ночного неба использовалась методика, подробно описанная в работе [3]. Дополнительно данная методика была усовершенствована путем добавления нескольких этапов обработки: 1) удаление тренда для уменьшения фонового свечения, связанного с заходом солнца, 2) компенсация неравномерности регистрации света матрицей ПЗС-камеры. Добавление данных этапов позволило значительно улучшить качество получаемых изображений. Следующим этапом была реализована привязка пикселей изображения к географическим координатам. Для этого использовалась методика, аналогичная изложенной в статье [4], с некоторыми дополнениями и изменениями.

По результатам обработки портретов ночного неба в экспериментах 2021 и 2022 года можно считать все 14 экспериментальных дней удачными, т.к. оптические эффекты удалось выделить на изображениях, соответствующих всем экспериментальным дням. Примечательно, что помимо привычного для такого рода экспериментов оптического свечения имеется так же ряд дней, когда наблюдался противоположный эффект, а именно подавление фонового свечения ионосферы. На рис. 1 показаны примеры части снимка ночного неба размером 110×110 пикселей, полученные после проведения описанной выше обработки, с выделенными на них областями свечения ионосферы для эксперимента 1 августа 2022 года и примеры областей подавления фонового свечения ионосферы для экспериментов 10 августа 2021 года. По координатным осям отложены номера пикселей изображения, яркость указана в единицах АЦП матрицы.

Высоты возникновения областей подавления примерно совпадают с высотами возникновения областей свечения и варьируются в пределах от 250 до 350 км. Пространственный размер областей подавления в среднем примерно в 2 раза превышает размер областей свечения.

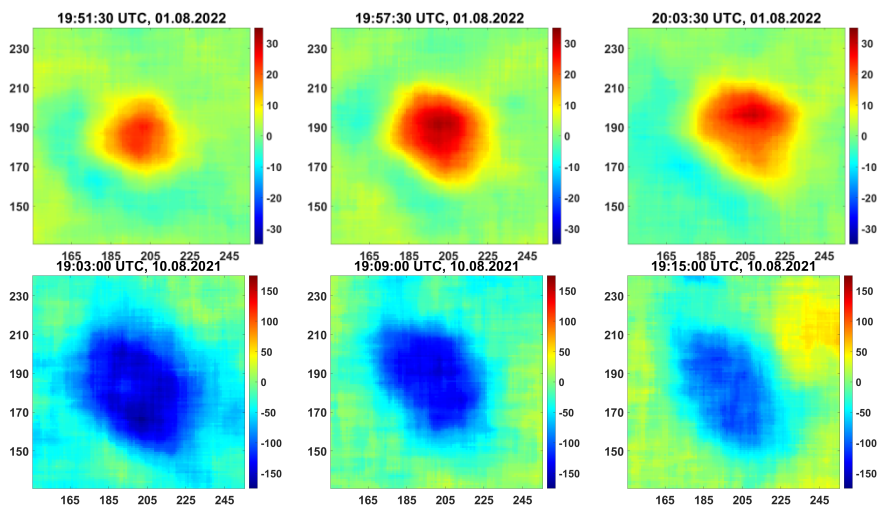


Рис. 1

В экспериментах 2022 года присутствовали так же дни, когда области свечения и подавления сменяли друг друга в пределах одного эксперимента (в нескольких циклах нагрева наблюдался эффект свечения, в нескольких – подавления). Особого внимания заслуживают эксперименты 6 сентября 2021 года 31 июля 2022 года. Характерной особенностью этих экспериментальных дней является присутствие областей стимулированного свечения ионосферы и областей подавления фонового свечения одновременно на протяжении практически всего времени наблюдения. На рис. 2 показаны примеры оптических эффектов, соответствующих этим экспериментальным дням. Дополни-

тельно координаты пикселей изображения преобразованы в географические координаты (широта, долгота). Синими линиями изображены линии географической сетки, красными – проекции линий магнитного поля на плоскость кадра. По осям отложены географические координаты (с.ш. – по вертикали, в.д. - по горизонтали), яркость указана в единицах АЦП матрицы.

Режим воздействия на ионосферу в эти экспериментальные дни был практически одинаковым: 2.5 минут – излучение, 3.5 минут – пауза, радиоволна О-поляризации, диаграмма направленности антенной системы стенда Сура была ориентирована в магнитный зенит (наклон на 12° на юг от вертикали). Различия были только в частотах воздействия: 4300 кГц для эксперимента 2021 года и 4785 кГц для эксперимента 2022 года.

6 сентября 2021 года область свечения возникала на высоте порядка 295 км, а 31 июля 2022 года – 315 км. Области подавления в обоих экспериментах смещены относительно области свечения в северном направлении. Пространственные размеры области подавления преимущественно превышают размеры областей свечения. В эксперименте 2021 года области свечения и подавления пространственно разнесены на большее расстояние, чем в эксперименте 2022 года.

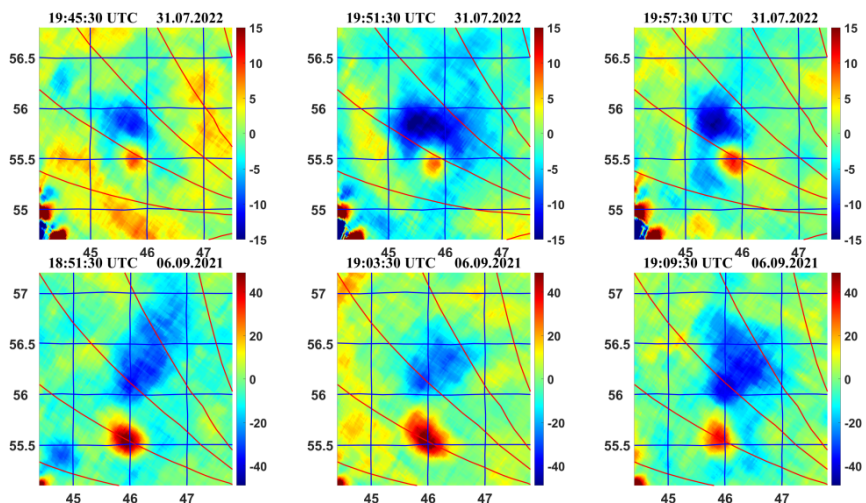


Рис. 2

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, гранты № 20-12-00197П, № 23-27-00323.

- [1] Когогин Д.А., Насыров И.А., Шиндин А.В. и др. Динамическая картина стимулированной мощным радиоизлучением области свечения ионосферы, полученная по результатам совместного анализа снимков ночного неба в линии 630 нм и карт вариаций полного электронного содержания // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 2. С. 89.

- [2] Насыров И.А., Когогин Д.А., Шиндин А.В. и др. Метод построения пространственной картины распределения полного электронного содержания в области стимулированного оптического свечения ионосферы // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ-матем. науки. 2021. Т. 163, кн. 1. С. 59.
- [3] Шиндин А.В., Клименко В.В., Когогин Д.А. и др. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда «Сура» // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 11. С. 949.
- [4] Сыренова Т.Е., Белецкий А.Б., Васильев Р.В. Географическая привязка кадров широкоугольных оптических систем // Журнал технической физики. 2021. Т. 91, № 12. С. 1990.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ УНЧ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ОТ НАЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАЗНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе выполнен сравнительный анализ амплитудных и поляризационных спектров УНЧ магнитных полей для источников типа горизонтальный магнитный и вертикальный электрический диполи. Первым типом диполя могут быть аппроксимированы горизонтальные токовые линии, вторым типом – наземные грозовые источники. На основе численных расчетов для разной степени горизонтальной неоднородности волновода земля-ионосфера проанализированы особенности спектральных параметров УНЧ магнитного поля от разных источников. Рассмотрены случаи высокочастотных ИАР и суб-ИАР. Предполагалось, что прием низкочастотных полей разного происхождения производился в одном приемном пункте. Поскольку источники располагались в разных точках на земной поверхности, то траектории распространения магнитных УНЧ волн от разных источников существенно различались. Была исследована возможность разного влияния структур ИАР и суб-ИАР на спектры амплитуды и поляризации УНЧ полей от грозовых вертикальных разрядов и горизонтальных токовых линий, что могло приводить к смещению частот максимума амплитуды и поляризационного параметра в спектрах магнитных полей разного происхождения. В данном случае сигналом является магнитное поле от горизонтальной токовой линии, помехой – УНЧ поля от вертикальных разрядов.

Приведем формулы для расчета горизонтальных магнитных компонент H_θ и H_φ , полученные в импедансном приближении при условии $kr_0 \ll 1$. Компоненты магнитного поля, от токового источника, лежащего вдоль направления В-З, задаются выражением [1]:

$$H_{1\varphi} = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 \sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)} (A^{\theta\theta} \cos \varphi_1 - A^{\theta\varphi} \sin \varphi_1), \quad (1)$$

$$H_{1\theta} = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 \sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)} (A^{\varphi\theta} \cos \varphi_1 - A^{\varphi\varphi} \sin \varphi_1). \quad (2)$$

Компоненты магнитного поля от вертикального электрического диполя задаются следующими формулами:

$$H_\varphi = \frac{Il\sqrt{D_s}}{4\pi ah} \left(h_L^{-1}(2)^{\theta\theta} + \frac{h_{s,\theta\varphi}}{h_{s,\theta\theta}} h_L^{-1}(2)^{\theta\varphi} \right) \cot \frac{r}{2a}, \quad (3)$$

$$H_\theta = \frac{Il\sqrt{D_s}}{4\pi ah} \left(h_L^{-1}(2)^{\varphi\theta} + \frac{h_{s,\theta\varphi}}{h_{s,\theta\theta}} h_L^{-1}(2)^{\varphi\varphi} \right) \cot \frac{r}{2a}. \quad (4)$$

здесь a – радиус земли, φ_1 – угол между направлением на приемник и антенной ориентированной вдоль линии В-З, r – расстояние от источника до приемника, значение угла берется в точке источника, h_L – матрица поверхностного импеданса ионосферы, значок “S” означает усреднение вдоль трассы распространения н/ч волн, D_S – детерминант усредненной матрицы. Нужно отметить, что основной вклад в значения компонент от вертикального источника вносят компоненты матрицы в точке приемника (формулы 3 и 4). Это подтверждает экспериментально полученный факт, что влияние ионосферных резонансов на спектры фонового магнитного шума определяется свойствами локальной ионосферы над точкой регистрации УНЧ полей. Значения компонент матрицы \hat{A} задаются громоздкими выражениями [2], и в данной статье не приводятся. Надо заметить, что при формировании спектров магнитных полей от горизонтального источника ионосферные структуры над приемником и над источником вносят вклад в равной степени. Влияние горизонтальной неоднородности ионосферы на спектры магнитных полей от токовых линий является основной причиной сдвига частоты максимумов в амплитудных и поляризационных спектрах УНЧ полей от разных источников.

На рис. 1 приведены примеры спектров амплитуды магнитных компонент СЮ и ВЗ (а, б) и поляризационного параметра для разного вида источников (Γ) для периода, когда отчетливо наблюдалось влияние суб-ИАР.

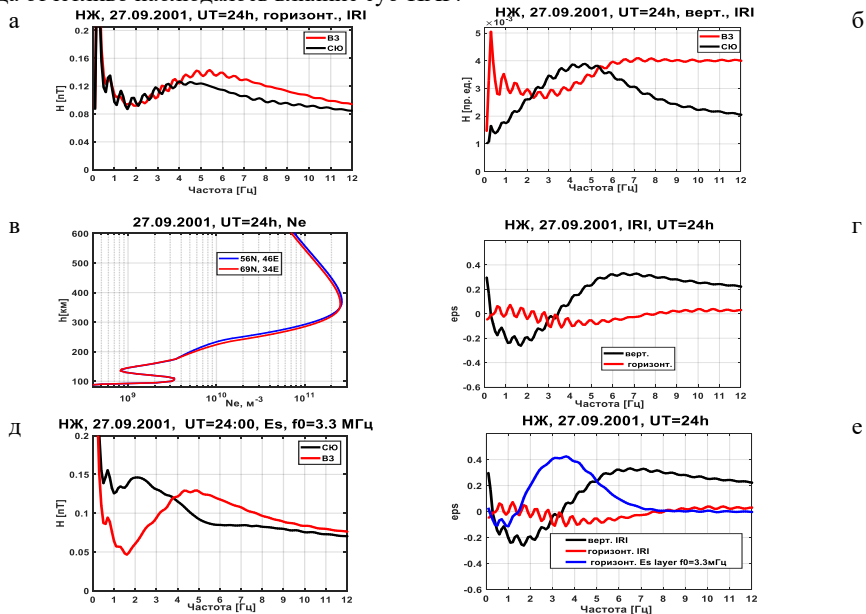


Рис. 1

Горизонтальная неоднородность параметров ионосферы задавалась моделью IRI. рис. 1, в демонстрирует слабые изменения профиля N_e в крайних точках трассы для горизонтального источника. Спектры получены для приемного пункта с координатами

(56 с.ш., 46 в.д.). Горизонтальный источник располагался в пункте с координатами (69 с.ш., 34 в.д.), а вертикальный источник – в области Азиатского грозового очага. Слабая горизонтальная неоднородность ионосферы вдоль трассы распространения н/ч волн от горизонтального источника привела к тому, что частоты максимумов амплитуды в магнитных компонентах СЮ от обоих источников различались незначительно. Это привело также к малым значениям поляризационного параметра ϵ для полей от горизонтального диполя, максимальные абсолютные значения которого не превышали значений 0.08, что означало практически линейный характер поляризации этих полей (рис. 1г). Максимальные значения ϵ для магнитных полей от вертикального источника в 4-5 раз превышали значения ϵ для горизонтального диполя. рис. 1д демонстрирует влияние увеличения горизонтальной неоднородности волновода (слой Es с горизонтально неоднородным распределением интенсивности, максимальная плазменная частота f_{0Es} в ионосфере над источником составляла 3.3 МГц) на спектры амплитуды и поляризации УНЧ магнитного поля от горизонтального диполя. Появление значительного смещения по частоте максимума амплитуды между разными компонентами приводит также к появлению смещения по частоте максимума в компонентах СЮ от разных источников (рис. 1б и рис. 1д). Наблюдается резкое увеличение эллиптичности сигналов от горизонтального диполя. Это приводит к наличию частотного интервала, на котором абсолютные значения ϵ для магнитных полей от горизонтального диполя становятся существенно больше, чем от вертикального диполя (рис. 1е). На рис. 2 показаны спектры УНЧ полей от разных источников в условиях высокочастотного ионосферного альвеновского резонатора 27.10.2008.

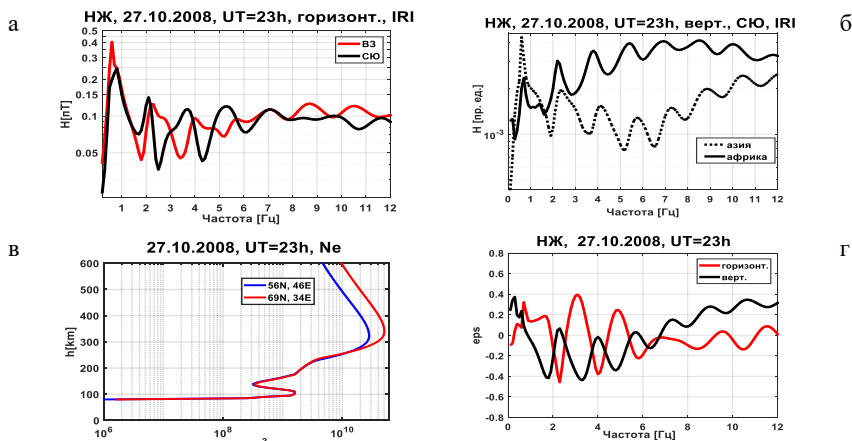


Рис. 2

В этом случае горизонтальная неоднородность, задаваемая IRI (рис. 2в) сильно меняет характер амплитудных спектров УНЧ магнитных полей от горизонтального диполя: появляется смещение максимумов амплитуды и разный характер частотной зависимости в разных компонентах (рис. 2а). Для вертикального источника положение максимумов

и минимумов зависит в большей степени от положения источника (рис. 2б). В случае высокой активности азиатского источника может быть существенным смещение частот максимумов РСС от разных источников. Абсолютные значения ϵ для магнитных сигналов от горизонтального диполя возрастают до величин 0,4, и вариации этой величины от разных источников идут в противофазе (рис. 2г). Разное влияние ионосферных резонаторов на амплитуду магнитного поля от разных источников продемонстрировано на примере суточной динамики величины сигнал/шум на частотах 2-8 Гц для магнитной компоненты СЮ для разного уровня солнечной активности (рис. 3). В данном случае сигналом является магнитное поле от горизонтальной токовой линии, помехой – УНЧ магнитные поля от вертикальных разрядов. Уровень магнитного шума в компонентах определялся на основе анализа данных н/ч мониторинга на среднеширотном пункте с координатами (56N, 46 E) (рис. 3а, в). Горизонтальная неоднородность трассы от токового источника была увеличена введением неоднородного по интенсивности слоя E_s с максимальной частотой $f_0=3$ МГц над источником в период 19-22UT 21.09.2011. Это привело к немонотонному характеру динамики величины сигнал/шум в ночное время суток (рис. 3б). Смещение частот максимумов РСС в амплитудных спектрах УНЧ полей от разных источников резко повысило отношение сигнал/шум на частотах 3 и 3,5 Гц в темное время суток 27.10.2008 (Рис. 3г).

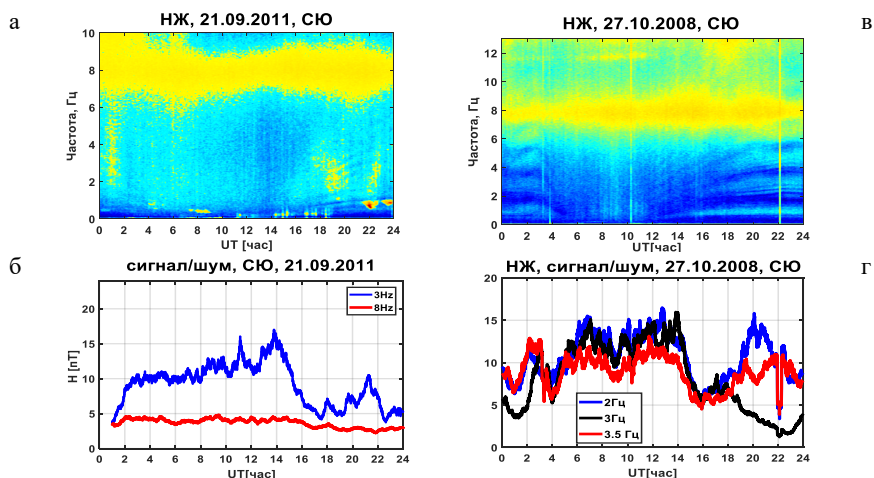


Рис. 3

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

- [1] Кириллов В.В., Копейкин В.Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2002. Т. 46, № 1. С. 1.
 [2] Ermakova E. N., Kotik D. S., Ryabov, A. V. // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2022. 127. e2021JA030025.

СУБ-ТГц ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫШЕК НА КАРЛИКОВЫХ ЗВЁЗДАХ

Ю.А. Горбачёва¹⁾, В.Ф. Мельников^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

В период с 21 января по 25 апреля 2017 года на интерферометре ALMA проводились наблюдения за звездой Проксима Центавра в суб-ТГц диапазоне с целью выявления пылевых облаков. При детальном анализе полученных записей было обнаружено кратковременное вспышечное событие, в ходе которого звезда стала ярче почти в 1000 раз [1]. Была получена информация о временном профиле, о наклоне континуального спектра, а также информация о линейной поляризации суб-ТГц излучения вспышки.

В данной работе мы рассматриваем следующие вопросы, связанные с этой вспышкой: 1) каков механизм суб-ТГц излучения наблюдаемой вспышки; 2) относится ли эта вспышка к классу «супервспышек»; 3) можно ли использовать Сибирский Радиогелиограф для исследования подобных вспышек.

Интерферометр ALMA

Atacama Large Millimeter Array (ALMA) — комплекс радиотелескопов, который расположен в чилийской пустыне Атакама. ALMA имеет возможность проводить исследования в широком диапазоне частот от 84 до 950 ГГц. Для данного исследования использовали четыре спектральных окна с центрами на частотах 225, 227, 239 и 241 ГГц, каждое окно имеет по 120 каналов каждый шириной 0.015 ГГц.

Объединяя и усредняя эти данные, ALMA даёт информацию о временном профиле спектральной плотности потока излучения от звезды. Спектральный индекс α наклона частотного спектра определяют, исходя из предположения о степенной зависимости плотности потока F_ν от частоты ν : $F_\nu \propto \nu^\alpha$. Также ALMA может измерять вертикальную и горизонтальную составляющие вектора электрического поля волны E_{XX} и E_{YY} , что даёт нам информацию о нижнем пределе доли линейной поляризации в излучении Q/I , где $I = \langle E_{XX}^2 \rangle + \langle E_{YY}^2 \rangle$ - первый параметр Стокса, $Q = \langle E_{XX}^2 \rangle - \langle E_{YY}^2 \rangle$ - второй параметр Стокса.

Основная информация о звезде Проксима Центавра

Проксима Центавра, находясь от нас на расстоянии 4.24 световых года, является ближайшей звездой, не считая Солнца. Относится к типу красный карлик, масса составляет 12% от массы Солнца и радиус 14.5% от радиуса Солнца.

Интересно в этой звезде и то, что она имеет экзопланету Проксима Центавра b на расстоянии, на котором на планете возможна вода в жидком состоянии, что означает возможность зарождения жизни. Однако сильная вспышечная активность может помешать этому процессу.

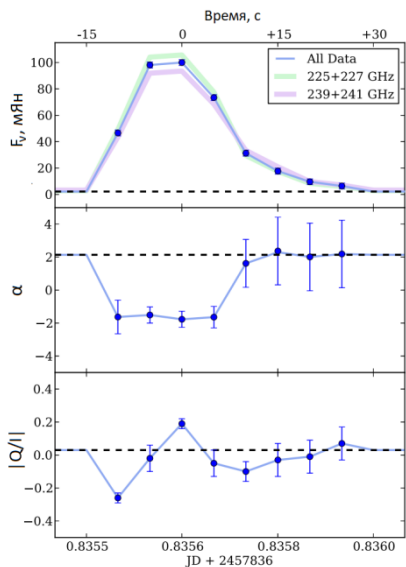
Информация о вспышке 24 марта 2017 года по наблюдениям на ALMA

Рис. 1

Параметр Q/I , дающий нижний предел линейной поляризации, также представлен на рис. 1 (нижняя панель). Во время начального резкого роста плотности потока нижний предел относительной линейной поляризации равен $|Q/I| = -0,26 \pm 0,02$. На пике знак меняется на положительные значения, $|Q/I| = 0,19 \pm 0,02$, прежде чем вернуться к нулю по мере снижения плотности потока.

Отрицательный наклон частотного спектра и наличие линейной поляризации являются сильными свидетельствами того, что зафиксированный на ALMA суб-ТГц всплеск является (гиро-)синхротронным излучением релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром из оптически тонкого источника.

Влияние эффекта Фарадея на деполяризацию

Регистрация линейной поляризации излучения от звёздной вспышки является неожиданным фактом. Многочисленные попытки её обнаружения в микроволновом диапазоне во вспышках на Солнце не увенчались успехом. Причиной этого считается деполяризация из-за эффекта Фарадея.

Синхротронное излучение в общем случае эллиптически поляризовано. Эффект Фарадея заключается в повороте плоскости поляризации, при прохождении сквозь магнитоактивную среду. Угол поворота сильно зависит от частоты. А так как любой реальный астрономический инструмент принимает сигнал в некотором диапазоне частот, то повернутые на разные углы векторы электрического поля на разных частотах будут

Вспышка в суб-ТГц излучении длилась не больше минуты. На верхней панели рис. 1 показан временной профиль спектральной плотности потока в указанных диапазонах частот. В пике интенсивности плотность потока достигает 100 ± 4 мЯн (светимость $2,04 \pm 0,15 \times 10^{14}$ эрг·с⁻¹·Гц⁻¹). Это почти в 1000 раз выше, чем светимость звезды в спокойном (вне-вспышечном) состоянии. Излучение звезды в спокойном состоянии показано на графике штриховой линией.

Важным свойством частотного спектра является то, что спектральный индекс на максимальной фазе вспышки становится отрицательным (рис. 1, средняя панель). В пике вспышки спектральный показатель $\alpha = -1,77 \pm 0,45$. Это означает, что диапазон частот, на котором велось исследование, 225 ГГц – 241 ГГц, находится на спадающем участке частотного спектра.

накладываться друг на друга, приводя к деполяризации. Разность углов поворота плоскостей поляризаций волн, частоты которых отличаются на $\Delta\nu$, описывается формулой [3]:

$$\Delta\psi = 4,8 \cdot 10^4 N_e B L \frac{\Delta\nu}{\nu^3}. \quad (1)$$

Здесь N_e – концентрация электронов, B – магнитное поле, направленное вдоль распространения волны, L – длина пути луча в магнитоактивной плазме.

Для типичных условий в солнечной короне ($N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, $L \approx 10^{10} \text{ см}$, $B \approx 10 \text{ Гс}$) и характеристиках обычно используемых приёмников ($\nu \approx 10 \text{ ГГц}$, $\Delta\nu = 10 \text{ МГц}$) получаем разность угла поворота 4.7 радиан. Это, безусловно, очень большая величина, которая и об т я с н я е т деполяризацию микроволнового излучения в солнечной короне. Если предположить, что в короне Проксимы Центавра условия примерно такие же, как в короне Солнца, то учтя, что средняя частота наблюдений вспышки на ALMA $\nu \approx 233 \text{ ГГц}$, а $\Delta\nu = 15 \text{ МГц}$, получим вс е го $\Delta\psi = 5.7 \cdot 10^{-4}$ радиан, что, несомненно, очень малая величина. Даже, если каждый из параметров: плотность плазмы, напряженность поля и протяженность короны на звезде больше в 10 раз, всё равно будем иметь $\Delta\psi = 5.7 \cdot 10^{-1}$ радиан. Мы делаем вывод, что на частотах, используемых на ALMA, деполяризация из-за эффекта Фарадея практически незаметна, и мы действительно можем зафиксировать линейно поляризованное излучение от звезды.

Оценка эффективного спектрального потока излучения от звезды

Поток электромагнитного излучения падает пропорционально квадрату расстояния от источника. Следовательно, зная поток от звезды F_{Star} , расстояние до звезды L_{Star} , и расстояние до Солнца L_{Sun} , мы можем высчитать, какой поток F мы бы зафиксировали с Земли, если бы данная звезда находилась на месте Солнца:

$$F_{\text{искомая}} = F_{Star} \frac{L_{Star}^2}{L_{Sun}^2} \quad (2)$$

Максимальная плотность потока излучения вспышки от Проксимы Центавра составила $F_{Star} = 100 \text{ мЯн}$, расстояние до Проксимы Центавра $L_{Star} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ км}$, расстояние до Солнца $L_{Sun} \approx 15 \cdot 10^7 \text{ км}$. Тогда поток будет равен $F_{\text{искомая}} = 7 \cdot 10^9 \text{ Ян} = 700\,000 \text{ есп}$. В данном диапазоне частот достаточно мощной солнечной вспышкой считается плотность потока в $F_\nu = 1000 \text{ есп}$. Таким образом, вспышка на Проксиме Центавра в 700 раз мощнее, чем средняя мощная вспышка на Солнце. Мы делаем вывод, что событие 24 марта 2017 года вполне можно назвать «супервспышкой».

Оценка возможности использования СРГ для наблюдений звёздных супервспышек

Сибирский Радиогелиограф (СРГ) – новейшее и очень перспективное оборудование для астрономических исследований. СРГ работает в трёх частотных диапазонах: 3-6 ГГц, 6-12 ГГц, 12-24 ГГц. При времени накопления сигнала $\tau = 0.1 \text{ с}$ в частотном диапазоне 3-6 ГГц чувствительность СРГ по спектральной плотности потока составляет

$F_{v\ min}^{срг} = 40 \times 10^{-26}$ Вт/(м²·Гц) = 40 Ян [2]. Это частотное окно является самым чувствительным; для двух других чувствительность составляет: 70 Ян для 6-12 ГГц и 250 Ян для 12-24 ГГц. При увеличении времени накопления до $\tau = 10$ с, чувствительность может увеличиться в 10 раз и составит: 4 Ян для 3-6 ГГц, 7 Ян для 6-12 ГГц и 25 Ян для 12-24 ГГц.

Будем считать, что степенная зависимость $F_v \propto \nu^\alpha$ сохраняется вплоть до частоты $\nu^{срг} = 4,5$ ГГц с $\alpha = -1,77$. Тогда между частотами ALMA и СРГ справедливо соотношение:

$$\frac{F_v^{срг}}{F_v^{alma}} = \left(\frac{\nu^{срг}}{\nu^{alma}} \right)^\alpha. \quad (3)$$

Теперь мы можем вычислить необходимую чувствительность СРГ, чтобы была возможность зафиксировать вспышку. В качестве частоты СРГ возьмём центр диапазона 3-6 ГГц $\nu^{срг} = 4,5$ ГГц, а в качестве частоты ALMA - значение $\nu^{alma} = 233$ ГГц, в качестве спектрального потока – пик вспышки $F_v^{alma} = 100$ мЯн. Тогда

$$F_v^{срг} = F_v^{alma} \cdot \left(\frac{\nu^{срг}}{\nu^{alma}} \right)^\alpha = 0,1 \text{ Ян} \cdot \left(\frac{4,5 \text{ ГГц}}{233 \text{ ГГц}} \right)^{-1,77} \approx 108 \text{ Ян}. \quad (4)$$

Получаем, что минимальная плотность потока $F_{v\ min}^{срг}$, к которой чувствителен СРГ, более чем в два раза меньше, чем полученное нами значение даже при $\tau = 0.1$ с. При $\tau = 10$ с величина $F_{v\ min}^{срг}$ уменьшится ещё в 10 раз. Таким образом, использование СРГ для исследования звёздных супервспышек является вполне реалистичной задачей. Однако нужно учесть, что в северном полушарии ближайшие к нам звёзды находятся на большем расстоянии, чем Проксима Центавра и, если оно больше в 3 раза, то поток от неё уменьшится в 10 раз. Так что для СРГ приём сигналов от вспышек такой же мощности на этих звёздах будет уже на пределе чувствительности.

Выводы

Мы пришли к следующим выводам: 1) механизмом излучения вспышки является (гиро-)синхротронным; 2) эффект Фарадея не приводит к сильной деполяризации сигнала; 3) вспышка на Проксиме Центавра была действительно достаточно мощной, чтобы называться «супервспышкой»; 4) использование СРГ для исследования звёздных супервспышек является вполне реалистичной задачей для звёзд, удалённых на расстояние не более 12 св. лет.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-ГАСР (No. 20-52-26006, В.Ф. Мельников).

- [1] MacGregor M.A., Weinberger A.J., Wilner D.J. et al. // Detection of a Millimeter Flare from Proxima Centauri. The Astrophysical Journal Letters. 2018. 855:L2 (6pp).
- [2] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. // Многоволновый сибирский радиогелиограф. Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2, 14 с.
- [3] Кисляков А.Г., Разин В.А., Цейтлин Н.М., Кисляков А.Г. Введение в радиоастрономию. Ч. 1. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 1995, 212 с.

РЕАЛИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ ЛЧМ-ПРИЕМНИКА НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ RED PITAYA SDRLAB 122-16

К.К. Грехнева, С.П. Моисеев, А. В. Шиндин, В.А. Павлова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

На волне повышения интереса к ДКМВ радиосвязи все более актуальной становится задача разработки новой диагностической аппаратуры для контроля характеристик радиолиний. С решением этой задачи эффективно могут справиться ионозонды наклонного зондирования, использующие ЛЧМ сигнал (ЛЧМ-ионозонды). Для адекватного ответа на современные вызовы разрабатываемая техника должна удовлетворять следующим критериям: многофункциональность, соответствие мировым аналогам по техническим характеристикам, доступность.

В 2022 году в НИРФИ был представлен и введен в опытную эксплуатацию макет быстрого ионозонда вертикального зондирования на базе двух доступных отладочных плат Red Pitaya SDRLAB 122-16 [1]. Разработанный макет обеспечивает полный контроль приема-передающих параметров сигнала, а также всего цикла цифровой обработки сигнала. Макет допускает расширение функционала за счет реализации на ПЛИС тех или иных приема-передающих функций. В докладе описана реализация функции ЛЧМ-ионозонда на базе ранее разработанного макета, а также приведены первые тестовые результаты.

Методика

Эксперимент проводился с использованием созданного макета ионозонда вертикального зондирования, но с изменением программной части приёмного устройства макета.

В структуру приёмной части макета входит:

- КВ-антенна CT-HF-FD;
- Малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ;
- НЧ-фильтр с полосой пропускания 20 МГц;
- Отладочная плата Red Pitaya SDRlab 122-16 - измерительный модуль на основе системы на кристалле Xilinx Zynq 7020 SoC FPGA [2]. Плата реализует автоматически перестраиваемый приёмник на основе цифрового понижающего преобразователя. В составе однокристалльной системы имеются двухъядерный процессор общего назначения ARM Cortex A9, ПЛИС и 512 МБ ОЗУ, а также двухканальный 16-битный аналого-цифровой преобразователь, и двухканальный 14-битный цифро-аналоговый преобразователь.
- Синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock для синхронизации процесса перестройки частоты приема с передающей частью.

Блок-схема устройства приёмной части ионозонда представлена на рис. 1.

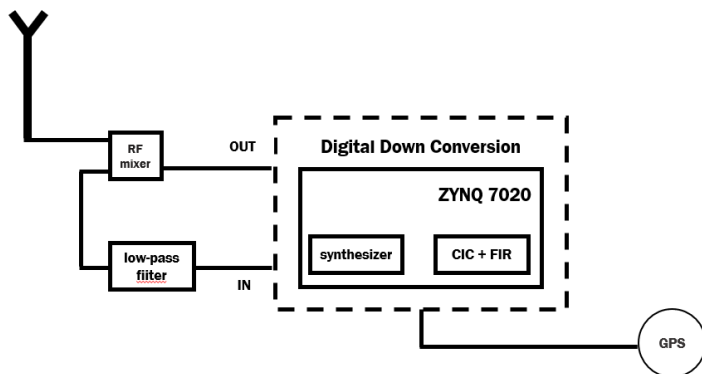


Рис. 1

В макете был использован открытый проект конфигурации ПЛИС платы SDRLab, реализующий универсальный двухканальный приемник на основе цифрового понижающего преобразователя [3]. Указанная конфигурация была модифицирована с целью реализации автоматической перестройки центральной частоты приема.

Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя представлена на рис. 2.

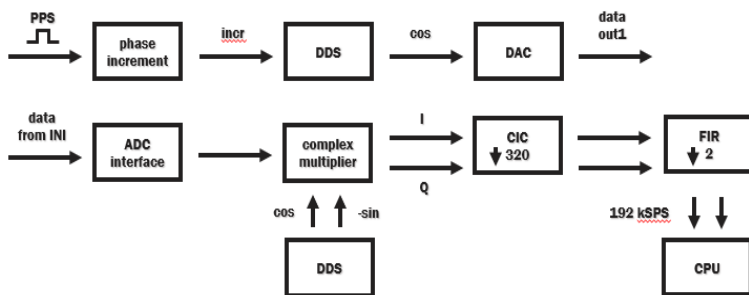


Рис. 2

В плате SDRLab, реализующей цифровой понижающий преобразователь, имеются два аналоговых входа, на один из которых поступает сигнал из антенны и оцифровывается АЦП с частотой дискретизации 122,88 Мвыб/с. Для процесса синхронизации процесса перестройки частоты с передающей частью используется PPS-сигнал (200 мс импульсы с периодом 1 с, синхронизованные с мировым временем), который подается на один из цифровых TTL входов платы. На уровне ПЛИС цифровой сигнал с антенны

и PPS-сигнал поступают в блок фазового инкремента, где по верхнему фронту PPS сигнала перестраивается частота с шагом 10 кГц. Выходной фазовый инкремент поступает в блок DDS-генератора (цифрового вычислительного синтезатора), который выполняет роль гетеродина. Далее было необходимо выполнить процедуру цифрового гетеродинирования с последующей децимацией. Эта операция выполняется параллельно в обоих I-Q каналах независимо друг от друга цифровыми фильтрами. Данные вначале проходят через СИС-фильтр (интегрально-гребенчатый фильтр типа БИХ) с перестраиваемым коэффициентом децимации, но так как сам по себе СИС-фильтр не может обеспечить требуемую крутизну АЧХ для качественного выделения полосы целевого сигнала, далее используется КИХ-фильтр с коэффициентом децимации 2. Далее отфильтрованные данные поступают в процессор общего назначения и становятся доступны из операционной системы платы.

Настраивать скорость передачи данных можно путём изменения коэффициентов децимации цифрового СИС-фильтра. Была выбрана скорость передачи 192 квыб/с.

Данный цифровой понижающий преобразователь реализован с помощью среды проектирования Vivado Xilinx на языке описания аппаратуры Verilog с использованием встроенных IP-ядер Xilinx.

Результаты эксперимента

Для отладки функции ЛЧМ ионозонда был использован макет быстрого ионозонда, развернутый на территории полигона «Васильсурск» НИРФИ. С помощью ионозонда осуществлялся прием сигнала от ЛЧМ-передатчика, расположенного на о. Кипр, со следующими параметрами излучения: диапазон частот – 8-30 МГц, скорость перестройки – 100 кГц/с, время выхода в эфир – каждые 5 минут, начиная с момента времени 00:00:20.

На рис. 3 представлена дистанционно-частотная характеристика ДКМВ канала Кипр-Васильсурск, зарегистрированная с помощью платы SDRLab 122-16.

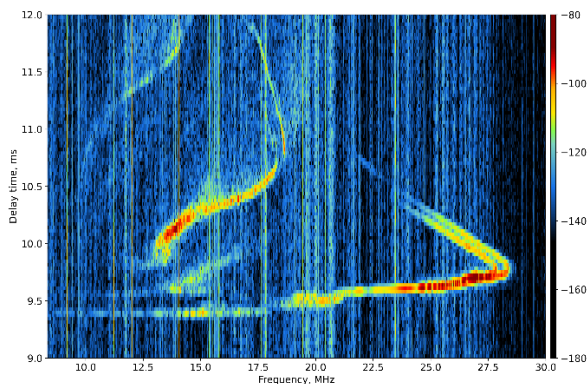


Рис. 3

Заключение

В рамках модернизации макета быстрого ионозонда НИРФИ были разработаны конфигурации ПЛИС и программное обеспечение, реализующие передающую и приёмную части ЛЧМ ионозонда. В ходе испытаний были получены дистанционно-частотные характеристики, сравнимые по качеству с характеристиками, полученными с использованием серийных ЛЧМ-ионозондов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке программы стратегического академического лидерства Приоритет-2030.

- [1] Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., Grechneva K.K., Pavlova V.A., Khashev V.R. // Remote Sensing. 2022. Vol. 14. P. 547.
- [2] Грехнева К.К., Павлова В.А., Шиндин А.В., Моисеев С.П., Востоков А.В. // В кн. Тр. XVII Конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». 5-10 сентября 2022. – Иркутск, 2022. С. 348.
- [3] <http://pavel-demin.github.io/red-pitaya-notes/>

РЕЗУЛЬТАТЫ ТРЕХПОЗИЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ В КРАСНОЙ ЛИНИИ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

Ю.К. Легостаева¹), С.М. Грач¹), А.В. Шиндин¹), К.К. Грехнева¹), В. Павлова¹), В.Р. Хашев¹), Д.А.Когогин²), И.А. Насыров²), А.Б. Белецкий³)

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) Казанский университет

³) ИФП СО РАН

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (O) на частоте f_0 , меньшей критической частоты F₂-слоя ионосферы f_{0F2} , 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 нейтральных атомов ионосферного газа (кислорода); (4) в процессе релаксации возбуждённого атома до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Основной наблюдаемой линией свечения на нагревном стенде СУРА (Нижегородская область, пос. Васильсурск) является красная линия (длина волны $\lambda = 630$ нм), связанная с излучением атомарного кислорода при переходе электрона с уровня O(¹D) в основное состояние O³P с энергией возбуждения $E_n = 1,96$ эВ и временем 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 2022 г. 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 Заклучная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с. ш., 44.53° в. д.) 30 и 31 июля, 1, 2, 4, 23-27, 30 и 31 августа. 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 $f_0 = 4\ 300$ кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф} \sim 100$ МВт. Измерения на стенде СУРА и в д. Заклучная проводились с помощью камер SBIG-8 300M (далее SBIG) (размер кадра 3 326 × 2 504 пикселей) с объективами Canon EF 50mm f/1.2L USM с полем зрения 20° × 15° со светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda = 10$ нм. Пункт наблюдения в Казани был оснащен камерой KEO Sentinel (далее KEO) (размер кадра 2 048×2 048 пикселей) с объективом с полем зрения 150° со светофильтром на длину волны $\lambda = 630$ нм с полосой пропускания $\Delta\lambda = 2$ нм. Воздействие осуществлялось в режиме: 3 минуты – непрерывное излучение, 3 минуты – пауза. В экспериментах длительность экспозиции камер SBIG и KEO равнялась 25 с. Для увеличения чувствительности регистрации портретов ночного неба

велась с использованием бинирования (объединения пикселей) 9×9 для камер SBIG и 4×4 для КЕО.

Подробно методика регистрации и анализа портретов ночного неба описана в [1, 2]

Результаты проведенной обработки для 1 августа 2022 г. в сеансе воздействия 19:37-19:40 UT приведены на рис. 1-3. На рисунках представлена последовательность снимков ночного неба в красной линии атомарного кислорода, зарегистрированных в период с 19:36:30 по 19:40:30 UT. Время начала регистрации снимка со временем экспозиции 25 с, а также пункт регистрации указаны сверху панели. Верхний ряд снимков слева представляет собой темновой кадр. Далее снимки следуют с интервалом в 30 секунд. Следует отметить, что на панелях, соответствующих разным приемным пунктам, используют различные интервалы яркостной записи изображений: -50 до 150 единиц АЦП камеры для стенда СУРА, -10 до 30 для д. Заключная, от 0 до 30 для Казани.

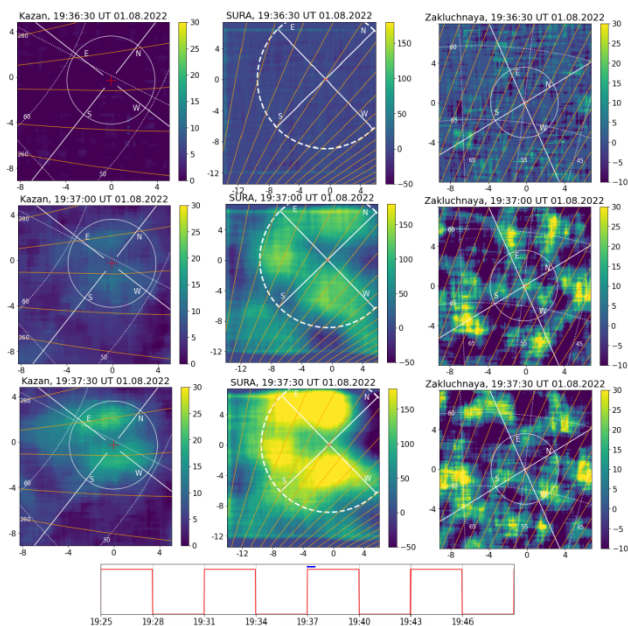


Рис. 1

Из рисунков видно, что после включения стенда в 19:37:00 UT начинается развитие искусственного свечения, которое достигает максимальной яркости приблизительно через 2-2,5 минуты после включения стенда. При этом в возмущенной области различается несколько пятен искусственного свечения во всех трех пунктах наблюдения. Наиболее регулярно очерченные области искусственного свечения видны на левых ко-

лонках снимков, соответствующих пункту в Казани, где явно различаются области свечения, которые имеют вид вытянутых вдоль проекций геомагнитного поля на плоскость кадра структур с размером приблизительно $\sim 10 \times 25$ км в привязке к центру возмущенной области на высоте ~ 250 км над стэндом.

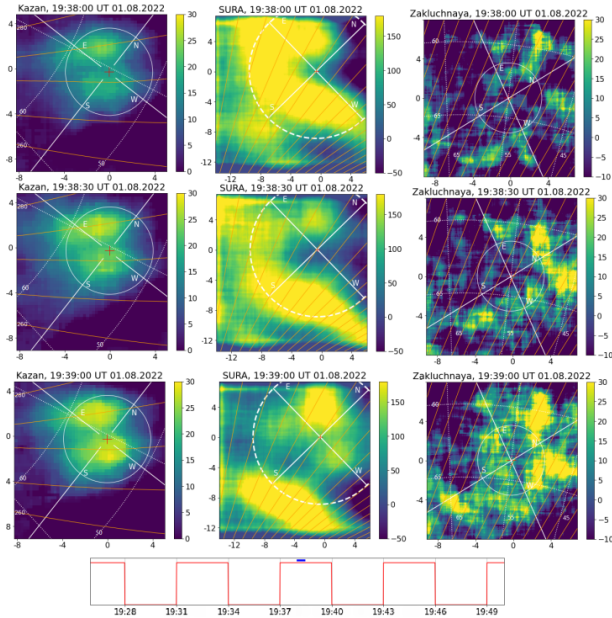


Рис. 2

Развитие таких же структур, но менее ярко очерченных, видно на панелях, соответствующих пунктам СУРА и Заключная. В то же время над стэндом СУРА наблюдается более сложная структура возмущенной области. В частности, верхнее (северо-восточное) пятно в пункте Казань соответствует верхнему пятну в пунктах СУРА и Заключная; два средних пятна (юго-восточное и западное) над стэндом СУРА соответствуют юго-западному пятну, зарегистрированному над пунктом в Заключной и нижнему пятну, зарегистрированному в Казани. Общая структура снимка над стэндом СУРА в целом соответствует снимкам над Заключной, несмотря на существенную меньшую яркость свечения в последнем пункте.

На рис. 3 видно, как искусственное свечение релаксирует после выключения мощной радиоволны.

В работе проанализированы данные одного сеанса воздействия на ионосферу с помощью стэнда СУРА (измерений оптического свечения ионосферы), в котором наблюдалось расслоение области искусственного свечения. Показано, что удастся установить

соответствие между изображениями, зарегистрированными с разных позиций. Это позволит при более конкретном учете углов наблюдения построить трехмерную картину распределения областей генерации свечения в возмущенной области.

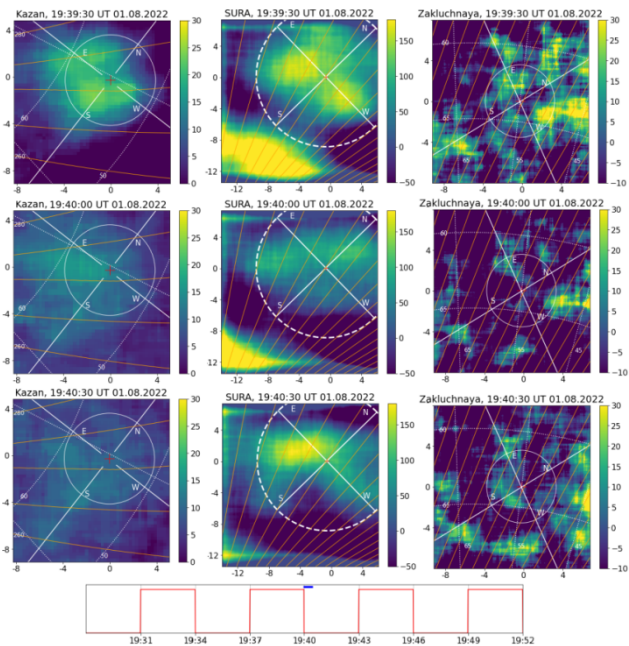


Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, гранты № 20-12-00197П, № 23-27-0032.

- [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., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.
- [3] Емельянов В.В. и др. //В кн.: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 15 - 25 мая 2023 г./ Ред. В.В. Матросов, Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 107.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАУСДОРФОВОЙ РАЗМЕРНОСТИ ОНЧ ХОРОВ ПО ДАННЫМ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Г.М. Нещеткин^{1,3)}, П.А. Беспалов^{1,2)}, О.Н. Савина¹⁾

¹⁾ НИУ ВШЭ

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ НИУ ВШЭ, лаборатория ЛАТАС

В работе количественно определена степень сложности электромагнитных ОНЧ хоров. Из огромного набора данных наблюдений, накопленных при реализации миссии космических аппаратов Van Allen Probe, были выбраны типичные примеры хоровых эмиссий, для которых доступны данные высокого разрешения. Для исключения влияния на результаты эффектов распространения в работе использовались данные наблюдений, полученные в области возбуждения хоров вблизи локального минимума магнитного поля за пределами плазмосферы. В работе использован оригинальный код расчета размерности Хаусдорфа длинной числовой последовательности. Затраты машинного времени при расчете данной размерности компенсируются тем, что для нее доказаны важные теоремы, позволяющие сделать выводы об ограничениях математического описания изучаемого процесса. Во всех случаях размерность оказалось нецелой, что свидетельствует о сложной динамике системы. При расчетах отмечены скачки размерности, в том числе уменьшение ее вдвое в пределах всплеска хоров. Полученные результаты важны для разработки численных методов автоматической диагностики хоров и для проверки теоретических моделей возбуждения этих излучений.

Примеры всплесков хоров

Обычно спектрограммы электромагнитных ОНЧ хоров в области их возбуждения расположены в двух полосах частот, разделенных белой линией половинной гирочастоты электрона. В работе представлены три типичных примера хоров, локализованных преимущественно в верхней полосе частот, в нижней полосе частот и в двух полосах частот.

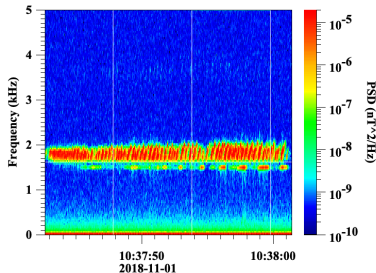


Рис. 1

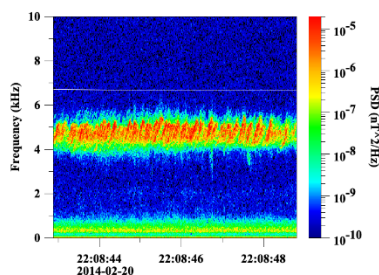


Рис. 2

На рис. 1 представлен динамический спектр хоров в верхней полосе частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 01.11.2018, на рис. 2 представлен динамический спектр хоров в нижней полосе частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 20.02.2014. На рис. 3 представлен динамический спектр хоров в двух полосах частот, зафиксированных космическим аппаратом Van Allen Probe A 07.07.2018.

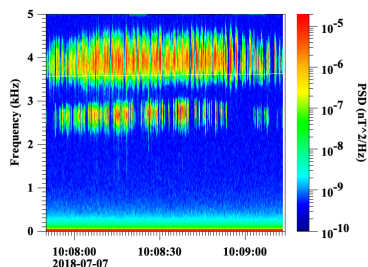


Рис. 3

Для анализа используется одна компонента волнового магнитного поля B_U , измеряемая прибором EMFISIS [1,2]. Использование одной компоненты обусловлено свойством, доказанным Такенсом [3], согласно которому для расчета размерности Хаусдорфа достаточно проанализировать поведение одной переменной, участвующей в сложном процессе. Частота дискретизации данных об используемом сигнале более 35 000 измерений в секунду. Важно, что в массивах данных нет повторяющихся подпоследовательностей, что было нами

проверено. Поэтому используемые данные оптимальны для анализа размерности.

Алгоритм расчета размерности

Для определения размерности Хаусдорфа необходимо реконструировать фазовое пространство рассматриваемой системы. Вводится m -размерное Евклидово пространство. Выбрав $B_U^1, B_U^2, B_U^3, \dots$ последовательные, регулярно разнесенные во времени измерения компоненты волнового магнитного поля, мы формируем векторы вида:

$$u^i = [B_U^i, B_U^{i+1}, \dots, B_U^{i+m-1}]$$

Для расчета размерности Хаусдорфа необходимо определить число точек в реконструированном пространстве, расстояние между которыми не превышает заданного значения r . Для определения размерности составляется корреляционная сумма $C(m, r)$. Чтобы посчитать такую сумму, для каждой точки в m -размерном пространстве (u^i) мы считаем число других точек, которые находятся на расстоянии от нее не больше, чем r , постепенно увеличивая счетчик. Этот процесс повторяется для каждой точки и затем берется среднее значение этих счетчиков. Такая корреляционная сумма может быть записана следующим образом:

$$C(m, r) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (1 - \delta_{ij}) H(r - |u^i - u^j|).$$

Где $\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1, & i = j \end{cases}$, $H(\zeta) = \frac{1}{2}(1 + \text{sgn}(\zeta))$, $|u^i - u^j| = \sqrt{\sum_{k=1}^m (u_k^i - u_k^j)^2}$.

Тогда искомая размерность может быть найдена по следующей формуле:

$$\dim = \lim_{N \rightarrow \infty} \lim_{r \rightarrow 0} \frac{|\log C(m, r)|}{|\log(r)|}$$

В работе, для длинных числовых последовательностей порядка одного миллиона компонент построены зависимости $|\log(C(m, r))|$ от $|\log(r)|$ для разных r . Выбиралось такое большое значение m , при котором угол наклона кривых на этом графике стабилизируется. Коэффициент угла наклона такой кривой принимается за оценку размерности Хаусдорфа. При выборе параметра m важно, чтобы выполнялось $m > 2[\dim] + 2$, где $[\dim]$ – целая часть значения размерности. В выполненных расчетах с высокопроизводительным алгоритмом мы перебирали значение m вплоть до $m=800$. Это гарантировало выполнение всех необходимых условий с большим запасом.

Результаты расчета размерности

Для хоров на рис. 1 размерность Хаусдорфа $\dim=5.9$, для хоров на рис. 2 $\dim=4.4$, для хоров на рис. 3 $\dim=5.2$. В ходе работы мы проанализировали около 30 примеров всплесков хоров типа и определили интервал изменения размерности для таких эмиссий $2 < \dim < 10$ [4]. Важно, что согласно выводам теории значение размерности указывает на число нелинейных автономных дифференциальных уравнений, необходимых для описания исследуемого процесса: $d = [\dim] + 1$, где d – это число уравнений.

Работа с длинными числовыми последовательностями позволила не только определить размерности всего всплеска хоров, но и рассмотреть величину размерности для фрагментов всплесков. Для некоторых из проанализированных примеров были обнаружены скачки размерности. Например, для показанного на рис. 1 примера найден временной интервал, отмеченный красными линиями на рис. 4, для которого размерность уменьшилась более чем в два раза до значения $\dim=2.5$.

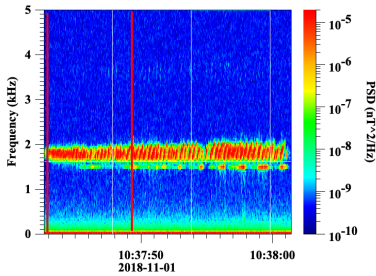


Рис. 4

найжены интервалы времени, в которых размерность уменьшается до значений $2 < \dim < 5$. По-видимому, в “простом” случае, когда хоры возбуждаются в одном направлении вдоль линии магнитного поля, размерность не превышает 5. Это подтверждается наличием верхнего предела для максимального значения размерности ($\dim < 10$).

Выводы

Для нескольких типичных примеров электромагнитных ОНЧ хоров в области их возбуждения определена величина размерности Хаусдорфа со следующими свойствами:

Известно, что хоры возбуждаются в двух направления вдоль силовых линий магнитного поля независимо. Так как для двух независимых событий A и B верно $\dim(A + B) \leq \dim(A) + \dim(B)$, то такого типа скачки размерности могут быть связаны с направлением возбуждения излучений. В период, когда размерность уменьшается в два раза, хоры возбуждаются в одном направлении, а в период с большей размерностью – в двух направлениях. Проанализировано большое количество примеров хоровых излучений с $\dim > 5$ и для многих из них

- Во всех случаях размерность оказалась нецелой, что указывает на сложную природу наблюдаемого явления.
- Результаты показали, что размерность хоров невелика и для аналитического описания этих эмиссий не требуется большого числа переменных и нелинейных автономных дифференциальных уравнений.
- Установлен пример хоров, для описания которых требуется только 3 уравнения.
- Установлен интервал изменения размерности $2 < \dim < 10$.
- Обнаружены скачки размерности при изменении временного интервала, что согласуется с современными представлениями.
- Полученные результаты хорошо согласуются с выводами теории, основанной на Beam Pulse Amplifier механизме возбуждения хоров [5].

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

- [1] <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>
- [2] https://sscweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Locator_graphics.cgi
- [3] Takens F. // Lect Notes Math. 1981. P. 366, <https://doi.org/10.1007/bfb0091924>
- [4] Bespalov P.A., Savina O.N., Neshchetkin G.M. // Results in Physics. 2022. Vol. 35. Article 105295, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105295>
- [5] Bespalov P.A., Savina O.N. // Results in Physics. 2021. Vol. 28. Article 104607, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.104607>

DCO⁺, DCN, DNC, NH₂D и N₂D⁺ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

А.Г. Пазухин^{1,2)}, И.И. Зинченко^{1,2)}, Е.А. Трофимова¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе анализируются данные наблюдений на 30-метровом радиотелескопе IRAM пяти областей образования массивных звезд в линиях J=1-0 и J=2-1 DCO⁺, DCN, DNC, N₂D⁺ и 1₁₁-1₀₁ NH₂D, а также в линиях их гидрогенизированных аналогов. В работе получены оценки температуры и плотности газа в источниках. С помощью не-ЛТР моделирования получены оценки лучевых концентраций молекул. Кроме того, по данным наблюдений пыли на 850 мкм были получены оценки лучевых концентраций молекулярного водорода. В результате найдено, что содержание дейтерированных молекул относительно H₂ составляет ~10⁻⁹-10⁻¹¹ для DCO⁺ и DNC, ~10⁻¹⁰-10⁻¹¹ для N₂D⁺ и ~10⁻⁸-10⁻¹⁰ для NH₂D. Относительное содержание уменьшается с увеличением температуры с 20 до 40 К. Однако отношение DCN/H₂ практически постоянно и составляет ~10⁻¹⁰.

Данные наблюдений и их обработка

В работе используются данные наблюдений, проведенных в 2019 году на 30-метровом радиотелескопе IRAM. Наблюдения включали пять областей образования звезд большой массы (L1287, S187, S231, DR21(OH), NGC7538). В результате были получены карты размером ~200''×200''. Полученные спектры включали переходы J=1-0 и J=2-1 DCO⁺, DCN, DNC, N₂D⁺ и 1₁₁-1₀₁ NH₂D, а также переходы их гидрогенизированных аналогов HCO⁺, HCN, HNC. Частоты переходов были взяты из каталога CDMS (<http://cdms.de>) [1]. Для обработки данных была использована программа CLASS пакета GILDAS (<https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>). Кроме того, были использованы архивные данные наблюдений пыли SCUBA на 850 мкм [2]. Весь набор данных был приведен к одинаковому пространственному разрешению 40''. Антенная температура T_A была приведена к значениям температуры в главном лепестке T_{mb}.

Результаты

Для оценки кинетической температуры в работе используется отношения интегральных интенсивностей переходов J=1-0 H¹³CN и HN¹³C (см. подробнее в [3–5]), используя формулу $179 \exp(-109/T_{kin})$. Полученные карты температуры были дополнительно расширены с помощью данных основных изотопологов HCN и HNC.

Считая, что оптическая толщина мала, для расчетов плотности газа и лучевых концентраций молекул была использована программа RADEX [6], которая включает модель переноса излучения в не-ЛТР приближении. Значения коэффициентов частоты столкновений были взяты из каталога LAMDA [7]. Сначала была получена сетка модельных значений при температурах 5-80 К, плотностях газа 10³-10⁸ см⁻³ и лучевой концентрации 10¹² см⁻². Далее были вычислены отношения интегральных интенсивностей J=2-1/1-0 DCO⁺, DCN, DNC, из которых путем сравнения наблюдений и результатов моделирования были получены оценки плотности газа. После этого были получены оценки лучевых концентраций молекул.

Оценки лучевых концентраций молекулярного водорода были получены по данным наблюдений пыли на 850 мкм. Лучевая концентрация H_2 связана с плотностью потока излучения пыли [8]:

$$N_{H_2} = \eta \frac{S_v}{B_\nu(T_{dust}) \Omega \kappa_\nu \mu m_H}. \quad (1)$$

После подстановки численных значений [9]:

$$N_{H_2} = 2.02 \times 10^{24} (e^{14.39/(\lambda \cdot T)} - 1) \frac{\lambda^3 \cdot S_v}{\kappa_\nu \cdot \theta^2}, \quad (2)$$

где лучевая концентрация в $см^{-2}$, отношение масс газа к пыли $\eta=100$, функция Планка $B_\nu(T)$, плотность потока S_v в мЯн/рад², телесный угол Ω , ширина луча по половинной мощности θ в угловых секундах, длина волны λ в мм, температура пыли T_{dust} в Кельвинах, масса атома водорода m_H и средняя молекулярная масса $\mu=2.8$. Непрозрачность пыли $\kappa_\nu=1.82$ см²/г на 850 мкм [10]. Мы предполагали, что температура пыли одинакова и равна 20 К.

На рисунке представлены полученные оценки содержания молекул DCO^+ , DCN, DNC, NH_2D и N_2D^+ относительно H_2 в зависимости от кинетической температуры.

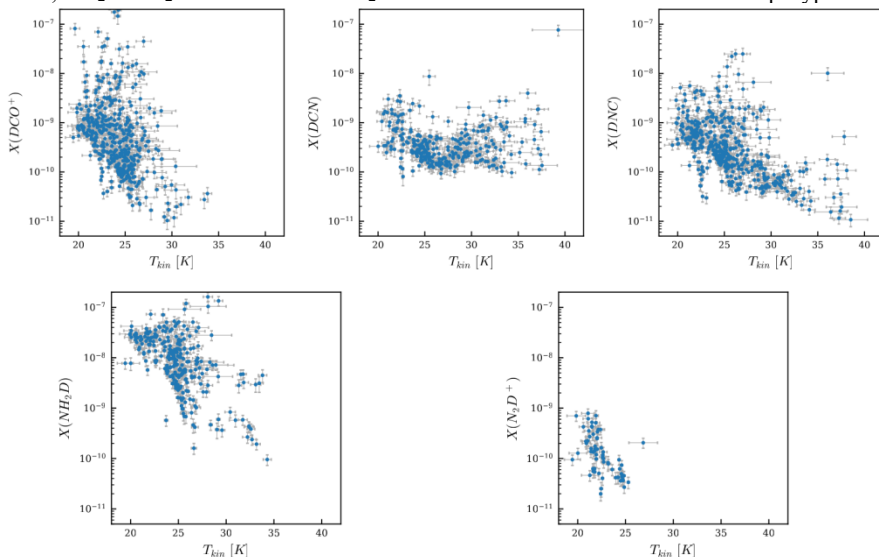


Рис.

Выводы

Содержание дейтерированных молекул относительно H_2 составляет $\sim 10^{-9}$ - 10^{-11} для DCO^+ и DNC, $\sim 10^{-10}$ - 10^{-11} для N_2D^+ и $\sim 10^{-8}$ - 10^{-10} для NH_2D . Относительное содержание уменьшается с увеличением температуры с 20 до 40 К. Однако отношение DCN/ H_2 практически постоянно и составляет $\sim 10^{-10}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 22-22-00809).

- [1] Müller H. S. P., Schlöder F., Stutzki J., Winnewisser G. // *Journal of Molecular Structure*. 2005. Vol. 742. P. 215.
- [2] Di Francesco J., Johnstone D., Kirk H., MacKenzie T., Ledwosinska E. // *ApJS*. 2008. Vol. 175. P. 277.
- [3] Hacar A., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. // *A&A*. 2020. Vol. 635. P. A4.
- [4] Beuther H., Wyrowski F., Menten K. M. et al. // *A&A*. 2022. Vol. 665. P. A63.
- [5] Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А., Хенкель К. // *Астрон. журн.* 2022. Т. 99, № 12. С. 1254.
- [6] van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L., Jansen D. J., van Dishoeck E. F. // *A&A*. 2007. Vol. 468. P. 627.
- [7] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. // *A&A*. 2005. Vol. 432. P. 369.
- [8] Hildebrand R. H. // *QJRAS*. 1983. Vol. 24. P. 267.
- [9] Kauffmann J., Bertoldi F., Bourke T. L., Evans N. J. I., Lee C. W. // *A&A*. 2008. Vol. 487. P. 993.
- [10] Ossenkopf V., Henning T. // *A&A*. 1994. Vol. 291. P. 943.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН НА СЛАБОНАКЛОННЫХ ТРАССАХ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

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

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

В настоящее время является актуальной задача определения характерных параметров перемещающихся ионосферных возмущений ПИВ, вызывающих искажения ионограмм наклонного зондирования ионосферы в виде характерных образований U-типа. В работе представлены результаты моделирования распространения КВ радиоволн на трех слабонаклонных трассах среднеширотной ионосферы во время регистрации подобных ПИВ. Для анализа характеристик возмущенной области ионосферы использовались ионограммы вертикального и дистанционно-частотные характеристики (ДЧХ) наклонного зондирования ионосферы, полученные во время специального эксперимента по синхронной работе трех ЛЧМ пространственно-разнесенных ионозондов 19 декабря 2019 г. [1]. В основе работы лежит синхронное моделирование для трех трасс в случае последовательного излучения ЛЧМ-сигналов в р/п Васильсурск и г. Йошкар-Ола с интервалом одна минута, а также их регистрации в г. Нижний Новгород и р/п Васильсурск.

Цель работы состоит в определении пространственных масштабов, амплитуды возмущения, а также скорости и направления перемещения ПИВ.

Расчет траекторий распространения лучей декаметровых волн, распространяющихся в сферически-слоистой магнитоактивной ионосферной плазме, проводился в присутствии ПИВ в приближении геометрической оптики. Для обыкновенной и необыкновенной волн решались характеристические лучевые уравнения в сферической системе координат, связанной с реальными сферическими географической и магнитной системой координат. При этом использовалось наклонение геомагнитного поля 71.6° , склонение 11.0° и гирочастота 1.36 МГц (что соответствует данным модели IGRF) [2].

Схема трасс распространения радиоволн и перемещения неоднородности (ПИВ) в проекции на поверхность Земли представлена на рис. 1. Красными кружками показаны средние точки трасс, ПИВ – перемещающийся серый параллелограмм, V_x , V_y – проекции скорости ПИВ на соответствующие оси координат. Длины трасс и азимуты (отсчитываются от направления на север по часовой стрелке) из пунктов передачи в пункт приема составляют, соответственно: трасса 1 (п. Васильсурск – г. Нижний Новгород) – 130 км и $280,3^\circ$; трасса 2 (г. Йошкар-Ола – г. Нижний Новгород) – 240 км и $263,6^\circ$; трасса 3 (Йошкар-Ола – п. Васильсурск) – 124 км и $63,0^\circ$.

Профиль электронной концентрации в невозмущенной ионосфере (без ПИВ) был восстановлен по ионограмме вертикального зондирования ионосферы, полученной в 08:45 UTC на ионозонде CADI в р/п Васильсурск в момент отсутствия ПИВ.

Возмущение профиля электронной концентрации (неоднородность) при прохождении ПИВ моделировалось участком гармонической функции (плоской волны) размером в половину длины волны L (ось z параллельна вертикали):

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

при условии $|x \cos \alpha \cos \beta + y \sin \alpha \cos \beta + z \sin \beta| > L/4$, где $N_0(z)$ – электронная концентрация в невозмущенной ионосфере (невозмущённый профиль), δ – относительная амплитуда неоднородности; $L/2$ – характерный масштаб неоднородности; H – высота центра неоднородности над поверхностью Земли; α – азимутальный угол направления распространения волны; β – угол наклона фронта волны относительно вертикали.

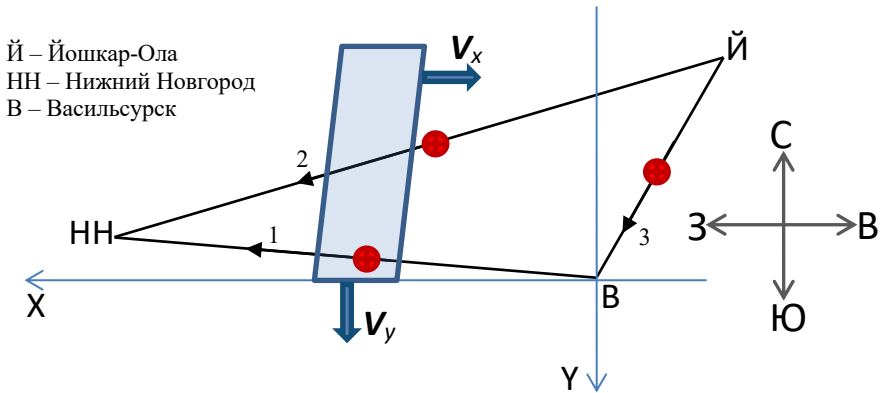


Рис. 1

Здесь $-\frac{2\pi}{L} (x \cos \alpha \cos \beta + y \sin \alpha \sin \beta + z \sin \beta) = -\mathbf{K}\mathbf{r}$, $\mathbf{K}\{k_x, k_y, k_z\}$ – волновой вектор, $\mathbf{r}\{x, y, z\}$ – радиус-вектор в системе координат с началом ($x=0, y=0, z=0$) в условном центре неоднородности. При моделировании перемещение фронта плоской волны задавалось перемещением центра неоднородности (и, следовательно, его географических координат) относительно средней точки трассы при $H=\text{const}$ (H – высота центра неоднородности над поверхностью Земли) по широте с запада на восток и по долготе с севера на юг.

Наилучшее совпадение расчетных ДЧХ с экспериментальными обнаруживается при следующие значения параметров ПИВ: $\delta = 0.2$, $L = 100$ км, $\alpha = -10.25^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $H = 250$ км. Ниже на рис. 2 (а,б) для О- и Х-компоненты приведены экспериментальные и расчетные графики временных задержек τ в зависимости от частоты волны f для трассы 1 (а - в 8:35 UTC при положении центра неоднородности в точке 56,1°с.ш., 44,8°в.д.; б - в 8:38 UTC при положении центра в точке 56,1°с.ш., 44,95°в.д.).

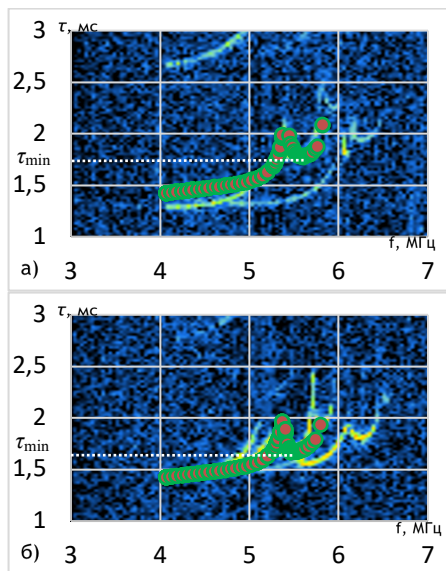


Рис. 2

Так как характерной особенностью ПИВ является ДЧХ в виде «серпа», который имеет минимум, то особое внимание акцентировалось на соответствующем значении минимальной задержки τ_{\min} . Данному значению задержки соответствует луч определенной частоты f . На рис.3 показана схема прохождения луча через область ПИВ на трассе 1 в проекции на плоскость xz при положении центра неоднородности над точкой с координатами $56,1^\circ$ с.ш., $44,8^\circ$ в.д.: а) $f = 5.6$ МГц, $H = 250$ км и $\tau_{\min} = 1.78$ мс; б) $f = 5.39$ МГц, $H = 235$ км и $\tau_{\min} = 1.6$ мс. Красным кружком отмечена средняя точка трассы. Область между двумя сплошными зелеными линиями - срез неоднородности в плоскости xz , проходящей через ее центр на высоте $H = 250$ км (синий кружок). \mathbf{K}_{xz} – проекция волнового вектора на плоскость xz . Серой кривой показан невозмущенный профиль электронной концентрации.

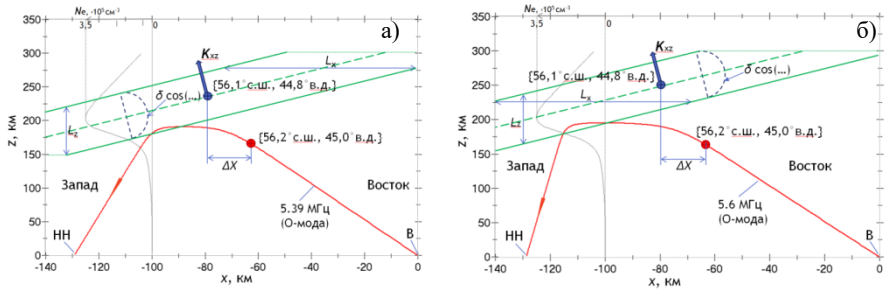


Рис. 3

Согласно используемой модели, неоднородность имеет большую (практически бесконечную) протяженность в плоскости, перпендикулярной K_{xz} . Это приводит к тому, что моделирование перемещения неоднородности посредством движения ее центра в горизонтальном направлении (при $H=\text{const}$) эквивалентно изменению высоты ее центра без сдвига в горизонтальной плоскости, что соответствует изменению эффективной высоты взаимодействия луча с неоднородностью, т.е. определяет участок луча, попадающий в область неоднородности. Данный участок луча может не захватывать координату средней точки трассы, а форма траектории значительно отклоняется от траектории луча в невозмущенной ионосфере. Согласно серии экспериментальных данных, ПИВ со временем движется так, что минимальное значение задержки τ_{\min} убывает (что отмечено в работе [1]), и перемещается в сторону более низких частот. Соответственно, однозначный выбор направления движения ПИВ в горизонтальной плоскости определяется направлением перемещения неоднородности, при котором убывает τ_{\min} . Для всех трех трасс независимые расчеты показали одно и то же такое направление перемещения при одних и тех же параметрах неоднородности.

Исходя из полученной геометрии и с учетом известного из эксперимента временного интервала между регистрацией ДЧХ на одной и той же трассе $\Delta t=3\text{мин}$, был вычислен угол, определяющий направление перемещения ПИВ (отсчитывается от направления на север по часовой стрелке) $\varphi \approx 105^\circ$, а также модуль скорости перемещения ПИВ по следующим формулам: $S=\Delta X \cdot \cos(\varphi-90^\circ)=\Delta Y \cdot \sin(\varphi-90^\circ)$, $|V|=S/\Delta t$, $|V|=85\text{м/с}$, где ΔX – расстояние (в км), определяющее смещение центра неоднородности вдоль направления запад-восток, эквивалентное соответствующему изменению долготы за период времени Δt ; S – расстояние (в км), определяющее смещение неоднородности в направлении вектора скорости V за период времени Δt . Установлено также, что в эксперименте 19.12.2019 в период времени с 8:35 UTC до 10:06 UTC наблюдался не одиночный ПИВ, а серия последовательных ПИВ: после исчезновения одного следа ПИВ с низким значением τ_{\min} , новый след каждый раз появлялся с высоким значением τ_{\min} , что соответствует следующему ПИВ в серии.

Таким образом, траекторные расчеты КВ радиоволн на слабонаклонных трассах при наличии ПИВ позволяют добиться подобию результатов моделирования измеренным ДЧХ и сделать выводы о пространственных масштабах, амплитуде возмущения, а

также направлении и скорости движения неоднородности (ПИВ). Динамика поведения ПИВ 19.12.2019 показывает, что регистрируемое снижение минимума временной задержки (эквивалентно действующей высоте) ПИВ со временем соответствует смещению области неоднородности с северо-запада на юго-восток. Определены средний модуль скорости ПИВ: $|V| \approx 85$ м/с, и направление перемещения ПИВ (угол от направления на север по часовой стрелке) $\varphi \approx 105^\circ$.

Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами аналогичных работ по моделированию и определению направления движения ПИВ [3, 4]. Отличие заключается в том, что в данной работе использовались экспериментальные данные не по одной, а по трем синхронным трассам одновременно.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-12-00197П.

- [1] Vybornov F., Sheiner, O., Kolchev, A., et al. // Atmosphere. 2022. Vol. 13, № 84.
- [2] <https://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>
- [3] Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 6. С. 462.
- [4] Laryunin O.A. // Geodynamics&Tectonophysics. 2019. Vol. 10, No. 3. P. 655.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА, СВЯЗАННЫХ С ЗАЛИМБОВЫМИ КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Существуют методы краткосрочного и сверхкраткосрочного прогноза мощных энерговыделений на Солнце в виде вспышек, корональных выбросов массы (СМЕ), усилений скорости и потока частиц при наличии корональных дыр. Одним из таких перспективных методов является разработанный с нашим участием метод прогноза СМЕ [1], основанный на совокупности данных явлений радиоизлучения Солнца в широком диапазоне частот (от сотни мегагерц до 10000 мегагерц) на протяжении нескольких суток, предшествующих солнечным событиям [2].

Очевидно, что разработанные методы, в том числе и указанный выше, применимы при условии, когда источник СМЕ наблюдается на видимой стороне диска Солнца на протяжении нескольких (более 2-х) дней.

В то же время, поскольку радиоизлучение Солнца из центров активности, с которыми, как правило, связаны источники вспышек и СМЕ, формируется на всей совокупности высот фотосферы, хромосферы и короны Солнца, то существуют возможности наблюдений за радиоизлучением активных областей в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. В этом случае для прогностических целей можно использовать только последнее звено разработанной методики прогнозирования СМЕ, связанное с существованием микроволновых предвестников на 2-х часовом интервале до регистрации СМЕ. Возможность таких наблюдений ограничивается временным интервалом (2-3 суток), когда еще наблюдается активная область на высотах хромосферы и короны Солнца. Этого может оказаться достаточным для эффективности прогностических целей, поскольку именно таким интервалом времени определяется приход СМЕ к Земле. Заметим, корональные выбросы массы распространяются в межпланетном пространстве по спиральным траекториям, обусловленным вращением Солнца и его магнитным полем. Вследствие этого только те залимбовые события, что находятся за западным краем диска, могут повлиять на Землю. Тогда, как СМЕ, обусловленные источниками на восточном краю диска, проходят вне орбиты Земли.

Данная работа посвящена анализу ряда событий СМЕ, произошедших за видимым диском Солнца в 2010, 2011, 2023 гг.

Исследования проведены на основе данных солнечного микроволнового излучения, получаемых при наземном круглосуточном мониторинге и размещаемых в сети Интернет в реальном времени, при сравнительно простых усовершенствованиях методов обработки имеющейся информации. Данные о регистрации корональных выбросов массы размещены в Каталогах СМЕ SOHO LASCO [3] и SACTus [4].

На рис. 1а в качестве примера приведены данные каталога SACTus о событии СМЕ 03.08.2010, зафиксированном на восточном краю диска Солнца в 11:12 UT, на рис. 1б и 1в – изображения Солнца в линии Fe IX/X (174 Å) 03.08.2010 и 05.03.2010. Из рис. 1 по нашим представлениям следует, что событие СМЕ произошло в залимбовой области примерно за 2-е суток до выхода активной области (АО) на диск 05.08.2010 (рис. 1в). При этом в радиоизлучении 03.08.2010 наблюдаются одновременные кратковременные

всплески только в длинноволновой части спектра частот (127, 33 МГц), формирующиеся на больших высотах солнечной короны.

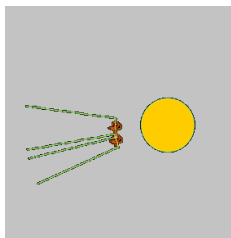


Рис. 1а

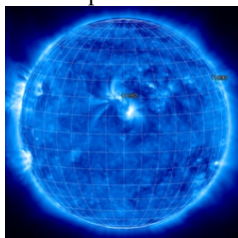


Рис. 1б

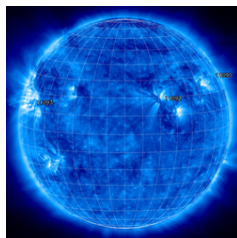


Рис. 1в

Более наглядный случай продемонстрирован для события СМЕ типа Halo 07.08.2010 в 18.36 UT (рис. 2а, по данным Каталога SOHO LASCO здесь и далее). Это событие также соответствует источнику, выходящему из-за восточного края диска (рис. 2б). Совокупность предвестников СМЕ наблюдается уже в широком спектре частот от 245 до 2695 МГц (рис. 2в), т.е. практически на всех высотах от хромосферы до нижней короны. Здесь же можно обратить внимание на такие характерные особенности предвестников СМЕ, как подобие профилей на разных частотах и их практически одновременное возникновение. До этого в течение 2-х часов всплески в радиоизлучении не регистрируются.

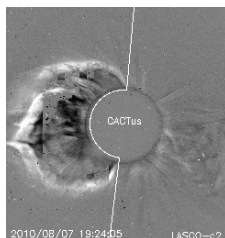


Рис. 2а

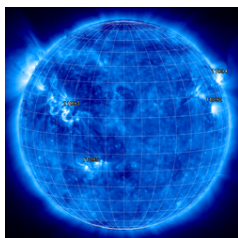


Рис. 2б

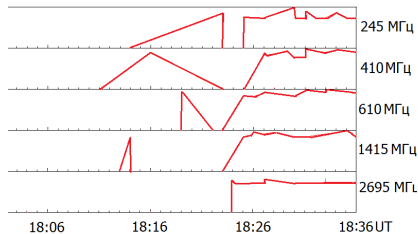


Рис. 2в

Корональный выброс 28.01.2011 регистрируется в 01:25 UT (рис. 3а) из заходящей активной области 11149 (рис. 3б)

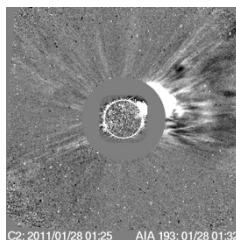


Рис. 3а

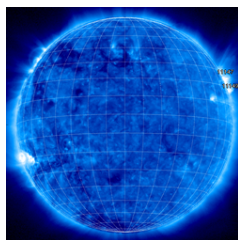


Рис. 3б

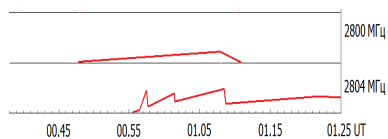


Рис. 3в

Радиоизлучение до регистрации данного события СМЕ за западным краем диска Солнца демонстрирует такие особенности предвестников СМЕ, как отсутствие всплесковых событий в течение 2-х часов до предвестников, а также их возникновение примерно за 40 минут до регистрации СМЕ (рис. 3в).

Особый интерес вызывают события марта текущего, 2023 г., когда было зарегистрировано внезапное повышение уровня геомагнитной активности без увеличения всплывочной активности Солнца.

Наблюдаемые в интересующий нас период марта 2023 г. корональные выбросы массы были, в основном, слабыми событиями. Такие слабые события ассоциируются с микроволновыми предвестниками в низкочастотной части спектра, опережающими примерно на час время регистрации события. Наличие предвестников только на низких частотах может отражать характер формирования СМЕ, либо условия распространения радиоизлучения, обуславливающие диаграмму направленности его излучения.

Подтверждением этому может служить ряд событий СМЕ, произошедших за западным лимбом солнечного диска 21 марта 2023 г.

Так, СМЕ, зарегистрированные 21.03.2023 в 12:12 UT и 12:24 UT (рис. 4а), распространяются, скорее всего, из расположенной на лимбе области 13251 (рис. 4б). Это продемонстрировано снимком Солнца в рентгеновских лучах на спутнике Hinode (рис. 4в): на западном краю нет активных областей, но видны вспышечные арки из-за западного лимба.

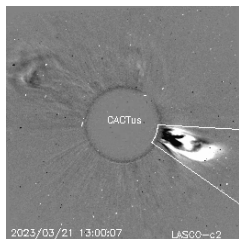


Рис. 4а

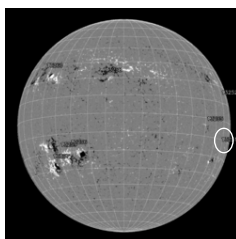


Рис. 4б

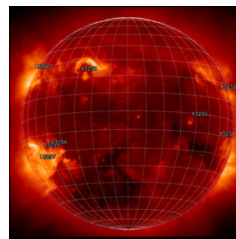


Рис. 4в

В 11:10 UT регистрируется низкочастотное излучение в диапазоне 112-172 МГц. Для этих событий наблюдается низкочастотная компонента радиоизлучения, которая рассматривается, как предвестники событий СМЕ, произошедших на обратной стороне диска в областях до 30 градусов от края диска (2-е суток перемещения АО из-за вращения Солнца).

Обратим внимание на еще одно событие СМЕ, зарегистрированное 21.03.2023 в 15:24 UT (рис. 5а). СМЕ, предположительно, выходит из области 13252 на лимбе (рис. 5б). Низкочастотное излучение (в диапазонах 111-172, 074-180 и 245 МГц) наблюдается, начиная с 14:09, т.е. примерно за 1,5 часа до регистрации СМЕ (15:24 UT).

Таким образом, проведенное рассмотрение свидетельствует о расширении возможностей применения ранее разработанного метода прогноза регистрации корональных выбросов массы по особенностям широкополосного солнечного радиоизлучения, связанного с микроволновыми предвестниками, для источников, расположенных на краю солнечного диска или за ним.

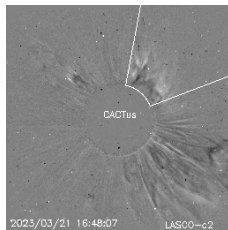


Рис. 5а

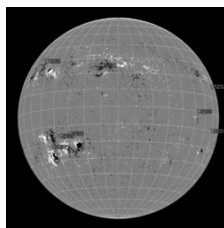


Рис. 5б

Такие возможности связываются с повышением надежности сверхкраткосрочного прогноза событий на 2-х часовом интервале до регистрации событий и для положений источников за 1-2 суток до их появления или исчезновения с видимого диска. Последнее очень важно при прогнозе геоэффективности происходящих событий.

Так, по приведенным примерам можно сделать вывод о возможной причине внезапного непрогнозируемого повышения уровня геомагнитной активности без увеличения вспышечной активности Солнца утром 23 марта 2023г. (рис. 6). Повышение обусловлено западными заливбовыми СМЕ 21.03.2023г.

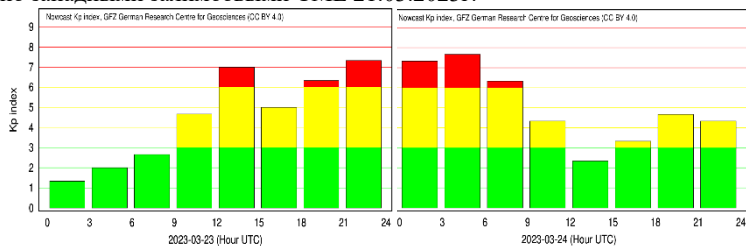


Рис. 6

Работа выполнена по проекту FSWR-2023-0038 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

В работе принимал участие ученик 11 класса лицея № 40 Чесноков Леонид.

- [1] Фридман В.М., Шейнер О.А. // пат. 2630535 РФ: G01T 1/16 /. заявл. 12.01.2016; опубл. 11.09.2017.
- [2] Шейнер О.А., Фридман В.М. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 5-6. С. 311.
- [3] https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ (дата обращения 2023-05-22).
- [4] <http://sidc.be/cactus> (дата обращения 2023-05-22).

К ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Т.В. Симонова, В.Е. Шапошников

ИПФ РАН

Введение

В работе изучена неустойчивость электростатических волн в электронно-позитронной плазме при условии, что частота верхнего гибридного резонанса близка к одной из гармоник электронной гирочастоты. Неустойчивость обусловлена присутствием в равновесной плазме небольшой примеси электронов или позитронов с неравновесной функцией распределения типа «конус потерь». В условиях, характерных для локального источника радиоизлучения с квазигармонической структурой пульсара в Крабовидной туманности, получены дисперсионные кривые электронных циклотронных волн и вычислены инкременты циклотронной неустойчивости.

Зebra-структура в спектре излучения пульсара в Крабовидной туманности

Рассматриваемый пульсар располагается в центре Крабовидной туманности и представляет собой нейтронную звезду с радиусом примерно 10 км. Магнитное поле пульсара достаточно сильное: его величина составляет примерно 10^{12} Гс вблизи нейтронной звезды и 10^6 Гс - вблизи ее светового цилиндра. Магнитосфера пульсара, согласно наиболее популярным моделям, заполнена электрон-позитронной плазмой.

В 2007 году учёные из Нью-Мексико Хэнкинс и Эйлек получили очень специфические динамические спектры радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности. Эти спектры представляют собой сравнительно узкие квазигармонические полосы, параллельно дрейфующие во времени. Пример такого спектра представлен на рис.1.

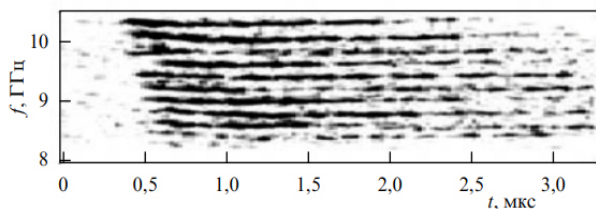


Рис. 1

Такой вид спектра накладывает существенные ограничения на выбор возможных механизмов радиоизлучения. В частности, такие полосы нельзя объяснить обычным циклотронным механизмом излучения, так как они не имеют строго фиксированного расстояния между ними, которое бы соответствовало гирочастоте. Расстояние между полосами значительно меньше самой частоты излучения, кроме того, при переходе от одной частоты к другой оно увеличивается с ростом частоты. Аналогичные динамические спектры ранее наблюдались в радиоизлучении Солнца и Юпитера. В качестве механизма генерации излучения с такими спектрами рассматривался эффект двойного плазменного резонанса (ДПР).

Исходя из аналогии между частотными спектрами с квазигармонической структурой в радиоизлучении Солнца, Юпитера и пульсара в Крабовидной туманности, авторы [2] предположили, что эффект ДПР возможен в электрон-позитронной плазме. Так как

источник, основанный на эффекте ДПР, должен быть расположен в магнитосфере пульсара, обладающего сильным магнитным полем, было предположено, что в магнитосфере пульсара существуют локальные образования со слабым магнитным полем и плотной плазмой. В качестве модели такого источника был предложен токовый слой со слабым поперечным магнитным полем B_{\perp} . Схематическое представление такого локального образования приведено на рис.2. Заштрихованная область в центре – это область плазмы с примесью энергичных неравновесных электронов, где реализуется эффект ДПР.

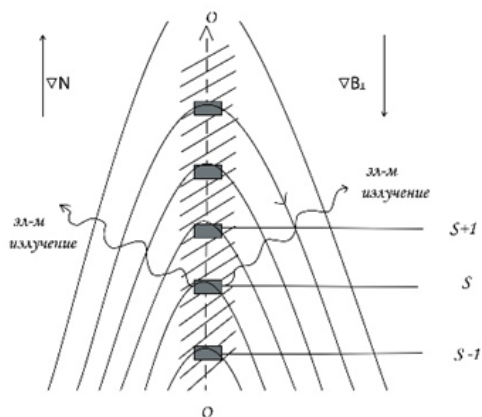


Рис. 2

Вследствие неоднородности источника вдоль оси слоя ДПР будет периодически выполняться на разных высотах с разными гирогармониками, формируя спектр излучения источника в виде квазигармонических полос излучения. Но в работе [2] и в последующих работах, посвященных интерпретации спектров пульсарного излучения с квазигармонической структурой, не дано обоснования существования эффекта ДПР в электрон-позитронной плазме. В представляемой работе проведено исследование эффекта двойного плазменного резонанса в электрон-позитронной плазме.

Двойной плазменный резонанс в электрон-позитронной плазме

Используя работы [3,4], мы получили, что при равенстве температур и концентраций электронов и позитронов дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \frac{2\omega_{pe}^2}{k^2 V^2} \left[1 + i\pi z_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\lambda) J_n(\lambda) w(z_n) \right] = 0. \quad (1)$$

Данное выражение сводится к соответствующему дисперсионному уравнению в электрон-протонной плазме, в котором перед квадратом плазменной частоты стоит множитель 2. В этом случае выражение для частоты верхнего гибридного резонанса будет иметь вид: $\omega_{UH} = \sqrt{2\omega_p^2 + \omega_B^2}$

Это выражение отличается от аналогичного выражения для электронно-протонной плазмы только множителем 2 перед квадратом плазменной частоты. В соответствии с моделью источника [2] и воспользовавшись работой [4] мы построили графики для дисперсионных кривых для гармоник с 9-11 (рис. 4). На нем видна область с нормальной дисперсией, то есть та область, где действительно может быть реализован эффект двойного плазменного резонанса.

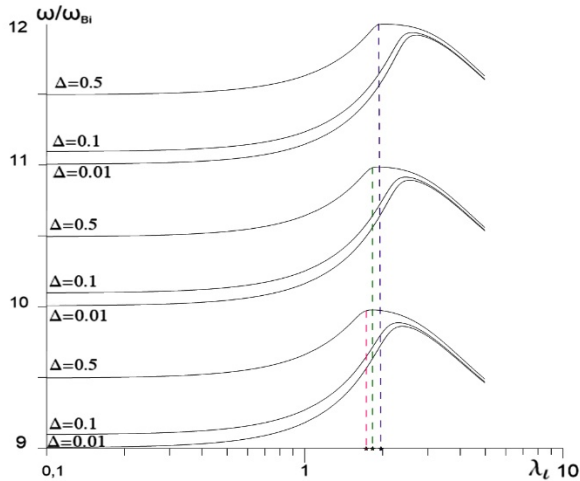


Рис. 3

Расчет инкремента неустойчивости.

Оценим величину инкремента неустойчивости циклотронных волн в случае двойного плазменного резонанса. Для этого рассмотрим систему, состоящую из равновесной плазмы и небольшой добавки энергичных частиц (электронов или позитронов) с неравновесной функцией распределения по скоростям. В качестве такой функции возьмем функцию типа «конус потерь». Продольная диэлектрическая проницаемость может быть записана в следующем комплексном виде, где в реальную часть основной вклад дает равновесная компонента плазмы, а в мнимую - электроны и позитроны неравновесной компоненты: $\varepsilon_{\parallel}(\omega) = \text{Re}\varepsilon_{\parallel}^{(0)}(\omega) + i\text{Im}\varepsilon_{\parallel}^{(1)}(\omega) = 0$

Инкремент неустойчивости определяется с помощью следующего выражения.

$$\gamma = - \left. \frac{Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}}{\partial(Re\varepsilon_{\parallel}^{(0)})/\partial\omega} \right|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}. \quad (2)$$

При этом действительная часть диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$D = \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} e^{-\lambda} \int_0^{\pi} \frac{\tau \cos(\Omega\tau) \sin(\Omega\pi) - \sin(\Omega\tau) \cos(\Omega\pi) \pi}{\sin^2(\Omega\pi)} \sin\tau \exp(-\lambda \cos\tau) d\tau. \quad (3)$$

Также получим, что для электронов с распределением по скоростям типа конус потерь мнимая часть диэлектрической проницаемости внутри гибридной полосы от $s-1$ до s вблизи нижней границы гибридной полосы выглядит следующим образом:

$$Im\varepsilon_{\parallel}^{(1)}(k_{\parallel}^{опт}) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \frac{\omega}{\omega - (s-1)\omega_B} \varphi'_{s-1}(\xi). \quad (4)$$

Здесь $\varphi'_{s-1}(\xi) = \frac{1}{2} e^{-\xi} [I_{s-2}(\xi) - 2I_{s-1}(\xi) + I_s(\xi)]$, $\xi = \lambda \left(\frac{V_p}{V_{Tp}} \right)^2 = \frac{k_{\perp}^2 V_p^2}{\omega_B^3}$. С помощью полученных выражений построим график зависимости инкремента $\Gamma = (\gamma/\omega_B) N/N_e$ от ω/ω_B в четырех полосах $s = 8, 9, 10, 11$ при расстройке $\Delta = 0.01$ (рис.5)

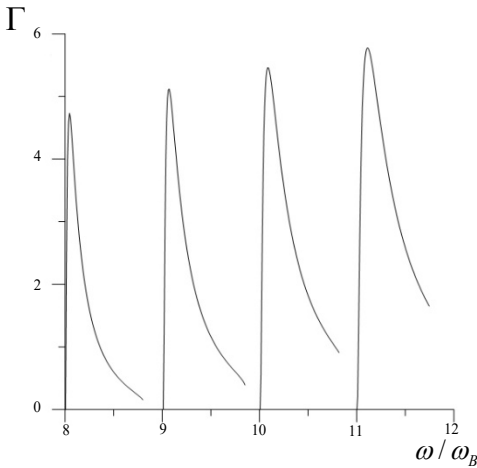


Рис. 4

Наибольший инкремент реализуется для волн, частоты которых находятся в гибридной полосе частот, то есть в частотном интервале между соседними гармониками гирочастоты, в котором расположена верхняя гибридная частота.

Из графика видно, что наибольшее значение инкремента достигается при малом отличии ω_p от $s\omega_B$, что позволяет говорить об эффекте резонанса при $\omega_p \approx s\omega_B$. Полоса частот с высокими значениями инкремента занимает малую часть интервала ω_B между гармониками.

- [1] Hankins T.H., Eilek J.A. // The Astrophysical Journal. 2007. Vol. 670. P. 693.
 [2] Железняков В.В., Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е. // УФН. 2016. Т. 186, № 10. С. 1090.
 [3] Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. – М.: Наука, 1974, 720 с.
 [4] Tataronis J.A., Crawford F.W. // J. Plasma Physics. 1970. Vol. 4, No. 2. P. 231.

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

Основная причина интереса к параметрам плазмы во вспышках на Солнце заключается в том, что она является ключевым источником энергии и ускоренных частиц, которые затем могут влиять на окружающую среду и нашу планету. Кроме того, понимание происходящих во вспышках процессов позволяет улучшить прогнозирование солнечной активности и предотвращать возможные негативные последствия для нашей современной технологической инфраструктуры.

Цель данной работы – показать возможности для восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных структурах при использовании данных многочастотных наблюдений Сибирского радиогелиографа.

Используемые данные

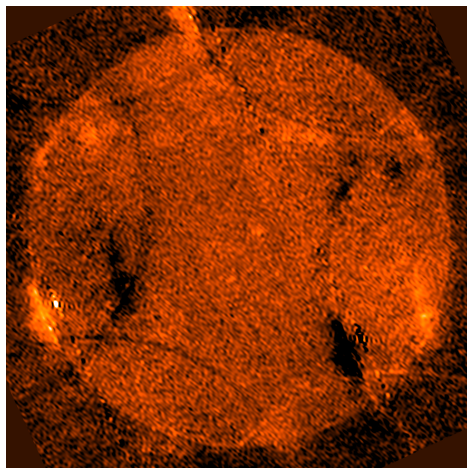


Рис. 1

В качестве предмета радиодиагностики было выбрано вспышечное событие NOAA 13256, произошедшее 18 марта 2023 в восточной части солнечного лимба (рис. 1), и имеющее рентгеновский класс мощности C9.4. Данная вспышка была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе в двух частотных диапазонах: 3-6 ГГц и 6-12 ГГц. Временные профили плотности потока радиоизлучения вспышки на 4-х частотах показаны на рис. 2. Данные радионаблюдений на СРГ располагаются в открытом доступе [1], и представляют собой информацию о значении функции видности для каждой из пар антенн радиоинтерферометра. Анализ динамики пространственной структуры и временных профилей интенсивности и поляризации радиоизлучения вспышки на различных частотах в диапазоне 6-12 ГГц приведён в работах [2, 3]. К сожалению, данный интерферометр работает пока только в тестовом режиме и на некоторых частотах не удалось получить достаточно качественные изображения. Поэтому для анализа был выбран частотный диапазон от 5.8 ГГц до 8.6 ГГц с 8 частотными каналами. Тем не менее, этого хватило для построения спектра излучения, включающего спектральный максимум.

В качестве предмета радиодиагностики было выбрано вспышечное событие NOAA 13256, произошедшее 18 марта 2023 в восточной части солнечного лимба (рис. 1), и имеющее рентгеновский класс мощности C9.4. Данная вспышка была зарегистрирована на Сибирском радиогелиографе в двух частотных диапазонах: 3-6 ГГц и 6-12 ГГц. Временные профили плотности потока радиоизлучения вспышки на 4-х частотах показаны на рис. 2. Данные радионаблюдений на СРГ располагаются в открытом доступе [1], и представляют собой информацию о значении функции видности для каждой из пар антенн радиоинтерферометра. Анализ динамики пространственной структуры и временных профилей интенсивности и поляризации радиоизлучения вспышки на различных частотах в диапазоне 6-12 ГГц приведён в работах [2, 3]. К сожалению, данный интерферометр работает пока только в тестовом режиме и на некоторых частотах не удалось получить достаточно качественные изображения. Поэтому для анализа был выбран частотный диапазон от 5.8 ГГц до 8.6 ГГц с 8 частотными каналами. Тем не менее, этого хватило для построения спектра излучения, включающего спектральный максимум.

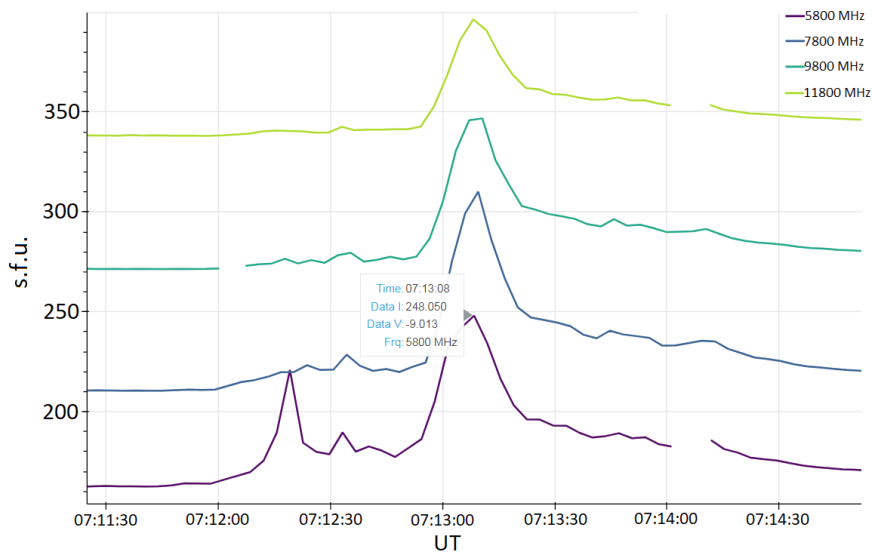


Рис. 2

Подготовка данных и получение частотных спектров

В каждом из измерений есть не только сигнал от Солнца, неба и окружающей среды, но и ошибки, вызванные изменчивостью коэффициентов передачи антенн. Они искажают каждую гармонику, сдвигая ее по фазе и амплитуде, и при сложении изображение «разрушается». Для получения первичного «грязного» изображения нужно от этого избавиться, проведя калибровку. Ее цель состоит в том, чтобы из принимаемых сигналов вычленил необходимые видности и убрать все инструментальные ошибки. Осуществляется данный процесс при помощи специального ПО, разработанного сотрудниками Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН.

Параллельно с процессом калибровки происходит уменьшение влияния вторичных солнечных дисков (см. рис. 1), образованных боковыми лепестками диаграммы направленности. Осуществляется это путем вычитания из радиоизображения свертки модельного солнечного диска с диаграммой направленности радиоинтерферометра. Процедуру чистки изображения было решено не проводить, поскольку имеющиеся артефакты не оказывают влияние на вспыхивающую область.

Анализ плазмы должен производиться для одного и того же места во вспыхивающей петле, а вид этой петли может сильно меняться от частоты к частоте. Для решения данной проблемы была написана программа, которая совмещает изображения на разных частотах. Алгоритм ее работы основан на выравнивании по некоторой стабильно излучающей в радиодиапазоне области изображения на каждой из частот. Обычно в качестве такого источника выбирается солнечное пятно, так как время его изменения довольно продолжительное, и составляет от часов до нескольких суток, что гораздо

больше секундных процессов, происходящих во вспышке. Изображения совмещаются по координатам наиболее яркого пикселя. Размер выделяемой области должен быть примерно равен угловым размерам солнечного пятна (не более 1 угловой минуты). В данной работе для совмещения изображений использовалось пятно NOAA 13251.

Частотный спектр получается путем пересчета яркостной температуры из 9 пикселей из области вершины вспышечной петли в единицы плотности солнечного потока ($1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$). Так как данная вспышка является очень короткой (время всплеска сопоставимо по времени с циклом опроса антенных приемников, составляющим 3.2 сек, см. рис. 1), было принято решение усреднить частотный спектр за 10 секунд, с 07:13:06 до 07:13:16 UT, а также для снижения шумов произвести аппроксимацию полиномом 3-ей степени.

Проведение радиодиагностики

В качестве восстанавливаемых были выбраны следующие параметры: температура плазмы T , концентрация тепловых электронов n_0 , напряженность магнитного поля B , угол между направлением магнитного поля и луча зрения θ , концентрация нетепловых электронов n_e , показатель энергетического спектра δ_1 в одно-степенных распределениях электронов $N(E) = AE^{-\delta_1}$.

Восстановление параметров плазмы во вспышечной петле осуществляется 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 [4]. Подробно методы решения данной задачи описаны в работах [5, 6].

Запускалась программа восстановления параметров со следующей конфигурацией: количество поколений – 20, количество потомков в одном поколении – 200, коэффициент ширины нормального и логнормального распределений параметров – 5.5, количество генерируемых в пространстве параметров точек на одного потомка – 4096. Результат восстановления спектра отображен на рис. 3.

Результаты восстановления параметров

Из рис. 3 видно, что восстановленный спектр довольно хорошо согласуется с наблюдаемым. Однако, совпадение не полное. Это можно объяснить неточностями в исходных данных.

В ходе проведения радиодиагностики были восстановлены следующие параметры плазмы: $T = 1.9 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n_0 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B = 131.2 \text{ Гс}$, $\theta = 122.3^\circ$, $n_e = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta_1 = 6.5$.

Проведённый нами сравнительный анализ вклада в результирующий частотный спектр теплового тормозного и гиротронного механизмов показал, что в анализируемом источнике преобладает гиротронный механизм генерации излучения.

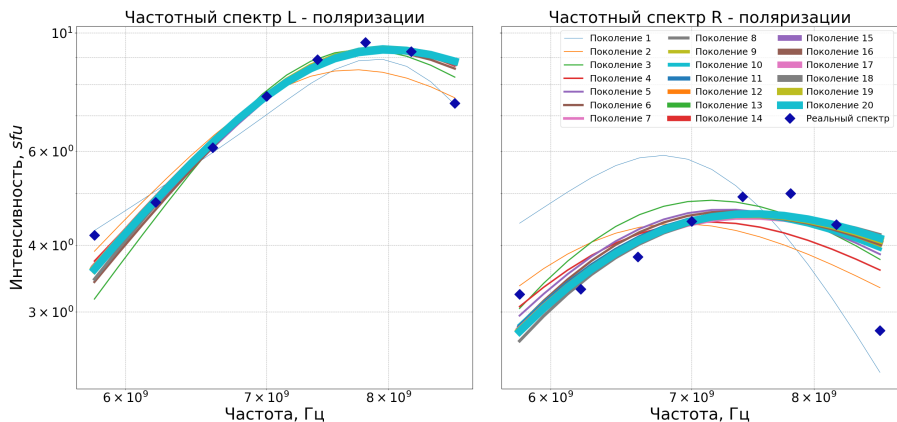


Рис. 3

Выводы

В результате проведённой работы, на примере вспышки 18.03.2023 показана реальная возможность восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных структурах при использовании данных многочастотных наблюдений Сибирского радиогелиографа на основе разработанного метода автоматизированной радиодиагностики. В дальнейшем мы планируем применить полученные наработки к радиодиагностике других вспышек, зарегистрированных Сибирским радиогелиографом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00308).

- [1] <ftp://ftp.rao.istp.ac.ru/>
- [2] Дряблов Д.А., Яшина К.Ю., Мельников В.Ф. Труды XXVII научной конференции по радиофизике, 2023 г. (в печати)
- [3] Яшина К.Ю., Дряблов Д.А., Мельников В.Ф. Труды XXVII научной конференции по радиофизике, 2023 г. (в печати)
- [4] <https://github.com/kuznetsov-radio/gyrosynchrotron>
- [5] Моргачев А.С. Микроволновая диагностика пространственных распределений параметров нетепловых электронов и плазмы солнечных вспышечных петель: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.03.02. – Нижний Новгород, 2019, 171 с.
- [6] Смирнов Д.А., Моргачев А.С., Мельников В.Ф. Развитие метода автоматизированной радиодиагностики динамики магнитного поля во вспышечных петлях солнца для применения к многочастотным наблюдениям // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. 12 - 27 мая 2022 г. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 183.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДА МНОГОЧАСТОТНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

М.Е. Суворова, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Впервые с изменением свойств ионосферы в поле мощных радиоволн ученые столкнулись с открытием в 1933 г Люксембург–Горьковского эффекта [1]. Более поздние исследования показали, что с помощью радиотехнических средств, оказывающих воздействие на свойства ионосферной плазмы, можно повлиять на процесс распространения радиоволн через возмущенную область ионосферы. Таким образом, появилась возможность целенаправленно воздействовать на естественные ионосферные процессы, а способность управления этими процессами привела к развитию интенсивных экспериментальных исследований по воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением во всем мире.

Одним из методов активной дистанционной диагностики ионосферы является метод многочастотного доплеровского зондирования (МДЗ), который был разработан в 80-х годах XX-века в ИЗМИРАН и был усовершенствован в НИРФИ на волне бурного развития цифровой радиоприемной техники в 00-х годах XXI века [2-3]. Одним из преимуществ данного метода является высокое временное (100 мс) и спектральное (пространственное) разрешение (~200 м) измеренных значений фазы сигнала, отраженного от ионосферы, определяемое, соответственно, периодом следования импульсов зондирования и полосой приема регистрирующей аппаратуры. Метод МДЗ позволяет работать с полосой сигнала порядка 1 МГц, что определяет высотную область зондирования вплоть до 15 км.

Основная концепция метода заключается в излучении мощного радиоимпульса с широким спектром и регистрации отраженного от ионосферы сигнала с последующим нахождением его фазового спектра (рис. 1). Фазовый спектр принимаемого сигнала будет определяться временными задержками прихода каждой спектральной компоненты, которые в свою очередь зависят от высоты отражения. Изменения фазы отдельных компонент регистрируемого сигнала между двумя излученными (диагностическими) импульсами определяются вариациями высоты отражения соответствующих спектральных компонент и связаны с ними интегральным уравнением. Вариации высоты отражения могут быть получены путем решения обратной задачи.

В настоящей работе приводятся результаты численного эксперимента, в ходе которого была использована связка методов МДЗ и FDTD (Метод конечных разностей во временной области) [4], необходимая для определения устойчивости МДЗ к широкополосным помехам различной амплитуды.

В рамках рассматриваемой одномерной задачи отражения электромагнитного импульса от изотропной неоднородной плазмы производился численный расчёт амплитуды электрического

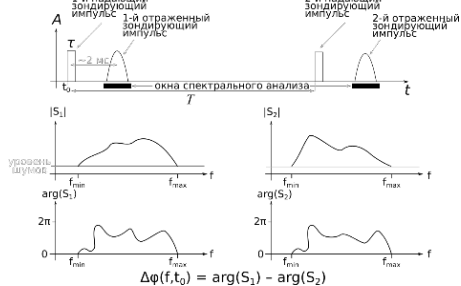


Рис. 1

поля методом FDTD в точке приема при «искусственной» (модельной) модификации профиля электронной концентрации во времени. В качестве падающей волны использовался короткий радиоимпульс с шириной спектра ~ 800 кГц. Используемый модельный профиль электронной концентрации представлял собой стационарный параболический слой, к которому добавлялось локальное возмущение в виде функции Гаусса, максимальная амплитуда которого составляет 10% от величины электронной концентрации невозмущенного плазменного слоя на высоте отражения волны накачки и с характерным временем нарастания и релаксации (рис. 2).

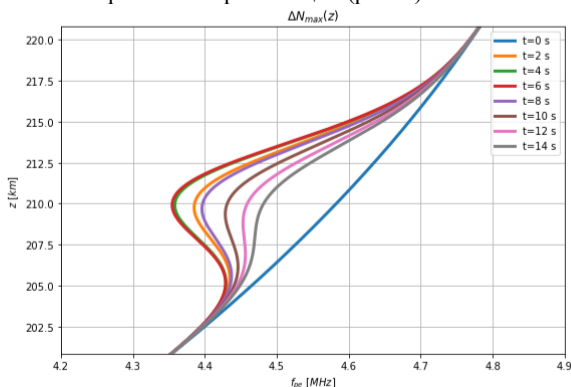


Рис. 2

В численной модели FDTD использовался для вычисления комплексной амплитуды отраженного сигнала в точке условного приема, которая послужила основой для вычисления фазовых набегов, что, в итоге, позволило определить вариации высот отражения каждой спектральной компоненты.

На следующем этапе обработки полученных данных использовалось гетеродинирование обрабатываемого сигнала, частота дискретизации которого составляла 125 МГц, на среднюю частоту излучаемого импульса с последующим выделением синфазной и квадратурной компонент. Затем сигнал проходил децимацию в 125 раз, что было обусловлено частотой дискретизации 1 МГц реального радиоприемного устройства, применяемого в экспериментах.

Дальнейшая обработка совпадала с обработкой сигнала в ходе реального эксперимента и включала в себя: вторичное гетеродинирование на частоту отдельных спектральных компонент, цифровую узкополосную фильтрацию и определение средней фазы каждой спектральной компоненты отраженного сигнала. Далее рассчитывались разностные фазовые спектры между двумя последовательными отраженными импульсами. Затем решалась обратная задача восстановления вариаций высоты отражения спектральных компонент в приближении геометрической оптики.

Результаты сравнения аналитически заданного возмущения профиля (эталонного) (рис. 3 (а)) с вариациями высот отражения, полученными в процессе цифровой обработки данных (рис. 3 (б)), показали, что метод для незашумленного сигнала позволяет восстанавливать заданное возмущение с достаточно высокой точностью.

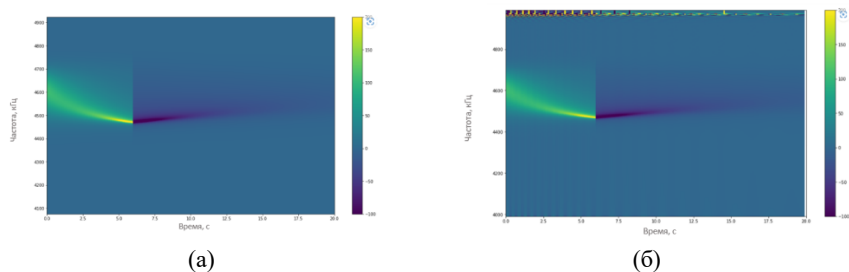


Рис. 3

Затем повторялась численная обработка с добавлением в сигнал белого шума различной амплитуды относительно амплитуды зондирующего импульса (0.4 мВ). Приведенные результаты (рис. 4) показывают, что в условиях зашумленных данных при величинах ОСШ меньше 100 дБ невозможно гарантировать надежность восстанавливаемого изменения высотного профиля из-за стремительного роста ошибки. Также было обнаружено, что ошибка восстановления вариации высоты отражения находится у нижней границы частотного диапазона.

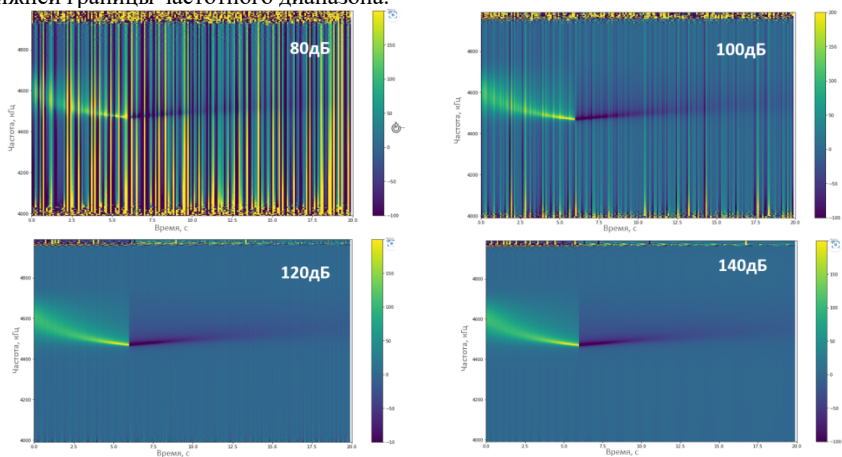


Рис. 4

До настоящего времени метод многочастотного доплеровского зондирования применяется недостаточно широко. Во многом это объясняется сложностью в процедуре обработки данных и интерпретации получаемых этим методом результатов.

Кроме того, данный метод предполагает применение современных широкополосных радиоприемных устройств и активно использует методы цифровой обработки сигналов.

Метод МДЗ имеет свои особенности такие, как требование монотонности и гладкости от функций, описывающих сам профиль и изменение профиля электронной концентрации в определенной области частот, определенные характеристики плазмы такие, как неоднородная изотропная среда, наличие начального профиля электронной концентрации.

В дополнение к вышесказанному, полученные вариации высот отражения определяются фазовым набегом для каждой частотной компоненты регистрируемого сигнала между двумя принимаемыми импульсами. Фазовые набеги, превышающие 2π радиан, не могут быть однозначно определены данным методом, что в свою очередь ограничивает предельно возможную регистрируемую скорость изменения высоты отражения. Максимально регистрируемая скорость для каждой частотной компоненты разная и определяется скоростью фазового набега $2\pi/\tau$, где τ – период следования диагностических импульсов. Однако, несмотря на эти ограничения, метод МДЗ является перспективным для исследования искусственных ионосферных возмущений, что в первую очередь определяется беспрецедентно высоким пространственно-временным разрешением.

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

- [1] Ютло У., Коэн Р. // Успехи физических наук. 1973. Т. 109. № 2. С. 371.
- [2] Ким В.Ю. Обратная задача многочастотной доплеровской диагностики искусственного возмущения электронной концентрации в ионосфере. Препринт ИЗМИРАН № 46 (520). 1984. – Москва: Изд-во ИЗМИРАН. 15 с..
- [3] Ким В.Ю., Панченко В.А. Решение обратной задачи многочастотного доплеровского зондирования искусственного возмущения ионосферы с помощью инверсии Абеля и сглаживающих сплайнов. Препринт ИЗМИРАН № 52 (806). 1988. – Москва: ИЗМИРАН. 25 с.
- [4] Sullivan D.M. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. – New-York. IEEE PRESS, WILEY. 2013. 165 p.

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ МОЩНЫХ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

Ю.В. Токарев, А.В. Шиндин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Декаметровое излучение наземных источников в ближнем космосе испытывает сильное влияние ионосферы, включая поглощение, рефракцию и рассеяние в неоднородной среде. В радиолокационных исследованиях работа обычно ведётся на предельно доступной мощности радиопередатчика. При этом возможны эффекты нелинейного взаимодействия зондирующей волны с ионосферной плазмой.

В докладе обсуждаются временные и угловые характеристики мощности наземного облучателя КВ-диапазона, которые проявляются на удалениях от Земли порядка радиуса орбиты Луны и далее. В качестве наблюдательного материала используются данные экспериментов по приёму сигналов станда СУРА (рабочий диапазон 4,5...9,3 МГц) на космическом аппарате ESA-NASA WIND [1]. Рассмотрены две, наиболее разработанные к настоящему времени модели формирования флуктуаций интенсивности транссионферного сигнала – модель фазового экрана и модель вторичного ионосферного экрана.

Экспериментальные данные

В экспериментах СУРА-WIND в диапазоне 9 МГц в принятом сигнале часто отмечались сильные короткие выбросы мощности прямого сигнала – спайки. На рис. 1 представлены относительные вариации мощности принятого сигнала P_w в сеансе 7 августа 2021 г. По оси абсцисс отложено всемирное время в часах, по оси ординат мощность в единицах мощности космического фона. Длительность приведенного фрагмента около 1 часа, наклон луча локатора составлял 39° к зениту, мощность передатчика – 200 кВт, критическая частота F-слоя ионосферы – 5,3...5,5 МГц.

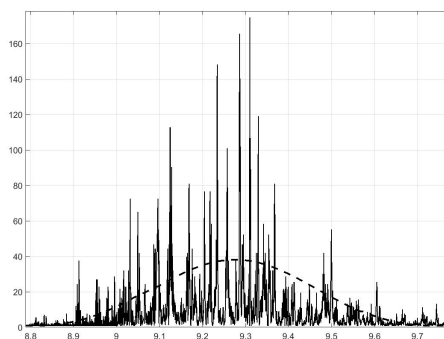


Рис. 1

Аналогичная картина имеет место и в другом сеансе 8 августа 2021 г., также выполненном после реконструкции стенда СУРА в 2020...2021 г.г. Наличие сильных выбросов типа спайков отмечалось и ранее в экспериментах 1996...2007 гг., проведенных в кооперации с командой КА в рамках различных международных программ.

Пунктирная линия на рис. 1 характеризует диаграмму направленности секции антенны стенда ДН для зенитного угла $Z=39^\circ$ наклона луча. Она отвечает эквидистантой 12-элементной решетке с шагом $d=25$ м и описывается выражением $F(\theta) = ((1/N) \cdot (\sin(0,5 Nk d \sin\theta) / \sin(0,5 k d \sin\theta)))^2$, где $N=12$, $k=2\pi/\lambda$, λ – длина волны; θ – полярный угол, отсчитываемый от нормали к оси ряда из N вибраторов.

Модель фазового экрана

В работах по распространению волн в случайно-неоднородной среде аномальные усиления сигнала обычно называют фокусировками и связывают с концентрацией потока проходящей волны на крупномасштабных неоднородностях. Для анализа возникающих статистических эффектов обычно привлекают модель хаотического фазового экрана. Вместе с тем, при детальном рассмотрении наблюдаемой картины с учётом геометрии экспериментов СУРА-ВИНД эта модель сталкивается с определёнными трудностями.

На самом деле, пусть R – удаление КА от Земли, l_s – характерный масштаб неоднородностей экрана, λ – длина волны. Теория рассеяния на бесконечном статистически однородном фазовом экране даёт, что на диаграмме «индекс мерцаний M – волновой параметр D » фокусировки реализуются при $D=2R/kl_s^2$ порядка 0,5 [2]. На волне $\lambda = 33$ м для $R=264$ радиуса Земли в приведенном на рис. 1 сеансе 07.08.2021 получаем $l_s = 188$ км. Неоднородности таких размеров намного превышают размеры типичных ионосферных линз и могут быть связаны только с аномально большими перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ). На эксперименте отмеченные сильные выбросы следуют друг за другом со временем порядка 1 мин. Чтобы обеспечить такую последовательность, ПИВ с размерами порядка 188 км должны двигаться со скоростью более 10 тыс. км в час, что совершенно нереально для земной ионосферы. Как показал анализ, аналогично обстоит дело с рядом других сеансов СУРА-WIND. Мы заключаем поэтому, что модель фазового экрана неприемлема для объяснения вариаций мощностей типа спайков, наблюдавшихся в экспериментах СУРА-WIND.

Вторичный ионосферный экран

Альтернативная возможность связана с привлечением дифракционной модели ионосферного экрана, впервые рассмотренной в работе [3]. Эта модель основана на наличии в F-слое ионосферы ансамбля квазипериодических окон пониженной электронной плотности, сгенерированных в силу естественных или искусственных причин. Окон открыты для излучения наземного источника и формируют на выходе из ионосферы вторичную антенну. ДН этой антенны при синфазном облучении окон описывается в дальней зоне аналитическим выражением $F(\theta) = (\sin(kas\sin\theta) / (kas\sin\theta))^2 \cdot ((\sin(Nkd\sin\theta) / (kd\sin\theta)))^2$, где θ – азимутальный угол от нормали к последовательности окон, $2a$ – размер окна, $2d$ – пространственный период, N – число окон в области за-

светки наземного направленного облучателя. Сомножители в $F(\theta)$ описывают, соответственно, ДН одиночного окна и веер расходящихся лучей. По смыслу первый сомножитель, модулирующий этот веер, можно назвать антенным, а второй – решёточным.

Подбирая параметры экрана, можно добиться согласования ДН дифракционной модели с угловыми характеристиками наземного источника в дальней зоне. Пример такого согласования для рассмотренного выше сеанса 07.08.2021 приведён на рис. 2.

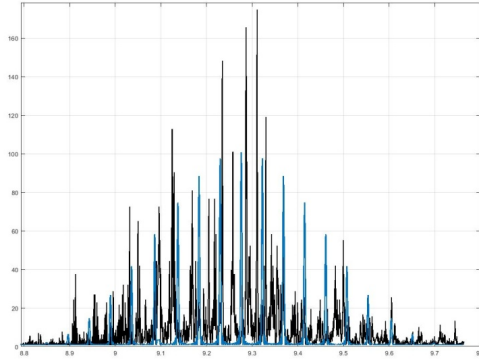


Рис. 2

Оси на рис. 2 и черная сплошная линия такие же, как на рис. 1; синяя линия отвечает ДН вторичного экрана при $a=150$ м, $d=3$ км, $N=12$. Отметим, что ДН 12-ти элементной антенны стэнда СУРА с шириной главного луча около 6° на уровне 0,5 и решёточный множитель описываются, по сути, одинаковыми выражениями. Благодаря более высокому значению периода решётки вторичного экрана ширина лучей её ДН соответственно уменьшается, и в пределах луча антенны стэнда умещается более 20 спаиков (см. рис. 1, 2).

Отметим, что физический размер открытого окна вторичного экрана $2a = 300$ м совпадает с апертурой антенны стэнда СУРА. Это совпадение можно было бы считать случайным. Однако, в другом исследованном сеансе 18.06.1998, как это следует из результатов работы [2], имеет место та же ситуация. Чтобы исключить элемент случайности, необходимо продолжить обработку базы данных сеансов СУРА-WIND.

Оценка напряжённости электрического поля

Для реализации вторичного экрана важно оценить напряжённость поля E зондирующей волны стэнда СУРА в ионосферной плазме. Приём сигналов стэнда на КА ВИНД позволяет получить такую оценку. Можно показать, что отношение сигнал-шум $R_{wb} = P_w/P_b$ на КА WIND описывается формулой $R_{wb} = S \cdot A_{\text{eff}} / (K \cdot T_b \cdot df)$, где S – поток излучения стэнда, A_{eff} – эффективная площадь дипольной антенны приёмника RAD2 КА WIND, T_b – эффективная температура космического радиофона, K – постоянная Больцмана, df – полоса приёма RAD2. Здесь принято, что антенная температура дипольной антенны

приёмника примерно равна T_b . Выражая поток излучения стэнда S через вектор Пойтинга E^2/Z_0 , где E – напряжённость поля, Z_0 – волновое сопротивление вакуума, находим $E^2 = R_{wb} \cdot Z \cdot K \cdot T_b \cdot df / A_{\text{эф}}$, Вольт²/м². Подставляя в последнее соотношение численные значения $A_{\text{эф}} = 130$ м², $df = 20$ кГц [1], $T_b = 3,5 \cdot 10^5 \cdot K$ [5], $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, получим удобное для оценок напряженности поля выражение $E = 5,3 \cdot 10^{-07} \cdot R_{wb}^{0,5}$, Вольт/м.

Эта величина сопоставима с оценкой плазменного поля в типичных условиях среднеширотной ионосферы в диапазоне 9 МГц [4]. Таким образом, мощность зондирующей волны стэнда СУРА вполне достаточна для нелинейного взаимодействия с ионосферной плазмой и генерации характерной структуры вторичного экрана в ионосфере, порождающей дифракционный отклик в дальней зоне.

Заключение

Анализ трансфионосферных сигналов стэнда СУРА на больших удалениях от Земли по результатам экспериментов СУРА - WIND показал, что угловой размер луча локалатора стэнда после его реконструкции сохраняется на проектном уровне. Разработана методика оценки напряжённости электрического поля E прямой волны стэнда на основе приёма излучения стэнда СУРА на КА WIND и сделана оценка E на удалении порядка 1,5 млн. км от Земли. Обратный пересчёт к высотам ионосферы показал, что величина E зондирующей волны сопоставима с напряжённостью плазменного поля в диапазоне 9 МГц в типичных условиях F-слоя ионосферы. Показано, что часто наблюдаемые в экспериментах СУРА-WIND выбросы мощности с большим индексом мерцания – спайки – не удаётся объяснить ионосферными фокусировками. Модель вторичного ионосферного экрана более предпочтительна в этом плане. Однако, выборочный анализ для двух сеансов СУРА-WIND даёт, что размер открытых окон этого экрана близок к линейному размеру антенны стэнда СУРА. Прежде чем переходить к обсуждению физической природы формирования областей пониженной электронной плотности в F-слое ионосферы, необходимо продолжить анализ имеющейся базы данных экспериментов СУРА-WIND.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках соглашения № 21-72-10131.

- [1] Bougeret J.-L., Kaiser M.L., Kellog P.J. et al. // Space Sci. Rev. 1995. Vol. 71. P. 231.
- [2] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. – Случайные поля. Москва: «Наука», 1978. С. 86.
- [3] Guzdar P.N., Gondarenko N.A., Papadopoulos K. et al. // Geophysical Research Letters. Vol. 27, Issue 3. P. 317.
- [4] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – Москва: Наука, 1967. С. 590.
- [5] Manning R., Dulk G.A. // A & A. 2001. Vol. 372. P. 663.

ОСОБЕННОСТИ СТАТИСТИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ 6 ФЕВРАЛЯ 2023 ГОДА В ТУРЦИИ

А.Е. Вольвач¹⁾, Г.И. Григорьев²⁾, Т.М. Заборонкова^{3,4)}, Л.П. Коган⁵⁾

¹⁾ ФГБУН «КрАО РАН»

²⁾ НИРФИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского

³⁾ НГТУ

⁴⁾ ИПФ РАН

⁵⁾ ННГАСУ

В данной работе методом, разработанным в [1, 2] исследуются свойства статистического функционала, основанного на измерениях меридиональной компоненты геомагнитного поля, проведенных 00:00:00 22.01.2023 – 23:59:59 06.02.2023. В работе рассматривается эффект топологического подобия статистических зависимостей геомагнитного поля для четырех магнитовариационных станций, «охватывающих» с разных географических направлений эпицентра землетрясения магнитудой 7.8, которое произошло 6 февраля 2023 года в 01:17:35 UTC вблизи города Шехиткамилль в восточной части Турции. Как следует из результатов численного анализа, указанный эффект может существенно продвинуть решение вопроса о предсказании момента предстоящих сейсмических событий.

Как и в [1, 2], здесь также применяется статистический функционал вида

$$L(n) = \frac{A}{M} \sum_{l=n-M+1}^n |\mathcal{L}_l|, \quad \mathcal{L}_l = \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_{m,l}.$$

Здесь аргумент n отвечает времени завершения отрезка реализации номера n , множитель $A = 1000$ введен с целью перехода к удобной для анализа области значений данного функционала, $M = 100$ ширина интервала усреднения по отрезкам реализации, коэффициент $P_{m,l}$ [1] обозначает, отвечающую отрезку реализации с номером l , вероятность попадания значений функции $\sin[x(t)]$ в интервал с номером m области значений вида

$$\sin[x(t)]_{\min} + mh \leq \sin[x(t)] < \sin[x(t)]_{\min} + (m+1)h, \quad 0 \leq m \leq N-1.$$

Далее полагаем, что ширина интервала дискретизации $h = 0.1$, $N = 2h^{-1} = 20$ и для любого отрезка реализации, содержащего $N_1 = 250$ отсчетов, наименьшее возможное значение $\sin[x(t)]_{\min}$ полагаем равным $\sin[x(t)]_{\min} = -1$.

На рис. 1 приведены зависимости $L(n)$, построенные по измерениям меридиональной компоненты геомагнитного поля магнитовариационными станциями SIM (Россия, Крым; синяя кривая 1), ВАК (Россия, Северный Кавказ; желтая кривая 2), GLK (Армения; красная кривая 3) и РЕГ (Греция; зеленая кривая 4) за указанный период времени. Вертикальная сплошная красная прямая линия обозначает начало рассматриваемого сейсмического события. Как видно из рис. 1, на интервале времени от 35 до 15 часов перед началом землетрясения имеет место топологическое подобие рассматриваемых кривых (заштрихованная область на рис. 1). Отметим, что значения функционала $L(n)$ являются обратно пропорциональными величине сейсмического сжатия литосферных плит в области готовящегося гипоцентра [1, 2]. Поэтому возникновение рассматриваемого

мых эффектов топологического подобия кривых $L(n)$, построенных по данным пространственно разнесенных измерительных станций, с большой вероятностью свидетельствуют о начале этапа «итоговой подготовки» предстоящего события. На этом интервале времени указанный процесс подготовки становится определяющим и «подстраивает» под себя статистику проводимых измерений.

Для анализа отмеченного эффекта топологического подобия введем в рассмотрение зависимость $E(n)$ вида

$$E(n) = \frac{1}{2\mathcal{N}_1} \sum_{n-\mathcal{N}_1+1}^n |\operatorname{sgn}\{L_S(n) - L_S(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_B(n) - L_B(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_G(n) - L_G(n - \mathcal{N}_0)\} + \operatorname{sgn}\{L_P(n) - L_P(n - \mathcal{N}_0)\}|.$$

Здесь $L_S(n)$, $L_B(n)$, $L_G(n)$ и $L_P(n)$ – зависимости $L(n)$ для станций SIM, BAK, GLK и PEG соответственно, построенные по измерениям магнитного поля, а $\operatorname{sgn}\{Z\}$ – обозначение для сигнум-функции. Зависимость $E(n)$ может быть названа коррелятором подобия и определяет средний модуль суммы сигнум-функций от разности указанных функционалов. Несложно понять, что значения $E(n)$ пропорциональны «степени» топологического подобия кривых 1–4 на рис. 1. На рис. 2, 3 и 4 изображены зависимости $E(n)$, отвечающая значениям $\mathcal{N}_0 = 7$ и $\mathcal{N}_1 = 100$ (рис. 2), $\mathcal{N}_0 = 15$ и $\mathcal{N}_1 = 150$ (рис. 3) и $\mathcal{N}_0 = 30$ и $\mathcal{N}_1 = 250$ (рис. 4). Интервалы от момента достижения максимального значения коррелятора $E(n)$ и до начала рассматриваемого землетрясения составляют $T_{max,1} \approx 16$ часов, $T_{max,2} \approx 20$ часов и $T_{max,3} \approx 15$ часов, соответственно.

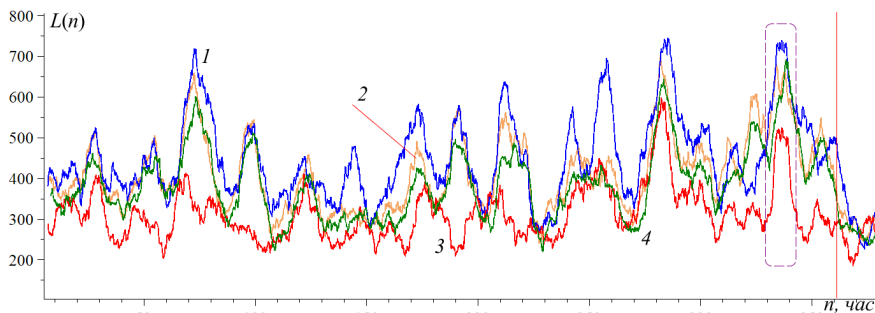


Рис. 1

Таким образом, как следует из рис. 2–4, при существенно разных величинах \mathcal{N}_0 и \mathcal{N}_1 получаются близкие значения интервалов $T_{max,1-3} \sim (15 \div 20)$ часов от момента регистрации максимума коррелятора $E(n)$ и до времени начала сейсмического события. Этот факт подтверждает устойчивость применяемого алгоритма, который может быть использован при составлении краткосрочного прогноза приближающегося землетрясения.

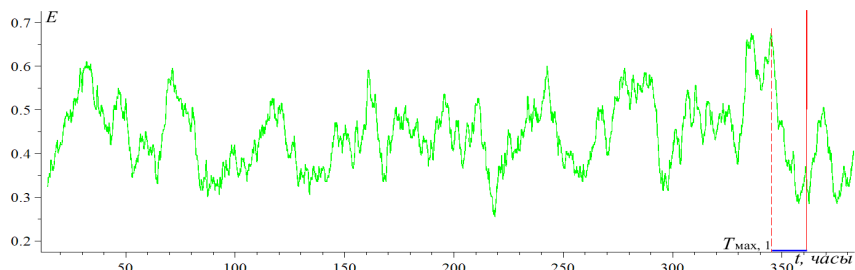


Рис. 2

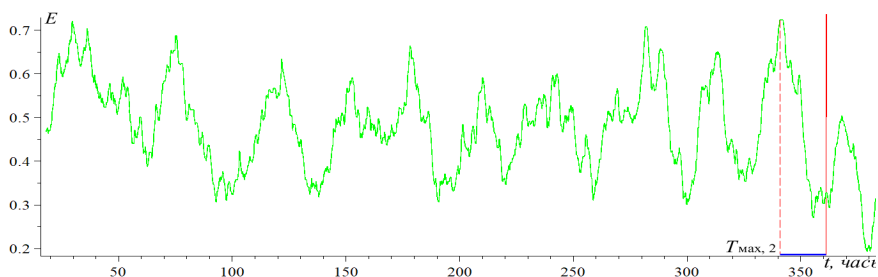


Рис. 3

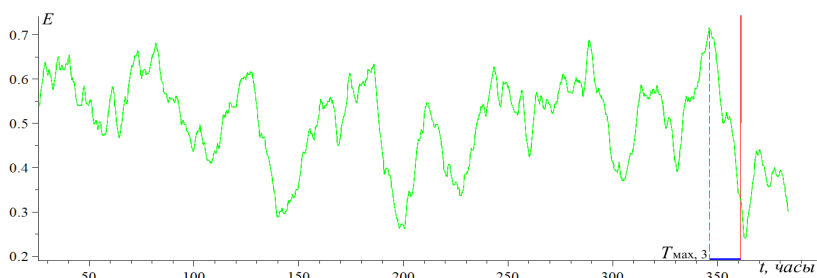


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-12-00585.

- [1] Volvach A.E., Kogan L.P., Kanonidi K.H., Nadezhka L.I., Bubukin I.T., Shtenberg V.B., Gordetsov A.S., Krasnikova O.V., Kislitsyn D.I. // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. 2022. Vol. 108, No.1. P. 106200.
- [2] Вольвач А.Е., Коган Л.П., Канониди К.Х., Бубукин И.Т., Боборыкина О.В., Штенберг В.Б., Вольвач Л.Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 2023. Т. 63, № 2. С. 257.

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИОНОСФЕРУ ЗЕМЛИ В ФЕВРАЛЕ 2023 ГОДА

Ф.И. Выборнов^{1,2)}, О.А. Шейнер¹⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Коротковолновая радиосвязь, использующая дальней распространение радиоволн за счет их отражения от ионосферы, полностью определяется состоянием ионосферы. Основной причиной сильных и внезапных возмущений параметров ионосферы являются мощные солнечные вспышки, корональные выбросы массы (СМЕ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS).

В статье рассматривается влияние таких возмущений на параметры ионосферы в феврале 2023 года. Рассматривается поведение во времени критической частоты $f_0 F2$ -слоя ионосферы при вертикальном зондировании (ВЗ) и максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) при наклонном ЛЧМ-зондировании ионосферы с использованием предложенного нами ранее нового ионосферного индекса [1].

Используемые данные и методы

В исследовании использовались данные вертикального и наклонного зондирования ионосферы. Значения критических частот F-слоя ионосферы приводятся по данным вертикального зондирования на ионосферных станциях Тромсе, Варшавы и Афин [2]. Выбор станций определялся их близким расположением к одному меридиану. Критические частоты F-слоя ионосферы по данным ионозонда CADI, расположенного в п. Васильсурск, получены в ходе специальных измерений. Ионозонд работал в пятнадцатиминутном режиме зондирования ионосферы в диапазоне частот от 1 до 12 МГц. Данные МНЧ F-слоя ионосферы приводятся по результатам специальных измерений на трассе Кипр – г. Нижний Новгород. Прием ЛЧМ-сигнала проводился каждые 5 минут в диапазоне 8-33 МГц. Координаты станций ВЗ приведены в Таблице 1. Взаимное расположение станций ВЗ (отмечены красными точками) и трассы наклонного зондирования (проведена желтой линией) показано на рис. 1. Средняя точка трассы Кипр – г. Нижний Новгород (отмечена на рис. 1 красной точкой) имеет координаты 47.2N, 38.5E.

Используемый в данном исследовании новый ионосферный индекс основан на отклонении первого порядка критической частоты Δf_0 ионосферного слоя F2, измеренной с помощью метода вертикального зондирования ионосферы. Девиация $\Delta f_0 F2$ в каждый момент регистрации ионограммы определялась как

Табл. 1

<i>Станция ВЗ</i>	<i>Координаты</i>
Тромсе	69.6°N, 19.2°E
Варшава	52.21°N, 21.06°E
Афины	38.0°N, 23.5°E
Васильсурск	56.15°N, 46.10°E

$$\Delta f_{0jk} = f_{0jk} - \overline{f_{0j}}, \quad (1)$$

где
$$\overline{f_{0j}} = \sum_{k=1}^N f_{0jk}/N, \quad (2)$$

f_{0jk} – измеренное значение, j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце, N – число дней в месяце. Аналогичная процедура проводилась и при анализе МНЧ данных наклонного зондирования.

Дифференциальный параметр, предложенный нами для исследования данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы, позволяет повысить чувствительность и устранить стационарные зависимости (например, исключить суточное поведение f_oF2 и МНЧ).

На рис. 2 приводятся графики Kp и Dst индексов за февраль месяц, которые свидетельствуют о повышенной геомагнитной активности [3, 4]. В конце месяца произошла сильная магнитная буря.

На рис. 3 для примера приводятся графики Δf_oF2 за февраль 2023 г. для данных ВЗ станций Тромсе, Варшава и Афины. Сопоставление солнечных данных и Kp и Dst индексов позволит выявить источник влияния на критические частоты F-слоя ионосферы.

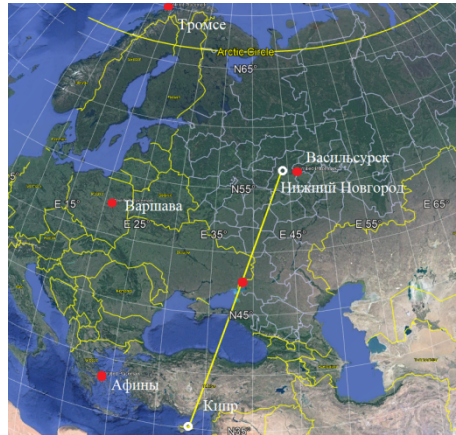


Рис. 1

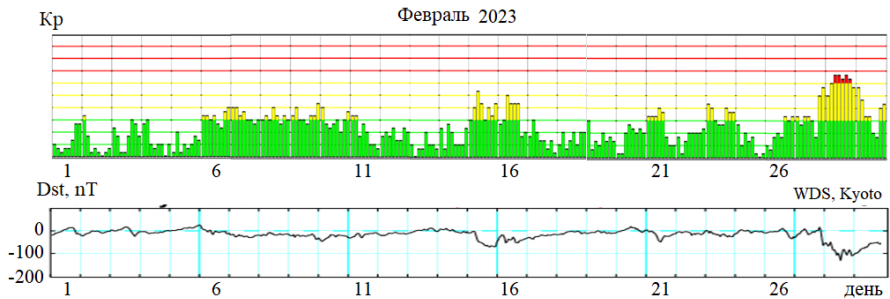


Рис. 2

Понижение критических частот за первую декаду февраля (хорошо видно по данным станции Варшава) было связано с корональными петлеобразными выбросами массы 2023/02/03 в 10:00UT, 2023/02/09 в 06:12UT и 2023/02/10 в 09:24UT, которые были зафиксированы прибором LASCO-C2 на спутнике SOHO.

Увеличение критических частот в середине месяца было вызвано корональными выбросами массы 2023/02/11 в 04:24 UT, 2023/02/12 в 17:00UT, 2023/02/15 в 00:24UT и 2023/02/15 00:24 UT, которые также были зафиксированы LASCO-C2.

Повторное понижение критических частот по данным станции Варшава в конце месяца (24-25 февраля) 2023/02/24 в 21:4UT и 2023/02/25 в 20:00UT было связано с корональными выбросами массы типа «петля».

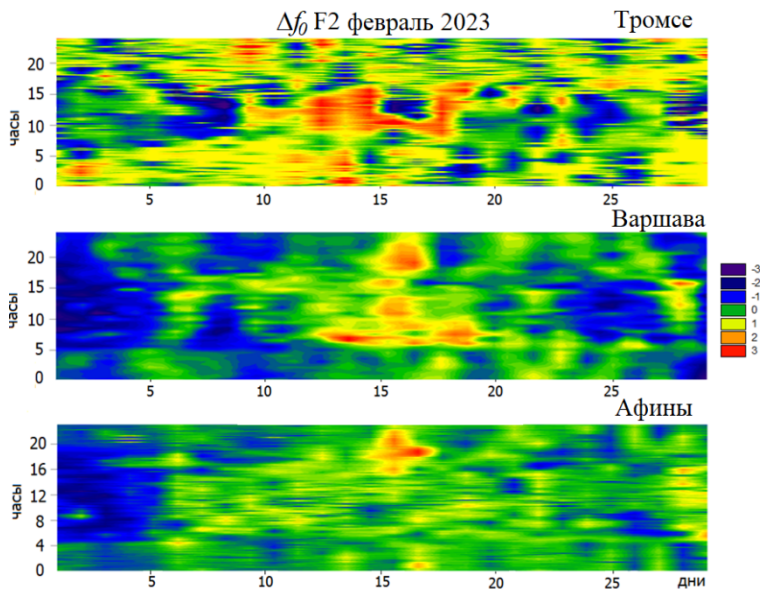


Рис. 3

Увеличение скорости высокоскоростных потоков (HSS) солнечного ветра с 400 до 800 км/с 26 февраля и корональные выбросы массы 2023/02/26 01:36 UT, 2023/02/27 00:12 UT и 2023/02/27 07:36 UT привели к сильной магнитной буре, которая началась вечером 26 февраля. При этом резко изменились критические частоты F-слоя ионосферы.

Магнитная буря 27 февраля оказала существенное влияние на среднеширотную ионосферу центрального региона России. По данным станции ВЗ Васильсурск наблюдались сильные возмущения критических частот, диффузные отражения (F-spread), наличие множественных отражений. На рис. 4 приведены ионограммы, где резкое изменение их вида началось в 12:45UT. Только в 6:00UT 28 февраля ионосфера полностью восстановилась. Магнитная буря проявилась и на трассе ЛЧМ-зондирования Кипр – г. Нижний Новгород. На дистанционно-частотной характеристике ЛЧМ-сигнала наблюдались Z-образные возмущения (следствие перемещающихся ионосферных возмущений), диффузность, появился сильный Es-слой.

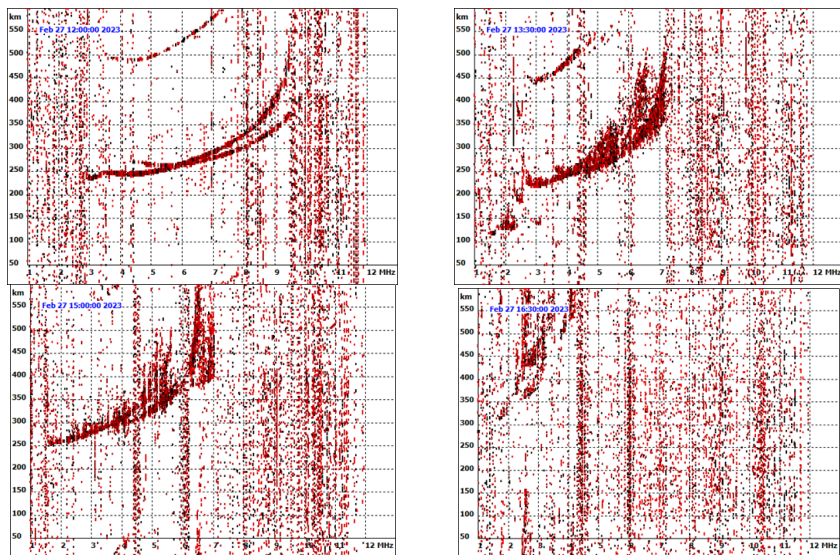


Рис. 4

Заключение

В результате проведенных исследований степени ионосферных возмущений в зависимости от кратковременных вариаций солнечной активности (регистрации корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра) по результатам вертикального и наклонного зондирования ионосферы в феврале 2023 г. и использования нового ионосферного индекса подтверждено наличие закономерности во влиянии CME на параметры ионосферы: наблюдается продолжительное снижение значений Δf_oF2 после начала CME (типа петля), тогда как после обнаружения других типов CME значительных изменений не наблюдается. Отмечена возможная роль HSS в возникновении ионосферных возмущений.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSWR-2023-0038.

- [1] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. New Ionospheric Index for Space Weather Services. *Advances in Space Research*. 2020. Т. 66, № 6. С. 1415.
- [2] <https://giro.uml.edu/didbase/> 25.05.2023
- [3] https://tesis.xras.ru/magnetic_storms.html 25.05.2023
- [4] https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/202210/index.html 25.05.2023

ПОИСК ЭФФЕКТА РАЗИНА В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

К.Ю. Яшина¹⁾, Д.А. Дряблов¹⁾, В.Ф. Мельников^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Микроволновое излучение солнечных вспышек генерируется, в основном, некогерентным гиротронным механизмом [1]. Частотный спектр такого излучения имеет характерную форму одиночного пика на частоте спектрального максимума f_{peak} (рис.1). На частотах $f > f_{peak}$ уменьшение интенсивности обусловлено

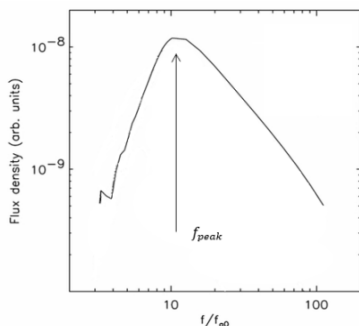


Рис. 1

уменьшением с энергией числа нетепловых электронов, которые эффективно излучают на этих частотах, и источник излучения на них является оптически тонким.

На частотах $f < f_{peak}$ в спектре наблюдается низкочастотный (НЧ) завал, который во вспышечных петлях может быть обусловлен либо эффектом самопоглощения (радиоисточник оптически толстый), либо эффектом Разина. Эффект Разина является главной причиной завала спектра на частотах, меньших частоты Разина, которая определяется выражением

$$f_R = 20 \frac{n_0}{B},$$

где n_0 – концентрация плазмы в см^{-3} , B – напряженность магнитного поля в Гс. На частотах, больших f_R , подавление Разина незначительно [2]. Зная причину НЧ-завала, можно оценить параметры во вспышечной петле [3].

Основным источником данных о гиротронном излучении солнечных вспышек до 2019 г был Радиогелиограф Нобейма (Япония), который работал на частотах 17 и 34 ГГц. На основе этих данных в работе [4] выявлены свойства динамики частотного спектра микроволновых всплесков, которые позволяют определить доминирующую причину НЧ-завала. Наиболее информативным оказалось поведение наклона частотного спектра на фазе спада интенсивности всплеска. Эффект самопоглощения доминирует, если наклон спектра между частотами $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ увеличивается (отношение потоков

$$\alpha = \frac{\lg(F_2(f_2)/F_1(f_1))}{\lg(f_2/f_1)}$$

уменьшается). Наоборот, доминирует эффект Разина, если это наклон после максимума всплеска уменьшается и даже меняет знак.

Цель доклада – поиск причины низкочастотного завала в спектре вспыхечного микроволнового излучения на частотах ниже 17 – 34 ГГц, а именно, в диапазоне 6-12 ГГц по данным Сибирского Радиогелиографа.

Данные наблюдений

В настоящее время в России начинает работу новый инструмент – Сибирский Радиогелиограф (СРГ) [5], имеющий существенно лучшие характеристики, чем Радиогелиограф Нобеяма. Он состоит из трёх независимых Т-образных решеток, которые работают в диапазонах частот 3-6, 6-12, 12-24 ГГц. Каждый диапазон включает в себя по 16 частотных каналов с шириной полосы пропускания 10 МГц. Изображения Солнца формируются на основе метода апертурного синтеза в обоих направлениях круговой поляризации (R, L). Пространственное разрешение в диапазонах 3-6, 6-12, 12-24 ГГц составляет, соответственно, 15–30, 12–24, 7–13 угл. сек. Временное разрешение при получении изображения на одной частоте – 0.1 с. Общее время для получения изображений на всех 16-ти частотах внутри каждого диапазона – 3.2 с. Чувствительность по спектральной плотности потока (время накопления 0.1 с при получении изображения на одной частоте) – $40 \cdot 10^{-26}$, $70 \cdot 10^{-26}$, $250 \cdot 10^{-26}$ Вт/(м²Гц).

Анализ события по данным СРГ

В работе был проведен анализ динамики вспыхечного излучения для событий 18 марта 2023 года и 3 января 2023 года. В данном докладе, из-за ограниченного объёма, приведён анализ только для события 18 марта 2023 года. Для анализа причины низкочастотного завала в спектре выбрана область микроволнового источника с максимумом яркости. Предположительно эта область соответствует вершине вспыхечной петли [6].

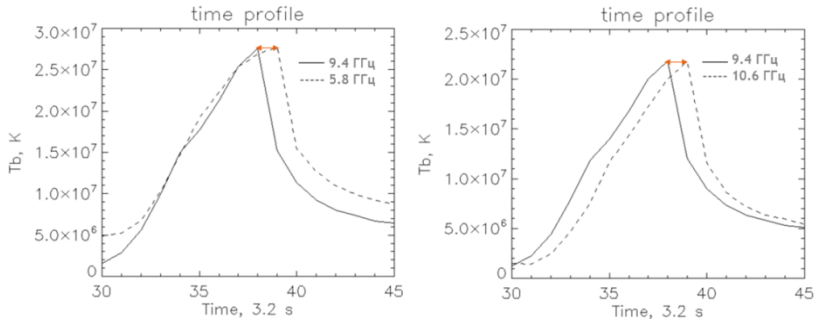


Рис. 2

Интегральный частотный спектр излучения этой вспыхи имел выраженный спектральный пик в районе 7-9 ГГц. Это следует из анализа полных потоков, выполненных

по данным СРГ без пространственного разрешения. Анализ данных Радиополяриметров Нобеяма, наблюдающих Солнце как звезду, также подтверждает это вывод. К сожалению, надёжных данных о частотном спектре в каждой точке радиоизображения вспышки по данным СРГ пока не удалось получить. Поэтому воспользуемся известным фактом [7], относящимся к задержкам временных профилей интенсивности всплеска на частотах $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ относительно временного профиля на частоте f_{peak} . Анализ задержек показал, что частота 9.4 ГГц действительно является частотой спектрального максимума для выбранной области микроволнового источника с максимумом яркости. На рис.2 приведены временные профили яркостной температуры T_b . Слева – на частотах 5.8 ГГц (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Справа – на частотах 10.6 (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Хорошо видно, что максимум всплеска на частоте 9.4 ГГц опережает максимумы на 5.8 ГГц и 9.4 ГГц.

Таким образом, для анализа причин НЧ-завала спектра следует рассматривать временные профили и динамику индекса $\alpha = \lg(F_2(f_2)/F_1(f_1))/\lg(f_2/f_1)$ на частотах меньше, чем 9.4 ГГц. На рис. 3 слева показаны временные профили на частотах 5.8 ГГц (штриховая линия) и 9.4 ГГц (сплошная линия). Справа – соответствующая динамика индекса α . Вертикальная прямая соответствует максимуму всплеска.

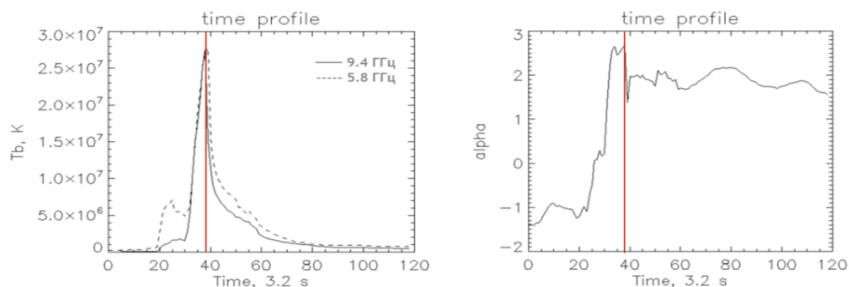


Рис. 3

Видно, что на фазе роста α растет, а после максимума всплеска уменьшается. Это спектральное поведение согласуется с выводами работы [4] и объясняется уменьшением оптической толщины радиоисточника на фазе спада. Аналогичная динамика наблюдается и на других частотах. Например, на 5.8 ГГц (штриховая линия)

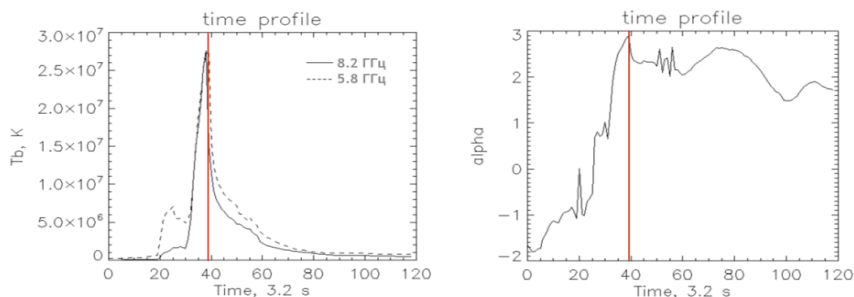


Рис. 4

и 8.2 ГГц (сплошная линия) (рис.4), и на 5.8 ГГц (штриховая линия) и 10.6 ГГц (сплошная линия) (рис. 5).

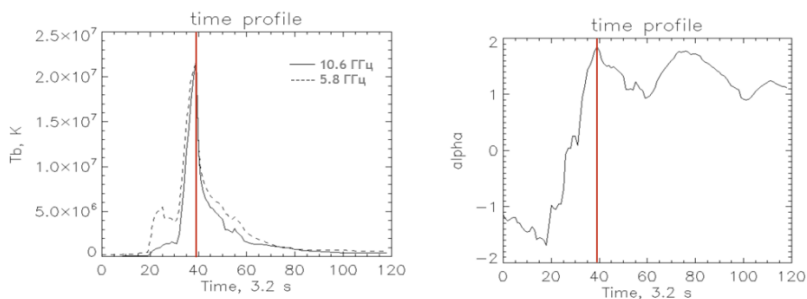


Рис. 5

Результаты

Проведён анализ спектральной эволюции микроволнового излучения в событии 18 марта 2023 года.

Выявлены задержки между временными профилями интенсивности всплеска на частотах $f_2 \geq f_{peak}$ и $f_1 < f_{peak}$ относительно временного профиля на частоте $f_{peak}=9.4$ ГГц.

Показано, что в этом событии низкочастотный завал в спектре обусловлен доминированием эффекта самопоглощения. Указаний на важную роль эффекта Разина не обнаружено.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-12-00308, В.Ф. Мельников).

[1] Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. – М.: Наука, 1977, 432 с.

- [2] Разин В.А. Известия вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. С. 584.
- [3] Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Solar Physics. 2008. Vol. 253. P. 43.
- [4] Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Geomagnetism and Aeronomy. 2012. Vol. 52, No. 7. P. 883.
- [5] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 37.
- [6] Melnikov V., Magun A. Solar Physics. 1998. Vol. 178. P. 153.

Поскольку длина базы составляет менее километра, для упрощения расчетов была выбрана местная декартовая система координат (рис. 2) с началом в точке пересечения осей РТ-12. В этом случае при вращении антенны РТ-64 проекция вектора r на ось Z отсутствует.

На рис. 2 введены следующие обозначения: B_0 – базовое расстояние, A_0 и A – азимут базы и радиисточника соответственно, h_0 – угол наклона базы, h – высота источника. Дополнительные поправки к проекциям базы имеют вид:

$$\begin{aligned}\Delta X &= \Delta B_x = r \cdot \cos(A_0 - A) \cos(A_0) \\ \Delta Y &= \Delta B_y = r \cdot \cos(A_0 - A) \sin(A_0).\end{aligned}\quad (1)$$

Разность хода волн до антенн интерферометра определяется по соотношению:

$$D = Z \sin(h) + X \cos(h) \cos(A) + Y \cos(h) \sin(A), \quad (2)$$

где X, Y, Z – проекции базы на оси координат. Поправка к задержке из-за неидентичности антенн после соответствующих преобразований будет равна

$$\tau = \frac{\Delta D}{c} = \text{sign}(\cos(\Delta A)) \frac{r}{c} \cos^2(A_0 - A) \cos(h). \quad (2)$$

В соотношении (3) введен множитель «знак $\cos(\Delta A)$ » для сохранения непрерывности поправки, т.к. квадрат косинуса разности азимутов базы и источника приводит к изменению знака поправки. $\Delta A = A_0 - A$, $A_0 = 44.5^\circ$ в нашем случае.

Поправка к частоте интерференции определяется выражением:

$$\begin{aligned}F_{\text{и}} &= \frac{F_0}{c} \frac{\partial \Delta D}{\partial t} = \frac{F_0}{c} [2r \cdot \sin(\varphi) \cos(h) \cos(A_0 - A) * \\ &* (\sin(A_0 - A) - \sin(A_0)) + 2r \cdot \sin(h) \cos(\varphi) \cos^2(A_0 - A) \sin(A)],\end{aligned}\quad (3)$$

где F_0 – рабочая частота (в нашем случае 8.4 ГГц), φ – широта места (56.8°), $\partial A / \partial t$ – скорость изменения азимута источника и $\partial h / \partial t$ – скорость изменения угла места источника, которые определяются скоростью вращения Земли.

На рис. 3 показаны расчетные зависимости от азимута одного источника (на высоте 45°) поправок по задержке при неизменной высоте (а) и при реальном движении источника по небесной сфере с изменением высоты и азимута (б). Максимум поправки в соответствии с соотношением (3) имеет место при азимуте источника равном азимуту базы.

На рис. 4 показаны аналогичные расчетные зависимости от азимута одного источника поправок к частоте интерференции при неизменной высоте (а) и при реальном движении источника по небесной сфере с изменением высоты и азимута (б). При совпадении азимутов базы и источника поправка равна нулю.

На рис. 5 показаны зависимости от азимута поправок по задержке (а) и частоте интерференции (б) для ряда радиисточников, которые наблюдались в реальном эксперименте. Некоторый разброс данных обусловлен разной высотой источников на заданном азимуте. Максимум для задержки также при совпадении азимутов базы и источника.

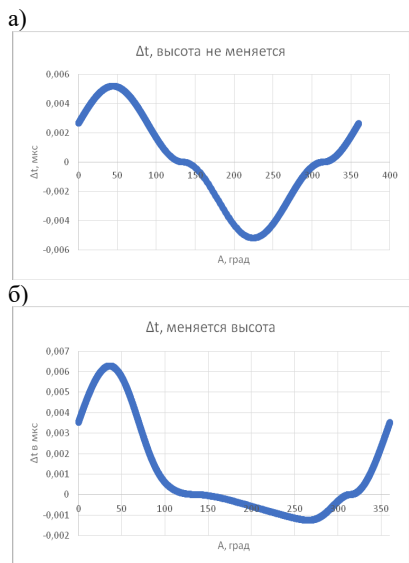


Рис. 3

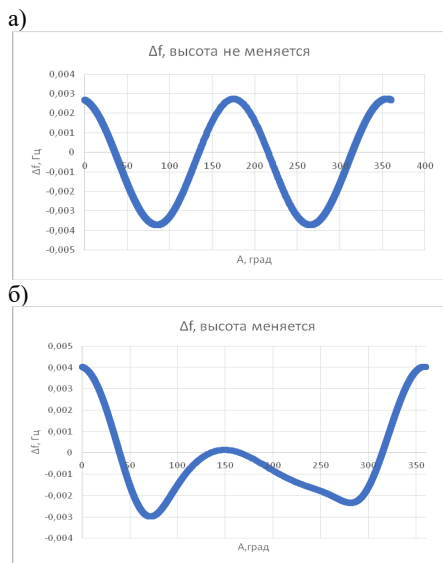


Рис. 4

Далее эти поправки были рассчитаны для некоторых реальных экспериментов по калибровке базы (РТ-12 — РТ-64) и введены в результаты обработки данных. Сложность заключалась в том, что эксперименты были тестовые (для отладки аппаратурного комплекса) и, соответственно, изменялся ряд других параметров инструмента, которые вносили погрешности большие, чем рассчитанные здесь.

Для примера на рис. 6 приведена зависимость поправки по частоте в одном из экспериментов и коррекция ее на неидентичности антенн. Размах кривой поправок уменьшился примерно на 5-10%, т.е. уменьшается величина коррекции других задаваемых параметров. Однако точное соответствие двух кривых может указывать на другие причины, например, ошибки в задании корректирующих коэффициентов, погрешностях или систематических ошибках в алгоритмах обработки и т.д. Кроме того, полоса частот приемника на РТ-12 не превышала 8 МГц и, соответственно, дискрет задержки был более 62 нс, т.е.

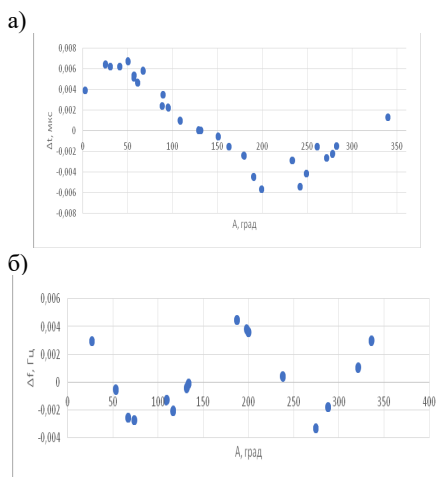


Рис. 5

существенно больше поправок на неидентичность антенн. Поиск возможных причин больших погрешностей является основной задачей калибровки инструмента.

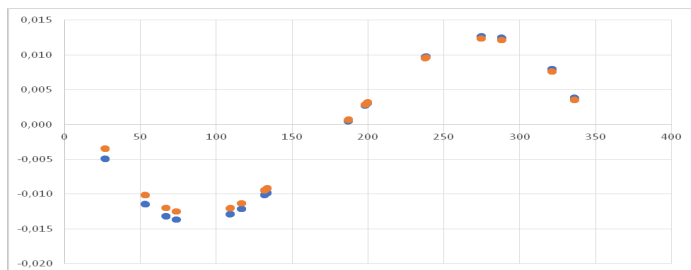


Рис. 6

Выводы. Рассчитаны поправки к измеряемым величинам пространственной задержки и частоте интерференции для коррекции их на неидентичность антенн при калибровке базового расстояния инструмента. Проведен анализ и коррекция данных некоторых реальных экспериментов при существенных отличиях конструкций приемных антенн и значительных величинах поправок.

При достижении высокой точности РСДБ измерений на данном комплексе полученные соотношения могут быть использованы для точного измерения величин скрещивания осей обеих антенн, обусловленных временными деформациями конструкций (перекосом и наклоном осей вращения, несоответствия конструкторской документации и т.д.)

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2023-0038.

[1] Томпсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. – М: Физматлит, 2003, 624 с.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 23 мая 2023 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.