

Труды XXX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

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

ИОНОСФЕРА НАД НАГРЕВНЫМ СТЕНДОМ ARECIBO – РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ ИПН

Н.В. Бахметьева, А.В. Шиндин, С.М. Грач, И.Н. Жемаков, Е.Е. Калинин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследование процессов на высотах мезосферы и нижней термосферы по-прежнему входит в число актуальных задач физики атмосферы. Вместе с тем современные сведения о динамике температуры крайне ограничены, что замедляет развитие атмосферных моделей. По мере углубления представлений об ионосфере и совершенствования методов её исследования возрастает внимание к другим параметрам среды — температуре, составу, а также скоростям направленного движения заряженных и нейтральных частиц [1].

В работе выполнен анализ экспериментальных данных, впервые полученных методом создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН) на низкоширотном стенде Аресибо (18.34° с.ш., 66.45° з.д.). Эксперименты по приёму сигналов, рассеянных ИПН, проводились 7 и 8 ноября 2018 года с 14:30 до 15:30 по местному времени. Воздействие на ионосферу осуществлялось коротковолновым излучением на частоте 5,095 МГц в режиме квазинепрерывного нагрева эффективной мощностью порядка 100 МВт при помощи нагревного стенда, установленного в чаше радиотелескопа [2]. Найдены профили температуры и вертикальной скорости, рассмотрена их временная динамика.

Применение метода ИПН для изучения температурных вариаций

Метод базируется на генерации ИПН в поле стоячей волны, образующейся при отражении мощного радиоизлучения стенда от ионосферы. Он даёт возможность определять множество параметров ионизованной и нейтральной составляющих нижней ионосферы. Для регистрации рассеянного сигнала используется импульсное зондирование пробными радиоволнами на этапе релаксации ИПН после отключения нагрева [3]. Скорости развития и релаксации неоднородностей зависят от состава, плотности, температуры и степени ионизации атмосферы, что и даёт возможность диагностики. В D-области образование ИПН определяется температурной зависимостью прилипания электронов, в E-слое — диффузионным перераспределением плазмы под действием избыточного давления электронного газа. Релаксация же в E-слое (90–120 км) идёт за счёт амбиполярной диффузии и, в D-области, из-за температурной зависимости отлипания электронов [2]. В этом случае характерное время уменьшения амплитуды неоднородностей в е раз, равное $\tau = (K2D)^{-1}$, определяется коэффициентом амбиполярной диффузии $D = \frac{\kappa(T_{e0} + T_{i0})}{M_i v_{im}}$ и пространственным периодом неоднородностей. Время релаксации ИПН связано с температурой атмосферы, что позволяет определять её.

На левой панели рис. 1 показана зависимость амплитуды сигнала на высотах до 300 км в яркостном виде за типичный сеанс измерений 8 ноября 2018 года, а на правой панели — изменения амплитуды во времени на нескольких высотах от E-(вверху) до F-слоя. Видно уменьшение времени релаксации с высотой, что в E-области

соответствуют диффузионному механизму. Характерные времена развития и релаксации в Е-области составили 1–1,5 с.

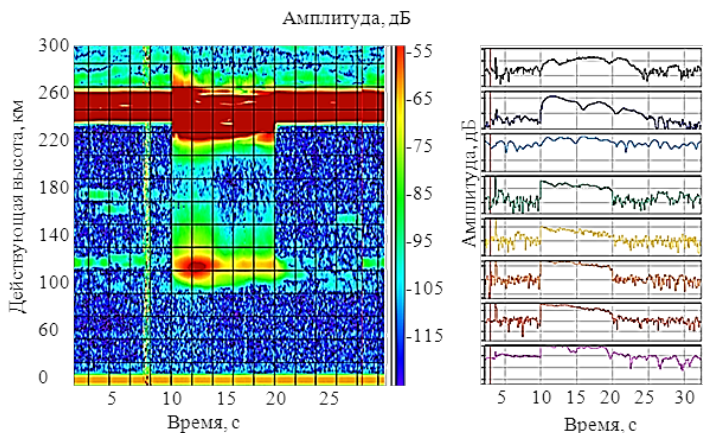


Рис. 1. Зависимость амплитуды сигнала на высотах до 300 км в яркостном виде (слева) и на нескольких высотах от Е-(вверху) до F-слоя (8 ноября 2018 года) (справа)

На рис. 2 приведены зависимости температуры нейтральной компоненты от времени для трёх высот Е-области 8 ноября 2018 года. Разброс значений варьировался от 40 до 300 К, зафиксированы быстрые флуктуации с периодом 1,5 минуты и волновые движения с периодами от 3 минут до получаса. Наблюдаемые нерегулярные изменения температуры вызваны распространением внутренних гравитационных волн.

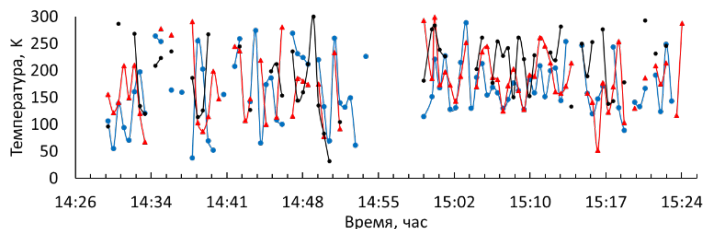


Рис. 2. Зависимость температуры от времени на трех высотах Е-области 8 ноября 2018 года: 100 км (синие точки) 102 км (красные точки) и 104 км (черные точки)

Скорость вертикального движения плазмы в экспериментах на Аресибо

Непосредственное измерение фазы сигнала, рассеянного на неоднородностях, позволяет с высокой точностью определять вертикальную скорость. Как показано в [3], в типичных ионосферных условиях погрешность таких измерений не превышает 0,05 м/с. По временному изменению фазы ϕ скорость вертикального движения плазмы вычисляется как:

$$V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{4\pi f n} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1)$$

где f и λ – частота и длина мощной и пробной радиоволн; n – показатель преломления, c – скорость света. Метод ИПН даёт возможность с высокой точностью исследовать вариации параметров среды на высотах мезосферы и нижней термосферы в широком временном диапазоне — от короткопериодных колебаний до долговременных трендов. В дневные часы 7–8 ноября 2018 года были проведены эксперименты с применением метода ИПН. На рис. 3 показана временная зависимость вертикальной скорости для трёх высот Е-области 7 ноября 2018 года. На обоих графиках наблюдаются волновые вариации с периодами от 15 минут до одного часа. Изменения вертикальной скорости со временем вызваны волновыми процессами в нижней ионосфере, включая внутренние гравитационные волны [4,5].

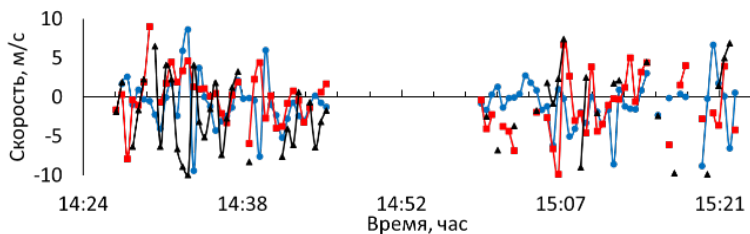


Рис. 3. Зависимость вертикальной скорости от времени на трех действующих высотах Е-области 7 ноября 2018 года: 100 км (синие точки) 105 км (красные точки) и 108 км (черные точки)

Характеристики вертикальных движений могут быть дополнительно описаны с помощью гистограмм распределения скоростей. На рис. 4 представлены распределения для высоты 101,7 км за все сеансы 07.11.2018 (левая панель) и за все сеансы 08.11.2018 (правая панель). По оси абсцисс отложена скорость вертикального движения в м/с, а по оси ординат — относительная частность. Красной линией показано распределение Гаусса, красной пунктирной линией – среднее значение, зеленой пунктирной линией – медиана. С целью количественного анализа степени отклонения распределений скоростей от нормального распределения рассчитаны коэффициенты асимметрии и эксцесса [5]. На исследуемой высоте расхождение между средним значением и медианой распределений оказалось незначительным и составило порядка 1 м/с.

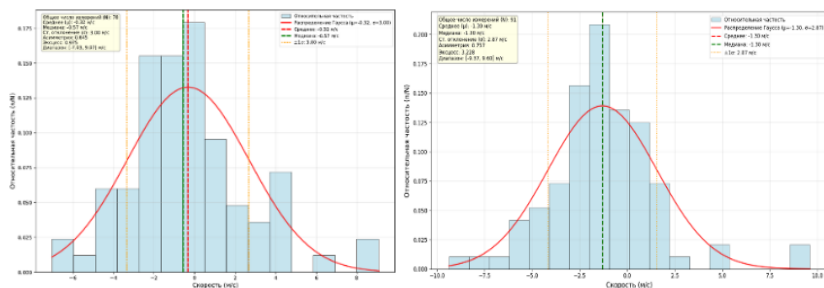


Рис. 4. Гистограмма распределения скоростей вертикальных движений на высоте 101,7 км за 07.11.2018 (левая панель) и 08.11.2018 (правая панель)

Выводы

По результатам первых исследований ионосферы методом создания ИПН на низкоширотном нагревном стенде в Аресибо были сделаны следующие выводы:

1. Характер изменений амплитуды сигнала, рассеянного ИПН, с высотой и во времени и результаты измерений времен развития и релаксации ИПН в D-, E-областях ионосферы по результатам эксперимента на низкоширотном стенде в Аресибо были аналогичны тем, которые многократно наблюдались на среднеширотном стенде СУРА.
2. Сигналы, рассеянные ИПН в области D, регистрировались эпизодически.
3. Развитие и релаксация ИПН в области E соответствует диффузионному механизму. Характерные времена развития и релаксации в E-области составили 1-1.5 с.
4. Наблюдались быстрые (в течение 10 с) временные вариации времени релаксации ИПН и скорости вертикальных движений плазмы, а также волновые движения с периодом от 3 до 10 минут.
5. Во временных вариациях времени релаксации ИПН, температуры и скорости нейтральной компоненты за длительные промежутки времени наблюдалась периодичность от 10 минут до 1,5 часов, характерная для внутренних гравитационных волн.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, в рамках проекта № 25–27–00031.

- [1] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. 528.
- [2] Shindin A., Grach S., Sergeev E., Bernhardt P., Nossa E., “Preliminary Results of Artificial Ionospheric Turbulence Studies at the Arecibo Low-Latitude Heating Facility in November 2018,” 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP). 2019. P. 261, doi: 10.1109/RWP.2019.8810325.
- [3] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.
- [4] Бахметьева Н.В., Жемяков И.Н., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // Химическая физика. 2023. Т. 42, №. 10. С. 50.
- [5] Fritts D.C., Alexander M.J. // Rev. Geophys. 2003. Vol. 41, no. 3. P. 1.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ РАДИОСВЯЗИ В СЕТИ ПЛАВУЧИХ НАВИГАЦИОННЫХ ЗНАКОВ

Н.А. Дугин, Е.Д. Кораблев

*НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
ФГБОУ ВО «ВГУВТ»*

В современном мире прослеживается явная тенденция к автоматизации процессов управления транспортными потоками, в том числе для повышения уровня безопасности на транспорте. В настоящее время водный транспорт является одной из наименее автоматизированных отраслей транспорта с точки зрения контроля за движением, который на данный момент осуществляется только с помощью средств автоматической идентификационной системы (АИС). Однако, обычный интервал ошибок систем спутникового позиционирования (GPS/GLONASS) в горизонтальной плоскости представляет собой радиус до 10-15 метров вокруг истинной точки, т.е. позиция судна может быть определена некорректно. Обычно положение судна определяется с помощью одной антенны GPS и расстояний от антенны до конечных точек судна (корма, нос, борта). Это может привести к 2-м ситуациям: 1) судно зашло за границы судового хода, но согласно данным от АИС находится в границах судового хода и 2) к зеркальной ситуации, когда, согласно данным АИС, судно вышло за границы судового хода, но фактически находится в границах судового хода. Во избежание подобной ситуации на судовом ходу присутствуют вынесенные точки границы судового хода, которые являются одним из видов плавучих навигационных знаков (ПНЗ). Тем не менее, с ПНЗ возникают ситуации, когда знаки отсутствуют на местах установки вследствие различных причин (естественный износ или механическое повреждение якорной цепи). Также существует проблема, связанная с ошибками судоводителей, например, потеря пространственной ориентации. Для устранения обозначенных выше проблем, предлагается создание системы информационной сети плавучих навигационных знаков [1].

Для построения информационной сети плавучих навигационных знаков необходимо рассчитать ее параметры и выбрать частоту, на которой необходимо строить радиорелейную линию. Условно данная линия изображена на рисунке 1.

Низкое расположение приемо-передающих антенн над поверхностью воды приводит к появлению сильного отраженного сигнала (для слабонаправленных антенн по амплитуде сравнимого с прямым). Для расчёта фазовых соотношений между прямым и отраженным сигналами прием ряд допущений:

- 1) поверхность воды принимается абсолютно плоской;

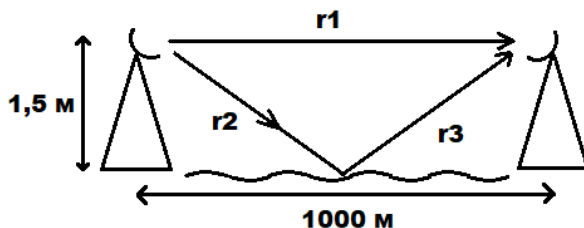


Рис. 1

- 2) считаем, что ПНЗ остаются неподвижными как в горизонтальной, так и вертикальной плоскости, а расстояния между ПНЗ с установленными на них антеннами одинаковы;
- 3) не учитываются погодные условия;
- 4) не учитывается кривизна Земли, поскольку на таких расстояниях ею можно пренебречь.

Для расчёта фазовых сдвигов использовалась формула $\Delta\varphi = (r_2 + r_3) - r_1 \frac{2\pi}{\lambda}$, где $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг, r_1 – расстояние, проходимое прямой волной, $(r_2 + r_3)$ – расстояние, проходимое отраженной волной, λ – длина волны излучения. Если считаем, что поверхность воды абсолютно плоская, то при равенстве углов падения и отражения точкой отражения волны, попадающей в диаграмму направленности (ДН) приемной антенны, станет середина расстояния между знаками (r_1). Тогда значение r_2 будет равно $\sqrt{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2 + h^2}$, а поскольку r_2 , и r_3 , равны, то их сумма равна $2\sqrt{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2 + h^2}$.

Далее рассчитывался максимальный радиус r_{max} первой зоны Френеля, которая образуется в окружности точки около координаты $r_1/2$, для расчёта использовалось

$$\text{соотношение } r_{max} = \sqrt{\frac{\left(\frac{r_1}{2}\right)^2}{r_1} \lambda}.$$

Для расчёта приняты значения r_1 , равные 900, 1000 и 1100 метров, для следующих рабочих частот линии: 433 МГц, 868 МГц и 2400 МГц. Результаты расчётов приведены в таблице.

Как видно из таблицы, при использовании частоты 2400 МГц фазовый сдвиг отраженного сигнала относительно прямого близится к 180° (противофазное сложение). При этом максимальный радиус первой зоны Френеля равен 5.3-5.9 метров (для разных расстояний между знаками).

При использовании частот около 434 и 868 МГц фазовый сдвиг меньше 90° , что позволяет говорить о незначительном влиянии на амплитуду суммарного сигнала. Максимальный радиус первой зоны Френеля составляет 12.5-13.8 метров и 8.8-9.8 метров соответственно.

Как видно из приведенных данных использование частоты 2400 МГц может привести к практически полному затуханию сигнала. Использование диапазонов 434 и 868 МГц приведет к меньшему затуханию сигнала при приёме.

При планировании радиорелейной линии следует учитывать, что использование диапазонов без лицензии ГКРЧ ограничивается [2] эквивалентной изотропной излучаемой мощностью (ЭИИМ) ≤ -17 дБВт (20 мВт) для частот (433.075-434.79) МГц, 100 мВт (при условии рабочего цикла не более 10% или при реализации режима прослушивания перед излучением) или 25 мВт (без ограничений) для частот (868.7-869.2) МГц и ЭИИМ ≤ -20 дБВт (100 мВт) для частот (2400-2483.5) МГц (при передаче данных телеметрии) [3].

Табл.

Частота передачи, МГц	Длина волны, см	Расстояние между ПНЗ, м	Сдвиг фаз, радианы (градусы)	Максимальный радиус первой зоны Френеля, м
434	69,076	900	0,455 (26,06)	12,47
434	69,076	1000	0,409 (23,45)	13,15
434	69,076	1100	0,372 (21,32)	13,79
868	34,538	900	0,910 (52,12)	8,82
868	34,538	1000	0,819 (46,90)	9,30
868	34,538	1100	0,744 (42,64)	9,75
2400	12,491	900	2,515 (144,10)	5,30
2400	12,491	1000	2,264 (129,69)	5,59
2400	12,491	1100	2,058 (117,90)	5,86

Поскольку передача сигнала в линии радиосвязи будет вестись непосредственно над водной поверхностью, то необходимо иметь антенны со специальной ДН – узкой в вертикальной плоскости и относительно произвольной в горизонтальной. Этому условию на первом этапе разработки системы удовлетворяют коллинеарные антенные решетки. Наиболее подходящими для рассматриваемой информационной системы серийными антеннами можно считать антенну АК-868 от компании Альтоника [4]. При более детальной разработке проекта возможно создание специализированной антенны с требуемыми параметрами на нужный частотный диапазон.

Связь между элементами линии радиосвязи должна быть практически постоянной (с периодами в несколько минут для экономии энергии аккумуляторов). Рассматривается возможность использования эффекта мерцаний полезного сигнала для следующих элементов контроля внешней обстановки:

- оценка погодных условий (рассеяние отраженного сигнала на «шероховатой» поверхности и ослабление его влияния на связь, качание НПЗ (бакенов));
- определение появления проходящих судов на судовом ходу по вариациям отраженного от судна сигнала (рис. 2а);
- пропадание полезного сигнала при пересечения судами границы судового хода (рис. 2б).



Рис. 2а



Рис. 2б

По результатам проведенных расчётов сделаны следующие предварительные **выводы**:

Использование частот около 2400 МГц на рассчитываемых дистанциях приводит к более узким ДН, но и к сильному затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн; сдвиг фаз более 120° , что приведёт к затуханию сигнала порядка ≈ 4.8 дБ.

Использование частот около 868 МГц на рассчитываемых дистанциях приводит к более широкой ДН и к затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн порядка $\approx (1.1-2.9)$ дБ.

Использование частот около 434 МГц на рассчитываемых дистанциях приводит к самой широкой ДН и к затуханию сигнала в канале связи от сложения прямой и отраженной волн менее ≈ 0.7 дБ.

Рассмотрена возможность использования эффекта мерцаний полезного сигнала для элементов контроля внешней обстановки.

Предполагается проведение натурных экспериментов в акватории Волги у города Нижний Новгород для проверки правильности принятых решений.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

- [1] Кораблев Е.Д., Федосенко Ю.С. // Труды XXXII научно-технической конференции «Информационные системы и технологии» — Нижний Новгород, 2026. С. 9.
- [2] О внесении изменений в решение Государственной комиссии по радиочастотам от 7 мая 2007 г. № 07-20-03-001 : решение Государственной комиссии по радиочастотам при Министерстве цифрового развития, связи и массовых коммуникаций Российской Федерации от 16 июня 2021 г. № 21-58-05. — Доступ из справочно-правовой системы «КонсультантПлюс». — URL: (дата обращения: 20.05.2026).
- [3] О выделении полос радиочастот устройствам малого радиуса действия : решение Государственной комиссии по радиочастотам при Министерстве информационных технологий и связи от 7 мая 2007 г. № 07-20-03-001. — Доступ из справочно-правовой системы «КонсультантПлюс». — URL: [Электронный ресурс]. (дата обращения: 20.05.2026).
- [4] АК-868 антенна коллинеарная Альтоники. [Электронный ресурс]. — URL: <https://alpatech.ru/sistemy-ops/gsm-monitoring/altonika-gsm/antenny/ak-868-antenna-kollinearnaya-altonika/?ysclid=mpax3qz7s0142006263> (дата обращения: 20.05.2026).

АРХИТЕКТУРА МНОГОКАНАЛЬНОГО ТРАКТА ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ГЛОНАСС ДЛЯ ВЫСОКОТОЧНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Н.А. Дугин^{1, 2)}, А.А. Крит^{1, 2)}

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Высокоточное определение пространственной ориентации подвижных объектов является актуальной задачей для современных навигационных комплексов. Стандартные кодовые измерения глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) не обеспечивают необходимой точности угловых параметров, в связи с чем, перспективным направлением является использование фазовых измерений в многоантенных конфигурациях.

Достаточно часто для измерений ориентации наземных объектов рассматривается применение радиоинтерферометров со связанными элементами [1, 2]. В работе [3] предложен радиоинтерферометрический комплекс из 3-6 приемных антенн L-диапазона, позволяющий проводить высокоточные измерения как географических координат объекта, так и его ориентацию практически в реальном времени. Основным условием является необходимость одновременных фазовых измерений по сигналам трех навигационных ИСЗ. Далее будем рассматривать варианты многоканального приемного тракта для работы по сигналам СРНС ГЛОНАСС бортового радиоинтерферометрического комплекса.

Ключевым требованием к построению таких систем является обеспечение строгой фазовой синхронизации приемных трактов. Неконтролируемые фазовые сдвиги в гетеродинах приводят к ошибкам в определении разностей фаз и делают невозможным разрешение целочисленной неоднозначности.

В данной работе представлена архитектура экспериментального образца четырехканального интерферометрического тракта системы ГЛОНАСС, основанного на централизованной генерации опорных частот и цифровой обработке сигналов с частотным разделением каналов (FDMA).

Предлагаемое устройство состоит из четырех антенн, образующих два интерферометра с ортогональными базами В1 и В2, ее пример приведен на рис. 1. Такая геометрия позволяет однозначно определить полный вектор пространственной ориентации объекта, включающий азимут (A), дифферент (Θ) и крен (γ) [4]. Математическая модель радиоинтерферометрических измерений в общем виде связывает разность фаз $\Delta\varphi_{ij}^{(k)}$ для k -го спутника между антеннами i и j :

$$\begin{aligned} L &= Z\sin(\varphi_g) - X\cos(\varphi_g), \\ M &= Z\cos(\varphi_g) + X\sin(\varphi_g), \\ N &= Y, \end{aligned} \tag{1}$$

где X , Y , Z – проекции базы в местной декартовой системе координат, (φ_g) – широта места.

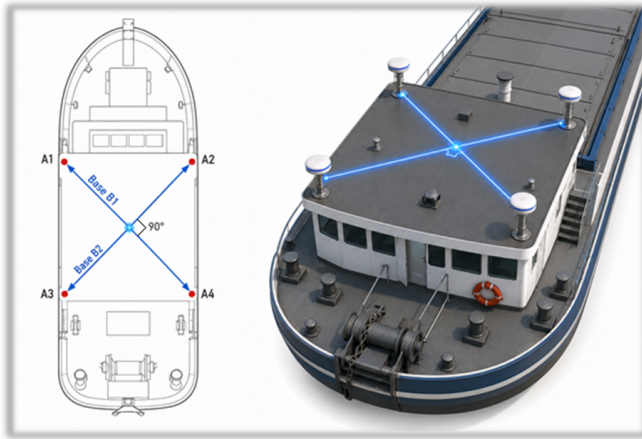


Рис. 1

$$\Delta\varphi_{ij}^{(k)} = \frac{2\pi}{\lambda_k} [L\sin(\delta_k) + \cos(\delta_k)(M\cos(t_k) + N\sin(t_k))] + 2\pi N_{ij}^{(k)} + \delta_{ij}, \quad (2)$$

где δ_k , t_k – склонение и часовой угол спутника; $N_{ij}^{(k)}$ – целочисленная неоднозначность; δ_{ij} – инструментальный фазовый сдвиг. В общем случае решение системы нелинейных уравнений (2) относительно параметров ориентации осуществляется численными методами. Однако для случая, когда антенная решетка расположена в горизонтальной плоскости ($Z = 0$, следовательно $N = 0$ для баз, лежащих в плоскости горизонта), система допускает аналитическое решение. В этом частном случае азимут и угол места определяются непосредственно через измеренные разности фаз и известные координаты спутников, что существенно упрощает алгоритм первичной обработки данных и снижает вычислительную нагрузку на бортовой процессор. Для подвижного объекта с неизвестной ориентацией используется метод наименьших квадратов для совместного оценивания проекций баз и углов Эйлера по измерениям от трех и более спутников.

На рис. 2 приведена структурная схема предлагаемого приемника.

Каждый из четырех антенных модулей содержит малошумящий усилитель ($NF \leq 1.5$ дБ, КУ = 20 дБм) и смеситель первого преобразования. Локальный гетеродин ПЧ1 (1424 МГц) формируется умножением на 4 единой опорной частоты 356 МГц, распределяемой от центрального блока, что обеспечивает жесткую фазовую когерентность каналов ($\varphi_{LO} = 4\varphi_{ref}$).

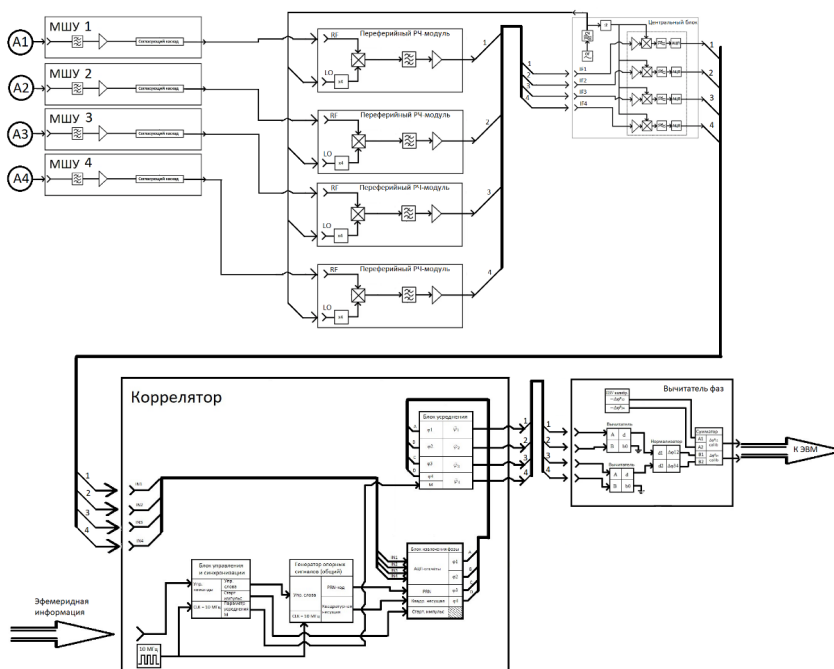


Рис. 2

Сигнал ПЧ1 (~178 МГц) поступает в центральный блок, где второе преобразование общим гетеродином (178 МГц, полученным делением опорной частоты на 2) формирует ПЧ2 ± 3.9375 МГц. Оцифровка выполняется четырьмя синхронизированными АЦП (10 МГц, 12 бит), создающими поток данных 480 Мбит/с, который передается по интерфейсу LVDS в ПЛИС.

В корреляторе на базе FPGA реализуется параллельная обработка сигналов трех выбранных спутников ГЛОНАСС (FDMA). Для каждого из четырех каналов независимо снимаются PRN-коды и извлекаются мгновенные фазы несущей. Полученные значения подвергаются круговому усреднению (интервал 5–20 мс) для подавления шумов, после чего вычисляются межантенные разности фаз, нормализованные к диапазону $(\pi, \pi]$ и скорректированные на калибровочные коэффициенты.

Использование измеренных разностей фаз для двух ортогональных баз и трех спутников позволяет решить систему навигационных уравнений и однозначно определить азимут, дифферент и координаты объекта. Такая конфигурация обеспечивает работоспособность системы даже при ограниченной видимости спутников, характерной для внутренних водных путей. Предложенная архитектура сочетает фазовую стабильность специализированных приемников с гибкостью цифровой обработки, а дальнейшие

исследования будут направлены на натурную проверку точности и разработку адаптивных алгоритмов селекции спутников.

Анализ системы [3] показал, что одним из ее преимуществ является то, что работа ведется по квазишумовому сигналу НКА приемником с квадратурными выходами; из кодовой информации необходимы только координаты спутников. В перспективе это дает возможность разработки автономной системы определения положения НКА при блокировке их гражданского канала.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

- [1]. Абросимов В.Н., Алексеева В.И., Гребенко Ю.А., Лукин В.И., Мищенко И.Н., Новиков И.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1989. №1. С.46.
- [2]. Кокорин В.И. Радионавигационные системы и устройства : учеб. пособие для студентов вузов / В.И. Кокорин ; Краснояр. гос. техн. ун-т. – Красноярск : ИПЦ КГТУ, 2006. 174 с.
- [3]. Дугин Н. А. Разработка методов и устройств для высокоточных измерений в радиоастрономии и радиоинтерферометрии. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Нижний Новгород. 2007.
- [4]. Park K., Crassidis J.L. Attitude Determination Methods Using Pseudolite Signal Phase Measurements // Technical Report. – NASA Johnson Space Center, 2003. 21 p.

КАЛИБРОВКА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА ОКБ МЭИ ПО ВНЕЗЕМНЫМ РАДИОИСТОЧНИКАМ

Н.А. Дугин^{1, 2, 3)}, М.Б. Нечаева¹⁾, И.О. Яковлев¹⁾

¹⁾ АО «ОКБ МЭИ»

²⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ВО ФГБОУ «ВГУВТ»

Задача высокоточного определения координат космических аппаратов (КА) при полете к планетам солнечной системы с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинной базой (РСДБ) вновь приобретает актуальность в связи с ведущимся планированием космических исследований. Кроме того, например, в работах [1, 2] показана целесообразность применения РСДБ для оперативного (в квазиреальном времени) измерения координат навигационных космических аппаратов и фрагментов «космического мусора» в околоземном космическом пространстве. Точность таких измерений тем выше, чем лучше известны параметры инструмента. Калибровка интерферометра играет важную роль в астрометрических и навигационных задачах, выполняемых с помощью РСДБ, так как ошибки в проекциях баз или координатах радиотелескопов автоматически переносятся в ошибки измерения положения наблюдаемых космических объектов.

В последние годы выполнена модернизация наземных комплексов управления дальними космическими аппаратами (НКУ ДКА) ОКБ МЭИ, в рамках которой были разработаны широкополосные конвертеры, служащие для преобразования, регистрации и передачи РСДБ-данных в частотных полосах до 128 МГц [3]. Дальнейшие работы нацелены на достижение предельных точностей основных измеряемых величин (задержки и частоты интерференции), используемых для расчетов характеристик исследуемых объектов (координат, рассинхронизации часов и др.).

В данной работе рассматриваются результаты калибровки интерферометра РТ-64 – РТ-12, расположенного в Медвежьих Озерах, и способы повышения точности измерений проекций баз. Интерферометр имеет малую базу (около 840 м), а его приемные пункты синхронизируются от одного стандарта частоты и времени, что позволяет исключить ошибку временного смещения шкал времени и некоторые другие «паразитные» факторы.

13-14 августа 2025 года был проведен радиоинтерферометрический эксперимент по наблюдению внеземных точечных радиоисточников, одной из задач которого было уточнение координат антенн. Кроме антенн в Медвежьих Озерах, был задействован радиотелескоп РТ-64 в Калязине. Прием радиоизлучения от 16 источников с плотностью потока от 3 до 44 Янских осуществлялся на частоте 8459 МГц. Эксперимент состоял из двух сеансов длительностью 4 часа каждый. Регистрация комплексного сигнала проводилась с помощью широкополосных конвертеров разработки ОКБ МЭИ. Обработка данных выполнялась на корреляторах НИРФИ и ОКБ МЭИ.

Измеряемой величиной являлась задержка, соответствующая максимуму корреляционной функции. Дискрет задержки определялся полосой регистрации и в данном эксперименте составлял 31.5 нс. Для уточнения положения максимума корреляционной функции выполнялась аппроксимация функцией Гаусса, позволяющая достичь точности 6.2 нс, что соответствует 1.9 м в линейной мере. На рисунке 1 приведен пример

корреляционной функции (черная кривая) и аппроксимирующей ее функции Гаусса (красная кривая), полученный при приеме радиоизлучения источника 4С39.25 (14 августа 2025 г, 05:15 UTC). По вертикальной оси отложена нормированная мощность корреляционного сигнала, по горизонтальной оси – задержка. Измерения по каждому источнику усреднялись.

В результате были получены ряды задержек для всех интервалов наблюдений, которые использовались далее для коррекции проекций базы интерферометра. В том случае, когда объект располагается в дальней зоне интерферометра, уравнение, связывающее измеренные значения пространственной задержки τ , известные координаты источника (склонение δ и часовой угол H), искомые проекции базовой линии $\mathbf{B}[B_x, B_y, B_z]$ и инструментальную поправку к задержке $d\tau_n$, запишем в следующем виде:

$$\tau = \frac{1}{c} [B_x \cos \delta \cos H + B_y \cos \delta \sin H + B_z \sin \delta] + d\tau_n. \quad (1)$$

Дальнейшее решение задачи сводилось к использованию метода наименьших квадратов для решения линейной системы, состоящей из 209 уравнений и содержащей 4 неизвестных. По результатам эксперимента была скорректирована геопозиция больших антенн относительно малой. В таблице 1 приведены исходные и скорректированные координаты радиотелескопов. После этого корреляционная обработка была повторена с обновленными значениями.

Табл. 1

Антенна	Исходные координаты X,Y, Z (м)	Скорректированные координаты X,Y,Z (м)
РТ-64 (Калязин)	2731191.749 2126199.292 5339538.091	2731200.919 2126199.339 5339494.645
РТ-64 (Медвежьи Озера)	2828547.498 2206064.086 5256395.991	2828541.311 2206057.961 5256379.580

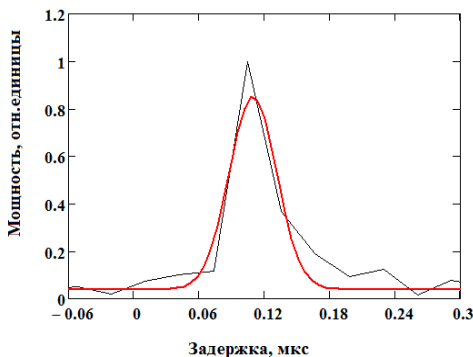


Рис. 1

РТ-12 (Медвежьи Озера)	2828565.000 2206815.000 5256028.000	
---------------------------	---	--

Одним из источников ошибок является не идентичность конструкций антенн, задействованных в эксперименте. Малая антенна с азимутально-угломестной монтажной имеет конструкцию с пересекающимися осями, а в большой антенне РТ-64 угломестная ось вращения смещена от азимутальной на расстояние около $r = 2.2$ м. Такое разнесение осей приводит к изменению базы при повороте по азимуту антенны РТ-64, что может давать ошибку к задержке до 7 нс. Выражение для коррекции задержки dt на не идентичность для случая, когда антенны находятся в прямой видимости [4]:

$$dt = \text{sign} \left(\cos(A_0 - A) \frac{r}{c} \right) \cos^2(A_0 - A) \cos(h), \quad (2)$$

где A – азимут источника, A_0 – азимут направления базы, h – высота источника, r – расстояние осей.

На рисунке 2 приведена зависимость величины коррекции от азимута для данного эксперимента. Рассчитанные таким образом временные поправки были введены в измеренные задержки, полученные после уточнения положения антенн.

Далее, система уравнений (1) решалась с новыми исходными значениями. Проекция базовой линии, инструментальная задержка и среднеквадратичное отклонение (СКО) соответствующих величин, полученные двумя способами (без коррекции на смещение осей от точки пересечения и с коррекцией), приведены в табл. 2, откуда следует, что СКО измеряемых величин существенно уменьшилось при введении коррекции.

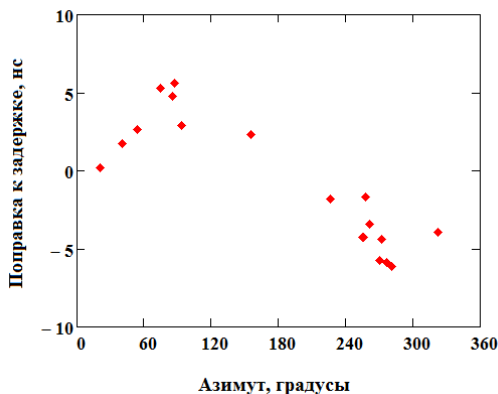


Рис. 2

Выводы

Достигнутая погрешность калибровки инструмента признана удовлетворительной, хотя ожидался более существенный эффект. Причиной этого мы считаем недостаточно высокое разрешение по задержке, используемое в данном эксперименте: величина дискрета составляла 31.5 нс, тогда как ожидаемая поправка на смещение осей не превышала 7 нс. Аппроксимация корреляционной функции понижала погрешность вычисления задержки до 6.5 нс, но могла вносить дополнительные ошибки. Поэтому в дальнейшем планируется эксперимент в более широкой полосе регистрации: разработанные широкополосные видеоконвертеры позволяют расширить полосу до 128 МГц, при этом дискрет комплексного сигнала составит около 8 нс. Кроме того, требуется провести

исследование ошибки привязки времени в РСДБ-пунктах на длительном периоде и оценить ее влияние на точность координатных измерений.

Табл. 2

Исходные данные:	Задержки без коррекции	Задержки с коррекцией на смещение осей
Измеренные значения проекций базы:		
B_x (м)	-18.31	-18.759
B_y (м)	-751.15	-749.93
B_z (м)	358.20	366.84
$d\tau_{\text{и}}$ (мкс)	-6.355	-6.374
Разность заданных и измеренных значений проекций базы:		
B_x (м)	-0.807	-1.257
B_y (м)	-0.232	0.987
B_z (м)	-9.792	-1.155
СКО:		
δB_x (м)	$6.374 \cdot 10^{-9}$	$2.009 \cdot 10^{-9}$
δB_y (м)	$6.853 \cdot 10^{-9}$	$2.169 \cdot 10^{-9}$
δB_z (м)	$11.51 \cdot 10^{-9}$	$4.234 \cdot 10^{-9}$
$\delta(d\tau_{\text{и}})$ (мкс)	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2026-0011.

- [1] Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 7. С. 577.
- [2] Дугин Н.А., Адамчик Д.А., Нечаева М.Б. // Всероссийская радиоастрономическая конференция ВРК-2014 (Пушино, 22–26 сентября 2014 г.): тезисы докладов. – Пушино, 2014. С. 119.
- [3] Дугин Н.А., Зиньковский Б.М., Иванов К.А., Лобачев Г.А., Нечаева М.Б. // Труды XXV научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14–25 мая 2021 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 119. [Электронный ресурс].
- [4] Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Тихомиров Ю.В., Урявина Е.О. // Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14–25 мая 2023 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. С. 137. [Электронный ресурс].

ЗАВИСИМОСТЬ СУТОЧНОЙ ДИНАМИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ УНЧ ФОНОВОГО ШУМА ОТ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ШИРОТАХ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящей работе на основе анализа данных мониторинга на среднеширотном пункте Новая Жизнь (46 в. д., 56 с. ш.) было исследовано влияние вертикальной неоднородности ионосферы на спектры фоновых УНЧ шума в периоды разного уровня солнечной активности и во время магнитных бурь разной интенсивности. Для анализа разного влияния ионосферных резонаторов на спектральные параметры шума на разных широтах при разных гелиогеофизических условиях привлекались данные с низкочастотного пункта на о. Крит (35.15 с.ш., 25.20 в.д.), а также данные, полученные по измерениям радара некогерентного рассеяния в Аресибо (18.3 с.ш. и 66.75 з.д.). Коэффициенты отражения от верхнего и нижнего основания F-слоя по-разному могут зависеть от разных гелиогеофизических условий. Например, как известно, на средних широтах вероятность появления (резонансной структуры спектра) РСС выше в годы минимума солнечной активности. В годы максимума солнечной активности и летний период коэффициент отражения от верхнего основания F-слоя существенно уменьшается, что приводит к слабым осцилляциям РСС в малом диапазоне частот (до 2-4 Гц), или иногда к её полному отсутствию на среднеширотных станциях [1]. Зависимость коэффициента отражения от нижнего основания F-слоя от уровня солнечной активности имеет другой характер, поэтому в годы, близкие к максимуму солнечной активности, и летний период, может наблюдаться только широкополосная частотная зависимость в спектрах поляризации и магнитных компонент. Для анализа влияния вертикальной структуры ионосферы на спектры фоновых шумов на разных широтах были построены высотные профили параметра критерия геометрической оптики (КГО) для нормальной УНЧ волны в ионосфере для частот 1-8 Гц. Коэффициент КГО определяется следующей формулой:

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

Условие $\text{КГО} \ll 1$ является условием выполнения геометрико-оптического приближения (ГО), условие $\text{КГО} \geq 1$ – условием нарушения ГО, n – показатель преломления нормальной волны, λ – длина волны в ионосфере.

Для сравнения на рис. 1 приведены профили для среднеширотной обсерватории и станции на о. Крит для периодов с разным уровнем солнечной активности (СА). Как видно из рис. 1а, б профили КГО на низкоширотной станции на разных частотах слабо различаются при разных уровнях СА, при этом нарушение ГО на нижнем основании слоя F имеет место при любом уровне активности солнца. Нарушение ГО на высотах верхнего основания слоя F наблюдается в узком диапазоне частот до 4-5 Гц, поэтому РСС наблюдается в узком диапазоне частот до 4-5 Гц при любом уровне СА. Для среднеширотной станции различие в значениях КГО существенно для высокого и низкого уровня СА на высотах больше максимума слоя F, что подтверждает выводы

экспериментальных исследований (рис. 1в, г). Спектры поляризационного параметра ε , полученные при регистрации фонового шума на о. Крит, демонстрируют также слабое влияние уровня СА на добротность ионосферных резонаторов. РСС существует, как правило, в узком частотном диапазоне, не превышающем 4-5 Гц, широкополосный максимум в спектрах поляризации проявляется практически всегда со значениями f_{gr} , не превосходящими частоту первого шумановского резонанса.

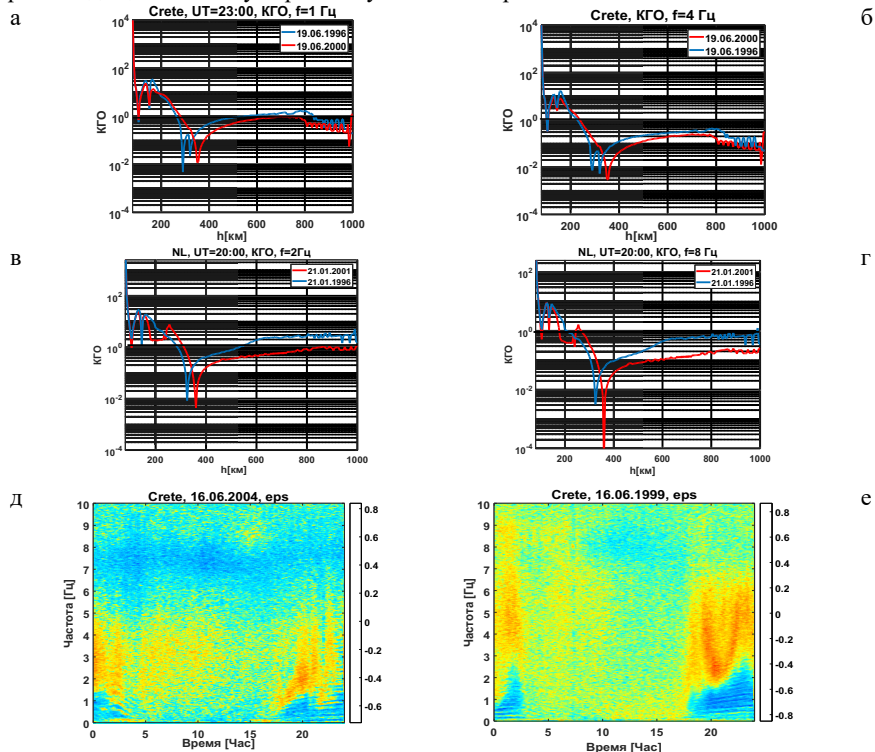


Рис. 1

На рис. 2 приведены результаты моделирования показателя преломления (рис. 2в), параметра ε (рис. 2г) и профиля КГО для станции Аресибо (рис. 2а, б). Влияние ионосферных резонаторов на спектры шума на этой южной станции сильно зависит от уровня СА, а их добротность резко уменьшается при высоком уровне СА, что связано с высокими значениями показателя преломления (N1) нормальных волн в ионосфере на всех высотах. Особенно резко возрастает оптическая плотность суб-ИАР из-за высоких значений N1 на высотах долины.

Была изучена динамика спектров поляризации на среднеширотном пункте NL в начальной и главной фазах магнитной бури, а также в фазе восстановления ионосферы.

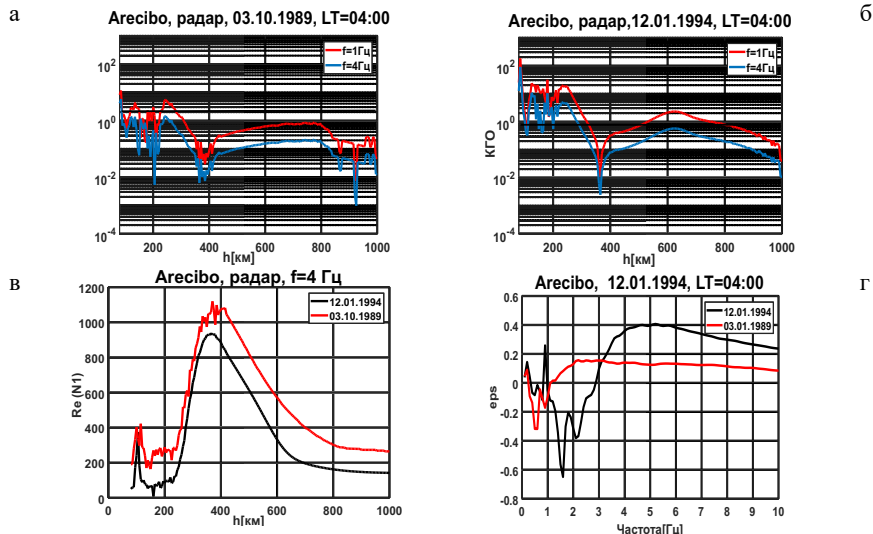


Рис. 2

На рис. 3а, б приведены значения Кр-индекса и спектрограмма поляризационного параметра в начальной и главной фазе сильной бури 07-11.11.2004. Видно уменьшение граничной частоты, а затем полное исчезновение знакопеременной частотной зависимости параметра ϵ . На рис. 3г изображён спектр ϵ во время сильной бури 17.03.2015 ($Kp=8-9$). В период этой бури влияние резонатора суб-ИАР не было обнаружено, и значения ϵ варьировались около 0. На ионограммах ближайших ионозондов (КФУ, СУРА) (рис. 3д) были зафиксированы слои на высоте 150-200 км с $f\theta \sim 1.5-3$ МГц. Были исследованы также вариации поляризационного параметра в период восстановления после сильных магнитных бурь с $Kp=8-9$. Обнаружена сильная изменчивость спектров ϵ в период наблюдения высокочастотных Рс-1, когда высыпания энергичных частиц регистрировались на близких к наземному пункту геомагнитных широтах. В эти периоды в спектре ϵ наблюдалась крупномасштабная вариация в области положительных значений с ростом ϵ на частотах 12-14 Гц (рис. 3е). На основе статистического анализа был исследован характер спектров ϵ при разных значениях Кр – индекса и построено распределение вероятности значений глубины вариаций ϵ при разных уровнях геомагнитной активности (рис. 3 в). Установлено, что значение глубины осцилляций в спектре ϵ , которому соответствует максимум вероятностного распределения уменьшается при увеличении Кр-индекса и достигает значений меньше 0.02 при $Kp=7$. При этих значениях Кр-индекса наблюдаются незначительные вариации поляризационного параметра, как правило, в области положительных значений (исключается полоса шумановских резонансов). Это позволило определить пороговые значения Кр индекса ($Kp \geq 6$), при котором происходит исчезновение характерной частотной зависимости ϵ с изменением знака на среднеширотном пункте NL.

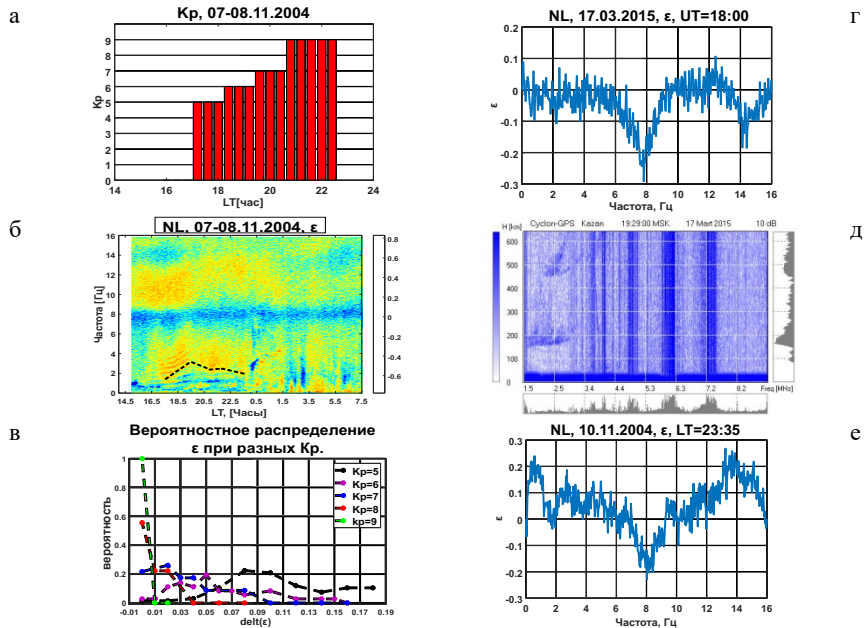


Рис. 3

Анализ н/ч данных на о. Крит показал, что исчезновение проявления резонатора суб-ИАР наблюдается при $K_p \geq 8$, а после бури в спектрах ϵ регистрируются более низкие значения fgr , чем в период до начала бури. (рис. 4 а,б).

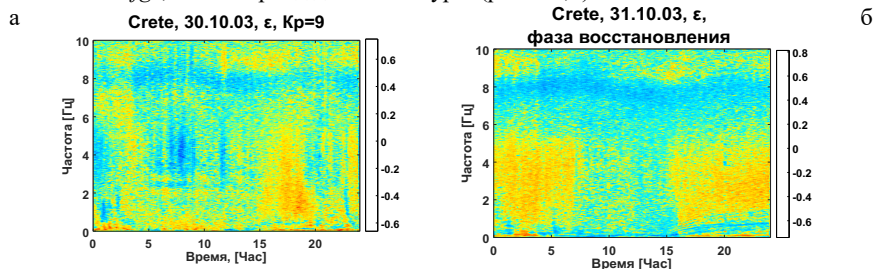


Рис. 4

Работа выполнена по проекту № FSWR-2026_0011 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Потапов А.С., Полюшкина Т.Н., Цэгмэд Б. // Солнечно-земная физика 2021. Т. 7, № 3. С. 39.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЭКРАНИРОВАНИЯ ОТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

А.В. Карпова, О.В. Шашунькина, В.П. Савченков

ООО «Завод герметизирующих материалов»

Введение

В современном мире наблюдается стремительный рост числа источников электромагнитного излучения (ЭМИ). Это связано с повсеместным внедрением беспроводных технологий, развитием электроники, автоматизацией производства, расширением телекоммуникационных сетей, использованием станций радиоэлектронной борьбы (РЭБ). Практически каждый человек ежедневно сталкивается с воздействием ЭМИ: мобильные телефоны, Wi-Fi-роутеры, базовые станции сотовой связи, микроволновые печи, компьютеры, промышленное оборудование и даже бытовая техника — всё это формирует фон электромагнитных полей различной частоты и интенсивности.

Электромагнитные поля (ЭМП) можно условно разделить на статические, низкочастотные электрические и магнитные, высокочастотные или радиочастотные поля. В отличие от ионизирующего излучения (гамма-излучение, испускаемое радиоактивными материалами; рентгеновское излучение), находящегося в верхней части электромагнитного спектра, электромагнитные поля не обладают способностью разрывать связи, которые удерживают между собой молекулы в клетке или атомы в молекуле, и неспособны ионизировать вещество.

В данной работе рассматриваются источник СВЧ-диапазона (сверхвысокие частоты, микроволновое излучение 300 МГц до 300 ГГц с длиной волны от 1 метра до 1 миллиметра). Для комплексного исследования защитных материалов в лабораторных условиях был выбран источник с диапазоном частот от 0,8 до 6,0 ГГц. Этот диапазон охватывает основные радиосредства, используемые в бытовой и городской среде.

Наш завод герметизирующих материалов (ООО «ЗГМ») специализируется на разработке и производстве широкого спектра герметизирующих и изоляционных материалов серии Абрис. Мы разрабатываем и внедряем в серийное производство инновационный материал для защиты от электромагнитного излучения — Абрис ЭМИ. Материал прошёл комплекс испытаний в ведущих научно-исследовательских организациях, включая МГУ им. Н. П. Огарёва, ФГБУ НИИ Радио и ФГБНУ «НИИ медицины труда имени академика Н. Ф. Измерова», а также на специализированных испытательных полигонах, подтвердив свои высокие эксплуатационные характеристики.

Актуальность темы обусловлена не только вопросами биологического воздействия ЭМИ на организм человека (влияние на нервную систему, сердечно-сосудистую деятельность, обмен веществ), но и техническими аспектами: электромагнитные помехи способны вызывать сбои в работе чувствительной электроники, медицинского оборудования, систем связи и автоматики. Для надёжной защиты от негативного воздействия электромагнитного излучения необходимо использовать специальные экранирующие материалы, способные эффективно поглощать или отражать электромагнитные волны в широком диапазоне частот.

Цель настоящей работы является экспериментальное определение коэффициентов ослабления различных материалов, применяемых для радиозащиты и защиты от

электромагнитного излучения. В исследовании были использованы современные материалы, представленные на рынке, такие как фольга, сетки, ткани и плёнки, а также эластичная резина Абрис ЭМИ, разработанная ООО «ЗГМ».

Метод определения коэффициента ослабления

Коэффициент ослабления ЭМИ — это безразмерная величина, показывающая, во сколько раз снижается интенсивность электромагнитного или ионизирующего излучения при прохождении через материал (экран).

В основе методики измерений коэффициента ослабления (прохождения) ЭМИ СВЧ диапазона лежит относительный метод измерений, когда коэффициент ослабления определяется как отношение мощности электромагнитной волны, прошедшей через образец, к мощности электромагнитной волны, падающей на поверхность образца материала. Коэффициент ослабления зависит от толщины, плотности и электромагнитных свойств материала:

$$K = 10 \lg \left(\frac{P_1}{P_2} \right), \quad (1)$$

где K — коэффициент ослабления электромагнитного поля, дБ;

P_1 — исходная плотность потока мощности (ППМ) без образца, мкВт/см²;

P_2 — плотность потока мощности (ППМ) с исследуемым образцом, мкВт/см².

Для оценки эффективности РПМ в диапазоне 0,8–6 ГГц был разработан стенд на базе института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН. Испытательный стенд состоит из источника электромагнитного излучения ПХ-0860 и приемной антенны (дозиметр «Мера») [1]. На базе научно-производственной лаборатории ООО «ЗГМ» была разработана методика по определению коэффициента ослабления материалов от ЭМИ.

Все измерения проводились в лабораторных условиях при температуре воздуха $20 \pm 2^\circ\text{C}$ и относительной влажности не более 60%, что соответствует стандартным требованиям для радиотехнических испытаний.

Расстояние между источником электромагнитного излучения и приёмной антенной (дозиметром) составляло 20 см. Для каждого исследуемого образца измерения выполнялись трижды. За итоговое значение коэффициента ослабления принималось среднее арифметическое полученных результатов, что позволило снизить влияние случайных погрешностей и повысить достоверность данных.

Средства измерений, вспомогательные устройства

Измерительные приборы: приемная антенна (дозиметр «Мера») с диапазоном измерения 0,8–8 ГГц, чувствительность устройства 10 нВт/см².

Источник излучения: источник электромагнитного излучения ПХ 0860 с диапазоном измерения 0,8–6 ГГц, излучающая мощность 5 мВт (7,0 дБм).

Ноутбук (для записи и обработки полученных данных).

Схема проведения измерений

Схема проведения измерений приведена на рис. 1. Сверху на стойке закреплён источник излучения, снизу – антенна приёмного устройства. Расстояние от источника до приёмной антенны составляло 20 см.

Исследуемые образцы

Внешний вид исследуемых образцов представлен на рис. 2

Образец №1 – ткань для защиты от ЭМИ №18 (Альфа-К, г.Москва);

Образец №2 – экранирующая электропроводящая пленка с клеевым слоем «Радиобункер 115» (РТ-Технологии, г. Томск);

Образец №3 – металлическая сетка, размер ячейки 0,63 мм (Стойнэт, г.Нижний Новгород);

Образец №4 – эластичная резина Абрис ЭМИв т.2,5 мм (ООО «ЗГМ», г.Дзержинск) [2];

Образец №5 – металлизированная посеребренная ткань (Текс-центр, г.Москва);

Образец №6 – фольга алюминиевая т.100 мкм;

Образец №7 – медная сетка, размер ячейки 0,56 мм (г.Кольчугино).



Рис. 1

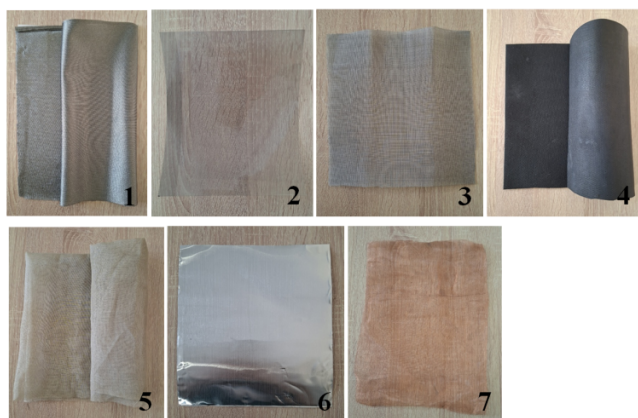


Рис. 2

Результаты измерений

В таблице приведены результаты испытаний исследуемых образцов.

Табл.

№	Наименование защитного материала	Плотность по- тока мощно- сти без об- разца, мкВт/см ²	Плотность по- тока мощно- сти с образцом, мкВт/см ²	Коэффициент ослабления	
				раз	дБ
1	Ткань для защиты от ЭМИ №18	6,26	0,212	29,5	14,7
2	Экранирующая пленка «Радиобункер- 115»	6,10	0,305	20,0	13,0
3	Металлическая сетка	6,05	0,339	17,8	12,5
4	Эластичная резина Абрис ЭМИв	6,18	0,355	17,4	12,4
5	Металлизированная посеребренная ткань	6,20	0,439	14,1	11,5
6	Фольга алюминиевая	6,22	0,482	12,9	11,1
7	Медная сетка	6,15	1,464	4,2	6,2

Результаты

Проведённые испытания подтвердили, что современные экранирующие материалы действительно способны эффективно снижать уровень электромагнитного излучения в СВЧ-диапазоне. Однако выбор оптимального решения должен основываться не только на уровне защиты, но и на условиях эксплуатации, а также необходимости сочетания экранирующих свойств с такими характеристиками, как гибкость, прочность и удобство монтажа.

В ближайших планах — проведение серии испытаний, направленных на определение поглощающих свойств защитных материалов. Это особенно важно, поскольку традиционные металлические экраны, как правило, только отражают электромагнитные волны. Такой подход может приводить к нежелательным эффектам: отражённые волны способны создавать локальные зоны с повышенным уровнем поля, что снижает общую эффективность защиты и может быть небезопасно.

Именно разработкой таких инновационных решений и занимается наш завод. Мы стремимся создавать материалы, которые не только надёжно экранируют, но и эффективно поглощают электромагнитную энергию, обеспечивая максимальную безопасность и комфорт в эксплуатации.

- [1] Дмитриев А.С // Отчет о научно-исследовательской работе «Оценка эффективности радиопоглощающих свойств материалов Абрис ЭМИ ТУ 2290-014-52471462-2009». 2023.
- [2] Патент РФ №2846079. Савченков В.П., Шашункина О.В., Кравцова Т.А., Карпова А.В. Эластомерный радиопоглощающий материал. Дата заявки: 17.03.2025. Дата публикации: 29.08.2025.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУР В СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЯХ ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЕМ ВЫСОКОЙ МАГНИТУДЫ

Л.П. Коган, В.Б. Штенберг, Е.А. Ревунова

ННГАСУ

Введение

Рассматриваются свойства изменений статистики Z-составляющей геомагнитного поля в период перед землетрясением высокой магнитуды. Предлагаемый подход дает возможность описывать изменения уровня хаоса в измеряемом сигнале в режиме, приближенном к реальному времени. Выявлено возникновение квазилинейных статистических структур, которые обладают высокой степенью детерминированности и моменты завершения которых «тяготеют» к моменту начала рассматриваемого землетрясения.

Применяемый математический аппарат

Целью статьи является определение изменений свойств статистики измерений геомагнитного поля в регионе Мьянмы, которые могут быть интерпретированы как предвестники приближающегося землетрясения магнитудой 7.7, которое произошло 28 марта 2025 года. В работе показано, что данному событию предшествует возникновение квазилинейных структур в статистических зависимостях, полученных на основе проходящих измерений.

С целью теоретического пояснения на рис. 1 схематически приведены зависимости плотности вероятности $\rho_1(w)$ и $\rho_2(w)$ для фоновых шумов $x_1(t)$ и соответственно случайного процесса $x_2(t)$, который считаем независимым от $x_1(t)$ и обусловленным влиянием процесса подготовки приближающегося события. Кроме того, на рисунке также приведена плотность вероятности $\rho(w)$, которая отвечает «суммарному» случайному процессу $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$. Функция $\rho(w)$ может быть записана с помощью свертки вида $\rho(w) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(w - w')\rho_2(w')dw'$. Как было показано в [1], при условии, что стандарт флуктуаций случайной величины x_2 , который определяет ширину распределения $\rho_2(w)$, хотя бы в несколько раз превосходит интервал дискретизации h , для $\rho(w)$ будет иметь место уменьшение эффективной амплитуды мелкомасштабных флуктуаций по сравнению с $\rho_1(w)$. Величина h задается при расчетах и совпадает с эффективным периодом указанных мелкомасштабных флуктуаций, см. рис. 1.

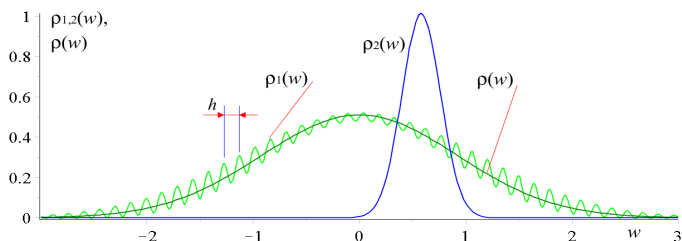


Рис. 1

Для выявления предвестников, связанных с указанными линейными структурами, применяется статистический функционал, который был введен и апробирован, в частности, в [1]:

$$L_0(\mu) = \frac{A}{M} \sum_{l=\mu-(M-1)}^{\mu} |\mathcal{L}_l|, \mathcal{L}_l = \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_{m,l}. \quad (1)$$

В (1) множитель $A = 1000$ введен для перехода к удобному для анализа интервалу области значений функционала $L(\mu)$, любое из которых соответствует времени завершения отрезка реализации с номером μ . Каждому такому отрезку отвечает N_1 отсчетов; эта величина численно совпадает с длительностью такого отрезка в секундах. Значение M задает временной интервал усреднения по последовательным отрезкам реализации. Множители $P_{m,l}$ во второй сумме (здесь l – номер отрезка реализации) – это вероятности попадания значений применяемой при расчетах вспомогательной функции $\sin(Sx)$ (где $S = 10^9 \text{Тл}^{-1}$) от непосредственно измеряемых значений $x = x(t)$ в локальный промежуток номер m области значений следующего вида:

$$\sin(Sx)_{\min} + mh \leq \sin(Sx) < \sin(Sx)_{\min} + (m+1)h \quad (2)$$

$$0 \leq m \leq N-1.$$

Переход к рассмотрению статистики зависимости $\sin(Sx)$ вместо значений $x(t)$ связан с тем, что в отличие от плотности вероятности $\rho(w)$ распределения значений непосредственно измеряемой случайной величины $x = x(t)$, для функции $\sin(Sx)$ плотность вероятности $\rho_{\sin}(w)$ при $w \rightarrow \pm 1$ обладает интегрируемыми особенностями. Как показано в [1], этот факт позволяет существенно усилить уровень чувствительности предлагаемой методики. В (2) множитель h равен ширине интервала дискретизации. С учетом свойств $\sin(Sx)$, полное число интервалов в (2) составляет $N = [2h^{-1}]$, где квадратные скобки обозначают целую часть числа. Используемый подход можем назвать методикой спектрально-вероятностного анализа.

Проведение численных расчетов

На рис. 2 приведена зависимость $L(n) = L_0\left(\left[\frac{3600n}{N_1}\right]\right)$, соответствующая данным измерений для Z-составляющей геомагнитного поля за период 16 – 29 июля 2025 года (время UTC) по измерениям магнитометра СКІ (Кокосовые острова). На горизонтальной оси значения n соответствуют времени в часах от начала измерений в 00:00:00 15.07.2025. На рис. 2 функционал $L(n)$ построен при значениях $N_1 = 1700$, $M = 55$, $h = 0.08$. Сплошным горизонтальным розовым отрезком указан временной интервал, по которому рассчитывается значение $L(n)$. Красной сплошной вертикальной прямой отмечен момент начала события. На рис. 2 пара почти параллельных прямых 1 и 2 (угол между ними не превосходит 1.2°), которые проведены через точки a, b и также c, d экстремумов кривой $L(n)$, образует канал [1]. Чтобы проиллюстрировать степень взаимной параллельности двух этих прямых, на рис. 2 также приведены прямые линии $1'$ и $2'$, параллельные прямым с соответствующим «не штрихованным» номером.

Все точки подобных экстремумов (их назовем направляющими точками) выбираются из максимумов и минимумов функционала $L(n)$ на основании алгоритма с очень строгими ограничениями. С целью демонстрации ограниченности общего числа таких точек те из них, через которые не проходят границы канала 1–2, выделены на рис. 2 сплошными прямоугольными контурами зеленого (точки минимумов) или красного (точка максимума) цвета. Ограниченность числа указанных точек означает малую вероятность «просто случайного» возникновения линейных объектов, подобных данному каналу.

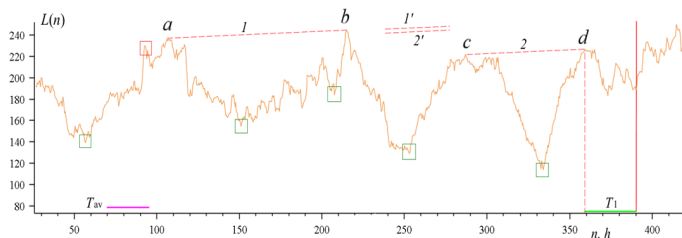


Рис. 2

Выводы

В работе исследуется эффект формирования линейных структур высокой степени детерминированности для вероятностного функционала $L(n)$, который строится по статистике измерений Z -составляющей геомагнитного поля в сейсмоактивном регионе и рассматривается как функция времени. Показано, что формирование подобных линейных структур с высокой вероятностью происходит перед землетрясениями высокой магнитуды. Точки последнего тестирования таких объектов со стороны кривой $L(n)$, как это показано на рис. 2, «тяготеют» к моменту начала сейсмического события. Исходя из статистического и физического смыслов функционала $L(n)$, формирование подобных линейных структур свидетельствует о том, что перед землетрясениями высокой магнитуды уровень хаоса сейсмических процессов начинает изменяться по квазидетерминированным законам.

Статья подготовлена при поддержке гранта «Фундамент будущего» Нижегородского государственного архитектурно-строительного университета.

- [1] Volvach A., Celik C., Kogan L., Volvach L. // Romanian Reports in Physics. 2025. Vol. 77, no. 1. Article no. 704.

ПЛОТНОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЛОЕ С ДИСКРЕТНЫМИ СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Л.П. Коган^{1, 2)}, Т.М. Заборонкова^{3, 4)}

¹⁾ ННГАСУ

²⁾ ФГБУН «КрАО РАН»

³⁾ НГТУ

⁴⁾ ИПФ РАН

Постановка задачи

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля

$$\vec{E}_0(x) = \vec{n} E_0 \exp[i(2\pi f t - kx)] \quad (1)$$

при нормальном падении на слой $0 \leq x \leq L$ со случайными одномерными дискретными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости прямоугольной формы (рис. 1).

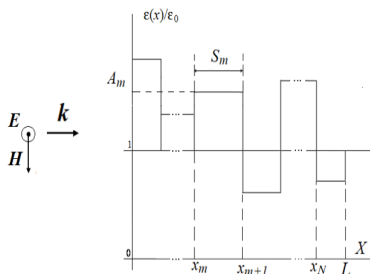


Рис. 1

$$\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)} \left(1 + \sum_{m=1}^N A_m [H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)] \right). \quad (2)$$

Здесь $H(Z)$ — функция Хевисайда; N — число неоднородностей в данной реализации; x_m — координата начала m -й неоднородности, S_m и $|A_m|$ — её ширина и амплитуда. Предполагается, что для всех m (где $1 \leq m \leq N$) значения ширины неоднородностей S_m распределены по Гауссу, со средним значением $\langle S_m \rangle = S$ и стандартом флуктуаций σ_S . При этом значения амплитуды возмущений полагаем обладающими нулевым средним значением и равномерно распределенными на интервале $-a_0 \leq A_m \leq a_0$. На рис. 1 приведена зависимость $\varepsilon(x)/\varepsilon^{(0)}$.

Интенсивность волны для отдельной реализации слоя

В [1] было получено выражение для интенсивности волны $J(x)$ (нормированной на интенсивность падающей волны) внутри слоя для его отдельной реализации в следующем виде:

$$J(x_m + S_m + 0) = \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 (A_{m,1})^{-1} \Lambda_{N,m+1} \left[1 + \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2 (\Lambda_{N,m+1})^{-1} \right]}{1 - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2 (\Lambda_{m,1})^{-1}} \quad (3)$$

Функции $\Lambda_{m,1}$, $\Lambda_{N,m+1}$, $\Phi_{m,1}$ и $\Phi_{N,m+1}$ в (3) даются выражениями

$$\begin{aligned} \Lambda_{m,1} &= 1 - \sum_{n=1}^{m-1} \sum_{j=n}^{m-1} \delta_n \alpha_{j+1}, \quad \Lambda_{N,m+1} = 1 - \sum_{n=m+1}^{N-1} \sum_{j=n}^{N-1} \delta_n \alpha_{j+1}, \\ \Phi_{m,1} &= \sum_{n=1}^m \alpha_n, \quad \Phi_{N,m+1} = \sum_{n=m+1}^N \alpha_n, \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\delta_m = -R_m \prod_{n=m+1}^N T_n^2$, $m = 1, 2, \dots, N-1$, $\alpha_m = R_m \prod_{n=m}^N T_n^{-2}$, $m = 1, 2, \dots, N$, где $R_m = \left| \frac{Z_m^2 - 1}{Z_m^2 + 1 - 2iZ_m \operatorname{ctg} \theta_m} \right|^2$ и $T_m = 1 - R_m$ – коэффициенты отражения и прохождения по энергии соответственно для неоднородности номер m ; $\theta_m = k S_m \sqrt{1 + A_m}$, $Z_m = (1 + A_m)^{-1/2}$ – импеданс неоднородности, нормированный на $Z_0 = [\mu_0 / (\epsilon_0 \epsilon^{(0)})]^{1/2}$. Выражение (3) является справедливым при условиях

$$\begin{aligned} \left(\frac{A_m}{2 + A_m} \right)^2 N(N+1) &\ll 1, \\ R_{\max}^{2(N-2)} \prod_{M=1}^N \left(1 + \frac{MR_{\max}^2}{(1 - R_{\max})^{2(M+1)}} \right) &\ll 1, \end{aligned} \quad (5)$$

где $M = N - m$ – номер неоднородности при отсчете от правого конца слоя. На основании условия (4) может быть определено максимально допустимое число N дискретных неоднородностей в слое и соответствующее этому числу допустимые значения амплитуды A_m отдельных неоднородностей в любой реализации слоя [1].

Результаты численных расчетов

Расчеты плотности вероятности интенсивности рассеянного поля внутри слоя проводились по формуле (3) для 1000 независимых реализаций при толщине слоя равной длине 20 отдельных неоднородностей.

На рис. 2 и 3 при $a_0 = 0.25$ приведены полученные численным методом плотности вероятности $\rho(J)$ для вероятностного распределения случайных значений интенсивности $J(x)$ для $S = 0.1\lambda$, $\sigma_S = 0.02\lambda$ (рис. 2) и $S = \lambda$, $\sigma_S = 0.2\lambda$ (рис. 3). Здесь красная,

зеленая и синяя кривые (1,2,3 соответственно)–отвечают координатам правых границ первой неоднородности в начале слоя ($x = 0$), в середине ($x = \frac{L}{2}$) и в конце слоя ($x = L$). Отрезками со стрелками на концах обозначена ширина соответствующих распределений $\rho(J)$ на уровне равном половине максимального значения плотности вероятности (т. е. $\rho_{max}(J)/2$). На рис. 4 зеленая кривая $\rho(J)$ соответствует кривой 2 на рис. 3 для плотности вероятности интенсивности поля в середине слоя, а пунктирная красная кривая $\rho_n(J)$ отвечает нормальному распределению вероятности по Гауссу с теми же средним значением и дисперсией, что и для указанной зеленой кривой 2 на рис. 3.

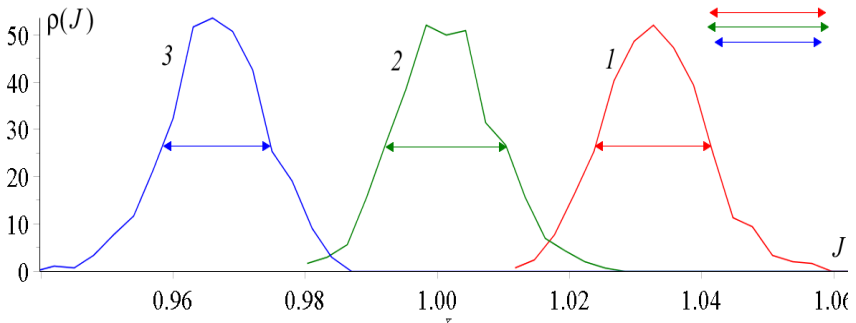


Рис. 2

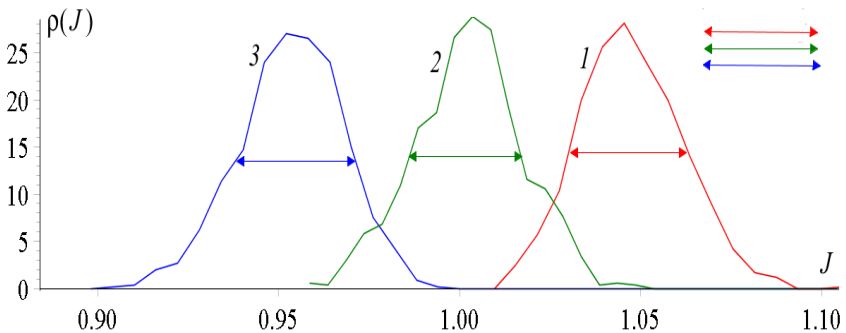


Рис. 3

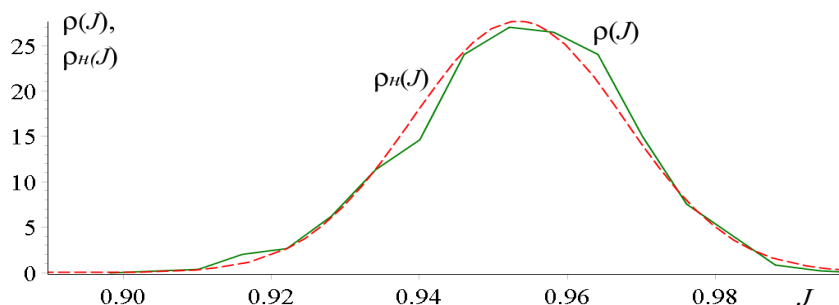


Рис. 4

На основании рис. 2, 3 и 4, приходим к следующим заключениям: а) ширина вероятностного распределения $\rho(J)$ мало изменяется на протяжении всего возмущенного слоя и зависит не только от амплитудных характеристик возмущений диэлектрической проницаемости, но и от ширины S неоднородностей. Этот результат, в частности, подтверждается выводами работы [2]. Во всех рассмотренных случаях рассчитанное по (3) вероятностное распределение стремится к нормальному распределению плотности вероятности с одинаковой дисперсией (см. рис. 4).

Выводы

В работе численным методом получена плотность вероятности интенсивности плоской электромагнитной волны внутри слоя со случайными возмущениями диэлектрической проницаемости прямоугольной формы. Получено, что ширина плотности вероятности, оказывается почти одинаковой в любой точке внутри слоя. При этом вероятностное распределение стремится к распределению плотности вероятности по Гауссу и существенно зависит как от амплитудных, так и от пространственных свойств неоднородностей рассматриваемого слоя.

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

- [1] Коган Л.П., Заборонкова Т.М., Григорьев Г.И., Вольвач А.Е. // РЭНСИТ. 2025. Т. 17, № 2. С. 135.
- [2] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, № 10. С. 945.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ, ИЗМЕРЕННОЙ ПРИ ПОМОЩИ РТ-22 ПРАО И РАССЧИТАННОЙ ИСХОДЯ ИЗ МЕТЕОДАНЫХ

Д.А. Кондратьева^{1, 2)}, Е.М. Домбек²⁾, А.В. Лапинов²⁾, Е.А. Трофимова²⁾,
А.К. Киселёв¹⁾, Н.И. Лапин¹⁾, Н.М. Кортиков³⁾

¹⁾ НГПУ им. К. Минина

²⁾ ИПФ РАН

³⁾ ННГУ им. Лобачевского

В радиоастрономии исследователь не видит космический объект непосредственно, а лишь принимает его электромагнитное излучение в радио - и микроволновом диапазоне. Этот сигнал удобно характеризовать яркостной температурой T_A^* — тепловой мерой мощности излучения, показывающей, на сколько градусов Кельвина нужно нагреть идеальную антенну, чтобы получить такую же мощность.

Однако до того, как сигнал попадёт в приёмник, он проходит сквозь земную атмосферу. Атмосфера не только ослабляет излучение, но и вносит собственное тепловое излучение. Кроме того, шумят и элементы самой аппаратуры. В результате измеряемая на выходе радиотелескопа яркостная температура T_A оказывается ниже истинной T_A^* . Следовательно, для восстановления реального потока от источника необходимо точно знать величину атмосферного поглощения. Это одна из ключевых задач практической радиоастрономии.

На радиотелескопе РТ-22 Пушчинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) для расчёта оптической толщины атмосферы τ_0 (характеристики, позволяющей численно учесть поглощение) используется формула, предложенная А.М. Толмачёвым. Она опирается только на приземные метеопараметры: давление p , температуру T и влажность ρ :

$$\tau_0 = 0,02 \left(\frac{p}{760} \right)^2 \left(\frac{288}{T} \right)^{\frac{5}{2}} + 0,0107 \rho \frac{760}{p} \left(\frac{288}{T} \right)^2. \quad (1)$$

Первое слагаемое описывает поглощение сухой компонентой воздуха (молекулы O_2), второе — водяным паром.

На частоте 22.235 ГГц, где ведутся наблюдения космических мазеров H_2O , прозрачность атмосферы определяется в первую очередь содержанием водяного пара на луче зрения, которое, как показывают исследования и сравнения с более современными моделями определения оптической толщины атмосферы [2], оказывается сильно заниженным в предложенной формуле, особенно при высокой влажности, облачности или во время дождя.

С марта 2023 года по апрель 2026 года примерно раз в месяц мы определяли τ_0 практическим методом — по измерениям яркостной температуры Луны на разных углах места. Луна удобна тем, что её излучение на 1.35 см не поляризовано, слабо меняется с фазой, а сам источник очень яркок, что даёт высокое отношение сигнал/шум.

Для каждого сеанса измерялась антенная температура T_A как функция высоты H над горизонтом. При малых углах места поглощение максимально. Зависимость ослабления излучения описывается формулой:

$$T_A = T_A^* \exp\left(-\frac{\tau_0}{\sin H}\right), \quad (2)$$

где H – высота наблюдаемого объекта над горизонтом. Методом наименьших квадратов для каждой даты находили оптимальные τ_0 и T_A^* .

На рис. 1 показан пример для 27 февраля 2026 года. Красная кривая — аппроксимация по нашим измерениям, синяя — расчёт по формуле Толмачёва с теми же приземными параметрами. Видно, что значение по Толмачёву сильно занижено.

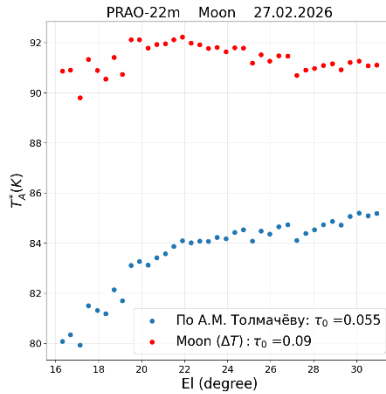


Рис. 1

Результаты периодических измерений значений прозрачности атмосферы в зависимости от даты представлены на рис. 2, в котором можно заметить, что недооценка поглощения атмосферы на РТ-22 достигает наибольшего значения в летний период, когда влажность воздуха, как правило, оказывается самой высокой в году.



Рис. 2

В ходе обработки полученных данных также построен график зависимости T_A^* Луны от её фазы (рис. 3). Зависимость между этими величинами не прослеживается, т.к. на длине волны 1.35 см скин-слой Луны (поверхностный слой Луны, из которого выходит принимаемое тепловое радиоизлучение) достаточно велик [3], в результате чего яркостная температура спутника крайне слабо зависит от освещённости Солнцем.

Чтобы распространить полученные результаты на дни, когда наблюдения Луны не проводились, мы использовали детальный набор метеоданных Метра-2. В нём для каждой точки земной поверхности с шагом 3 часа приведены профили температуры, давления и влажности по высоте за прошлые годы. По этим данным с помощью модели поглощения MPM (Millimeter-wave Propagation Model) [4] в среде Python с помощью функций из библиотеки ruMPM была рассчитана оптическая толщина в зените на 22.235 ГГц для каждого дня.

Значения τ_0 , полученные из модели MPM по данным Метра-2, оказались очень близки к нашим прямым измерениям рис. 4 и 5.

Изменение оптической толщины атмосферы в зависимости от времени для ПРАО РТ-22
freq = 22.235 GHz

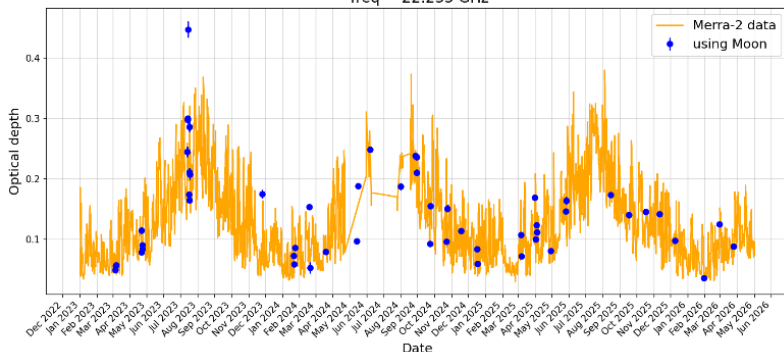


Рис. 4

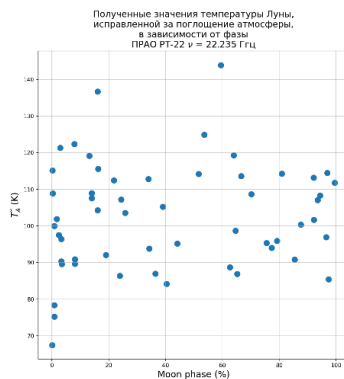


Рис. 3

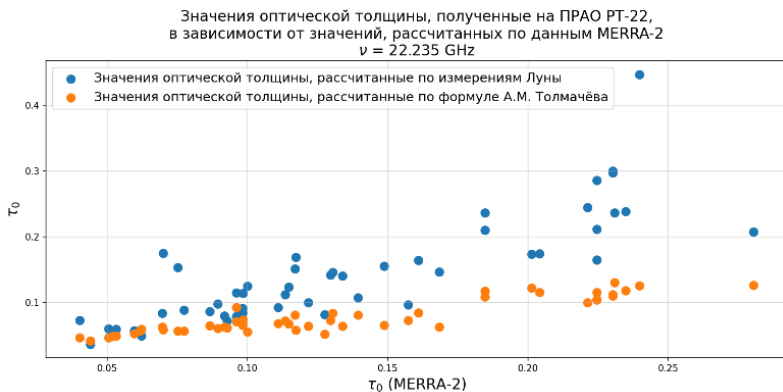


Рис. 5

Таким образом, для тех дат, когда отсутствуют наблюдения Луны, можно использовать расчёт по МРМ на основе Мега-2 несмотря на то, что программная реализация данной методики в Python учитывает только поглощение сухим воздухом и водяным паром, но не вклад воды в облаках и осадках. В ясные дни это пренебрежение незначительно, но в условиях облачности или дождя реальное поглощение может быть выше расчётного. Тем не менее, для большинства наблюдавшихся нами дней это ограничение не привело к заметным расхождениям.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (тема FFUF-2024-0028).

- [1] Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А. Практическая радиоастрономия: Учебное пособие – Москва: МГУ, 2011, 303 с.
- [2] Лапинов А.В., Кондратьева Д.А., Киселёв А.К., Лапин Н.И, Трофимова Е.А. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 80-летию радиофизического факультета. 14–31 мая 2025 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 110.
- [3] Köppen J. // Lunar Radio Temperatures DF3GJ, Kiel, Dec 2020, <https://portia.astro-physik.uni-kiel.de/~koeppen/JS/LunarTemps.html>.
- [4] Liebe H.J., Hufford G.A., Cotton M.G. Propagation modeling of moist air suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz // Proc. NATO/AGARD Wave Propagation Panel, 52nd meeting. 17–20 May 1993. Mallorca, Spain. № 3/1–10, <https://its.ntia.gov/publications/download/Liebe1993Agard.pdf>

ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ РТ-22 ПРАО НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ

Н.И. Лапин¹⁾, Д.А. Кондратьева¹⁾, А.К. Киселёв¹⁾, А.В. Лапинов²⁾,
Е.А. Трофимова²⁾

¹⁾ НГПУ им. К. Минина

²⁾ ИПФ РАН

Обсуждаются результаты измерений эффективной площади антенны на длине волны 1.35 см., проведённых на РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН в апреле 2026 г. при мониторинге мазеров H₂O. Точное определение эффективной площади антенны необходимо для абсолютной калибровки радиоастрономических наблюдений, оценки чувствительности радиотелескопа и определения энергетических характеристик радиоисточников. Измерения эффективной площади антенны РТ-22 проводились в 2019 и 2023 годах [1, 2].

В качестве калибровочного источника в апреле 2026 года при определении эффективной площади радиотелескопа РТ-22 ПРАО, как и в 2019, так и в 2023 годах, использовалась компактная область Н II DR21, расположенная в гигантской области звездообразования Лебедь X. Спектральная плотность потока источника в непрерывном спектре хорошо изучена в широком диапазоне частот. Для частоты 22,231 ГГц принималось значение плотности потока:

$$S_\nu = 19,2 \text{ Ян.}$$

Несмотря на сложную пространственную структуру, источник DR21 на частоте 22 ГГц может рассматриваться как точечный для диаграммы направленности РТ-22. Рядом с областью DR21 в 18' к северо-западу располагается мощный мазер в линии H₂O на частоте 22 ГГц W75N. Благодаря высокой интенсивности мазерного излучения источник W75N использовался для юстировки наведения радиотелескопа перед каждым измерением DR21.

Измерение эффективной площади антенны проводилось на основе наблюдений калибровочного источника с известной спектральной плотностью потока. Для неполяризованного точечного источника связь между антенной температурой и эффективной площадью определяется соотношением

$$S_\nu A_{eff} = 2kT_A^*,$$

где S_ν — спектральная плотность потока источника, A_{eff} — эффективная площадь антенны, k — постоянная Больцмана, T_A^* — антенная температура источника, скорректированная с учётом атмосферного поглощения. На РТ-22 ПРАО для учёта атмосферного поглощения используется модель А.М. Толмачёва [3]. Дополнительно применялась разработанная нами методика, основанная на наблюдениях Луны [4].

Наблюдения проводились при ясной безоблачной погоде в ночь с 21 на 22 апреля и весь день 22 апреля. Значения атмосферного поглощения, полученные по измерениям Луны, составили 0,0710072, а по модельной формуле 0,0528355.

Поскольку уровень сигнала DR21 в шкале T_A^* на РТ-22 ПРАО не превышал 0.8 К, данный источник не мог использоваться непосредственно для высокоточной юстировки наведения. Поэтому перед каждым измерением DR21 выполнялось сканирование по азимуту и углу места по мазерному источнику W75N. В апреле 2026 г. пиковая

антенная температура мазерной линии H_2O в W75N достигала 1114 К, что обеспечивало точность наведения на уровне нескольких угловых секунд в течение нескольких минут измерений.

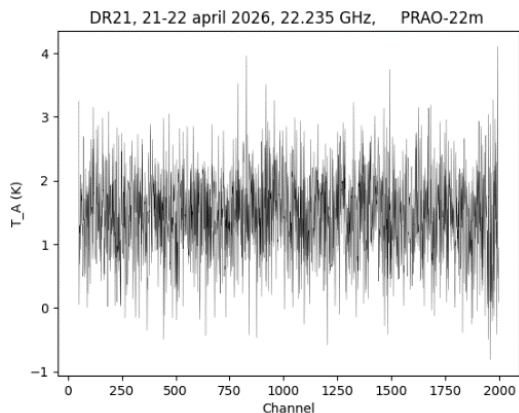


Рисунок 5. DR21 измерения 22 апреля 2026 года.

По результатам пяти измерений средневзвешенное значение антенной температуры DR21 в континууме составило

$$2T_A^* = 1,509 \pm 0,029 \text{ K}$$

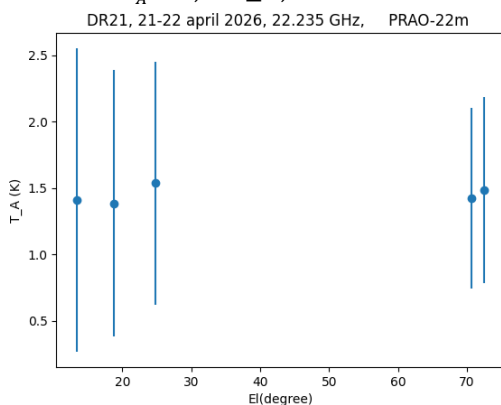


Рисунок 6. Зависимость антенной температуры DR21 от угла места

Соответствующее значение эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО было получено равным

$$A_{eff} = 108,52 \pm 4,22 \text{ м}^2.$$

Полученное значение хорошо согласуется с предыдущими измерениями эффективной площади РТ-22 ПРАО.

22 апреля 2026 года были произведены наблюдения планет Венеры и Юпитера. Для определения эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО по протяжённым источникам необходимо знать яркостную температуру планет на длине волны 1.35 см., антенную температуру и угловые размеры планеты в момент наблюдений. Для определения яркостной температуры планет был проведён анализ наблюдений, представленных в работах [5-10], результаты которых представлены на графиках.

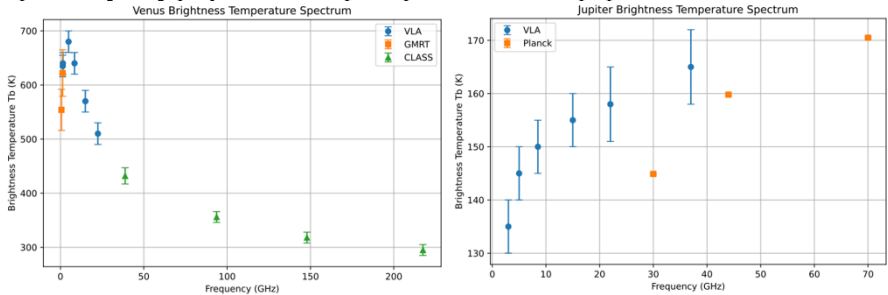


Рисунок 7. Зависимость яркостной температуры от частоты для Венеры и Юпитера

Расчёты эффективной площади антенны РТ-22 ПРАО проводились по формуле

$$A_{eff} = \frac{T_A^*}{T_b} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2}\right)},$$

где T_b – яркостная температура планеты, T_A^* – антенная температура, λ – длина волны наблюдений, α – угловые размеры планеты. Основные параметры для планет, измеренные параметры температуры представлены в таблице:

Табл.

Планета	Угловые размеры	Яркостная температура, К	Антенная температура, К	Эффективная площадь антенны, м ²
Венера	11,27"	500±20	1,6947±0,0226	131,73±1,75
Юпитер	36,34"	155±10	4,5328±0,0420	109,31±1,01

В работе представлены результаты измерений эффективной площади радиотелескопа РТ-22 ПРАО на длине волны 1.35 см., выполненных в апреле 2026 г. по наблюдениям калибровочного источника DR21, а также планет Венеры и Юпитера. Полученные значения эффективной площади хорошо согласуются с результатами предыдущих измерений и подтверждают стабильность характеристик антенной системы РТ-22 в диапазоне 22 ГГц. Показано, что использование мазерного источника W75N обеспечивает высокую точность наведения, необходимую для проведения подобных измерений.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (тема FFUF-2024-0028).

- [1] Лапинов А.В., Толмачёв А.М., Лапин Н.И., Киселёв А.К., Чалова А.В. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 100-летию со дня рождения Н.А.Железцова. 13–21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросова. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 151.
- [2] Лапинов А. В., Толмачев А. М., Киселев А. К., Лапин Н. И., Лапинова С. А., Старцева И. А., Логинова А. С. // Письма в Астрономический журнал. 2024. Т. 50, № 1. С. 82–89. DOI 10.31857/S0320010824010069.
- [3] Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А. Практическая радиоастрономия: Учебное пособие – Москва: МГУ, 2011, 303 с.
- [4] Лапинов А.В., Кондратьева Д.А., Киселёв А.К., Лапин Н.И, Трофимова Е.А. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 80-летию радиофизического факультета. 14–31 мая 2025 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2025. С. 110.
- [5] de Pater I., Butler B., Gurwell M. A. et al. // *Icarus*. 2016. Vol. 271. P. 24. DOI: 10.1016/j.icarus.2015.12.045.
- [6] Karim R., de Pater I., Butler B. J. // *Icarus*. 2018. Vol. 314. P. 117. DOI: 10.1016/j.icarus.2018.05.008.
- [7] Weiland J. L. et al. // *Astrophysical Journal Supplement Series*. 2011. Vol. 192. Article 19. DOI: 10.1088/0067-0049/192/2/19.
- [8] Butler B. J., Sault R. J. // *Icarus*. 2003. Vol. 164. P. 262. DOI: 10.1016/S0019-1035(03)00110-5.
- [9] de Pater I., Butler B. J., Green D. A. // *Icarus*. 1991. Vol. 94. P. 1. DOI: 10.1016/0019-1035(91)90139-W.
- [10] Akabane K. et al. // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. 1988. Vol. 40. P. 459.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ОБ ОНЧ ХОРАХ В ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ

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

¹⁾ НИУ ВШЭ

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В работе исследуются электромагнитные излучения с тонкой хоровой дискретной структурой динамического спектра для получения новых данных о механизмах их возбуждения в космической плазме. С использованием современного математического аппарата выполнен количественный анализ сложности хоров и определена размерность Хаусдорфа для типичных примеров. Разработан алгоритм анализа данных высокого разрешения, позволивший определить корни характеристического уравнения, описывающего зарождение коротких электромагнитных импульсов в естественном источнике хоров. Алгоритм позволяет эффективно оцифровывать всплески хоров, представляя их осциллограммы в виде матрицы событий. На основе анализа кластеров последовательных строк матрицы определены комплексные корни характеристического уравнения источника на линейной стадии возбуждения хоров.

Исследуемые случаи

Из массива наблюдений, накопленных в ходе миссии Van Allen Probe, были отобраны типичные примеры хоров с оцифрованными данными. Рассматривались спектральные формы в нижней и верхней частотных полосах – ниже и выше половины минимальной электронной циклотронной частоты в области локального минимума магнитного поля за плазмопаузой в средней магнитосфере.

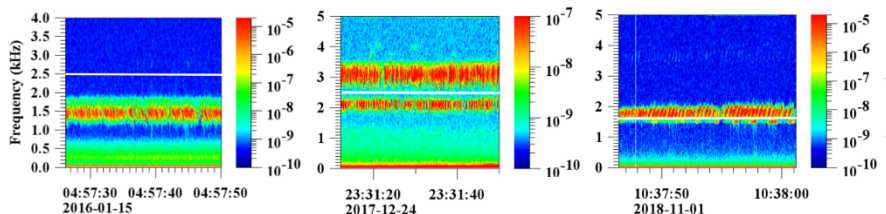


Рис. 1

На рис. 1 представлены примеры хоров в нижней, двух и верхней полосах частот. Космический аппарат Van Allen Probe А выполнял до 35 000 измерений шести компонент волнового поля в секунду. Такое высокое временное разрешение обеспечивает достаточный объём данных для анализа размерности. В качестве исследуемой величины для расчёта размерности Хаусдорфа использовалась B_U -компонента магнитного поля в связанной с аппаратом трёхмерной системе координат UVW.

Согласно общей теории, для экспериментального определения размерности Хаусдорфа достаточно исследовать временную зависимость одной из переменных

процесса [1]. Данные, полученные с аппарата Van Allen Probe A благодаря регулярной оцифровке и высокой частоте дискретизации, хорошо подходят для такого анализа.

Алгоритм расчета размерности Хаусдорфа

Для определения размерности Хаусдорфа необходимо реконструировать фазовое пространство рассматриваемой системы. Вводится реконструированное m -мерное евклидово пространство, размерность которого превышает ожидаемую размерность. Используя последовательные и регулярно разнесённые во времени измерения магнитного поля $B_U^1, B_U^2, B_U^3, \dots, B_U^n$, формируются векторы вида $u^i = [B_U^i, B_U^{i+1}, \dots, B_U^{i+m-1}]$. Общее число таких векторов равно N . Для вычисления размерности Хаусдорфа определяется число точек в реконструированном пространстве, расстояние между которыми не превышает параметр r . Эта величина задаёт корреляционную сумму:

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

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0, & i \neq j, \\ 1, & i = j, \end{cases}$$

$$H(\xi) = \frac{1}{2} (1 + \text{sgn}(\xi)),$$

$|u^i - u^j|$ – евклидова норма между векторами u^i и u^j .

Согласно следствиям из теоремы Такенса, минимальная система нелинейных автономных дифференциальных уравнений вида $\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F}(\vec{u})$, используемая для описания исследуемого процесса должна содержать $d = [\dim] + 1$ уравнений. Для определения размерности Хаусдорфа строились зависимости $|\log(C(m, r))|$ от $|\log(r)|$, при изменении r в диапазоне от 0.999 до 0.001 с шагом -0.001. Параметр m выбирался достаточно большим, чтобы обеспечить стабилизацию наклона кривых на линейном участке графика. Тангенс угла наклона полученных зависимостей использовался как оценка размерности Хаусдорфа. Во всех рассмотренных случаях устойчивое значение наклона и корректное представление структуры сигнала достигались при $m=800$.

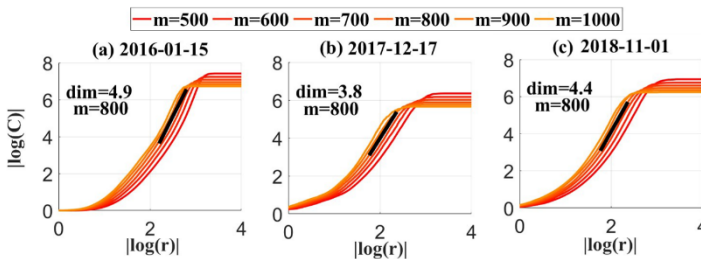


Рис. 2

На рис. 2 представлены результаты расчета размерности Хаусдорфа для рассмотренных в работе примеров. В этих и других проанализированных в ходе работы случаях размерность оказалась нецелой, не превышающей 10 и не меньше 2.

Матрица события

Самосогласованная система, описывающая взаимодействие VLF электромагнитных волн с энергичными электронами в области возбуждения хоров, может быть записана в виде системы нелинейных автономных уравнений [2,3]:

$$\frac{du_p}{dt} = F_p(u_1, u_2, \dots, u_p),$$

для которой в линеаризованном приближении $u_p = u_{p0} + u_{p\sim}$ ищутся решения вида $e^{\lambda t}$, что приводит к задаче на собственные значения $\lambda u_{i\sim} = a_{ij} u_{j\sim}$. Начальное состояние представляется как $u(t) = u_0 + \sum_{r=1}^P C_r u_{r\sim} e^{\lambda_r(t-t_0)}$.

Для одного цикла колебательного процесса сигнал магнитного поля B_U представляется как $B_U = a + A \cos(\omega t + \phi) e^{\gamma \tau}$, $\tau = t - t_0$. Анализ процесса позволяет восстановить параметры $(\alpha, A, \gamma, \omega, \phi)$, используя известные значения максимумов U_k и положение локальных минимумов D_k .

В матрице события один квазипериод описывается набором параметров $(\alpha, A, \gamma, \omega, \phi)$ и каждая строка соответствует одному квазипериоду, а столбцы содержат 9 компонент $(k, t_k, U_k, D_k, a_k, A_k, \gamma_k, \omega_k, \phi_k)$. Данный подход существенно сжимает исходный сигнал, сохраняя его динамическую структуру.

Фрагменты матрицы, в которых параметры γ , ω и ϕ остаются почти постоянными, соответствуют режимам линейного поведения. В этих участках определяются корни характеристического уравнения $\lambda = \gamma + i\omega$, постоянные для некоторого фрагмента сигнала. Таким образом выделяются линейные фрагменты эволюции процесса.

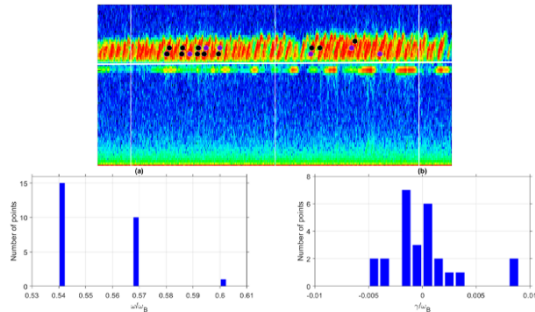


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты обработки примера хоров в нижней полосе частот в формате матрицы события. Точками на спектрограмме отмечены корни характеристического уравнения, соответствующие линейной стадии возбуждения хоров, то есть фрагменты с постоянными параметрами γ , ω и ϕ . Хорошо заметно, что эти фрагменты сигнала четко соответствуют отдельным спектральным элементам хоров.

Выводы

В работе исследованы количественные характеристики электромагнитных излучений с хоровой структурой динамического спектра. Для ряда типичных примеров хоров вычислена размерность Хаусдорфа, которая во всех случаях оказалась нецелой, что указывает на сложный характер наблюдаемого процесса. Показано, что значение размерности лежит в интервале $2 < \dim < 10$, что позволяет описывать данные излучения сравнительно небольшим числом переменных в рамках системы нелинейных автономных дифференциальных уравнений.

Разработан алгоритм эффективной оцифровки всплесков хоров, позволяющий представлять осциллограмму в виде прямоугольной матрицы события, где каждая строка соответствует отдельному квазипериоду колебательного процесса. При анализе этой матрицы основное внимание уделяется участкам сигнала, в которых наблюдается динамика, соответствующая отдельным собственным значениям характеристического уравнения.

Работа выполнена при поддержке госзадания по теме FFUF-2026-0003.

- [1] Takens F. // Lecture Notes in Mathematics. Dynamical systems and turbulence. 1981. Vol. 898. P. 366.
- [2] Bespalov P., Savina O., Neshchetkin G. // Results in Physics. 2022. Vol. 35. P. 105295. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105295>
- [3] Bespalov P.A., Savina O.N., Neshchetkin G.M. // Advances in Space Research. 2023. Vol. 74, no. 12. P. 6264. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2023.11.020>

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕТРА НА РЕЗУЛЬТАТЫ КОНТРОЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК ФАР НАУЧНОГО РАДАРА СУРА С ПОМОЩЬЮ БПЛА

А.А. Пахомов, Ю.И. Белов, Н.С. Тимукин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Анализ работоспособности фазированных антенных решеток (ФАР) актуален для любых типов и частотных диапазонов, использующихся в радиоэлектронном оборудовании систем, как передающих – в научных радарх для исследования распространения радиоволн (РРВ), уже функционирующих (СУРА – НИРФИ), или проектируемых (ИКАР – ИСЗФ [1]), так и приемных – в радиотелескопах, например, LOFAR-HBA [2]. Большие метрические размеры упомянутых ФАР и специфика оборудования их частотных диапазонов являются основными проблемами и ограничениями для создания радиоэлектронных систем контроля этих антенн больших размеров

Для аппаратуры контроля функционирования ФАР радара СУРА был выбран способ построения ее по структурной схеме – «исследуемый наземный радар излучает, а приемная система излучения располагается на БПЛА». Описание блок-схемы, методов и элементной базы аппаратуры, включая их программное обеспечение, изложено в работе [3].

При измерениях характеристик наземных антенн с помощью БПЛА, как в их ближней, так и дальней зонах, на открытых полигонах, кроме погрешностей измерений, вносимых приемной измерительной аппаратурой полигона, как известно [4], необходимо учитывать и погрешности определения пространственного положения измерительной антенны-зонда. Влияние таких погрешностей хорошо изучено для стационарных стендов, размещаемых в БЭК [5], реверберационных камерах [6] или при использовании аттестованных сканирующих измерительных установок [7]. Однако БПЛА на открытых полигонах, дополнительно, подвергаются воздействию ветра и вибрации несущих их пропеллерных механизмов.

Так как используемые в измерениях антенны-зонды, чаще всего, являются слабо-направленными антеннами [7], то влияние изменения направления их главного максимума (разбюстировка) в процессе измерений характеристик ИА, практически, совершенно незначительно и нами здесь не рассматривается.

Погрешность определения положения антенн зондов в ближней зоне ИА, моделирующая влияние ветра на БПЛА, обычно считают распределенной по нормальному закону [8] и ее влияние ослабляется с увеличением количества измеренных выборок, и, следовательно, с длительностью общих измерений, но неопределенность, связанная с дрейфом сигнала антенны зонда, увеличиваются с продолжительностью времени измерений.

Кроме того, ограничения на длительность процесса измерений характеристик излучения ИА вносит система электропитания БПЛА. Эти условия приводят к тому, что нужен компромисс: длительность времени измерений должна быть достаточно большой, чтобы ошибки, связанные с влиянием окружающей среды, ослаблялись, но и достаточно короткой, чтобы уменьшить дрейф и ограничить время работы источника питания аппаратуры БПЛА.

В данной работе описан анализ точности удержания позиции по осям X, Y Декартовой системы координат на основании выполненных нами 2600 измерений положения

БПЛА (полеты от 04.09.2024 г.) в режиме зависания БПЛА (порядка 10 мин) в заданной точке над центром симметрии апертуры излучающей ФАР радара СУРА, как одной из составляющих погрешности восстановления ее ДН.

Как показали результаты обработки данных приемника, получаемых после выполнения полетов БПЛА (см. рисунок 1), зарегистрированных в ближней зоне ФАР, при сокращениях дальней зоны в пределах 5 – 10, можно легко визуально выбирать место-положение дрона для исследования точности удержания позиции в процессе полета, ориентируясь, в основном, на физическую структуру ФАР. Хотя для программного оформления таблиц данных, соотносящих координаты положения БПЛА в разных системах координат, с течением времени и уровень зарегистрированных сигналов потребовались значительные усилия.

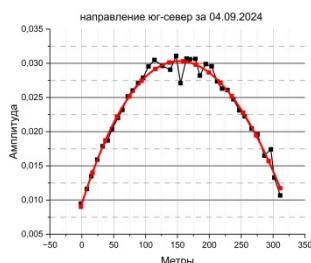


Рис. 1

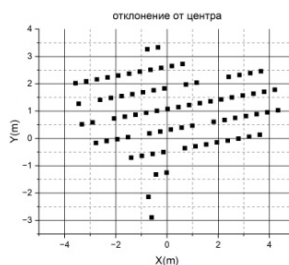


Рис. 2

На рисунке 1 приведены результаты аппроксимации полиномом седьмого порядка измеренного 04.09.2024 приемником БПЛА амплитудного распределения вдоль траектории, лежащей в плоскости наклона луча антенны ФАР на 12 градусов к северу, (высота положения антенны зонда БПЛА $Z = 600$ м. Вычисленная оценка дисперсии отклонения распределения от полинома 7-й степени (ORIGIN 6.1), равна $\sigma \approx 0.003$ усл. ед. или 0.1 от максимального значения распределения амплитуды БП в максимуме аппроксимирующего выборку данных полинома.

В экспериментах данные координат и сигналов приёмника регистрировались асинхронно, поэтому при их обработке потребовалось их ручное и программное сопоставление во времени. Основные составляющие этой процедуры заключались в следующем.

Так как данные о траектории полёта БПЛА в зарегистрированных массивах его приемника представлены в виде широты и долготы точки приема излучения (в градусах), то для удобства дальнейшей обработки и визуализации производится их конвертация в метрическую систему координат (систему UTM). Для выполнения этого преобразования использовался язык программирования Python, библиотека «rpy2» и функция Transformer. После преобразования траектория БПЛА (или его «неподвижное» положение) уже представлялась в виде Декартовых координат (X, Y), в метрах, относительно заданной зоны проекции на апертуру ФАР, что необходимо для расчетов компонентов диаграммы направленности ФАР. Результаты определенных программно положений БПЛА в фиксированной полетным заданием точке приведены на рисунке 2.

Среднеквадратическое отклонение координаты X положения БПЛА равно 1,68 м, среднее значение координаты X положения БПЛА равно 0,86 м. Среднеквадратическое отклонение координаты Y: 1,34 м, среднее значение координаты Y равно: 1,10 м.

Естественно, что при движении БПЛА вдоль траектории сканирования БП над ИА погрешность определения положения дрона в метрической системе координат плоскости сканирования изменяется – появляется ее динамическая составляющая. В подтверждение этого тезиса приведем результаты обработки данных о положении дрона, полученных при сканировании двух поперечных сечений полей излучения ФАР от 24.09.2023 г., см. рисунки 3 и 4. Интервал движения для оценки этой динамической составляющей выбран в соответствии с формой аппроксимирующего БП полинома на рисунке 1.

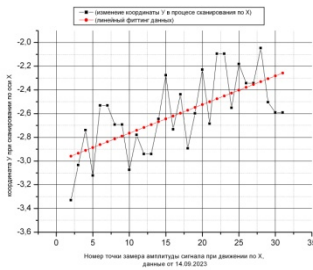


Рис. 3

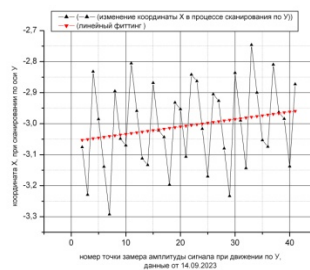


Рис. 4

Оценку погрешности навигационного модуля нашей приемной системы на БПЛА при его движении мы выполнили на основе данных о регистрации координат его положения, полученных на сравнительно небольших интервалах движения, приведенных на рисунках 3 и 4. Вычисленное СКО отклонений координаты БПЛА от оси Декартовой системы, при движении дрона по координате X составило, примерно, 0,13 м, а по координате Y, примерно, 0,12 м. Можно полагать при этом, что влияние ветра на таких коротких периодах времени (примерно 10 с) незначительно и все погрешности измерения положения БПЛА определяются его навигационной системой.

Далее, согласно оценкам работы [10] оценка границы погрешности случайной линии (доверительный интервал), составленной воздействием двух причин: погрешности определения координаты БПЛА с помощью GPS и влиянием ветра равна:

$$\vartheta_{sum} = 1.1(\vartheta_{GPS}^2 + \vartheta_{wind}^2)^{1/2} \quad (1)$$

Если взять в качестве доверительного интервала примерно 3 величины расчетных СКО, связанных с каждой из причин возникновения отклонений измеряемой величины – положения выделенной точки БПЛА в неподвижной Декартовой системе координат, то получим в результате примененного анализа следующий вывод.

В экспериментах по определению точности удержания позиции, описанных выше, воздействие ветра было преобладающим по сравнению с погрешностями определения координаты БПЛА за достаточно короткий интервал времени.

Решая уравнение (1), получим: $СКО_{GPSX} = 1.51$ м ; $СКО_{GPSY} = 1.41$ м.

Интернет - статистика утверждает [11], что «чистая» погрешность навигационного модуля составляет 1 - 3 м в дифференциальном режиме, что подтверждается и нашими измерениями.

Положение БПЛА в фиксированной точке, несмотря на наблюдавшийся разброс координат этой точки на рисунке 2, в значительной мере для нашего эксперимента, связано с погрешностями системы навигации БПЛА, а влияние ветра было незначительным. Можно рекомендовать выполнение измерений излучения ФАР радара СУРА в ее ближней зоне в благоприятных метеоусловиях для уменьшения погрешностей восстановления диаграмм направленности.

- [1] Васильев Р.В., Сетов А.Г., Фролов В.Л., Ратовский К.Г., Белецкий А.Б., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В., Медведев А.В. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 61.
- [2] Virone G., Paonessa F., Ciorba L., Matteoli S., Bolli P., Wijnholds S.J., Addamo G. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. Jan-Mar 2022. Vol 8(1). Jan-Mar P. 011005-1
- [3] Белов Ю.И., Моисеев С.П., Пахомов А.А., Серкин А.Г., Шиндин А.В. // В Кн. Труды 7 международной науч.-техн. конф. им. О. В. Лосева, 22-23 октября 2025 г. Н.Новгород.
- [4] Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И., Цейтлин Н.М., Щеглов К.С. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. – М: Радио и связь, 1985, 368 с.
- [5] Slater. D. Near-Field Antenna Measurements. // –Norwood: Artech House, 1991, p. 310.
- [6] Fiumara V., Fusco A., Iadarola G., Matta V., Pinto I. M. // IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility. 2016. Vol. 58, no. 3. P. 673. doi: 10.1109/TEM. 2016.2539351.
- [7] Варенцов Е.Л. // В сб. тезисов докладов XXI международной науч.-техн. конф. «Информационные системы и технологии» ИСТ-2015. – Н. Новгород, 2015. С. 85.
- [8] Monahan A. H. // Journal of Climate. 2013. Vol. 26, no. 15. P. 5563.
- [9] Сканирующие антенные системы СВЧ, т. II: – М: Сов. Радио, 1969, 496 с.
- [10] Рабинович С.Г. Погрешности измерений – Л: Энергия, 1978, 262 с.
- [11] <https://habr.com/ru/companies/promwad/articles/202722/>

ОЦЕНКА СТЕПЕНИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер¹⁾, Ф.И. Выборнов^{1, 2)}

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Исследованиям отклика ионосферы на различные явления солнечной активности посвящено много работ. В большинстве случаев прослеживается связь между вариациями солнечного излучения, измеренными с помощью искусственных спутников, и параметрами, относящимися к верхним слоям атмосферы Земли. Влияние интенсивных солнечных вспышек на ионизацию верхней атмосферы подтверждается связью между поведением критической частоты слоя F2 ионосферы (f_0F2) и солнечными вспышками. В то же время такие нерегулярные мощные явления солнечной активности, как корональные выбросы массы (КВМ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS), оказывают наибольшее влияние на характер

тики ионосферы, как подтверждается предыдущими исследованиями авторов с помощью наклонного и вертикального зондирования ионосферы.

За время регистрации корональных выбросов массы на спутнике SOHO было зарегистрировано несколько случаев, когда быстрый КВМ догоняет и частично поглощает более медленный, формируя объединённую, более сложную структуру в межпланетной среде. Объединённая структура часто обладает более сильным и длительно сохраняющимся магнитным полем (особенно южной компонентой B_z), что может приводить к более экстремальным магнитным бурям по сравнению с одиночным КВМ. В данном докладе рассматривается отклик ионосферы на «каннибализм» корональных выбросов массы, зарегистрированный в 2001 и 2024 годах.

Данные и Метод

В качестве параметров ионосферы рассматривается поведение во времени критической частоты f_0F2 слоя F2 ионосферы, используя предложенный нами ранее ионосферный индекс [1].

Как было показано в [1], для повышения точности предпочтительно анализировать поведение во времени величин отклонения измеренных значений частот от их средних значений по предложенной методике для исследования возмущений критической частоты ионосферного слоя F2 (Δf_0F2).

При регулярных наблюдениях обеспечивается непрерывная временная запись критических частот в течение дня. Каждое измеренное значение отмечается как f_{0jk} , где j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце. Отклонения критических частот ионосферы рассчитываются как $\Delta f_{0jk} = f_{0jk} - \overline{f_{0j}}$, где

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

N – количество дней в месяце.

Дифференциальный параметр, предлагаемый нами для исследования ионосферы, позволяет устранить стационарные зависимости, а используемая цветовая гамма – проиллюстрировать чувствительность определения девиации Δf_oF2 .

Результаты

09 -10.04.2001

Событие KBM1 типа Гало 9 апреля 2001 г. с $V_1=1192$ км/с впервые было зафиксировано в 15:54 UT в виде яркого широкого фронта на юге и юго-западе. Событие KBM2 10 апреля 2001 г. с $V_2=2411$ км/с впервые было зафиксировано в 05:30 UT, при этом над Южным полюсом появился большой петлеобразный фронт с ярким ядром.

KBM2 тоже типа Гало 10.04.2001 догоняет KBM1 09.04.2001, происходит слияние за счёт разности скоростей: фронт ударной волны и магнитное облако быстрого KBM врезаются в более медленный, сжимая и переформируя его магнитные структуры и плазму.

Данные вертикального зондирования ионосферы на станциях Juliusruh (54.6 N, 13.4 E) и Rome (41.9 N, 12.5 E) представлены в виде частотно-временной диаграммы (рис. 1).

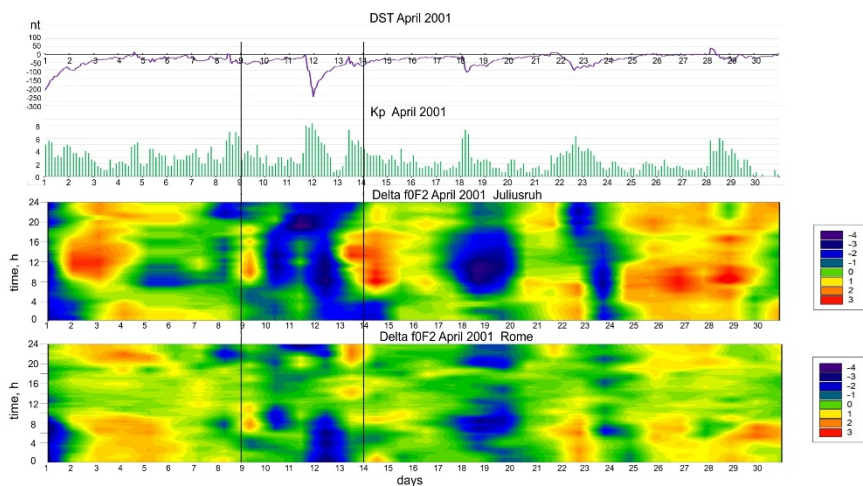


Рис. 1

Вертикальными линиями обозначен интервал регистрации обоих KBM и отклика ионосферы на них. Возмущения в ионосфере проявляются в виде резкого уменьшения величин Δf_oF2 на обеих станциях, причем, на Juliusruh в большей степени.

19.10.2001

Первое событие KBM 19 октября 2001 года было зафиксировано в 10:26 UT в виде яркого, чётко очерченного, компактного выброса, распространяющегося в короне с низкой скоростью, а локализация по позиционному углу, форма и угловые размеры этого выброса хорошо соответствовали петлеобразной структуре.

Второе событие KBM впервые было зафиксировано в 16:50 UT как яркий петлеобразный фронт над западным краем диска.

Низкая (≈ 466 км/с) скорость первого коронального выброса массы привела также к так называемому «каннибализму» KBM.

Спустя 10-11 час на расстоянии $25R_{\odot}$ его догнал и взаимодействовал с ним второй, быстрый (≈ 901 км/с) KBM типа Гало.

На рис. 2 показана частотно-временная диаграмма данных вертикального зондирования ионосферы на тех же станциях (Juliusruh и Rome).

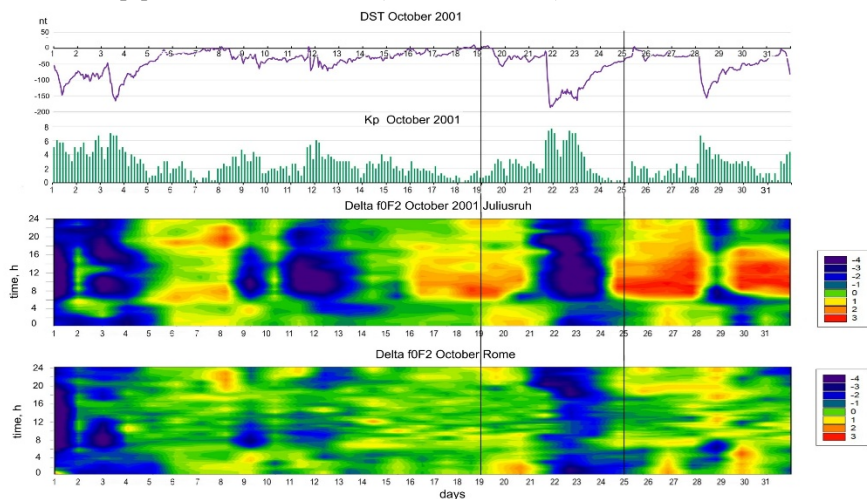


Рис. 2

Резкое уменьшение величин $\Delta f0F2$ также прослеживается в данном случае после слияния двух KBM. Причем, если в случае 9-10 апреля 2001 г. в ионосфере можно проследить и реакцию на каждый из взаимодействующих KBM, то в данном случае регистрируется единый мощный отклик.

08-11.05.2024

Анализ данных вертикального зондирования ионосферы, полученных на станциях, приведенных на рис. 3, показывает: самые значительные изменения в ионосфере наблюдаются по всему меридиану практически одновременно.

Сильные изменения (уменьшения) критических частот наблюдались на всех используемых станциях на интервале 10–13 мая.

Эти изменения были связаны с редким «каннибалистическим» штормом 08-11.05.2024. Если предыдущие 2 события – это, когда один КВМ догоняет другой и происходит слияние, то в данном случае зарегистрировано несколько корональных выбросов массы, которые взаимодействуют группами.

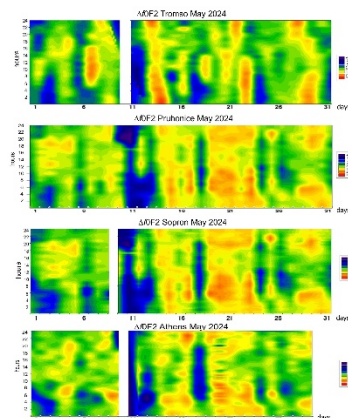


Рис. 3

Сначала первые четыре корональных выброса массы типа Гало (08.V.2024 в 05.36 UT; 08.V.2024 в 12.24 UT; 08.V.2024 в 22.24 UT и 09.V.2024 в 05.36 UT) накапливаются, взаимодействуют друг с другом по мере приближения к Земле и образуют первый сложный выброс. Потом формируется следующий сложный выброс от слияния следующих трех корональных выбросов массы типа Гало (09.V.2024 в 18.52 UT, 10.V.2024 в 07.12 UT и 11.V.2024 в 01.36 UT).

Причем, отклик в ионосфере на каждый из сложных выбросов хорошо прослеживается. Для примера (см. рис. 4) приведено сопоставление результатов обработки данных обсерваторий Vasilsursk и Juliusruh с зарегистрированными КВМ, вовлеченными в процесс «каннибализма», отклики обозначены овалами разных цветов.

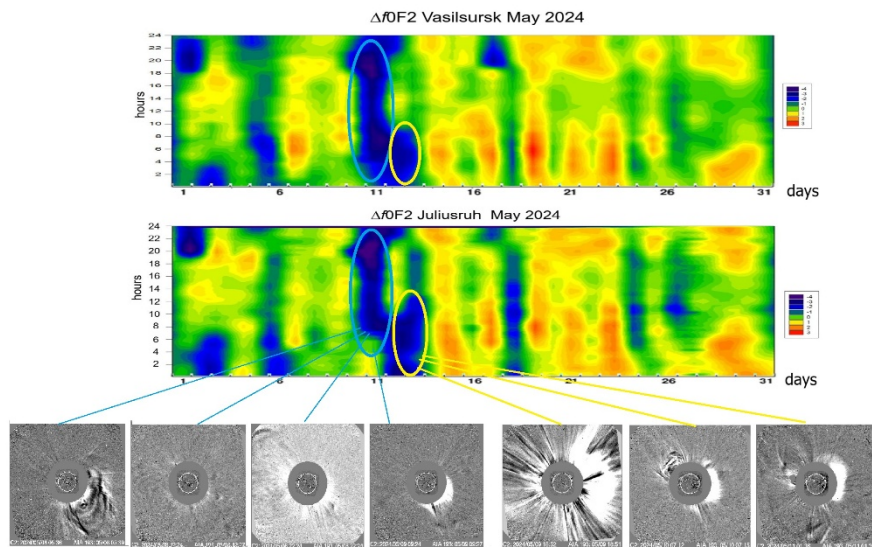


Рис. 4

Поскольку корональные выбросы массы распространяются из одной и той же активной области через небольшие временные интервалы, каждый из KBM не успевает отразиться в ионосфере – проявляются уже объединённые структуры.

Заключение

На основании анализа данных вертикального зондирования ионосферы (f_0F_2), полученных из регулярных наблюдений на нескольких мировых станциях в период регистрации взаимодействующих корональных выбросов массы в 2001 и 2024 гг., показано: взаимодействие нескольких последовательных корональных выбросов разных типов проявляется в сильных ионосферных возмущениях.

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект FSWR-2026-0011.

- [1] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. Adv.Sp.Res. 2020. Vol. 66, no. 6. P. 1415.

ПАРАМЕТРЫ РАДИОПРЕДВЕСТНИКОВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследованию солнечных корональных выбросов массы (КВМ) в последние годы посвящено значительное число работ. Одним из важных направлений такого изучения является исследование распространения корональных выбросов в межпланетном пространстве. При распространении корональных выбросов в межпланетном пространстве может произойти поглощение одного КВМ другим. Речь идёт о так называемом «канибализме» корональных выбросов массы: быстрый выброс догоняет медленный в короне или в межпланетном пространстве, их структуры сталкиваются и сливаются, образуя облако плазмы и магнитного поля («complex ejecta», cannibal CME). В белом свете (LASCO, STEREO/COR) видно, как «вторая» корональная оболочка догоняет и как бы «вплавляется» в первую, после чего различить два отдельных фронта практически невозможно. Исторически самые мощные события и ряд сильных бурь сопровождалась именно взаимодействием нескольких последовательных КВМ, а не одним изолированным выбросом.

Процессы, которые предшествуют и сопутствуют формированию вовлечённых в процесс «канибализма» корональных выбросов масс на Солнце, проявляются в характеристиках электромагнитного излучения, в т.ч. и в радиодиапазоне. Радионаблюдения на длинных волнах, например, показывают характерное усиление континуального излучения после межпланетного всплеска II типа в момент взаимодействия двух КВМ, что интерпретируется как признак их слияния.

Данное исследование сосредоточено на изучении связи между характеристиками явлений в радиоизлучении, наблюдаемыми на двухчасовом временном интервале, непосредственно предшествующем регистрации указанных корональных выбросов массы.

Данные и Метод

Информация о регистрации корональных выбросов массы была взята из каталога SOHO LASCO CME. Для анализа нами использовались день и время первого появления коронального выброса массы в поле зрения коронографа LASCO/C2, позиционный угол в картинной плоскости, угловая ширина W и линейная скорость выброса V . Для уточнения предполагаемого места эрупции КВМ, направления его распространения и мощности выброса использовались разностные изображения Солнца, приведенные в каталоге.

Анализ основан на радиоданных, размещённых в базе данных Мировой службы Солнца в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн.

Рассмотрим примеры поведения радиопредвестников зарегистрированных взаимодействующих корональных выбросов массы по данным наблюдений апреля и октября 2001 г. и мая 2024 г.

По сути, попробуем понять, отличаются ли радиопредвестники взаимодействующих корональных выбросов.

На рисунках ниже приводятся временные изменения потока радиоизлучения S в форме схематических профилей. На профилях справа указаны частоты наблюдений в МГц и аббревиатуры названия обсерваторий, правая граница горизонтальной оси соответствует моменту регистрации выбросов на коронографе LASCO C2.

Результаты

9–10 апреля 2001 г. – пара KBM типа Гало, где второй (10 апреля, скорость ≈ 2400 км/с) догнал и разрушил фронт первого (9 апреля, скорость ≈ 1200 км/с): произошло слияние и изменение структуры.

Наиболее вероятным источником корональных выбросов была одна активная область, расположенная в центре диска Солнца. Это предполагает, что оба корональных выброса геоэффективны. Уровень протонов увеличился, и на изображениях в белом свете видны частицы.

Указанным корональным выбросам предшествуют широкополосные предвестники, обладающие особыми свойствами (рис. 1): они возникают практически одновременно во всём диапазоне, постепенная компонента излучения нарастает с последующим уменьшением потока, но не до первоначального уровня, временное поведение в сантиметровом и дециметровом диапазонах излучения подобны.

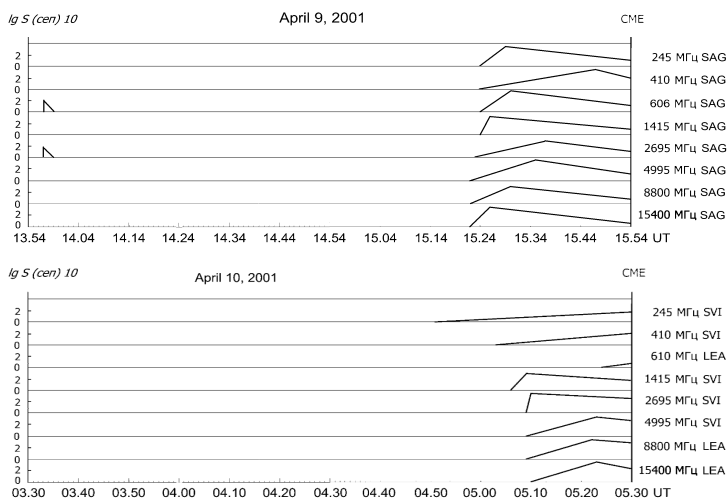


Рис. 1

В то же время есть небольшое отличие: формирование микроволновых предвестников медленного (09.04.2001) коронального выброса происходит в атмосфере Солнца на уровне генерации излучения 606 и 1415 МГц, возмущение постепенно распространяется вверх и вниз, а формирование предвестников быстрого KBM (10.04.2001) происходит ниже в атмосфере Солнца, на уровне генерации излучения 1415 и 2695 МГц. В первом случае предвестники зарегистрированы $\approx$ за 30 мин до регистрации KBM на LASCO C2, во втором это время меньше, около 20 мин.

19 октября 2001 г. — пара корональных выбросов массы разных типов.

Наиболее вероятным источником медленного KBM (10:26 UT, скорость ≈ 460 км/с) была активная область, расположенная близко к западному лимбу. Корональный выброс массы имел вид яркого, чётко очерченного, компактного (угловые размеры 15° – 20°) выброса, локализация по позиционному углу, форма и угловые размеры этого выброса хорошо соответствовали петлеобразной структуре, которая была видна на разностной гелиограмме в линии $195\text{\AA}$ над яркой областью эрупции.

Спустя 10–11 час, на расстоянии $25 R_\odot$ его догнал и взаимодействовал с ним другой, быстрый KBM типа Гало (скорость в картинной плоскости ≈ 900 км/с). Источником последнего была активная область в центральной зоне диска. Событие впервые было зафиксировано на C2 в 16:50 UT как яркий петлеобразный фронт над западным краем диска; к 17:26 UT затмевающий диск C2 был окружен.

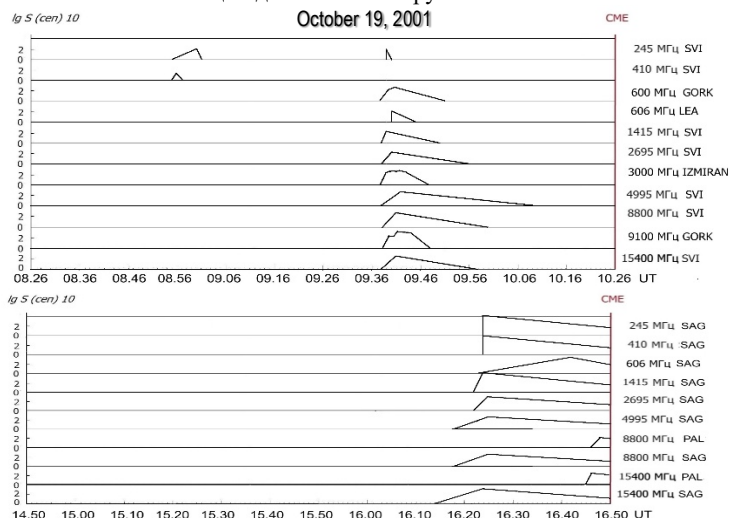


Рис. 2

Как видно из рис. 2, первым проявлением активности в радиоизлучении перед первым KBM стали слабые импульсные всплески излучения на частотах 410 и 245 МГц. В это же время наблюдалась интенсивная группа радиовсплесков III типа, которая охватывала диапазон спектрографа от 270 до 25 МГц. Микроволновые предвестники импульсного типа видны в широком диапазоне частот радиоизлучения. Возмущение распространяется во всей атмосфере Солнца $\approx$ за 50 мин до регистрации KBM.

Перед вторым корональным выбросом типа Гало наблюдаются постепенные широкополосные микроволновые предвестники, которые демонстрируют быстрое увеличение интенсивности с последующим плавным её уменьшением, которое не завершается с началом регистрации выброса на LACSO/C2. Формирование предвестников происходит в нижних слоях атмосферы Солнца на уровне генерации 15400 МГц и распространяется вверх в атмосфере. Время от начала радиопредвестника до регистрации KBM меньше, чем для первого KBM, составляет около 30 мин.

В мае 2024 г. из-за быстрой последовательности и различных скоростей корональных выбросов несколько КВМ слились и взаимодействовали, проходя через межпланетную среду. В данном случае зарегистрировано несколько КВМ, которые взаимодействуют группами, в отличие от предыдущих двух событий «каннибализма», когда один корональный выброс догоняет другой и происходит слияние.

4 корональных выброса массы типа Гало (08.05, 05.36 UT; 08.05, 12.24 UT; 08.05, 22.24 UT и 09.05, 05.36 UT) накапливались, взаимодействовали друг с другом по мере приближения к Земле и образовали первый сложный выброс. Далее сформировался следующий сложный выброс от слияния 3 новых КВМ типа Гало (09.05, 18.52 UT; 10.05, 07.12 UT и 11.05, 01.36 UT). На рис. 3 приведем пример радиопредвестников для второго сложного выброса.

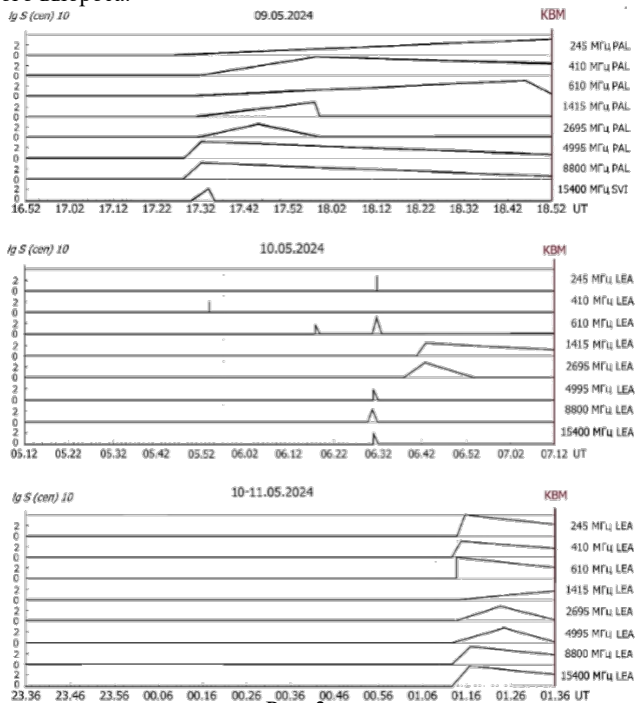


Рис. 3

Заключение

Радиопредвестники на интервале 2 часа до регистрации всех корональных выбросов наблюдаются во всей атмосфере. Прослеживается отличие во временах возникновения радиопредвестников перед первыми и последующими корональными выбросами массы, участвующими в процессе «каннибализма».

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект FSWR-2026-0011.

ПРИЗНАКИ ВЛИЯНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СВОЙСТВА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ОНЧ ИЗЛУЧЕНИЙ ВНУТРИ ПЛАЗМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ МИССИИ VAN ALLEN PROBE

П.Д. Шкарева¹⁾, П.А. Беспалов^{1, 2)}, О.Н. Савина^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ НИУ ВШЭ

Введение

Внутри плазмосферы Земли нередко фиксируются квазипериодические сигналы в КНЧ/ОНЧ диапазоне (примерно 0.1–5 кГц), возникающие из-за циклотронной неустойчивости функции распределения энергичных электронов радиационных поясов с энергиями 10–100 кэВ. Для этих излучений характерно повторение спектральных структур с интервалом от 30 до 300 секунд. По морфологическим признакам и связи с геомагнитной активностью их делят на два типа: QP1 и QP2. QP1 чаще наблюдаются при Кр ~2–4, сопровождаются пульсациями Pc3–Pc4, причём частоты пульсаций совпадают с частотами модуляции спектра. QP2, напротив, регистрируются в спокойных условиях (Кр < 2), могут не сопровождаться пульсациями и объясняются собственными колебаниями плазменного магнитосферного мазера.

Основные признаки атипичных QP-излучений, связанных с землетрясениями

Внутри плазмосферы Земли на частотах ниже ~2–3 кГц время от времени регистрируются нетипичные квазипериодические излучения КНЧ/ОНЧ диапазона, отличающиеся нерегулярностью во времени. Спектральные всплески в таких событиях повторяются с интервалами 90–240 с, а их собственная длительность варьируется от 10 до 60 с. В отличие от классических QP1 и QP2, эти явления не сопровождаются геомагнитными пульсациями, не имеют строгой периодичности спектральных форм, а амплитуда всплесков заметно меняется от эпизода к эпизоду. Кроме того, в их широкополосной частотно-временной картине, как правило, отсутствует чётко выраженный частотный дрейф.

Дополнительно стоит отметить, что подобные атипичные события не укладываются в стандартные схемы генерации, связываемые с циклотронной неустойчивостью в стационарных условиях. По-видимому, их возникновение требует наличия неоднородностей плазменной плотности или кратковременных инжекций частиц, что и приводит к нерегулярному характеру всплесков. Такая морфология указывает на возможную роль локальных магнитосферных источников, не связанных напрямую с глобальными колебаниями геомагнитного поля.

Используемые данные и методика анализа

Для анализа привлекались данные аппаратуры космических аппаратов Van Allen Probes, зарегистрированные во время их прохождения внутри плазмосферы Земли. Измерения включали в себя электрические и магнитные поля в КНЧ/ОНЧ-диапазоне, а также сведения о концентрации фоновой плазмы и характеристиках магнитного поля.

С целью проверки возможной корреляции между квазипериодическими излучениями и сейсмическими событиями использовались каталоги землетрясений с

магнитудой $M \geq 4.0$, содержащие временные, координатные и магнитудные данные. Для каждого сейсмического события рассчитывалось положение основания магнитной силовой трубки, связанное с эпицентром, и определялась величина L-оболочки.

Отбор атипичных КНЧ/ОНЧ излучений проводился при условии нахождения космического аппарата внутри той же магнитной оболочки (с допуском $|\Delta L| \leq 0.3$) и в близком секторе местного времени. Исследовались динамические спектры электромагнитных сигналов до $\sim 2\text{--}3$ кГц с разрешением по времени, позволяющим фиксировать периодичность повторения спектральных структур.

Для каждого эпизода также оценивались геомагнитные и гелиосферные условия: индекс Кр, плотность, скорость и давление солнечного ветра, а также компонента B_z межпланетного магнитного поля. Дополнительно вычислялся спектральный состав вариаций магнитного поля в диапазоне периодов, характерных для зарегистрированных QR-излучений.

Применение перечисленных критериев позволило идентифицировать 9 интересующих нас событий нетипичных квазипериодических излучений КНЧ/ОНЧ. Эти события происходили при спокойной или слабозамущённой геомагнитной обстановке и были пространственно-временно привязаны к сильным землетрясениям.

Примеры наблюдений атипичных квазипериодических излучений

В данном разделе приведены примеры наиболее характерных событий атипичных квазипериодических КНЧ/ОНЧ излучений, выявленных в ходе анализа данных со спутников Van Allen Probes. Все рассматриваемые события наблюдались внутри плазмосферы и были локализованы по времени и пространству относительно сильных землетрясений с магнитудами $M \geq 4.0$.

Одно из характерных событий зарегистрировано 21.08.2017 в интервале времени $\sim 20:55\text{--}21:25$ UT. В указанный период космический аппарат находился на магнитной оболочке $L \sim 4.2$ в дневное время. В динамических спектрах электрического поля наблюдается последовательность спектральных всплесков в диапазоне частот $\sim 0.5\text{--}2.0$ кГц с характерным периодом повторения (рис. 1).

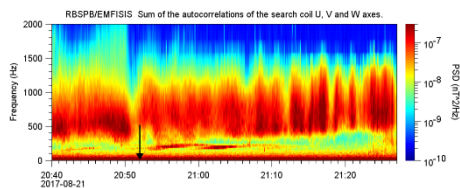


Рис. 1

Анализ вариаций магнитного поля в тот же временной интервал не выявляет геомагнитных пульсаций, соответствующих периодам наблюдаемых КНЧ/ОНЧ излучений. Значение геомагнитного индекса Кр не превышает 2, вертикальная компонента межпланетного магнитного поля B_z остаётся вблизи 0 нТл, а динамическое давление солнечного ветра не демонстрирует резких изменений.

Аналогичные свойства демонстрирует событие, зарегистрированное 20.12.2017 в интервале времени $\sim 06:35\text{--}07:10$ UT при $L \sim 5.4$. В

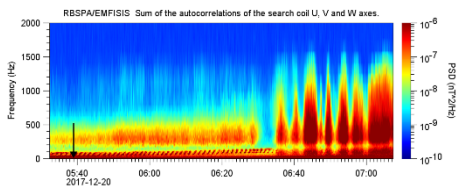


Рис. 2

спектрах КНЧ/ОНЧ излучений, фиксируются квазипериодические всплески с периодами повторения и частотным диапазоном $\sim 0.3 - 1.5$ кГц (рис. 2). Как и в предыдущем случае, данные магнитного поля не содержат выраженных спектральных линий, указывающих на наличие геомагнитных пульсаций.

Для обоих событий эпицентры соответствующих землетрясений располагались вблизи основания магнитной трубки, проходящей через область наблюдений космического аппарата. Пространственно-временная локализация излучений, а также отсутствие внешних магнитосферных возмущений указывают на то, что зарегистрированные атипичные квазипериодические КНЧ/ОНЧ излучения не могут быть объяснены стандартными магнитосферными механизмами.

Для проверки уникальности атипичных квазипериодических КНЧ/ОНЧ излучений проанализирована контрольная выборка данных Van Allen Probe, не связанная с землетрясениями $M \geq 4.0$. Контрольные интервалы выбирались при сходных условиях ($|\Delta L| \leq 0.3$, близкое местное время, сопоставимая геомагнитная обстановка). Динамические спектры анализировались в диапазоне до $\sim 1-3$ кГц по тем же критериям, что и для основной выборки. Событий с периодами всплесков 90–240 с и нерегулярной структурой не обнаружено. Полученные результаты подтверждают уникальность зарегистрированных излучений и указывают, что их появление не связано с фоновой магнитосферной активностью.

Возможный механизм формирования атипичных излучений

Динамика атипичных квазипериодических VLF-излучений внутри плазмосферы описывается системой безразмерных уравнений плазменного магнитосферного мазера (ПММ) с внешним периодическим воздействием на коэффициент затухания волн:

$$\frac{dN_1}{d\tau} = -p_1^2 \varepsilon N_1 - \eta N_1 + j_1$$

$$\frac{dN_2}{d\tau} = -p_2^2 \varepsilon N_2 - \eta N_2 + j_2$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = h_1 \varepsilon N_1 + h_2 \varepsilon N_2 - (1 + \mu \cos \Delta \tau) \varepsilon$$

Здесь N_1, N_2 – амплитуды первых двух угловых мод функции распределения энергичных электронов, ε – плотность энергии свистовых волн, $\tau = v_0 t$, μ – глубина модуляции, $\Delta = \Omega/v_0$.

При $\mu = 0$ и подходящих других параметрах система демонстрирует **регулярные автоколебания**, соответствующие типичным QP2-излучениям (рис. 3).

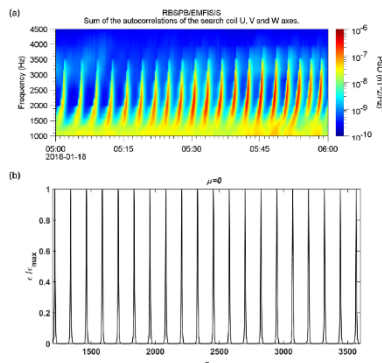


Рис. 3

При $\mu \neq 0$ периодическая модуляция затухания приводит к **чередованию всплесков разной интенсивности** и к **хаотической последовательности импульсов**, что качественно и количественно воспроизводит наблюдаемые атипичные QR2-излучения.

Модуляция множителя $(1 + \mu \cos(\Delta\tau))$ в третьем уравнении отражает влияние инфразвуковых атмосферных возмущений на коэффициент отражения ОНЧ излучений от ионосферы. При $\mu \sim 0.05 - 0.1$ система переходит в режимы с нерегулярной временной структурой излучения, аналогичные зарегистрированным событиям, в том числе коррелированным с сильными землетрясениями (рис. 4).

Выводы

В данных космического аппарата Van Allen Probe выявлены атипичные квазипериодические КНЧ/ОНЧ излучения, наблюдаемые внутри плазмосферы Земли на частотах ниже $\sim 2-3$ кГц. Рассматриваемые излучения характеризуются нерегулярной временной структурой и периодами повторения спектральных всплесков 90–240 с, не сопровождаются геомагнитными пульсациями и не соответствуют типичным режимам QP1 и QR2. Все выявленные события зарегистрированы в условиях спокойной или умеренно возмущённой геомагнитной обстановки ($K_p \leq 2$) и локализованы по времени и пространству относительно сильных землетрясений с $M \geq 4.0$. Отсутствие корреляции с параметрами солнечного ветра и геомагнитной активностью указывает на сравнительно локальную природу модуляции данных излучений. В качестве возможного механизма рассматривается сейсмически обусловленная квазипериодическая модуляция коэффициента отражения КНЧ/ОНЧ волн от ионосферы сверху, приводящая к нетипичным режимам генерации плазменно-магнитосферного мазера.

Благодарности

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

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 25-22-00237).

- [1] Bespalov P., Savina O., Shkareva P. // Atmosphere. 2025. Vol. 16, no. 11. Article 1310.
- [2] Bespalov P. A., Savina O. N., Neshchetkin G. M., Zharavina P. D. // Results in Physics. 2023. Vol. 46. Article 106291.
- [3] Беспалов П.А // Геомагнетизм и аэронавигация. 2011. Т. 51, № 2. С. 229.

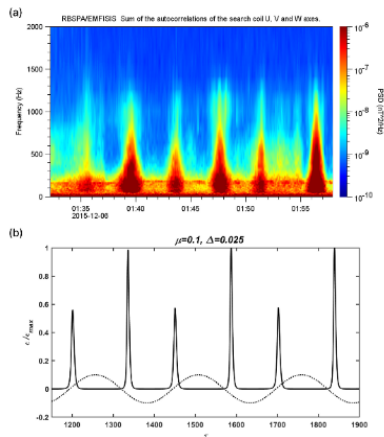


Рис. 4

О ЗАВИСИМОСТИ ЯРКОСТИ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ОТ СООТНОШЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВОЛНЫ НАКАЧКИ И 5-Й ГАРМОНИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

А.Е. Солин¹⁾, С.М. Грач¹⁾, И.Д. Ткачёв²⁾, А.Б. Белецкий²⁾,
А.В. Шиндин¹⁾, Е.В. Тареева¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИСЗФ СО РАН

Генерация искусственного оптического свечения (ИОС) при воздействии мощного КВ радиоизлучения возникает в результате цепочки (последовательности) следующих процессов: возбуждение плазменных волн под воздействием волны накачки обыкновенной поляризации с частотой f_0 ниже критической частоты ионосферы $f_0 < f_{OF2}$; ускорение электронов плазменными волнами до энергий, превышающих потенциал возбуждения нейтральных атомов и ионов I; и последующее возбуждение атомов и ионов в результате их столкновений с ускоренными электронами; испусканием фотонов возбужденными частицами [1]. На стенде «Сура» ИОС традиционно исследуется в красной ($\lambda = 630$ нм, уровень O(1D), порог возбуждения $I \sim 1,96$ эВ, характерное радиационное время жизни $\tau \sim 110$ с) и зелёной ($\lambda = 557,7$ нм, $I \sim 4,17$ эВ, $\tau \sim 0,7$ с) линиях атомарного кислорода, а в последние годы – в полосе синей линии иона азота ($\lambda = 391,4$ нм, порог $\sim 18,6$ эВ, $\tau \sim 0,7$ с). Совместный анализ свечения в этих линиях позволяет оценивать эффективность ускорения электронов. [2, 3].

В 2024-2025 гг, в период, близкий к максимуму солнечной активности, в силу стабильных погодных условий и достаточно высоких значений f_{OF2} в течение достаточно длительного периода времени в темное время суток (до 3 часов) удалось накопить достаточно большой объем данных по исследованиям ИОС при частоте ВН f_0 вблизи $5f_{ce}$. Отметим, что по нашим данным ИОС при $f_0 \sim 5f_{ce}$ обнаружено в этих экспериментах впервые. В настоящем докладе представлены результаты, полученные в ходе эксперимента 04.09.2024 года по исследованию зависимости ИОС от величины $f_0 - 5f_{ce}$.

В отличие от более ранних исследований с активным свипированием (пошагового изменения) частоты [4], воздействие осуществлялось на фиксированной частоте волны накачки $f_0 = 6660$ кГц (что близко к пятой гирогармонике, $f_0 \sim 5f_{ce}$). Частота $f_0 = 6660$ кГц, согласно модели геомагнитного поля IGRF [5] совпадает с $5f_{ce}$ на высоте ~ 290 км. Изменение ключевого соотношения между f_0 и $5f_{ce}$ в ходе сеанса происходило естественным образом. В ходе эксперимента частота f_{OF2} уменьшилась с 8500 кГц до 6300 кГц, что сопровождалось изменением высоты отражения радиоволны и высоты области верхегибридного резонанса. Из-за убывания геомагнитного поля с высотой локальное значение электронной циклотронной частоты f_{ce} также менялось, в результате чего область взаимодействия плавно «проходила» через условие точного резонанса с пятой гирогармоникой. Излучение ВН проходило в режиме 8 мин. – излучение, 4 мин. – пауза.

Динамика ИОС на длинах волн 630, 557,7 и 391,4 нм регистрировалась трёхканальным фотометром, расположенным в непосредственной близости от стенда СУРА с высоким временным разрешением (до 10 мс). Параллельно с оптическими измерениями

осуществлялась непрерывная регистрация спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Соотношение между f_0 и nf_{ce} ($n=3\dots 7$) можно определить по спектру ИРИ, который при изменении частоты ВЧ f_0 вблизи nf_{ce} (или nf_{ce} вблизи f_0) существенно зависит от разницы $f_0 - nf_{ce}$. [1]: в области частот «под гармоникой» $f_0 < nf_{ce}$ в спектре доминирует главный спектральный максимум (downshifted maximum, DM), в «резонансной» области $f_0 \approx nf_{ce}$ (точнее $f_{DM} \approx nf_{ce}$), компоненты DM и широкополосный верхний максимум (broad upshifted maximum, BUM) имеют низкую интенсивность (DM практически полностью подавляется), и в области «над гармоникой» $f_0 > nf_{ce}$ в спектре ИРИ присутствуют интенсивные DM и BUM. Кроме этого, состояние ионосферы контролировалось ионозондом CADI с периодом 12 мин. за минуту до включения стэнда.

На рисунках 1–4 представлена временная последовательность измерений 4 сентября 2024 года на частоте $f_0 = 6660$ кГц. На верхних панелях показана динамика ИОС в красной (630 нм), синей (391,4 нм) и зелёной (557,7 нм) линиях, зарегистрированная фотометром. Жёлтым фоном выделены 8-минутные интервалы непрерывного включения волны накачки. На нижних панелях (a, b, c, d) приведены соответствующие спектры ИРИ для различных моментов времени внутри циклов воздействия.

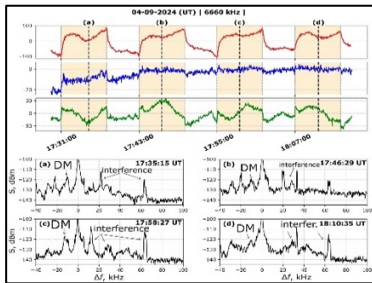


Рис. 1. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (17:31 – 18:15 UT)

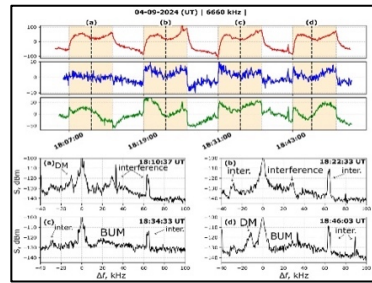


Рис. 2. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (18:07 – 18:51 UT)

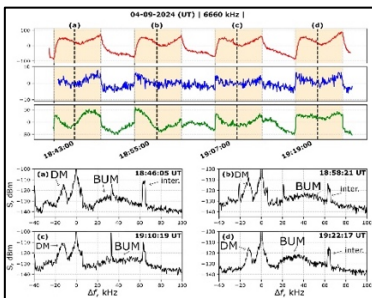


Рис. 3. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (18:43 – 19:27 UT)

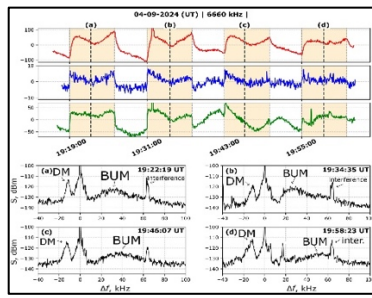


Рис. 4. Динамика оптического свечения и спектры ИРИ (19:19 – 20:03 UT)

Из рисунков видно, что в циклах воздействия, начинающихся в 18:19 UT, 18:31 UT и 18:43 UT (рис. 2, циклы (b)-(d), $UT=LT - 3$ часа) наблюдается заметное (в 2,5-3 раза) увеличение яркости свечения в зеленой и синей линиях по сравнению с более ранними циклами (17:31 UT – 18:07 UT, (рис. 1), тогда как в красной линии, обладающей наиболее низким потенциалом возбуждения, яркость свечения остается практически неизменной. В спектрах ИРИ, приведенных на рис. 1 и 2(a), доминирует DM-компонента, т.е. $f_0 < 5f_{ce}$. На рис. 2 (b) и 2(c) DM отсутствует, но на рис. 2(c) появляется слабая компонента BUM с максимумом на частоте $f_{BUM} - f_0 \sim 20$ кГц; при этом можно утверждать, что $f_{DM} \approx 5f_{ce}$. На рис. 2(d) частота максимума BUM удаляется от f_0 , $f_{BUM} - f_0 \sim 30$ кГц, DM появляется в спектре, а яркость свечения в зеленой и синей линиях, по крайней мере в момент регистрации спектра ИРИ несколько уменьшается. В период 18:55 – 19:15 UT (панели (b) и (c) на рис. 3 f_{BUM} отодвигается от f_0 до позиций $f_{BUM} - f_0 \sim 40$ кГц и $f_{BUM} - f_0 \sim 45$ кГц, интенсивность DM заметно увеличивается, что соответствует удалению f_0 от $5f_{ce}$, а яркость свечения в синей и зеленой линиях снова уменьшается. В дальнейшем (в период 19:19 – 19:39 UT, рис. 4 (a), (b) яркость свечения в этих линиях опять увеличивается, максимум BUM приближается к волне накачки (до 25 кГц), а интенсивность DM несколько падает. В двух последних циклах, приведенных на рис. 4 (19:43-19:53 UT) удаление BUM от волны накачки, увеличение интенсивности DM и уменьшение яркости синей и зеленой линий.

В результате проведенного эксперимента установлено, что при проходе частоты ВН f_0 через $5f_{ce}$ «снизу», т.е. при увеличении высоты отражения ВН, в области возбуждения плазменных волн волной накачки увеличивается эффективность ускорения электронов до высоких энергий, превышающих потенциалы возбуждения уровней, ответственных за генерацию зеленой линии атомарного кислорода и синей линии иона молекулярного азота, и, следовательно, растёт яркость свечения в этих линиях. При удалении f_0 от $5f_{ce}$ яркость свечения в зеленой и синей линиях уменьшается вследствие дальнейшего увеличения высоты отражения, а при ее уменьшении и приближении f_0 к $5f_{ce}$ «сверху» – снова увеличивается. Точный момент прохождения области взаимодействия через пятую электронную циклотронную гармонику (сопровождаящийся характерным подавлением компоненты DM и развитием BUM в спектре ИРИ) четко коррелирует с изменениями в динамике оптических эмиссий. Влияния приближения f_0 к $5f_{ce}$ на яркость свечения в красной линии атомарного кислорода не отмечалось. Отметим, что вариации высоты области возбуждения плазменных волн, определяемые по спектрам ИРИ, подтверждались в эксперименте с помощью регистрации ионограмм. Таким образом, проведенный эксперимент демонстрирует, что приближение частоты ВН к пятой электронной гирогармонике, сопровождающееся характерными изменениями в спектре ИРИ, четко коррелирует с увеличением яркости оптических эмиссий с высокими потенциалами возбуждения.

Аналогичное поведение ИОС наблюдалось также в другие дни наблюдений при $f_0 \sim 5f_{ce}$ и при $f_0 \sim 4f_{ce}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-20019).

- [1] Грач С. М., Сергеев Е. Н., Мишин Е. В. Шиндин А. В. // УФН. 2016. Т. 186, №11. С.1189. DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037868
- [2] Ткачев И. Д., Белецкий А. Б., Грач С. М., Насыров И. А., Шиндин А. В., Когогин Д.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 10. С. 811.
- [3] Легостаева Ю. К., Грач С. М., Шиндин А. В., Белецкий А. Б., Емельянов В. В., Когогин Д. А., Насыров И. А., Хашев В. Р. // Изв. вузов. Радиофизика. 2026. Т. 69, № 6. С. 1.
- [4] Котов П. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 6. С. 461.
- [5] <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/igrf/point/>

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ ТРАСС ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Ф.И. Выборнов^{1, 2)}, Н.А. Семенова¹⁾, А.В. Першин¹⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Особенности распространения декаметровых радиоволн в неоднородной ионосфере исследуются, как правило, на основе лучевого подхода (применения метода геометрической оптики к расчету траекторий их распространения) с учетом дисперсионных свойств нормальных волн в неоднородной магнитоактивной плазме. Несмотря на тот факт, что методы и алгоритмы расчета характеристик радиоволн в неоднородной ионосфере хорошо известны, анализ и моделирование условий распространения радиоволн в условиях конкретных экспериментов в возмущенной ионосфере (с использованием данных зондирования ионосферы) для интерпретации полученных в этих экспериментах результатов требует очень много времени.

Результаты моделирования для трассы Кипр - Нижний Новгород

Представленные ранее результаты моделирования распространения КВ радиоволн на длинной трассе ЛЧМ-сигналов Кипр - Нижний Новгород среднеширотной ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) Z-типа, которые излучались последовательно с интервалом 5 минут в эксперименте 20 июля 2023 г., позволили установить, что наилучшее соответствие экспериментальным дистанционно-частотным характеристикам (ДЧХ) достигается при параметрах ПИВ: $\delta = 0.1$, $\alpha = -45^\circ$ ($\gamma = 60$), $\beta = 45^\circ$, $H = 250$ км, $L = 100$ км, $d = 50$ км, где γ – относительный азимут, т.е. угол между трассой и направлением распространения ПИВ в горизонтальной плоскости [1]. В качестве исходных данных использовались ДЧХ наклонного зондирования (НЗ) ионосферы и профили электронной концентрации, полученные с помощью модели IRI (максимум F2-слоя невозмущенной ионосферы находится на высоте 295 км), а также постоянные вдоль трассы значения характеристик магнитного поля (наклонение геомагнитного поля 63.5° , склонение 7.3° , гирочастота 1.26 МГц, что соответствует значениям, полученным для средней точки трассы моделирования согласно модели IGRF). Длина трассы Кипр – Нижний Новгород и азимут из пункта передачи в пункт приема составляли, соответственно, 2492 км и $\Psi = 15^\circ$. Перемещение фронта плоской волны задавалось сдвигом центра неоднородности при постоянной высоте вдоль линии широты средней точки трассы с запада на восток. Полученный результат потребовал около полугода машинного времени и фактически показал необходимость пересмотреть схему экспериментальных измерений параметров ПИВ.

Результаты моделирования синхронного распространения декаметровых радиоволн на трёх слабонаклонных трассах среднеширотной ионосферы

В работе [2] представлены результаты моделирования синхронного распространения декаметровых радиоволн на трёх слабонаклонных трассах среднеширотной

ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения типа «серп». Выполнен расчёт траекторий лучей волн, распространяющихся в плавно неоднородной магнитоактивной ионосферной плазме. В качестве исходных данных использовались дистанционно-частотные характеристики наклонного зондирования ионосферы сигналом с линейной частотной модуляцией, полученные 19 декабря 2019 года с интервалом в одну минуту на трассах Васильсурск-Нижний Новгород, Йошкар-Ола-Нижний Новгород и Йошкар-Ола-Васильсурск. Возмущение профиля электронной концентрации при прохождении перемещающегося ионосферного возмущения моделировалось гармонической функцией (локализованной плоской полуволной), её параметры подбирались по наилучшему совпадению результатов моделирования с экспериментальными данными. Оценки азимута направления перемещения ионосферного возмущения и величины скорости в этом направлении составили 105° и $65\text{--}105$ м/с соответственно.

Необходимо отметить, что эти экспериментальные результаты обрабатывались и другим методом. В работе [3] на основе полученных данных предложена методика определения параметров перемещающихся ионосферных возмущений с использованием сети из трех ЛЧМ-иозондов. Наличие в составе иозонда как приемника, так и передатчика позволило при использовании трех иозондов получить данные по шести радиотрассам, в результате чего появилась возможность сделать оценки параметров возмущений только по экспериментальным данным, без привлечения модельных представлений. Среднее значение скорости ионосферного возмущения было получено равным 111.7 м/с со средним квадратичным отклонением 8.5 м/с, а среднее значение азимута 158.7° со средним квадратичным отклонением 3.3° . Работоспособность данной методики подтверждалась тем, что при выборе трех различных вариантов радиотрасс были получены близкие численные результаты величины и направления вектора скорости ПИВ.

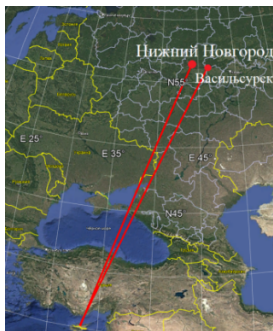


Рис. 1

территории полигона Васильсурск (НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского). Расстояние между ними около 120 км. Длина трассы и азимут для г. Нижнего Новгорода приведены выше. Для приема использовались антенны типа Дельта. Регистрация сигнала производилась на однотипные приемные ЛЧМ-станции. На рис. 2 и рис. 3 приведены

Синхронные дальние трассы регистрации ПИВ

Ниже приводятся ДЧХ, полученные при синхронной регистрации на среднеширотных трассах Кипр – Нижний Новгород и Кипр – Васильсурск перемещающихся ионосферных возмущений Z-типа, отмечаются особенности их регистрации. Геометрия эксперимента приведена на рис. 1. Трассы начинаются в одной точке (ЛЧМ передатчик мощностью 800 кВт располагается на Кипре и излучает круглосуточно с периодом 5 минут. Начальная частота зондирования 8 МГц, конечная 33 МГц. Прием проводился в г. Нижний Новгород и на

полученные ДЧХ сигналов. Верхние ДЧХ для ЛЧМ-станции Васильсурск, а нижние для ЛЧМ-станции Нижний Новгород. Время приема и название ЛЧМ-станций приведено на ДЧХ сверху. ПИВ регистрировались на трассах одновременно. Несмотря на малое расстояние между трассами зондирования, достаточно хорошо видны особенности ПИВ для каждой из них.

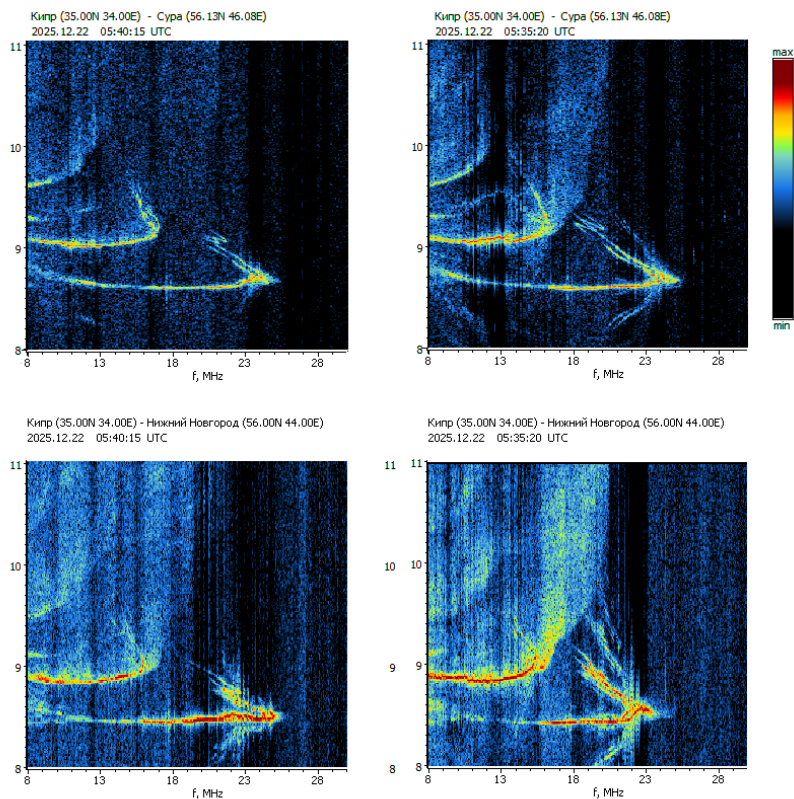


Рис. 2

Заключение

Приводятся результаты экспериментальных исследований ионосферы во время синхронной регистрации на среднеширотных трассах Кипр – Нижний Новгород и Кипр – Васильсурск перемещающихся ионосферных возмущений Z-типа.

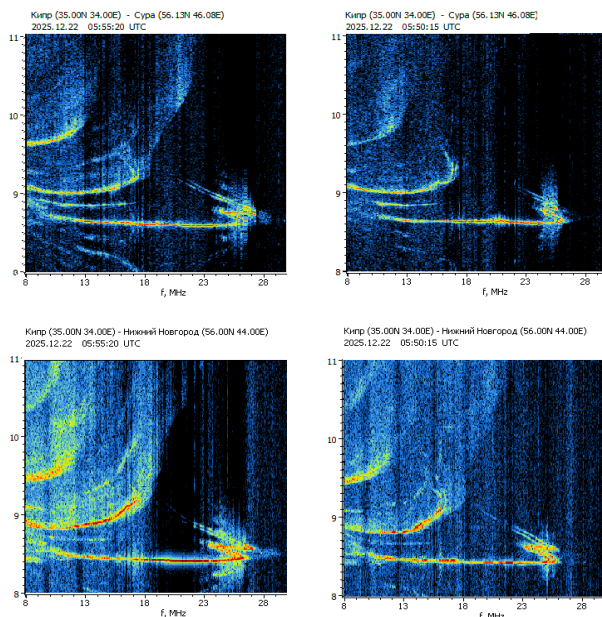


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-72-20019) Плазменная турбулентность верхней ионосферы, инициированная мощными КВ радиоволнами: натурные эксперименты и лабораторное моделирование.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-20019).

- [1] Семенова Н.А., Выборнов Ф.И., Грач С.М. Известия вузов. Радиофизика. 2025. Т. 68, № 3. С. 203.
- [2] Семенова Н.А., Выборнов Ф.И., Грач С.М. Известия вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 4. С. 329.
- [3] Колчев А. А., Зыков Е. Ю., Выборнов Ф. И. и др. Оценка параметров перемещающихся ионосферных возмущений по сети ЛЧМ-ионозондов. Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки, 2022, том 164. С. 137.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 26 мая 2026 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.