

Труды XXI научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ**  
**«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

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

## ПРОЯВЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЕ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Н.В. Бахметьева<sup>1)</sup>, Г.И. Григорьев<sup>1)</sup>, Е.Е. Калинина<sup>2)</sup>, И.Н. Жемаков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### *Введение*

Проявление волновых движений в вариациях характеристик ионосферы и нейтральной атмосферы, в параметрах радиоволн, распространяющихся на трассах различной протяженности и ориентации, является одной из актуальных задач физики ионосферы и распространения радиоволн. Все возрастающий со временем интерес к этой проблеме во многом обусловлен модернизацией наблюдательной (измерительной) техники и развитием новых методов исследований. В данной работе приведены результаты исследований волновых движений в нижней ионосфере на основе определения параметров её нейтральной компоненты методом, основанным на резонансном рассеянии радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы, создаваемых мощным КВ радиоизлучением нагревного стенда СУРА.

### *Создание ИПН как метод исследования нейтральной атмосферы*

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения характеристик нейтральной атмосферы подробно изложена в монографии [1]. Неоднородности создаются в поле стоячей радиоволны, образующейся при отражении от ионосферы мощной радиоволны, излучаемой в зенит синфазно работающими передатчиками стенда СУРА (56,1°N; 46,1°E). При зондировании периодической структуры пробными радиоволнами, которые излучаются в импульсном режиме также передатчиками нагревного стенда на стадии релаксации неоднородностей, рассеянный ими сигнал принимается антенной системой и приёмниками установки частичных отражений, расположенной на расстоянии 1 км от нагревного стенда. Регистрируются квадратурные компоненты рассеянного сигнала, по которым стандартным образом определяются его амплитуда и фаза. На основе измерений амплитуды и фазы сигнала, рассеянного периодическими неоднородностями, определяются важнейшие характеристики нейтральной составляющей атмосферы Земли в нижней ионосфере – скорость вертикального движения, которая на указанных высотах совпадает со скоростью плазмы [2], температура и плотность, скорость турбулентного движения до высоты турбопаузы [1]. Высотно-временные вариации этих параметров позволяют получить информацию о характеристиках распространяющихся атмосферных волн, влияющих на состояние нижней ионосферы. На высотах E-слоя процесс релаксации ИПН после прекращения воздействия на ионосферу происходит под действием амбиполярной диффузии, что позволяет использовать высотные зависимости характеристик рассеянного сигнала для определения многих важнейших параметров нейтральной атмосферы и ионосферы [1]. Шаг съема данных по высоте составляет 0,7–1,4 км с временным разрешением 15 с. Погрешность определения скорости не превышает нескольких десятков см/с, температуры и плотности – нескольких процентов. По окончании работы нагревного стенда

ИПН разрушаются (релаксируют). В нижней части  $E$ -области ионосферы (90–120 км) время релаксации неоднородностей  $\tau$  определяется выражением

$$\tau = (K^2 D_a) = M_i v_{im} / K^2 \kappa (T_{e0} + T_{i0}), \quad (1)$$

где  $\kappa$  есть постоянная Больцмана,  $K = 4\pi/\lambda$  – волновое число стоячей волны,  $\lambda = \lambda_0/n$  – длина волны в среде,  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $M_i$  – молекулярная масса ионов,  $T_{e0}$  и  $T_{i0}$  – фоновые (невозмущенные) температуры электронов и ионов,  $v_{im}$  – частота столкновений ионов с молекулами. Выражение (1) лежит в основе определения большинства параметров нижней ионосферы. На рис.1 приведены высотные профили характеристик сигнала, рассеянного ИПН: времени релаксации  $\tau$  – а), амплитуды  $A$  – б) и скорости вертикального движения  $V$  – в) для измерений 30.09.2016. Показан каждый профиль, полученный с периодом 15 с, черными линиями обозначены усредненные за интервал 5 минут значения определяемых параметров.

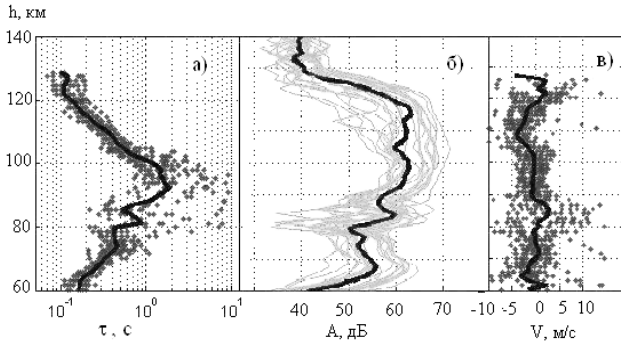


Рис. 1

На приведенных профилях в интервале высот 85–100 км разброс значений определяемых параметров обусловлен развитием атмосферной турбулентности. На рис. 1б) отчетливо видны волнообразные изменения амплитуды сигнала.

### ***Вариации скорости вертикального движения***

Результаты длительных наблюдений методом ИПН показали, что в высотновременных вариациях времени релаксации рассеянного сигнала, вертикальной скорости нейтрального газа, температуры и плотности атмосферы постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов. На рис. 2 приведены примеры волновых вариаций скорости вертикального движения  $V(t)$  на высоте 100 км – а) для 27.09.2007 и на высоте 109 км – б) для 27.02.1991. Во время наблюдений скорость меняла направление, модуль скорости, как правило, увеличивался с высотой. С ростом высоты амплитуда волновых движений, вносящих вклад в вариации вертикальной скорости, нарастала и иногда достигала 12–15 м/с. Вертикальные длины волн, определённые по высотным профилям  $V(h)$ , изменялись от 3–5 км до 30 км.

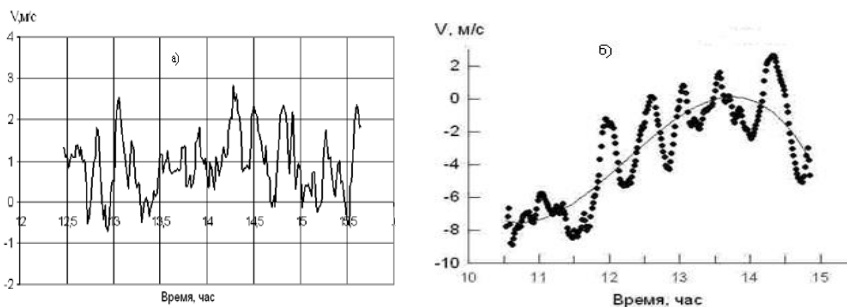


Рис. 2

По данным спектрального анализа вариаций вертикальной скорости достоверно выделены периоды волновых движений продолжительностью 5–10, 15, 20, 30–40, 60 минут. В отдельные дни особенно продолжительных измерений наблюдались интенсивные волновые движения с периодами 1,5; 2–2,5; 3,3 и 4,5 часа.

### *Турбулентная скорость*

Влияние атмосферной турбулентности на высотах 85–110 км проявляется в более быстром разрушении (релаксации) ИПН по сравнению с механизмом диффузионного расплывания. Скорость турбулентных движений  $V_t$  определяется по отклонению высотной зависимости  $\tau(h)$  от экспоненциальной, обусловленной амбиполярной диффузией. Турбулентная скорость подвержена быстрым флуктуациям с характерным временем 15 с. Пример временных вариаций  $V_t$  на высоте 100 км для 12.08.1999 дан на рис. 3, на котором видны глубокие вариации скорости с периодами от 10 до 90 минут.

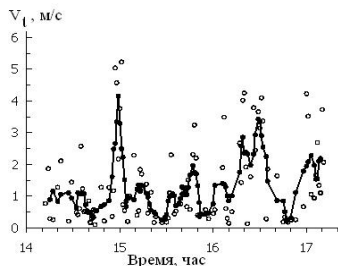


Рис. 3

Эксперименты, проведенные в разные годы, показали, что в целом минутные значения  $V_t$  изменялись от близких к нулю значений до 5 м/с. В возмущенные периоды (при ярко выраженных волновых явлениях в периоды захода и восхода Солнца, во время солнечных затмений)  $V_t$  возрастала до 5–7 м/с [3]. В часы перехода от света к тени (это относится и к затмению, и к заходно-восходным наблюдениям) зарегистрированы волновые движения с периодами от 15 до 90 минут и более.

### *Температура и плотность нейтральной атмосферы*

Формула (1) для времени релаксации сигнала, рассеянного неоднородностями, является основой для определения температуры  $T$  и плотности  $\rho$  нейтральной компоненты в нижней части области E до высоты 120–130 км. Методика определения этих параметров подробно описана в [1]. В большинстве экспериментов наблюдались волновые вариация температуры и плотности, часто имевшие нестабильный характер.

Естественно было предположить, что подобного рода возмущения могут быть обусловлены распространением внутренних гравитационных волн (ВГВ). На рис. 4 приведены зависимости а) скорости вертикального движения  $V$  от высоты и времени; б) температуры  $T$  от времени для трех высот 100, 105 и 112 км, полученные в дневные часы 27.09.2016. Каждая точка на рис. 4б) соответствует усреднению первичных данных по интервалу времени 5 минут. Наиболее глубокие вариации температуры наблюдались около 14 часов на высоте 100 км, после чего в течение получаса значения  $T$  не определялись вследствие того, что высотная зависимость  $\tau(h)$  не являлась диффузионной. Видимо, высота 100 км находилась еще в турбулентной области, а выше нее турбулентное перемешивание сменялось диффузионным разделением газов, и зависимости  $T(t)$  на высотах 105 и 112 км приобрели более регулярный вид, включая волновые вариации с наиболее выраженными периодами 10–15 минут. Проведенное авторами в [4] моделирование параметров волновых возмущений характеристиками ВГВ на основе других измерений методом ИПН показало, что оно удовлетворительно только для волн сравнительно коротких периодов до 30 минут.

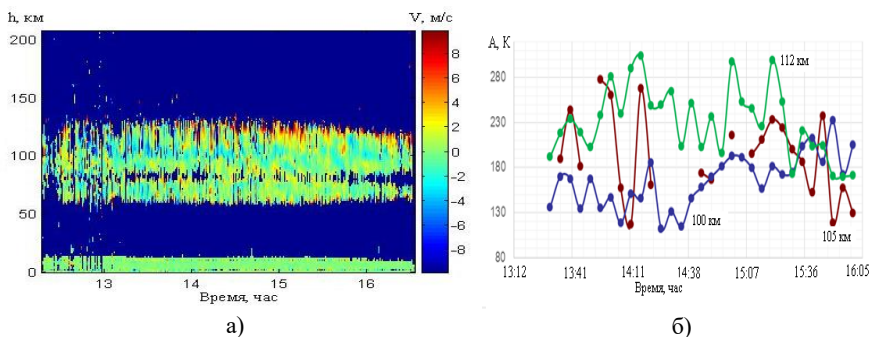


Рис. 4

Работа выполнена в рамках Государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 5.8092.2017/БЧ).

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. 155 с.
- [2] Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974. 256 с.
- [3] Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Комраков Г.П. Нижняя ионосфера Земли во время частных солнечных затмений по наблюдениям вблизи Нижнего Новгорода // Геомагнетизм и аэронавигация. 2017. Т. 57, № 1. С. 64.
- [4] Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Григорьев Г.И., Толмачева А.В. Влияние акустико-гравитационных волн на вариации параметров нижней ионосферы по наблюдениям с помощью искусственных периодических неоднородностей // Известия вузов. Радиофизика. 2002. Т.45, № 3. С. 233.

## ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН У МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Н.А. Бархатов<sup>1)</sup>, Е.А. Ревунова<sup>2)</sup>, А.Б. Виноградов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Нижегородский Государственный Педагогический Университет  
им. К. Минина

<sup>2)</sup> Нижегородский архитектурно-строительный университет

Работа посвящена изучению условий и возможных причин возникновения ударных волн перед магнитными облаками солнечного ветра. Известно, что магнитные облака являются одним из наиболее геоэффективных плазменных потоков, так как становятся источниками в основном сильных геомагнитных возмущений. Исследования показывают, что геоэффективные свойства магнитных облаков увеличиваются при наличии перед ними ударной волны и оболочки [1]. На ударной волне магнитных облаков отмечается резкое одновременное скачкообразное увеличение параметров солнечного ветра (скорости, концентрации, температуры). За ней следует область с флуктуациями компонент ММП и повышенной плотностью, называемая оболочкой магнитного облака.

Исследование выполнено на 75 событиях, зарегистрированных в околоземном космическом пространстве с 1973 по 2012 г. (по данным спутниковой системы OMNI, [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp\\_public/](http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/)) и определенных в литературе как магнитные облака [2, 3]. Визуальный анализ динамики параметров солнечного ветра перед магнитными облаками на предмет обнаружения перед ними ударных волн по их отличительным особенностям установил, что из рассмотренных облаков 30 не имели ударных волн, а остальные 45 ими сопровождалась. Далее, для определения условий, при которых перед магнитными облаками возникают ударные волны, выполнялось сопоставление скоростей звуковых  $V_s$  и альвеновских  $V_a$  волн со скоростями магнитных облаков относительно солнечного ветра  $V_{отн}$ . Скорости звуковых и альвеновских волн рассчитывались на основе выражений, приведенных на ресурсе [[http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp\\_public/](http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/)] вместе с данными о параметрах солнечного ветра:

$$V_s = \sqrt{0,12(T + 1,2 \cdot 10^5)}, \quad V_a = 20B / \sqrt{n},$$

где  $T$  – температура плазмы солнечного ветра (К),  $B$  – индукция магнитного поля (Тл),  $n$  – концентрация плазмы солнечного ветра ( $\text{м}^{-3}$ ).

Скорость магнитных облаков  $V_{отн}$  относительно солнечного ветра вычислялась как разница скоростей облака и среднего значения скорости солнечного ветра перед ним (для облаков без ударных волн) или перед ударной волной (для облаков с ударными волнами). Полученные соотношения звуковых  $V_s$  и альвеновских  $V_a$  скоростей с относительной скоростью магнитных облаков  $V_{отн}$  представлены на рис. 1 а, б соответственно. На рис. 1 серые треугольники соответствуют магнитным облакам без ударных волн, черные кружочки – с ударными волнами, прямая линия отвечает равенству скоростей по осям. Из данных соотношений следует, что для магнитных облаков без ударных волн их относительная скорость  $V_{отн}$  оказывается ниже скоростей звуковых  $V_s$  и

альвеновских  $V_a$  волн (серые треугольники на рис. 1 а, б располагаются вблизи оси ординат). Для магнитных облаков с ударными волнами (черные кружочки на рис. 1 а, б) наблюдается превышение относительной скорости облаков над звуковыми и альвеновскими скоростями. Соответствующие точки на рис. 1 а, б лежат в основном ниже прямой линии, отвечающей равенству скоростей. При этом для рассматриваемых облаков с ударными волнами их относительная скорость превышает 50 км/с.

Известно, что граница плазменного образования остается неподвижной при условии равенства на ней суммы газокINETического  $nkT$  и магнитного  $p_m = B^2/2\mu_0$  давлений [4]. Смещение границ, т.е. расширение или сжатие данного образования, возникает в результате нарушения баланса давлений. В данном исследовании изучены соотношения на границе «солнечный ветер – магнитное облако» суммарного газокINETического и магнитного давлений (рис. 2 а), газокINETического и магнитного давлений в отдельности (рис. 2 б, в), а также

зависимость относительной скорости магнитных облаков от этих двух давлений (рис. 2 г, д). На всех диаграммах рис. 2 серые треугольники отвечают магнитным облакам без ударных волн, черные кружочки – облакам с ударными волнами. Согласно данным рис. 2 а, для магнитных облаков без ударных волн (серые треугольники) отмечается равновесие суммарного газокINETического и магнитного давлений на границе «солнечный ветер – магнитное облако» (они лежат вдоль линии равенства давлений). В случае облаков с ударными волнами (черные кружочки) наблюдается значительное превышение суммарного давления в теле облака над давлением в солнечном ветре. Следовательно, имеет место расширение магнитных облаков с ударными волнами, вследствие чего их границы приобретают дополнительную скорость. Исследование соотношений газокINETического и магнитного давлений в солнечном ветре и в магнитных облаках (рис. 2 б, в) показало, что у облаков с ударными волнами магнитное давление в них превышает соответствующие значения в солнечном ветре. Это свидетельствует об основном вкладе магнитного давления в ускорение ведущей части облака. Анализ зависимости относительной скорости облака от магнитного и газокINETического давлений в нем также демонстрирует влияние магнитного давления на ускорение быстрых облаков (рис. 2 д, черные кружочки). ГазокINETическое давление в солнечном ветре и в магнитных облаках оказывается на порядок ниже магнитного и не дает заметного вклада в ускорение облаков.

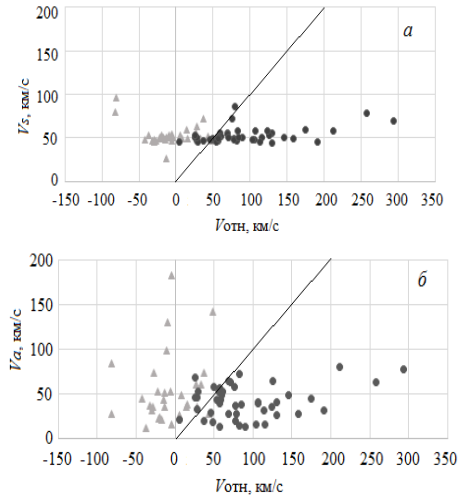


Рис. 1

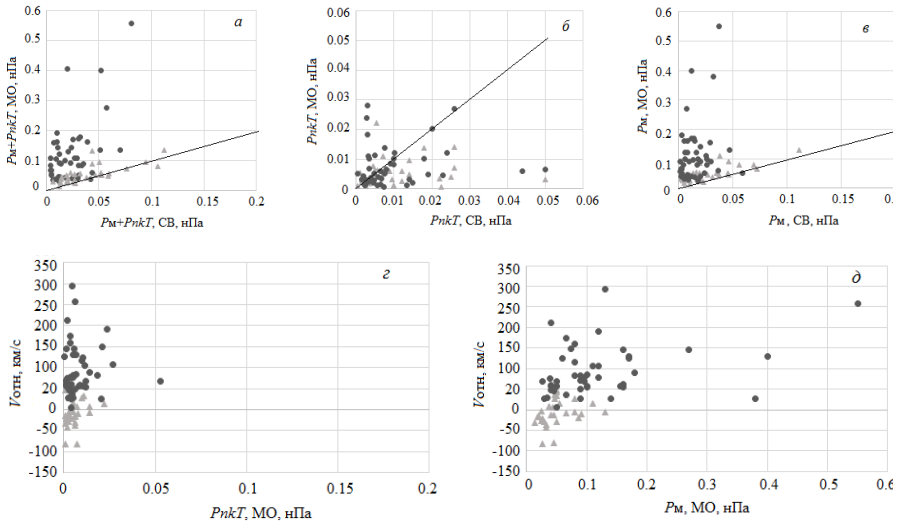


Рис. 2

Таким образом, в результате выполненного исследования установлено, что основным условием существования ударных волн перед магнитными облаками является превышение скорости облака над скоростью солнечного ветра более чем на 50 км/с. В этом случае относительная скорость облака оказывается выше скоростей звуковых и альвеновских волн в солнечном ветре. Показано, что ускорение и расширение магнитных облаков происходит за счет превышения магнитного давления в них над соответствующим давлением в окружающем солнечном ветре.

- [1] Бархатов Н.А., Левитин А.Е., Ревунова Е.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. Т. 54, № 2. С. 185.
- [2] Zhang J., Liemohn M.W., Kozyra J.U., Lynch B.J., Zurbuchen T.H. // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109. A09101. doi:10.1029/2004JA010410.
- [3] Kilpua E.K.J., Li Y., Luhmann J.G., Jian L.K., Russell C.T. // Ann. Geophys. 2012. Vol. 30. P. 1037. doi:10.5194/angeo-30-1037-2012.
- [4] Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. – М.: Мир, 1975. 525 с.



## ПРИЧИННО-СЛЕДСТВЕННАЯ СВЯЗЬ ДИНАМИКИ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ С ТИПОМ МАГНИТНОГО ОБЛАКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Н.А. Бархагов., С.Е. Ревунов., Ю.А. Главацкий

*Нижегородский Государственный Педагогический Университет им. К. Минина*

Нейросетевым методом устанавливаются причинно-следственные связи динамики высокоширотной геомагнитной активности (по индексу AL) с типом магнитного облака солнечного ветра, обусловленного параметрами замагниченного коронального выброса. В качестве инструмента анализа нелинейных зависимостей использована рекуррентная нейросеть типа Элмана. Создаваемая нейросетевая модель основана на поиске оптимальных физически связанных входных и выходных параметров, характеризующих воздействие на магнитосферу конкретного плазменного потока типа магнитного облака. Успешность восстановления динамики AL по используемым данным характеризуем как установленную нелинейную связь AL с параметрами облака.

В качестве исследуемых потоков выбраны корональные межпланетные магнитные облака (ММО), как наиболее геоэффективные корональные образования. Несмотря на многообразие конфигураций магнитных облаков и способов их воздействия на земную магнитосферу, зависящих в том числе и от прицельных параметров облака, обязательной особенностью является поворот вектора ММП внутри облака, что обеспечивает возникновение геоэффективной отрицательной  $B_z$  компоненты. Последнее, однако, не означает, что ММО всегда вызывают глобальные магнитные бури, но с ними часто связаны суббуревые процессы [1]. Структура быстрых магнитных облаков заметно усложняется возникновением ударной волны и турбулентной области за ней. В связи с этим представляет интерес установление степени участия элементов структуры магнитных облаков при формировании высокоширотной геомагнитной активности. В данном исследовании, как и в [2], мы применяем нейросетевой подход с использованием рекуррентной нейронной сети типа Элмана. Как и ранее, здесь предполагается создание быстрой нейросетевой модели, основанной на поиске оптимальных физически связанных входных и выходных параметров, характеризующих воздействие на магнитосферу конкретного плазменного потока, зависящего от типа магнитного облака. Однако особенностью данного исследования является использование разных нейросетевых архитектур.

Исследование выполнено с использованием минутных данных, отвечающих интервалам наблюдений 52-х межпланетных магнитных облаков, зарегистрированных в 1998-2012 гг. Для каждого интервала ММО анализировались параметры солнечного ветра: концентрация  $N$  и скорость плазмы  $V$  и компоненты вектора  $B$  ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ) межпланетного магнитного поля (ММП) в GSM системе координат, а так же значения Dst и AL индексов магнитной активности. Все данные взяты с 1-мин разрешением с узла <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>. Анализируемые интервалы ММО были разделены на две выборки: группа 1 – быстрые облака с ударными волнами и турбулентной областью (33 случая) и группа 2 – медленные облака без ударных волн и турбулентных областей (19 случаев). Дополнительно были проанализированы интервалы данных (группа 3 - 70 случаев), соответствующие изолированным магнитосферным суббурям по показаниям

индекса AL без уточнения типа плазменного потока, но заведомо не связанным с магнитными облаками.

Выполняемые нейросетевые эксперименты посвящены поиску оптимальных физически связанных входных и выходных параметров, характеризующих воздействие на магнитосферу рассматриваемых магнитных облаков. При этом определялись характерные времена необходимой предыстории динамики параметров облаков для запуска суббурь. В численных экспериментах применена нейросеть с петлей внешней обратной связи (ИНС). Такая архитектура позволяет подкреплять обучение синтезируемыми внутри ИНС последовательностями AL-индекса (рис. 1). Входы  $x$  и  $z$  позволяют моделировать разную глубину предыстории  $H$  и  $P$  соответственно. Под глубиной предыстории понимается дополнительное количество параметров на входе нейронной сети, моделирующих временную задержку. Внешняя петля обратной связи показана жирными линиями, на ней синтезируются последовательности  $y^*(t)$ , подаваемые на основной вход. На входе  $z$  глубина предыстории составляет  $P=60$  минут. Такая задержка на внешней петле выбрана на основании исследования эффекта накопления энергии солнечного ветра для обеспечения суббурного процесса [4]. На входе  $x$  глубина предыстории  $H$  может варьироваться. Единственный выходной нейрон  $y$  генерирует последовательность значений AL индекса.

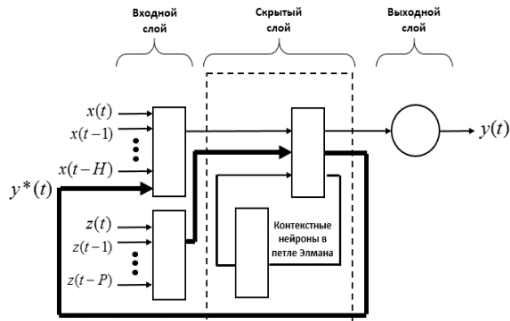


Рис. 1

Поиск оптимальной глубины предыстории на входе  $x$  для входных последовательностей компонент ММП проводился от 30 до 90 минут с шагом 10 минут. Объективная оценка качества восстановления AL индекса выполнялась путем вычисления классического коэффициента корреляции  $R$  и эффективности восстановления  $PE$  [3] между реальными (целевыми) и сгенерированными нейронной сетью значениями. В результате было установлено, что 90 мин предыстория динамики  $V_u$  и  $V_z$  компонент ММП оказалась наиболее эффективной для моделирования последовательностей значений AL. Выполненные численные эксперименты с помощью ИНС для группы 1 дали средние значения  $R=0.80$ ,  $PE=77\%$  и для группы 2  $R=0.92$ ,  $PE=81\%$ . Таким образом обнаружено, что с использованием нейронных сетей наблюдается эффект управления высокоширотной геомагнитной активностью параметрами магнитного поля облака. Показанная в экспериментах 90 мин необходимость предыстории комбинации компонент ММП для эффективного восстановления AL индекса косвенно указывает на зависимость динамики суббуровой активности от структуры крупномасштабной конфигурации магнитного поля облака на орбите Земли.

Созданная избыточность входного массива стабилизирует ИНС, что демонстрируется высоким качеством синтеза амплитудных значений на выходе. На рис. 2 показан пример сопоставления реальных значений AL-индекса (серая кривая) и смоделированных ИНС (черная кривая) 15 июня 2005 г. По оси абсцисс представлено время в минутах, по оси ординат – нормированные значения индекса AL.

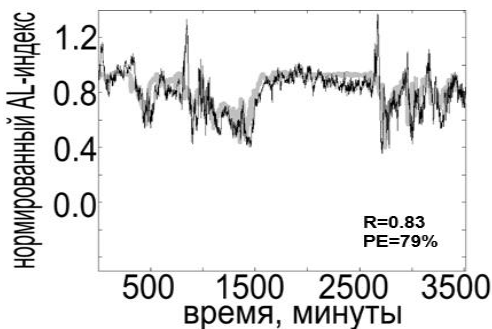


Рис. 2

Выводы, полученные при постановке численных нейросетевых экспериментов по восстановлению AL индекса, свидетельствуют о возможности использования ИНС в роли детектора магнитных облаков. Созданная нейронная сеть, использующая параметры ММП в интервалах отвечающих магнитным облакам, способна успешно сгенерировать на выходе динамику AL индекса, сопоставимую с реальной ситуацией. Далее, мы проверяем возможности ИНС на интервалах данных группы 3 (70 случаев), соответствующих изолированным магнитосферным суббурям, заведомо не связанным с магнитными облаками. Как показывают результаты, если на входы ИНС будут подаваться интервалы данных, не отвечающие магнитным облакам (группа 3), то качество восстановления динамики индекса AL резко падает, даже если в качестве обучающего массива использовать данные этой же группы ( $R \sim 0.3$ ,  $PE \sim 5\%$ ). Это позволяет заявить, что найденная архитектура сети может быть применена в задачах отождествления солнечных плазменных потоков с магнитными облаками.

Основные выводы проведенного исследования можно сформулировать следующим образом:

- 1) Использование  $V_u$  и  $V_z$  компонент ММП, отвечающих магнитному облаку с учетом 90 мин предыстории, в качестве входных параметров нейросетевой модели достаточно для восстановления последовательности AL индекса.
- 2) Архитектура ИНС Элмана с внешней петлей обратной связи демонстрирует удовлетворительное восстановление AL индекса.
- 3) Разработанная модель восстановления AL индекса может быть использована в задачах отождествления солнечных плазменных потоков с магнитными облаками, т.к. только интервалы данных, отвечающие магнитным облакам, способны успешно сгенерировать на выходе модели AL индекс, сопоставимый с реальной ситуацией. Это проверено на интервалах данных группы 3, отвечающих, по показаниям индекса AL, изолированным магнитосферным суббурям, заведомо не связанным с магнитными облаками.

Проведенные исследования показали, что для восстановления последовательности AL индекса с эффективностью до 80% достаточно использование в качестве входных

параметров нейросетевой модели  $V_u$  и  $V_z$  компонент ММП с учетом их 90 мин предыстории. Это означает, что в периоды взаимодействия магнитосферы Земли с магнитными облаками существует тесная нелинейная связь между уровнем магнитной активности в высоких широтах и динамикой  $V_u$  и  $V_z$  компонент ММП. Созданная нейросетевая модель с высокой эффективностью может быть применена для восстановления как отдельных суббурь, так и суббурь, вызванных медленными магнитными облаками [4].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №16-05-00608, №16-35-00084 и Госзадания Минобрнауки РФ № 5.5898.2017/8.9.

- [1] Henderson M.G., Reeves G.D., Belian R.D., Murphree J.S.D. // J. Geophys. Res. 1996. Vol. 101, No. A5. P. 10773. doi 10.1029/95JA00186.
- [2] Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И., Виноградов А.Б. // Proc. of 39 Annual Seminar «Physics of Auroral Phenomena». PGI. Apatity. 2016. P. 27.
- [3] Barkhatov N.A., Revunov S.E., Uryadov V.P. // Int. J. Geomagn. Aeron. 2004. GI2010, doi 10.1029/2004GI000065.
- [4] Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. // Геомагнетизм и аэрoномия. 2017. Т. 57, № 3. С. 273.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ И ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ФОНЕ СУББУРЕВОГО ПРОЦЕССА

О.М. Бархатова<sup>1,2)</sup>, Н.А. Бархатов<sup>2)</sup>, Н.В. Косолапова<sup>2)</sup>

*<sup>1)</sup>Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет*

*<sup>2)</sup>Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина*

Установление причин магнитогидродинамической (МГД) внутри магнитосферной возмущенности является важной задачей солнечно-земной физики. Появление магнитозвуковых возмущений в магнитосферно-ионосферной среде принято связывать с развитием геомагнитной бури. Однако МГД возмущенность в магнитосфере и проводящих слоях ионосферы может быть связана и с другими высокоэнергичными процессами. Например, в исследованиях [1] были обнаружены волны магнитозвукового типа, генерируемые восточным электроджетом и землетрясениями большой магнитуды. При этом наряду с возмущениями геомагнитного поля в УНЧ диапазоне отмечались синхронные возмущения в проводящем слое F2 ионосферы.

Настоящее исследование посвящено анализу явлений, сопровождающих событие синхронной ночной ионосферной и геомагнитной возмущенности, отмеченное в глобально магнитоспокойное время на среднеширотной станции Казань (55,78° с.ш., 49,01° в.д.). Поиск синхронных ионосферных и геомагнитных возмущений выполнялся на ионосферных данных вертикального зондирования и данных H, D, Z компонент геомагнитного поля с минутным разрешением в интервале 1-4 сентября 2014 г. В результате сопоставления динамических спектральных и вейвлет картин изучаемой возмущенности были обнаружены совпадающие особенности одновременных возмущений критической частоты слоя F2 и компонент геомагнитного поля для 3 сентября 2014 г. В другие дни (1, 2 и 4 сентября) в ночной области по местному времени (+3 GMT) выраженная ионосферная возмущенность отсутствует. На рисунке 1 представлены вейвлет-спектры критической частоты foF2 и H-компоненты геомагнитного поля станции Казань, вычисленные для 3 сентября 2014 г в ночном интервале (00.00 - 02.00 UT). Черными стрелками показаны совпадения максимумов ионосферных и геомагнитных возмущений H-компоненты в интервале 01.17 – 01.55 UT. Наилучшее совпадение рассматриваемых возмущений было отмечено для периодов от 15 до 30 минут. Факт совпадения особенностей одновременных возмущений foF2 и компонент геомагнитного поля позволяет предположить их магнитозвуковую природу.

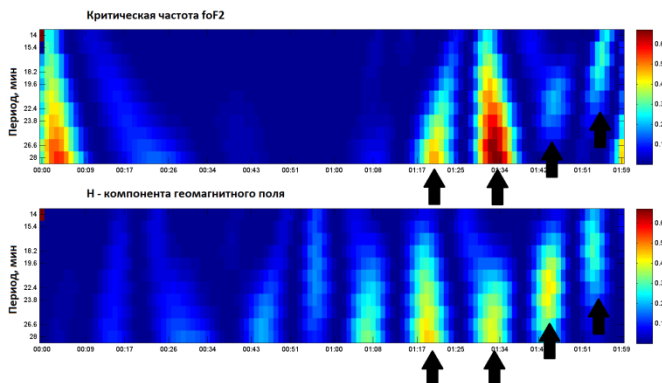


Рис. 1. Вейвлет-спектры критической частоты слоя F2 (первая панель сверху), H-компоненты геомагнитного поля (вторая панель) для 3 сентября 2014 г. Черными стрелками отмечено соответствие между максимумами спектров в рассматриваемом интервале периодов между возмущениями foF2 и H-компоненты.

Вопрос о принадлежности рассматриваемых возмущений к ММЗ, скорее привязанных к силовой линии геомагнитного поля или к изотропному БМЗ типу, может быть решен пространственным анализом вейвлет спектров возмущений, зарегистрированных на станциях, имеющих отличные от Казани широты и долготы. Были использованы данные H и D компонент геомагнитного поля на станциях Sodankylä (67,37 с.ш., 26,63 в.д.), Port Alfred (46,43 ю.ш., 51,87 в.д.), Hel (54,61 с.ш., 18,82 в.д.), San Fernando (36,67 с.ш., 5,50 з.д.). Для анализируемого частотного диапазона в изучаемый временной интервал установлено совпадение спектральных максимумов критической частоты на станции Казань и H-компоненты геомагнитного поля на магнитосопряженной обсерватории Port Alfred (южное полушарие). Это свидетельствует о привязке изучаемого волнового явления к соответствующей геомагнитной силовой линии. Сопоставления спектральных особенностей возмущений критической частоты над Казанью с возмущениями H, D компонент геомагнитного поля на других станциях расположенных в большом широтно-долготном интервале также показали случаи совпадения анализируемых спектральных особенностей. Такое изотропное поведение регистрируемых магнитозвуковых волн позволяет отнести их к классу быстрых магнитозвуковых возмущений.

Поиск возможного источника рассматриваемого события среднеширотной синхронной ночной ионосферной и геомагнитной возмущенности потребовал изучения и внемагнитосферных процессов. Во времена регистрируемых возмущений foF2 в Казани обнаружены возмущения Vz компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) в том же диапазоне частот. В связи с этим предположено, что длиннопериодные колебания Vz ММП находят своё отражение в ионосфере и компонентах геомагнитного поля. На рисунке 2 представлены вейвлет-спектры критической частоты foF2 на станции Казань (верхняя панель) и Vz компоненты ММП для рассматриваемого временного интервала.

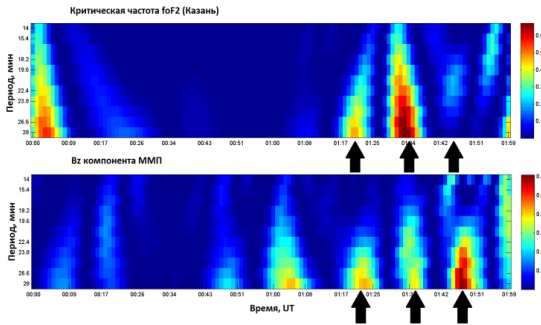


Рис. 2. Вейвлет-спектры возмущений критической частоты ионосферного слоя F2 и Vz компоненты межпланетного магнитного поля для 3 сентября 2014 г. Стрелками указаны области совпадений спектральных особенностей критической частоты foF2 и Vz компоненты ММП.

Изучение временного хода вариаций концентрации солнечного ветра показывает, что в период времени до 00.45 UT (+3 GMT Казань) наблюдаются ее повышенные значения с дальнейшей тенденцией к снижению и достижением минимального значения в 01.00 UT. В интервале 01.00 - 02.00 UT имеет место общее увеличение скорости солнечного ветра, сохраняющееся на протяжении всего интервала. Кроме того, во время ~ 01.00 UT происходит переход значений компоненты Vz от небольших отрицательных величин к положительным. Именно такая ситуация, согласно [2, 3], соответствует условиям для развития суббури. Отметим, что рассматриваемый временной интервал соответствует ночному сектору магнитосферы, в котором локализован западный электроджет (AL). Его динамика показывает, что в данный период действительно имеет место бухтообразное возмущение, которому предшествует спокойный период (AL ~ -20 нТл). На рисунке 3 представлены графики динамики параметров солнечного ветра и индекса AL. Черными вертикальными линиями отмечены моменты совпадений спектральных особенностей foF2 и H-компоненты геомагнитного поля на станции Казань.

Результаты выполненных исследований демонстрируют возможность существования в области средних широт в местное ночное время в глобальных геомагнитоспокойных условиях синхронной ионосферной и геомагнитной возмущенности в классе P13 пульсаций (периоды 15-30 мин).

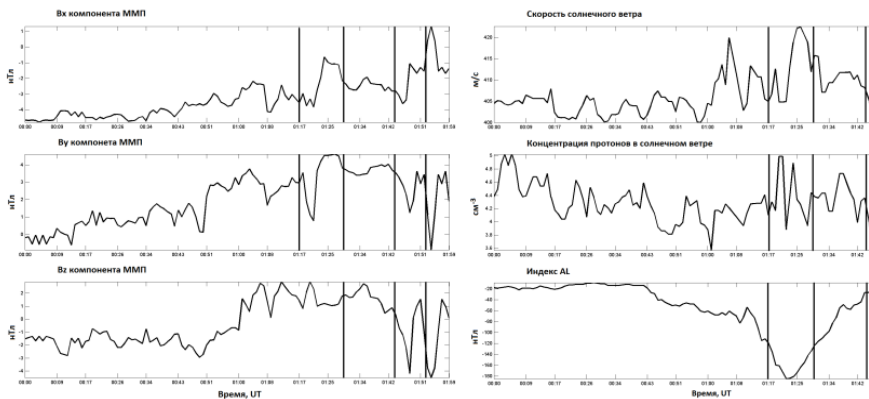


Рис. 3. Графики  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$  компонент межпланетного магнитного поля (левая панель), скорости и концентрации солнечного ветра (правая панель) для 3 сентября 2014 г. Вертикальными черными линиями отмечены моменты совпадений спектральных особенностей foF2 и H-компоненты на станции Казань.

Магнитозвуковая природа обнаруженных возмущений продемонстрирована сопоставлением спектральных картин критической частоты foF2 над станцией Казань и компонент геомагнитного поля на большой пространственной области, включающей высокие, средние и низкие широты. Обнаруженные магнитозвуковые возмущения могут быть генерированы нестабильностью западного электроджета. При этом электроджет участвует в суббуревом процессе в качестве элемента крупномасштабной трёхмерной токовой системы – токового клина суббури. В процессе развития суббури удлинившиеся магнитные силовые линии геомагнитного хвоста подвергаются УНЧ вибрации возмущенным замагниченным солнечным ветром. Это позволяет объяснить столь низкие частоты наблюдаемых возмущений по сравнению с резонансными МГД колебаниями в спокойных условиях.

Таким образом, отмеченная синхронизация ионосферной и магнитной возмущенности дает основания полагать, что обнаруженные возмущения имеют магнитозвуковую природу и связаны с суббуревой активностью.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №16-05-00608, №16-35-00084 и Госзадания Минобрнауки РФ № 5.5898.2017/8.9.

- [1] Бархатова О.М., Бархатов Н.А., Григорьев Г.И. // Изв. ВУЗов Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 761.
- [2] Бархатов Н.А., Воробьев В.Г., Ревунов С.Е., Ягодкина О.И. // Геомагнетизм и аэрномия. 2017. Т. 57, № 3. С. 251.
- [3] Morley S.K., Freeman M.P. // Geophys. Res. Lett. 2007. Vol. 34. L08104. doi 10.1029/2006GL028891.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУР РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН В ИХ РАБОЧИХ ДИАПАЗОНАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ФОКУСИРОВКИ

Ю.И. Белов<sup>1)</sup>, Е.Л. Варенцов<sup>2)</sup>, М.И. Дудкин<sup>2)</sup>, И.А. Илларионов<sup>2)</sup>,  
А.Е. Шульдин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup>ФГУП «ФНПЦ НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»

Радиоизображения физических объектов, земных покровов в КВЧ и терагерцовом диапазонах достаточно адекватно отражают их топологические признаки, существующие в оптическом диапазоне волн. Поэтому в настоящее время в этих диапазонах радиоволн для решения проблем антитеррористической деятельности, неинвазивной диагностики строительных конструкций, в системах антистолкновительных радаров широко применяются методы апертурного синтеза и инверсного апертурного синтеза (ИАС) [1], позволяющие получать радиоизображения с хорошей разрешающей способностью.

Разработана установка измерений характеристик обратного рассеяния двумерных объектов в их ближней зоне методом ИАС с целью прогнозирования их эффективной площади рассеяния (ЭПР) на произвольные расстояния, вплоть до расстояний дальней зоны [2]. В измерениях используется векторный анализатор цепей, позволяющий регистрировать амплитуду и фазу отраженного радиолокационного сигнала в широкой полосе частот. В экспериментах применен квазимоностатический принцип лоцирования, то есть приемная и излучающая антенны различны, но располагаются вблизи друг друга. Используемый алгоритм обработки принимаемых сигналов обратного рассеяния аналогичен описанному в работе [3].

Получаемые радиоизображения лоцируемых объектов характеризуют структуру их отражательной способности  $\Psi(\rho, \varphi)$ . Объект представляется как набор точечных, независимых и ненаправленных рассеивателей с координатами  $\rho, \varphi$ . Объект вращается на специальном опорно-поворотном устройстве (ОПУ) относительно центра полярной системы координат. Излучающая и приемная антенны расположены в ближней зоне объекта, при этом проводится измерение рассеянного объектом комплексного поля ( $E_S(f; \theta)$ ) радаром в широком диапазоне частот.

Преобразование Фурье отражательной способности дает комплексное частотно-угловое (азимутальное – полярное) распределение ЭПР.

$$\Psi(\rho, \varphi) \approx \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E_S(f, \theta) \cdot \xi(f, \theta, \rho, \varphi) df d\theta$$

Интегральный оператор  $\xi(f, \theta, \rho, \varphi)$  для восстановления отражательной способности объекта, применяемый к измеренному рассеянному полю представляет собой фокусирующую функцию, которая компенсирует затухание и фазу рассеяния сферической волны, отраженной от каждого точечного рассеивателя объекта. Действие оператора в известной мере ассоциируется с методом фокусировки полей антенн в их ближней зоне, предназначенным для определения дефектных элементов излучающих решеток, предложенным в [4].

Если в качестве лоцируемого объекта выступает антенна, задача анализа ее отражательной способности усложняется, особенно для учета и регулирования взаимодействия антенны и окружающих ее конструкций, на которых она устанавливается. Проблема рассеяния волн приемными антеннами рассматривалась достаточно подробно в нашей стране и за рубежом [5], [6], [7]. В основном, эти работы касались энергетических оценок полей обратного рассеяния антенн. Использование векторного анализатора в разработанной нами экспериментальной установке позволило экспериментально изучать структуру радиоизображений ряда антенн в широком рабочем диапазоне, обеспеченном использованием волноводных линий передач для их возбуждения и приема.

Как известно, поле, рассеянное антенной, можно представить [5] в виде суммы полей, называемых структурной составляющей и антенной составляющей. Структурная составляющая зависит от конструкции антенны, ее составных частей, напрямую не участвующих в излучении, от окружения антенны. Например, модовое рассеяние рупорной антенны – случай структурного рассеяния, определяется возбуждением в нем мод более высоких порядков, чем мода  $H_{10}$ , волновода, присоединенного ко входу антенны [8]. Антенное рассеяние связано с излучением токов на нагрузке приемной антенны, которые возбуждают отраженную от нагрузки волну, обратно в апертуру рупора. Таким образом, можно записать для ЭПР обратного рассеяния выражение

$$\text{ЭПР}_{\text{ант}} = \left| \sqrt{\sigma_{\text{structural}}} - (1 - \Gamma_a) \sqrt{\sigma_{\text{antenna}}} \exp i\phi_{\text{rel}} \right|^2,$$

которое определяется суммой комплексных составляющих рассеяния антенны, Эксперименты проведены для пирамидального рупора, конструкция которого и присоединяемой к нему нагрузки в масштабе отмечены на рисунках контурным чертежом.

Амплитудные (сверху) и фазовые (снизу) радиоизображения (отражательной способности) рупора представляют собой не только оконтуренные поверхности испытываемой антенны, но и достаточно интенсивные «центры рассеяния», расположенные вне проводящих поверхностей антенны.

Структура отражательной способности рупора практически независима от типа нагрузки (на рисунке 1 изображена отражательная способность рупора, нагруженного

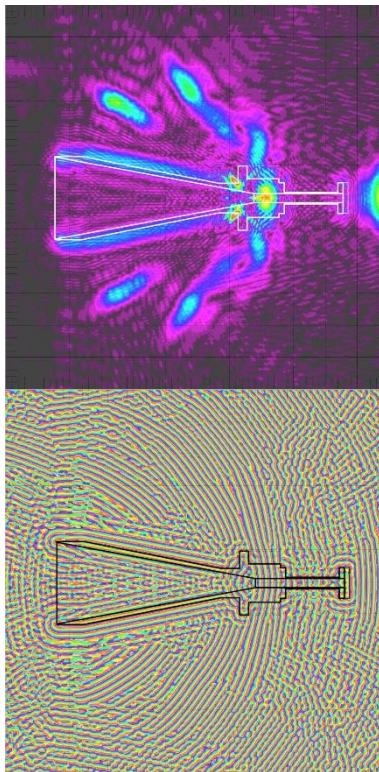


Рис. 1

на короткозамкнутый отрезок волновода). Основные отражения (яркие рассеивающие центры) формируются при падении волны облучения со стороны апертуры рупора и определяются однократными и многократными отражениями от внутренних стенок и горловины рупора, то есть структурным рассеянием. На рисунке 1 хорошо видно, что обратное рассеяние рупора со стороны короткозамкнутого конца волновода определяется пластиной, замыкающей волновод. Положение рассеивающего центра вне пластины короткозамыкателя объясняется неадекватностью модели восстановления радиоизображения, в которой не учитывается отличие фазовых скоростей распространения волны в отрезке волновода и в свободном пространстве.

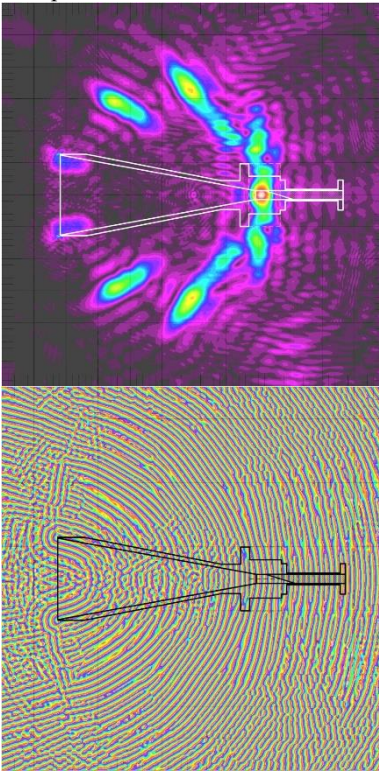


Рис. 2

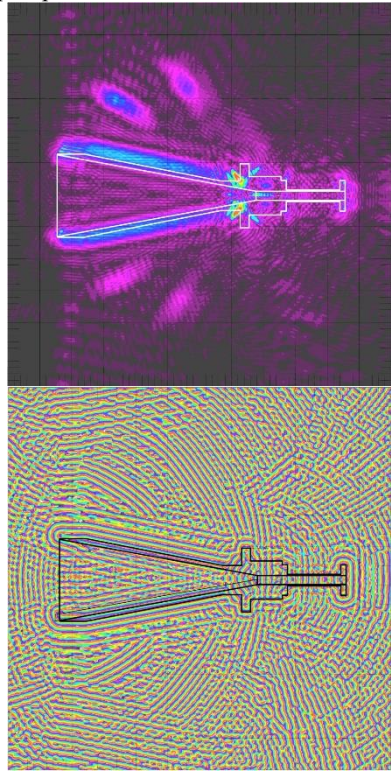


Рис. 3

Если укрыть рупор (см. рис. 2), нагруженный на отрезок волновода с открытым концом, радиопоглощающим материалом (РПМ) снаружи, то изображение полностью лишается контура внешних стенок рупора, за исключением рассеивающих центров на ребрах апертуры рупора. Рассеивающие центры вне тела рупора, по сравнению с предыдущим рисунком, остаются неизменными.

Отражательная способность рупора с одной из внутренних стенок, укрытой РПМ, и нагруженного на отрезок волновода с открытым концом (см. рис. 3) приобретает свои

характерные особенности. Значительное ослабление рассеивающих центров вне стенок рупора на стороне дальней от внутренней стороны рупора, укрытой РПМ, доказывает, что формирование этих центров осуществляется модовым структурным рассеянием исследуемого рупора.

Сравнение результатов, полученных на примере пирамидального рупора, с традиционными исследованиями рассеивающих свойств апертурных антенн по диаграммам поля обратного рассеяния (см. рис. 4), показывает, что анализ радиоизображений, получаемых методом фокусировки полей обратного рассеяния, очень эффективен для качественного использования метода при разработке апертурных антенн, размещаемых на проводящих конструкциях. Следует отметить, что диаграммы рассеяния сложных электродинамических конструкций типа рупорной антенны сильно изменяются с расстоянием до антенны, в зависимости от полярного угла и частоты рабочего диапазона, что затрудняет интерпретацию источников рассеяния конструкцией.

Разработанная измерительная установка и примененный в ней метод инверсного апертурного синтеза (фокусировки) позволяют легко идентифицировать источники рассеяния и уменьшить их влияние на суммарные характеристики излучения системы «антенна + носитель».

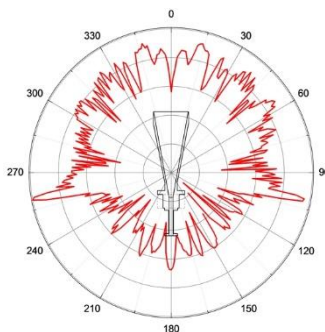


Рис. 4

- [1] Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. – М: Радиотехника, 2005. 368 с.
- [2] Белов Ю.И., Варенцов Е.Л., Дудкин М.И., Илларионов И.А., Шулыдин А.Е. // Антенны. 2016. № 1. С. 85.
- [3] Broquetas A., Palau J., Jofre L., Cardama A. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1998. Vol. 46, № 5. P. 730.
- [4] Коротков В.С., Турчин В.И. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 5. С. 346.
- [5] Green R.B. // The general theory of antenna scattering. Dissertation. The Ohio State University. 1963.
- [6] Hansen R.C. // Proceeding of the IEEE. 1989. Vol. 77, № 5. P. 659.
- [7] Бененсон Л.С., Фельд Я.Н. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 2. С. 225.
- [8] Migdley D. // Electronic and Communication Engineering. 1961. Vol. 42. P. 645.

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ВОЗМУЩЕННОГО СЛОЯ

И.Т. Бубукин<sup>1)</sup>, Л.П. Коган<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

В данной работе рассматривается вопрос о количестве слагаемых ряда теории возмущений, достаточном для определения с заданной степенью точности значения коэффициента отражения плоской электромагнитной волны с нормированной напряженностью электрического поля  $\mathbf{E}_0 = U_0(x)\mathbf{n}_0$  при ее нормальном падении на одномерную неоднородность. Здесь  $U_0(x) = \exp[i(\omega t - kx)]$ ,  $\mathbf{n}_0$  – единичный вектор нормали, перпендикулярный к оси  $x$ ,  $k = 2\pi(\varepsilon^{(0)})^{1/2}/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве. Зависимость от времени  $\sim \exp[i\omega t]$  далее при записи не учитываем. Волна падает вдоль оси  $x$  слева по нормали на слой с одномерным вещественным возмущением относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}[1 + f(x)]$ . Здесь  $\varepsilon^{(0)}$  – вещественная фоновая составляющая, а  $f(x)$  – вещественная неотрицательная функция, которую считаем пренебрежимо малой вне границ интервала  $0 \leq x \leq l$ . Принимаем, что протяженность слоя  $l$  – величина больше, либо порядка  $\lambda$ . Считаем, что  $f(x)$  на указанном интервале обладает единственным экстремумом, а именно, максимумом; значение  $\max\{f(x)\} = A$ .

Искомое рассеянное поле записывается в виде  $\mathbf{E} = U(x)\mathbf{n}_0$ ; множитель  $U(x)$  удовлетворяет уравнению Фредгольма II рода:

$$U(x) = U_0(x) - k^2 \int_0^l U(x') f(x') G(x', x) dx'$$

Здесь  $G(x', x) = \exp(-ik|x-x'|)/(-2ik)$  – функция Грина в невозмущенном случае. Записывая  $U(x)$  в виде итерационного ряда при  $x = 0$ , получаем:  $U(0) = \sum_{m=0}^{\infty} U_m(0)$ . Очевидно, что искомый коэффициент отражения  $R = \sum_{m=1}^{\infty} U_m(0)$ . Слагаемые  $U_m(0)$  равны интегралам следующего вида:

$$\begin{aligned} U_m(0) &= (-k^2)^m \int_{V_m} U_0(x_1) \left( \prod_{n=2}^m G(x_{n-1}, x_n) \right) G(x_m, 0) \left( \prod_{n=1}^m [f(x_n)] \right) dV_m = \\ &= \sum_{M=0}^m \sum_{j_1, j_2, \dots, j_M} T_m(j_1, j_2, \dots, j_M), \end{aligned} \quad (1)$$

$$T_m(j_1, j_2, \dots, j_M) = \alpha^m \int_{\Omega_{j_1, j_2, \dots, j_M}} \prod_{\nu=1}^M \exp(\pm 2ikx_{j_\nu, \nu}) \prod_{n=1}^m [f(x_n)] dV_m,$$

$dV_m = dx_1 \dots dx_m$ ,  $\alpha = ik/2$ . Здесь и далее при записи координат точек с двойными индексами соответствующих сумм и областей интегрирования, чтобы избежать трудно читаемых обозначений, вместо иерархических символов вида « $j_\nu$ » будем использовать последовательные индексы вида « $j, \nu$ ». Слагаемое  $T_m(j_1, j_2, \dots, j_M)$  отвечает наличию  $M$  точек виртуального отражения  $x_{j_1, 1}, x_{j_2, 2}, \dots, x_{j_M, M}$  на соответствующей трассе; нечетным нижним индексам (например,  $x_{j, 1}$ ) отвечает виртуальное отражение влево и множитель

$\exp(-2ikx_{j,v})$ , а четным (например,  $x_{j,2}$ ) – виртуальное отражение вправо и множитель  $\exp(+2ikx_{j,v})$ . Координаты  $x_{j,1}, x_{j,2}, \dots, x_{j,M}$  входят в общий перечень переменных интегрирования  $x_1, x_2, \dots, x_m$  в (1). При введенных условиях значение  $M$  всегда будет нечетным. Область интегрирования  $\Omega_{j,1}; j,2; \dots, j,M$  соответствует учету части полного объема интегрирования  $V_m$  (составляющего  $n$ -мерный куб с ребром  $l$  и с интервалом интегрирования  $[0, l]$  по каждой из переменных  $x_1, x_2, \dots, x_m$ ). При этом по переменным  $x_{j,v}$ , входящим в перечень точек виртуального отражения (в которых направление виртуальной трассы меняется на противоположное), для нечетных индексов  $v$  интеграл берется либо по интервалу  $Max\{x_{j,v\pm 1}\} \leq x_{j,v} \leq l$  при  $2 < v < M - 1$ , либо по отрезкам  $[x_{j,2}, l]$  при  $v = 1$  и соответственно  $[x_{j,M-1}, l]$  при  $v = M$ . Для четных индексов  $v$  интегрирование проводится по интервалу  $0 \leq x_{j,v} \leq Min\{x_{j,v\pm 1}\}$ . По тем переменным  $x_p$ , в которых направление трассы не изменяется (в последнем интеграле в (1) эти переменные (их количество равно  $m-M$ ) отсутствуют в аргументах осциллирующих функций; будем называть их точками виртуального прохождения, в отличие от введенных ранее точек виртуального отражения) имеет место интегрирование при условии, что либо  $x_{p-1} \leq x_p \leq x_{p+1}$ , либо  $x_{p+1} \leq x_p \leq x_{p-1}$ . Здесь, в частности, одна или обе границы данных неравенств могут входить в перечень указанных точек виртуального отражения. Кроме того, если  $n = 1$ , то  $x_{p-1} = 0$ , а если  $n = m$ , то  $x_{p+1} = 0$ .

Вначале рассмотрим трассу без точек виртуального прохождения. Получим оценки

$$I = \int_{X_1}^{X_2} f(X) \exp(\pm 2ikX) dX$$

для модуля интеграла  $\int_{X_1}^{X_2} f(X) \exp(\pm 2ikX) dX$ . Вычисление соотношения такого вида проводится при учете вклада в  $T_m$  в (1) от интегрирования по любой переменной  $X$ , отвечающей совокупности всех трасс с виртуальным отражением в точке  $X \in \{x_{j,1}, x_{j,2}, \dots, x_{j,M}\}$ . Для границ области интегрирования выполняется условие  $0 \leq X_1 \leq X_2 \leq l$ .

$$Re(I) = \int_{X_1}^{X_2} f(X) \cos(2kX) dX$$

Рассмотрим реальную часть данного интеграла:

Пусть для определенности точка максимума  $x = c$  функции  $f(X)$  принадлежит интервалу  $[X_1, X_2]$ . Разобьем его на локальные отрезки, соответствующие областям знакопостоянства функции  $\cos(2kX)$  (обладающими длиной  $\Delta X = \lambda/4$ ), и рассмотрим два участка  $[X_1, c']$  и  $[c', X_2]$ , которым отвечают интегралы  $I_1$  и соответственно  $I_2$  (очевидно,  $I_1 + I_2 = Re(I)$ ). Здесь точка  $c'$  – левая граница указанного локального отрезка длиной  $\Delta X$ , содержащего точку  $X = c$  максимума функции  $f(X)$ . При этом вводим дополнительное ограничение, полагая  $f(c') \geq f(c' + \Delta X)$ .

Удобнее начать с оценки для  $|I_2|$ . Учтем, что по условию на всем участке  $[c, l]$  функция  $f(X)$  убывает. Поэтому интеграл  $I_2$  по участку  $[c', X_2]$  можем рассматривать как сумму знакопередающейся и убывающей по модулю последовательности, элементы которой равны интегралам по указанным отрезкам знакопостоянства протяженностью  $\Delta X$  с номерами, возрастающими при удалении вправо. (При этом элементы данной по-

следовательности, индексы которых отвечают отрезкам интегрирования, расположенными полностью справа от точки  $X_2$ , можем считать пренебрежимо малыми и также убывающими по модулю и знакопередающимися.) Согласно следствию из теоремы Лейбница о сходимости знакопередающегося ряда сумма всех слагаемых такой последовательности по модулю не превосходит первого ее элемента и имеет тот же знак, что и у него. Указанный первый элемент есть отрезок протяженностью  $\Delta X$ , на котором модуль подынтегральной функции, очевидно, не превосходит  $A$ . Поэтому  $|I_2| \leq A\Delta X$ . Эта же оценка верна для  $|I_1|$ , и, как несложно понять,  $I_1$  и  $I_2$  при введенных условиях, согласно указанной теореме, различаются по знаку. Следовательно,  $|Re(I)| = |I_1 + I_2| \leq A\Delta X$ . Получая аналогичное неравенство для  $|Im(I)|$ , приходим к оценке для  $|I| \leq 2^{1/2}A\Delta X = 2^{-3/2}A\lambda$ .

Заметим, что если точка  $x = c$  расположена вне интервала  $[X_1, X_2]$ , то вместо двух указанных отрезков рассматривают один, совпадающий с  $[X_1, X_2]$ , и применительно к  $|I|$  полученная оценка сохраняется. Таким образом, без учета влияния точек виртуального прохождения значение модуля  $|U_m(0)|$  оказывается пропорциональным сомножителю  $|I|^M$ .

Пусть теперь на участке трассы между двумя последовательными точками виртуального отражения  $X_{j,v}$  и  $X_{j,v+1}$ , где для определенности последняя точка отвечает виртуальному отражению влево, присутствует  $n$  точек виртуального прохождения  $x_q, x_{q+1}, \dots, x_{q+n-1}$  (все индексы лежат в интервале от 1 до  $m$ ). Очевидно, что область интегрирования  $\Omega_{q,q+1, \dots, q+n-1; j,v+1}$  по этим переменным, а также по координате  $x_{j,v+1}$  определяется совокупностью неравенств  $x_{j,v} \leq x_q \leq x_{q+1} \leq \dots \leq x_{q+n-1} \leq x_{j,v+1} \leq l$ .

По любой из переменных  $x_q, x_{q+1}, \dots, x_{q+n-1}$  масштаб области интегрирования ограничен сверху только размером  $l$  всего неоднородного участка. Объем области, отвечающей всей совокупности этих  $n$  переменных, не превосходит  $l^n/2^{n-1}$ . В то же время для переменной  $x_{j,v+1}$ , как показано выше, протяженность области, существенной для интегрирования, составляет не более  $\lambda/4$ . Поэтому при заданных условиях приходим к соотношению следующего вида:

$$\left| \int_{\Omega_{q,q+1, \dots, q+n-1; j,v+1}} \exp(-2ikx_{j,v+1}) f(x_q) \dots f(x_{q+n-1}) f(x_{j,v+1}) dx_q \dots dx_{q+n-1} dx_{j,v+1} \right| \leq 2 |I| \Phi^n; \quad \Phi = Al/2.$$

Эта же оценка справедлива для области интегрирования  $x_{j,v} \leq x_q \leq x_{q+1} \leq \dots \leq x_{q+n-1} \leq l$ . Другими словами, присутствие внутри звена трассы, хотя бы одна граница которого является точкой виртуального отражения,  $n$  последовательных точек виртуального прохождения приводит к появлению в выражении для оценки  $|U_m(0)|$  сомножителя, по модулю не превосходящего  $2 \Phi^n$ .

Учтем, что количество различных наборов индексов из списка  $j_1, j_2, \dots, j_M$ , отвечающих наличию  $M$  точек отражения на данной волновой трассе, равно числу  $C_m^M$  сочетаний из  $m$  элементов по  $M$ . (При введенных условиях значение  $M \geq 1$ .) В итоге получаем:

$$|U_m(0)| \leq |\alpha|^m \sum_{M=1}^m C_m^M (2|I|)^M \Phi^{m-M} = |\alpha|^m [(2|I| + \Phi)^m - \Phi^m]$$

. Следовательно, для ко-

$$R = \sum_{m=1}^N E_m(0) + \Theta_N$$

эффициента отражения исходной плоской волны от неоднородного слоя получаем следующую оценку сверху для модуля остатка ряда:

$$|\Theta_N| \leq \Lambda = \frac{|\alpha|^{N+1} [(2|I| + \Phi)^{N+1}]}{1 - |\alpha| (2|I| + \Phi)} - \frac{|\alpha|^{N+1} \Phi^{N+1}}{1 - |\alpha| \Phi}.$$

На рисунке приведены графики функций  $\lg[|\Theta_N(l)|]$  (кривая (1)),  $\lg[A(l)]$  (кривая (2)), а также зависимость  $\lg[A_1(l)]$  (пунктирная кривая (3)), где  $A_1(l) = (|\alpha|A)^{N+1}/(1 - |\alpha|A)$ . Здесь  $A_1(l)$  отвечает применению известной оценки  $|U_m(0)| \leq (|\alpha|A)^m$ , соответствующей умножению объема области интегрирования на максимум модуля подынтегральной функции и на коэффициент  $k^{2m}$ , см. (1). Все графики соответствуют случаю прямоугольного возмущения вида  $f(x) = A[h(x) - h(x + l)]$  (где  $h(x)$  – единичная функция Хевисайда) с амплитудой  $A$  и протяженностью  $l$ . (Данный вид  $f(x)$  не противоречит введенным условиям). Поле плоской волны, рассеянной на такой неоднородности, получено в [1]; функция  $|\Theta_M(l)|$  вычисляется непосредственно исходя из этого решения. Численный счет был проведен при  $A = 0.04$  и  $N = 5$ . Из рисунка следует, что при  $l/\lambda > 1.5$  (в рассматриваемом случае это соответствует условию  $A(l) < A_1(l)$ ) оценка  $A(l)$  оказывается существенно точнее, чем  $A_1(l)$ . В частности, при  $l/\lambda = 2$  соотношение  $A_1(l)/A(l) \sim 3$ , а при значении  $l/\lambda = 5$ , как видно из рисунка,  $A_1(l)/A(l) \sim 30$ .

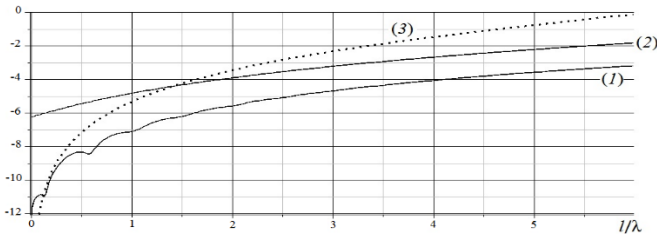


Рис.

Таким образом, полученные результаты позволяют значительно уменьшить число слагаемых ряда Неймана при вычислении с заданной точностью коэффициента отражения для плоской волны, нормально падающей на вещественный неоднородный слой, по сравнению с использованием ранее известных оценок. Это дает возможность продвинуться при исследовании свойств волновых полей, возникающих при рассеянии на подобных неоднородностях, в том числе в области параметров  $l \sim \lambda$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания (проект 3.8070.2017/БЧ).

[1] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: АН СССР, 1957. 502 с.



## РАССЕЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА НА ХАОТИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ ЦИЛИНДРАХ

В.Г. Гавриленко, С.Н. Жуков, С.А. Ковалев, В.А. Яшнов

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Для различных систем связи (например, мобильной) одной из важнейших характеристик распространения радиоволн в городской среде является зависимость интенсивности регистрируемого в приёмном пункте сигнала от времени в том случае, когда передатчик с ненаправленной антенной излучает импульсный сигнал относительно малой длительности. Отразившись от зданий в нескольких точках, из которых есть прямая видимость как из пункта передачи, так и из пункта приёма, он достигает точки приёма в виде последовательности импульсов, число, моменты прихода, амплитуды и фазы которых случайны. Для описания такого потока импульсов оказывается полезным энергетический спектр, определяющий в среднем по ансамблю трасс интенсивность принимаемого сигнала в зависимости от разности времени  $\Delta t$  между временем прихода рассеянного сигнала и временем прихода прямой не рассеянной волны. Важной характеристикой рассматриваемого канала связи является отклик на короткий  $\delta$ -импульс. Аналитический расчёт формы принимаемого импульса с учётом многократного рассеяния сильно затруднён и может быть выполнен только приближённо.

В связи с этим в данной работе предлагается численный способ анализа с использованием алгоритма расчёта методом Монте-Карло, основанным на корпускулярном представлении волнового поля, использование которого возможно, поскольку при рассеянии случайным образом меняется фаза волны, и можно использовать некогерентное сложение интенсивностей рассеянных волн. В случае расположения пунктов связи существенно ниже уровня крыш городских строений принимается двумерная модель, в которой хаотически ориентированные городские строения представляются в виде статистически однородно распределённых по горизонтальной плоскости вертикальных цилиндров бесконечной длины.

Источник находится в центре круговой области, в которой находятся рассеиватели. Область регистрации – кольцо, радиус и ширина которого задаются как известные параметры.

В предлагаемом алгоритме источник испускает частицы во все стороны равномерно. Случайное расстояние, проходимое частицей между актами рассеяния распределено по закону Пуассона, со средней длиной свободного пробега  $\langle l \rangle = 1/\sigma_s$ , где  $\sigma_s$  – сечение рассеяния единицы площади. Акт рассеяния состоит в изменении направления движения частицы в соответствии с индикатрисой рассеяния. Процесс повторяется до тех пор, пока частица не покинет область, где находятся цилиндры.

Регистрация проводится в кольце, путем вычисления длины траектории, которую частица пролетает внутри области регистрации. Диссипация энергии излучения моделируется введением для частиц «веса», с которым их вклад суммируется при регистрации. В работе рассмотрены два варианта моделирования этого «веса». В первом он вычисляется как  $\exp(-\sigma_a l)$ , где  $l$  – общее расстояние, пройденное частицей, а  $\sigma_a$  – сечение поглощения единицы площади (в дальнейшем он будет называться экспоненциальным механизмом поглощения). Этот вариант соответствует случаю слабо рассеивающих и

слабо поглощающих тонких цилиндрических рассеивателей, расположенных в прозрачной среде, среднее расстояние между которыми гораздо меньше средней длины свободного пробега, либо случаю идеально рассеивающих (не поглощающих) цилиндров и городских строений в поглощающей сплошной среде. Во втором варианте «вес» равен  $W_0^N$ , где  $N$  – количество актов рассеяний, а альbedo  $W_0 = \sigma_s / \sigma_t$ , и  $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$  (в дальнейшем этот вариант будет называться показательным механизмом поглощения). Такой вариант пригоден для моделирования в случае крупных частично поглощающих объектов в прозрачной среде. В этом случае средняя длина свободного пробега совпадает со средней дальностью прямой видимости.

При численном расчете зависимости средней плотности энергии от расстояния проводилась проверка правильности работы алгоритма путем сравнения полученных результатов с уже известными. Результаты, полученные при моделировании методом Монте-Карло, хорошо согласуются с известными данными, представленными в [1,2].

При расчёте спектра задержек все зарегистрированные частицы, попавшие в приемник, сортировались по расстоянию  $c\Delta t$ , которое они прошли до попадания в область регистрации ( $c$  – скорость света в вакууме).

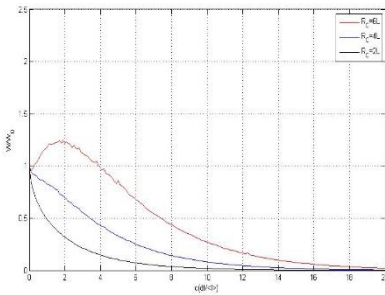


Рис. 1

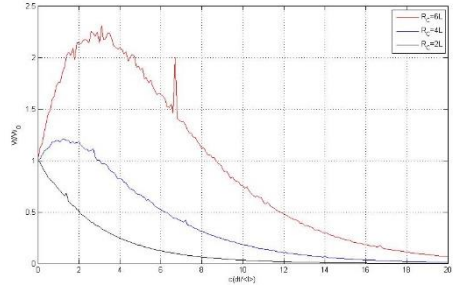


Рис. 2

На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты численного расчёта для различных индикатрис рассеяния при экспоненциальном механизме поглощения и  $W_0=0,8$ .

Изотропная индикатриса (рис. 1) описывает рассеяние волны на тонких цилиндрах, а индикатриса в виде кардиоиды (рис. 2) соответствует противоположному предельному случаю, когда радиус цилиндра больше длины волны и можно пользоваться лучевым приближением. Из рисунков видно, что ширина импульса на уровне 0,5 больше в случае крупных цилиндров. Также прослеживается зависимость от расстояния  $Rc$  между источником и приемником – импульс расширяется.

При малых значениях альbedo ( $W_0 < 0,5$ ) разница в ширине импульса объясняется соотношением между потерями энергии при одном акте рассеяния при экспоненциальном и показательном механизмах  $\exp[-(1-W_0)/W_0] \ll W_0$ .

Рис. 3 и рис. 4 иллюстрируют эту разницу. Рис. 3 соответствует показательному механизму, а рис. 4 – экспоненциальному. Моделирование проводилось при значении  $W_0 = 0,1$  и индикатрисе рассеяния в виде кардиоиды, что соответствует типичным условиям городской застройки [4].

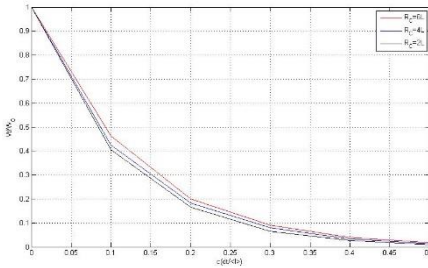


Рис.3

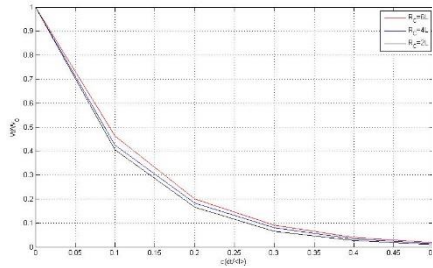


Рис.4

В работах [3,4] представлены экспериментальные данные и результаты приближенного аналитического расчета, с которыми проводилось сравнение результатов, полученных в данной работе.

Для корректного сравнения результаты численного расчёта подверглись некоторым преобразованиям (шкала в длинах свободного пробега пересчитывалась в шкалу временных задержек). Используя известную [4] формулу:  $\langle l \rangle = \pi / (2vD)$ , где  $v$  – средняя поверхностная плотность городской застройки, а  $D$  – средняя ширина объектов городской застройки, можно получить величину средней длины свободного пробега для конкретных городских условий. При преобразовании использовались следующие значения параметров:  $D = 0,1$  км,  $v = 60\text{км}^2$  (рис.5) или  $80\text{км}^2$  (рис.6). Таким образом, получаются значения  $\langle l \rangle = 0,25$  км и  $\langle l \rangle = 0,17$  км. Путь, проходимый лучом, связан со временем прохождения через скорость света. Следовательно, расстояние  $\langle l \rangle$  соответствует 0,083 или 0,055 нс времени задержки. Графики строились с учетом этих преобразований, а также дополнительного нормирования на максимальное значение.

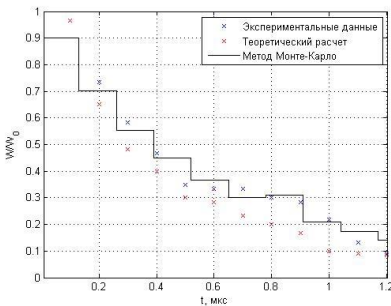


Рис.5

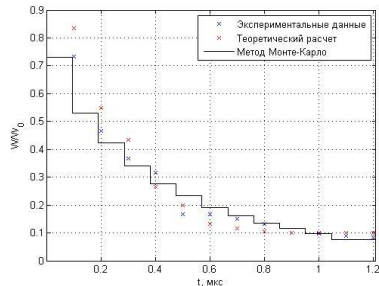


Рис.6

Результаты моделирования согласуются с экспериментальными и теоретическими данными, представленными в [3, 4] (см. рис. 5 и рис. 6). Рис. 5 соответствует расстоянию между источником и приемником 0,5 км, а рис. 6 – 1 км, соответственно.

Таким образом, при выполнении работы был разработан и реализован алгоритм расчета энергетического спектра задержек. Результаты моделирования спектра задержек в отдельных частных случаях согласуются с экспериментальными и теоретическими данными, полученными ранее.

В результате численного расчёта показано, что ширина импульса при значении параметра альбеда равном 0,1 и экспоненциальном механизме поглощения существенно меньше, чем при показательном механизме и том же значении альбеда.

Также доказано, что при рассеянии на объектах с индикатрисой в виде кардиоиды получается более широкий импульс, чем при изотропном рассеянии. Получен результат влияния удаления приемника от источника: импульс расширяется, причем расширяется существенно сильнее при высоких значениях альбеда ( $\sim 0,8$ ).

При выполнении работы показано, что при больших значениях альбеда существенный вклад оказывают многократно рассеянные лучи, а при маленьких альбеда – однократно рассеянные. Вместе с тем, выяснено, что не совсем корректно ограничиваться учетом только однократно рассеянных лучей даже при маленьких значениях альбеда, характерных для городской застройки.

Разработанный алгоритм расчёта пригоден также для исследования особенностей импульсных сигналов в лесных массивах.

- [1] Белоногов С.Ю. Численный анализ распространения радиоволн в городских условиях и рассеяния на шероховатых поверхностях. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, 2013.
- [2] Gavrilenko V.G., Sorokin A.V., Jandieri V.G., Davitadze M.I. // Georgian Engineering News. 2004. № 4. P. 7.
- [3] Лакитонов В.А., Пономарев Г.А., Скворонский А.Ю., Тельпуховский Е.Д., Фортес В.Б. // Электродинамика и распространение волн. 1987. № 6. С. 178.
- [4] Пономарев Г.А., Куликов А.Н., Тельпуховский Е.Д. Распространение УКВ в городе. – Томск: МП "РАСКО", 1991. 223 с.

## ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, РАССЕЯННЫХ СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Г.И. Григорьев<sup>1)</sup>, Т.М. Заборонкова<sup>1,2)</sup>, Л.П. Коган<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского,

<sup>2)</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

<sup>3)</sup> Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Исследованию интенсивности электромагнитной волны, рассеянной на слое с прямоугольными неоднородностями с нулевым средним значением амплитуды посвящена работа [1]. В данной работе изучается интенсивность электромагнитной волны с напряженностью электрического поля  $E(x) = \mathbf{n} E_0 \exp[i(\omega t - kx)]$  ( $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали, перпендикулярный к оси  $x$ ), нормально падающей на расположенный в области  $0 \leq x \leq L$  слой с одномерными случайными прямоугольными вещественными возмущениями диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(x)$ :

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

Здесь  $H(x)$  – единичная функция Хевисайда,  $\varepsilon^{(0)}$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии возмущений,  $N$  – количество неоднородностей в отдельной реализации,  $x_m$  – координата начала  $m$ -й неоднородности,  $S_m$  и  $|A_m|$  – соответственно ее ширина и амплитуда. В рассматриваемом случае  $\langle A_m \rangle = A \neq 0$ .

Полагаем, что  $x_m$ ,  $S_m$  и  $A_m$  – независимые случайные величины (СВ), причем  $x_m$  и  $S_m$  обладают усеченным гауссовым распределением [2] со средними значениями  $\langle x_m \rangle = \langle x_l \rangle + (m-1)A$  (где  $A = \langle x_{m+1} - x_m \rangle$ ,  $m = 0, 1, \dots, N$ ) и  $S = \langle S_m \rangle$ , а также стандартными отклонениями  $\sigma_x$  и  $\sigma_S$ ; СВ  $A_m$  отвечает нормальное распределение вида

$$f(A_m) = (\sqrt{2\pi}\sigma_A)^{-1} \exp[-(A_m - A)^2 / (2\sigma_A^2)]$$

со стандартом флуктуаций  $\sigma_A$ . Считаем, что  $\{A, S\} \ll L$ ,  $\sigma_S \ll L - S$ ,  $\{\sigma_A, \exp[-(k\sigma_x)^2]\} \ll 1$ ,  $|A| + \sigma_A \ll 1$ .

Выражение для средней интенсивности электромагнитной волны, рассеянной на слое с ненулевым средним значением амплитуды неоднородностей, получено методом, подробно изложенным в работе [1], и имеет вид

$$I(x) = I_0 \pi \int_0^\infty \frac{\text{sh}(\pi t)}{\text{ch}^2(\pi t)} \{ 2t \cos[2\kappa(L-x)t] + \sin[2\kappa(L-x)t] \} \exp[\kappa(-t^2 L + 3L/4 - x)] dt. \quad (2)$$

Здесь  $I_0$  – интенсивность падающей на слой волны,  $\kappa$  – коэффициент диффузии, который может быть записан в следующем виде:

$$\kappa = \{ \sigma_A^2 + A^2 - \exp(-g) [ (\sigma_A^2 - k^2 S^2 \sigma_A^4 + A^2) \cos \Theta - 2AkS\sigma_A^2 \sin \Theta ] \} / (8\Lambda),$$

$$g = 2k^2 \sigma_S^2 + k^2 S^2 \sigma_A^2 / 2, \quad \Theta = kS(2+A) \quad (3)$$

Поведение средней интенсивности поля  $I$  исследовалось численно. На рис. 1 представлена зависимость  $I(S)/I_0$  при следующих значениях параметров: протяженность слоя  $L = 2 \cdot 10^4 \lambda$ ,  $\sigma_x = 0.01 \lambda$ , среднее расстояние между неоднородностями  $A-S = 2 \lambda$ ,  $\sigma_A = 0.06$ . Среднее значение  $A = 0.05$ , кривые (1) – (5) соответствуют координатам  $x = 0, 0.25L, 0.5L, 0.75L, L$  (рис. 1а); кривые (1) (штрих-пунктир) и (2) (сплошная линия) соответствуют средним значениям  $A = 0.05$  и  $A = -0.05$  и координате  $x=L$  (рис. 1 б).

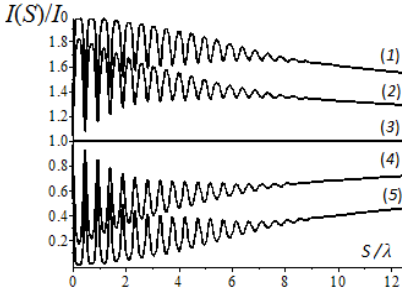


Рис. 1а

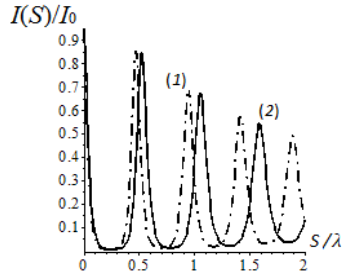


Рис. 1 б

Из выражений для оптической толщины слоя  $kL$  следует, что при положительных значениях  $A$  период осцилляций меньше, чем при отрицательных (см. также рис. 1б). На рис. 2 для сравнения представлены средние интенсивности поля при  $A = 0.05$  (сплошные кривые) и  $A = 0$  (пунктирные кривые (рис. 2а) и тонкие линии (рис. 2б)). Все вычисления проводились при тех же значениях остальных параметров, что и на рис. 1 а. На рис. 2б кривая (1) соответствует  $I(S)$  при  $A = 0$ , а кривая (2) –  $I(S)$  при  $A = 0.05$ ; в обоих случаях  $\sigma_A = 0.06$ ,  $x = L$ . Из рис. 2 следует, что при уменьшении среднего значения амплитуды возмущений влияние неоднородностей на среднюю интенсивность уменьшается. Отметим, что при  $A \neq 0$  имеют место осцилляции вблизи значения средней ширины неоднородностей  $S^* = (k \sigma_A)^{-1}$  (см. рис. 2б), отсутствующие при  $A = 0$  [1]. Эту особенность поведения  $I(S)$  следует иметь в виду при диагностике природных сред.

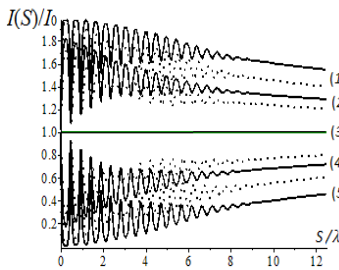


Рис. 2а

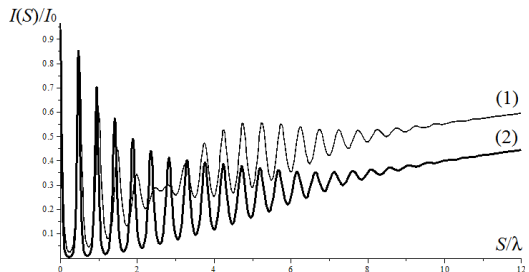


Рис. 2б

На рис. 3 приведены графики зависимости средней интенсивности рассеянного поля от длины  $\lambda$  падающей волны соответственно при  $S = 1$  м (рис. 3а) и  $S = 10$  м (рис. 3б);  $A = 0.05$ ,  $\sigma_A = 0.06$ , кривые (1) – (5) отвечают тем же координатам, что и на рис. 1.

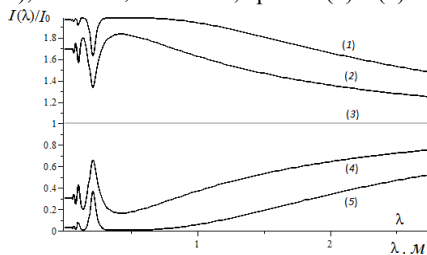


Рис. 3а.

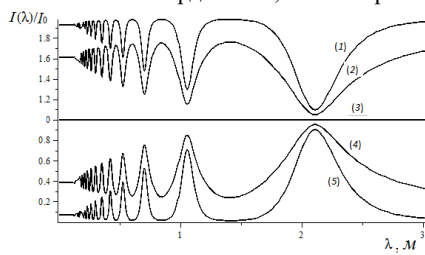


Рис. 3б.

На рис. 3б зависимость  $I(\lambda)$  при больших значениях  $\lambda$  аналогична изображенным на рис. 3а. Заметим, что с увеличением среднего значения ширины неоднородностей  $S$  интервал длин волн, где имеют место пульсации интенсивности, также возрастает.

Результаты были получены в рамках государственного задания Минобрнауки (проект № 3.1844.2017. ПЧ).

[1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, № 9. С. 1.

[2] Крюков В.Г. Основы работоспособности технических систем. – Казань: Казанский ГУ, 2006. С. 35.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ УНЧ-ВОЛН В ИОНОСФЕРНОМ МГД-ВОЛНОВОДЕ (ЛУЧЕВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

Д.С.Котик<sup>1)</sup>, Е.В. Орлова<sup>2)</sup>, В.А. Яшнов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### *Введение*

В последнее время активно ведутся экспериментальные исследования УНЧ-волн, возбуждаемых при воздействии на ионосферную плазму мощным радиоизлучением нагретых стенов. Эксперименты, проведенные в 2009 г. на стенде HAARP, показали, что УНЧ волны могут наблюдаться как в непосредственной близости от нагретного стенов, так и на больших (более 7000 км) расстояниях от источника [1]. Кроме того наблюдалась так называемая «пятнистость», т.е. сигнал мог наблюдаться не во всех дальних пунктах приема одновременно. Распространение сигналов на большие расстояния возможно благодаря наличию ионосферного МГД-волновода для быстрых магнитозвуковых волн.

Анализ волноводного механизма распространения радиоволн в МГД-волноводе с применением модового подхода проведен в работах [2,3]. В этих работах используется модель однородного волновода, свойства которого не изменяются вдоль оси. В рамках этого приближения не удается объяснить выход УНЧ-излучения из волновода. В данной работе проведено численное моделирование распространения УНЧ-излучения на основе лучевого подхода. О возможности использования лучевого приближения для анализа распространения УНЧ-волн в ионосфере было указано в работе [4]. При расчетах лучевых траекторий БМЗ-волн в волноводе использовались модели ионосферы IRI-2016, атмосферы NRLMSISE-00 и геомагнитного поля IGRF-12, выбранные для условий эксперимента, описанного в [1]. На основе этих моделей получены трехмерные распределения компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы, позволяющие проанализировать влияние горизонтальных градиентов параметров плазмы в области терминатора, главного ионосферного провала и т.п.

### *Свойства УНЧ-волн в ионосфере*

В работах [2-4] и других характеристики УНЧ-волн в ионосфере исследовались в рамках приближения магнитной гидродинамики. Здесь использовано приближение холодной магнитоактивной плазмы, с использованием которого найдены показатели преломления, поляризация, фазовые и групповые скорости нормальных волн. На рисунках 1 – 4 показаны высотные зависимости вещественной и мнимой частей показателей преломления альвеновской и быстрой магнитозвуковой волн при вертикальном распространении. Заметим, что на высотах области E ионосферы одна из нормальных волн становится сильно затухающей.



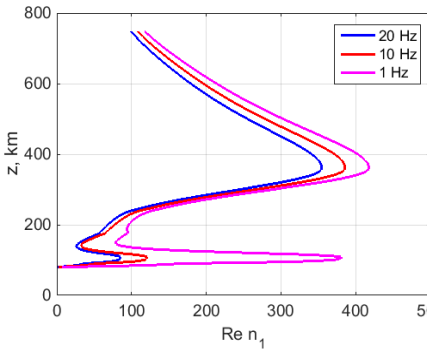


Рис. 1

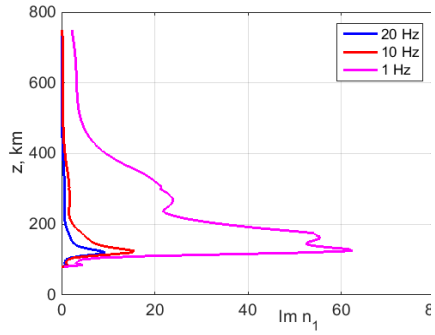


Рис. 2

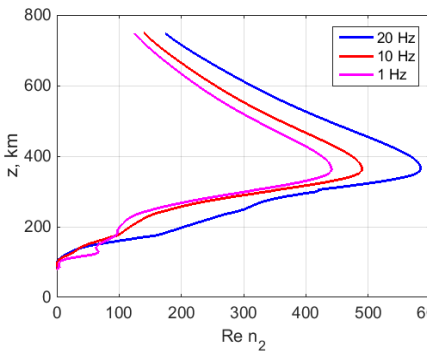


Рис. 3

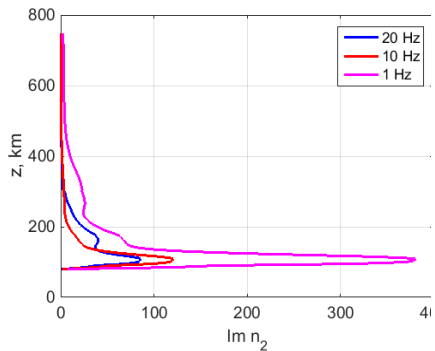
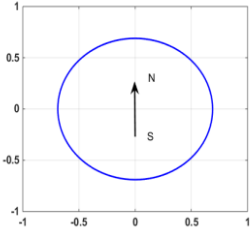


Рис. 4

На рисунках 5 – 10 изображены эллипсы поляризации нормальных волн в проекции на поверхность Земли для частот 0,1 Гц (рисунки 5 – 7), 10 Гц (рисунки 8 – 10) и трёх значений высоты (100, 200 и 300 км). Видно, что поляризация альвеновской и быстрой магнитозвуковой волн близка к линейной, как это следует из приближения магнитной гидродинамики, только на очень низких частотах в области F. С повышением частоты поляризация становится эллиптической, а на высотах области E – практически круговой (для распространяющейся моды).

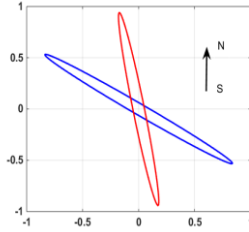
На рисунках 11 – 12 приведены зависимости угла между направлением вектора групповой скорости волны  $\alpha$  от угла между вектором волновой нормали и внешним магнитным полем  $\theta$  на высоте 300 км для частот 1 и 20 Гц. В приближении магнитной гидродинамики, которая часто используется для описания УНЧ-волн в ионосфере и магнитосфере Земли, вектор групповой скорости альвеновской волны направлен строго вдоль внешнего магнитного поля, а для быстрой магнитозвуковой волны – вдоль волнового вектора. Видно, что для частоты 1 Гц результаты расчетов данной работы

совпадают с результатами, полученными в рамках МГД-приближения. Для более высокочастотных волн отличие результатов становится существенным.



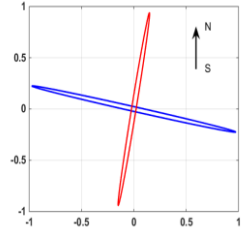
$z = 100$  км

Рис. 5



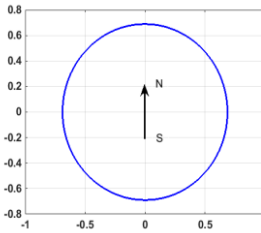
$z = 200$  км

Рис. 6



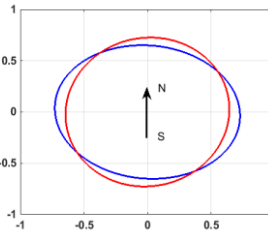
$z = 300$  км

Рис. 7



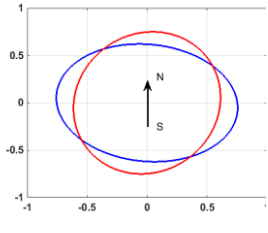
$z = 100$  км

Рис. 8



$z = 200$  км

Рис. 9



$z = 300$  км

Рис. 10

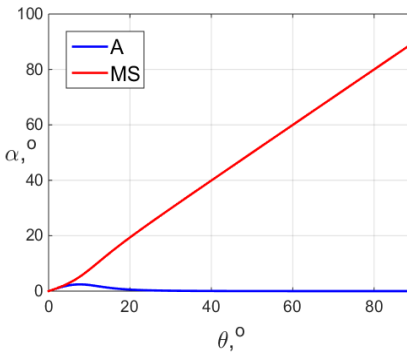


Рис. 11

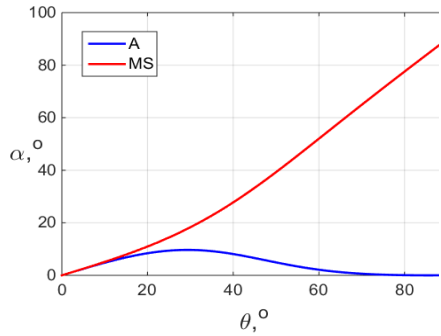


Рис. 12

### Лучевые траектории УНЧ-волн в ионосфере

В работе проанализированы условия применимости лучевого подхода для описания распространения быстрых магнитозвуковых волн в ионосфере. Показано, что приближение геометрической оптики справедливо в области F ионосферы и нарушается на высотах области E (150 – 160 км). Здесь происходит выход УНЧ-волн из ионосферного волновода.

На рисунках 13 – 14 в качестве примера изображены проекции на поверхность Земли лучевых траекторий УНЧ-волн от ионосферного источника. Звёздочками отмечены области выхода волн из МГД-волновода. Цвет фона соответствует распределению концентрации электронов на высоте 300 км. На рисунке 13 изображена лучевая картина на частоте 10 Гц для источника, расположенного на высоте 300 км, а на рисунке 14 – для частоты 20 Гц и высоты источника 230 км.

Анализ результатов расчётов показал, что в зависимости от состояния ионосферы выход УНЧ-излучения из МГД-волновода возможен как вблизи источника, так и на значительном удалении от него.

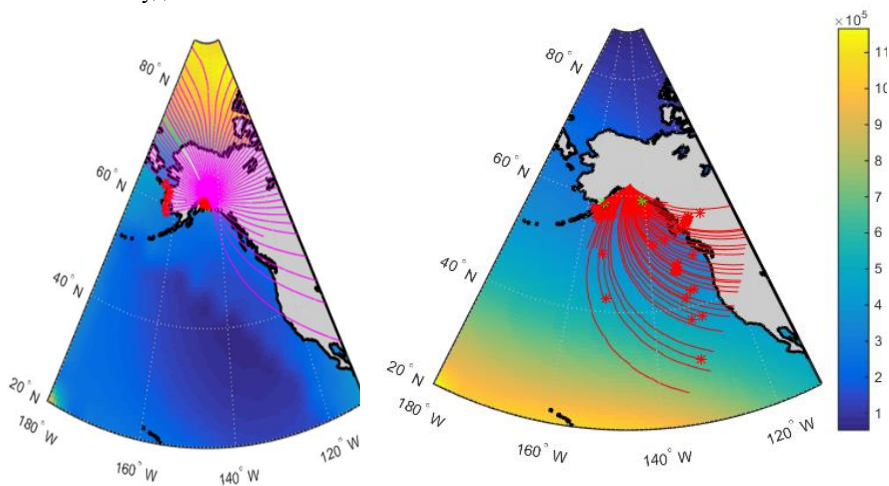


Рис. 13

Рис. 14

Лучевые траектории УНЧ волн рассчитывались в рамках проекта РНФ № 14-12-00706-П.

[1] Eliasson B., Chang C.-L., Papadopoulos K. J. // J. Geophys. Res. 2012. Vol. 117, A10320. doi: 10.1029/2012JA017935.

[2] Greifinger C., Greifinger P. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. P. 7473.

[3] Fujita S. // J. Geophys. Res. A. 1988. Vol. 93, No. 12. P. 14674.

[4] Гульельми А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 25, № 3. С. 356.

## АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОТОЧНЫХ ЛАБОРАТОРНЫХ И РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

С.А. Шарбакина<sup>1), 2)</sup>, А.В. Лапинов<sup>2)</sup>

1) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

2) Институт прикладной физики РАН

Объектом наших исследований являются темные облака – места, где рождаются звезды типа Солнца. Так как наблюдаемые ширины линий очень узки, требуются высокие точности лабораторных частот, которые, помимо всего прочего, позволяют исследовать вариации фундаментальных констант.

### *Определение кинетической температуры и нетепловых скоростей в темных облаках на стадии, предшествующей звездообразованию*

В общем случае, наблюдаемая ширина линий определяется суммарным вкладом как тепловых, так и нетепловых движений

$$\Delta V_D = \sqrt{\frac{2kT}{M} + V_{NT}^2} \quad (1)$$

Измеряя спектры любых двух молекул, отличающихся по массе, можно определить кинетическую температуру, а также скорость нетепловых движений, обусловленную турбулентностью, сжатием, вращением и др. процессами.

Благодаря ранее выполненным измерениям при помощи 20-м телескопа Онсала (Швеция) была исследована структура темного облака L1512. Карта источника приведена на рис. 1. Красным показаны позиции, наблюдавшиеся NH<sub>3</sub> и HC<sub>3</sub>N при помощи 100-м телескопа в Эффельсберге (Германия). Всего было измерено 8 точек вдоль большой оси источника. С учетом сверхтонкой структуры профили линий аппроксимировались методом наименьших квадратов с целью определения ширины линии, лучевой скорости, а также оптической толщины. Значения доплеровской скорости в линии HC<sub>3</sub>N (2-1) приведено на рис. 2. В качестве абсциссы на данном рисунке обозначено смещение относительно центра вдоль склонения. Рис. 2 наглядно показывает вращение источника вдоль оси, перпендикулярной вытянутому направлению. При этом изменение доплеровской скорости вдоль большой оси источника составляет ~ 1 м/(с·arcsec). На рис. 3 показаны ширины линий в NH<sub>3</sub> и HC<sub>3</sub>N, которые использовались для определения кинетической температуры.

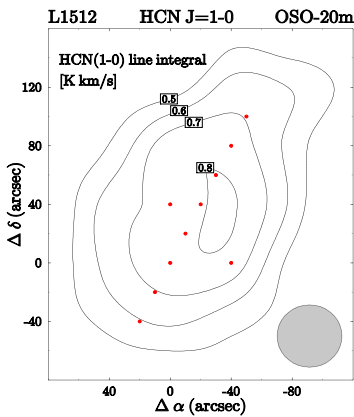


Рис. 1

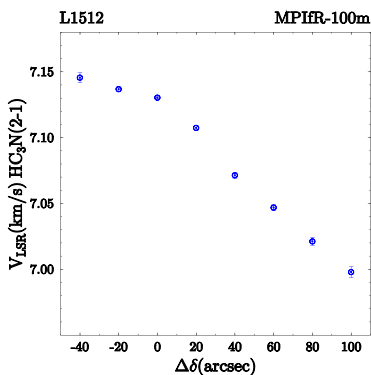


Рис. 2

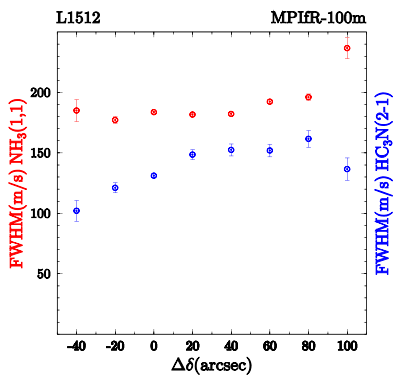


Рис. 3

Из приведенной таблицы видно, что кинетическая температура уменьшается по направлению к центру облака, достигая примерно 6 К и растет по направлению к краю, достигая около 20 К. Данная картина находится в полном соответствии с современными представлениями. Так как основным источником нагрева газа является ультрафиолетовое излучение внешних звезд, температура газа в оболочке должна быть выше, чем в ядре в отсутствие протозвезды в центре. Что касается нетепловых скоростей, то они, по-видимому, растут по направлению к центру облака.

Табл.

DDE	DRA	FWHM $HC_3N$ , м/с	FWHM $NH_3$ , м/с	Кинетическая температура, К	Нетепловая скорость, м/с
-40	+20	105.8 (10.7)	185 (9)	12.7 (2.2)	-
-20	+10	119.1 (4.7)	177 (3)	9.5 (0.8)	44.9 (7.1)
+0	+0	127.7 (1.7)	184 (0.8)	9.6 (0.3)	52.3 (2.4)
+20	-10	151 (5)	181 (1.2)	5.6 (0.8)	79.8 (5.2)
+40	-20	150 (5.7)	182 (1.2)	5.9 (0.9)	78.3 (5.9)
+60	-30	145.7 (5.8)	192 (1.6)	8.7 (1)	69.4 (6.7)
+80	-40	147.2 (7)	196 (2.6)	9.3 (1.3)	69.2 (8.2)
+100	-50	135.2 (11)	237 (8.6)	20.8 (2.8)	-

### *Использование прецизионных измерений торсионно-вращательного спектра метанола для поиска вариаций фундаментальных констант*

Метод поиска вариаций фундаментальных констант, в частности, отношения массы электрона к массе протона, заключается в сравнении частот различного типа переходов молекул. Так, для аммиака при изменении отношения массы электрона к массе

протона, за счет тунnelирования, частоты сдвинутся значительно сильнее, чем для линейных молекул. Недостатком метода, когда наблюдаются разные молекулы, может быть разная химия.

Молекула метанола представляет собой уникальную возможность одновременных измерений переходов, обладающих различной чувствительностью к вариации  $\mu = m_e/m_p$ . За счет движения ОН относительно метильной группы, есть переходы, похожие на тунnelирование в аммиаке (переходы между различными К лесенками), переходы внутри самих К лесенок являются чисто вращательными (см. рис. 4).

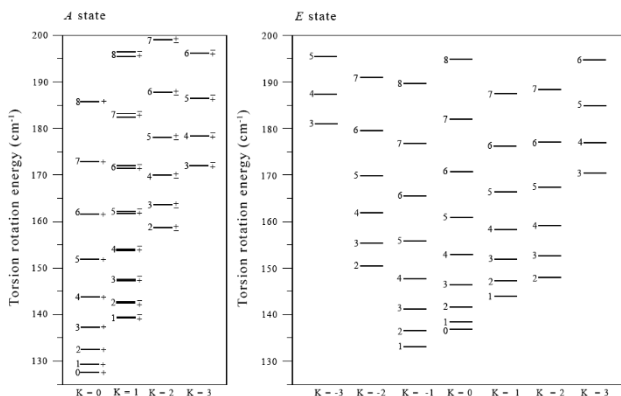


Рис. 4

Данные, которые использовались нами при исследовании возможных вариаций отношения массы электрона к массе протона, были получены в работе [1]. Кроме пространственного распределения в трех разных линиях на частоте 96,7 ГГц в темном облаке L1544, приведенных на рис. 5, в работе [1] были приведены также профили линий для центра источника (синий крест), включая торсионно-вращательный переход на частоте 108,9 ГГц.

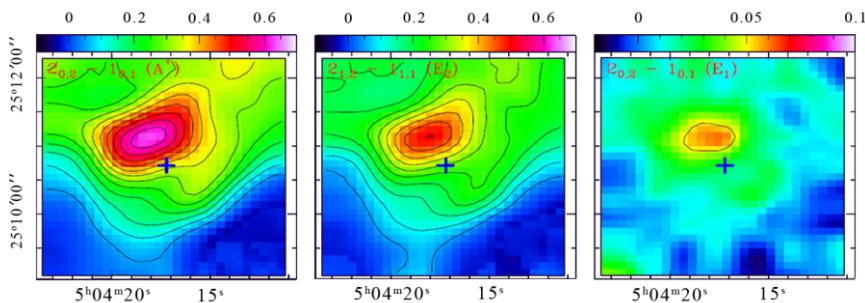


Рис. 5

Так как для чисто вращательных переходов коэффициент чувствительности  $K_\mu=1$ , то для доплеровского сдвига мы можем записать

$$\frac{V_{96.7GHz}}{c} = -1.0 \frac{\Delta\mu}{\mu} \quad (2)$$

Как показано в [2], для торсионно-вращательного перехода на частоте 108,9 ГГц,  $K_\mu=4,5$ . Отсюда

$$\frac{V_{108.9GHz}}{c} = -4.5 \frac{\Delta\mu}{\mu} \quad (3)$$

Используя наши высокоточные лабораторные измерения частот, мы уточнили значения лучевых скоростей и получили верхний предел на вариацию отношения массы электрона к массе протона  $\Delta\mu/\mu = (1.6 \pm 0.3) 10^{-8}$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 16-02-00761.

- [1] Bizzocchi L., Caselli P., Spezzano S., and Leonardo E. // *Astronomy and Astrophysics*, 2014. Vol. 569. A27.  
[2] Levshakov S.A., Kozlov M.G., Reimers D. // *Astrophys. J.* 2011. Vol. 738. P. 26.

## ПОВЕДЕНИЕ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИОНОСФЕРУ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА НАARP НА ЧАСТОТЕ ВБЛИЗИ ЧЕТВЕРТОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОГАРМОНИКИ

В.П. Смолина, С.М. Грач, Е.Н. Сергеев, А.В. Шиндин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В работе представлены результаты анализа данных экспериментов по измерениям искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), проведенных на нагревном стенде НАARP (Аляска, США, географические координаты  $62.4^\circ$  с. ш.,  $145.15^\circ$  з. д., магнитное наклонение  $\alpha = 75.8^\circ$ ) 28 марта 2011 года между 15:00 и 16:00 AST (AST=UTC-8 часов). В течение первых 30 минут эксперимента диаграмма направленности стенда была направлена вертикально вверх (V), в течение второго получаса – вдоль направления геомагнитного поля, т.е. в магнитный зенит (MZ) (рис.1, левая и центральная панели). Воздействие на ионосферу радиоволной обыкновенной поляризации (волной накачки, ВН) осуществлялось с эффективной излучаемой мощностью  $P_{ef} \approx 1,7$  ГВт и частотой  $f_0$  в диапазоне от 5730 до 5880 кГц, которая увеличивалась в течение получасового цикла на 30 кГц каждые 5 мин.

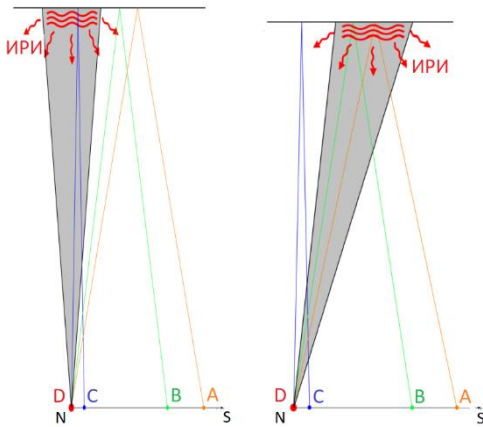


Рис. 1



Рис. 2

Каждый 5-мин. интервал состоял из трех циклов излучения ВН и перерыва 30 с, когда ВН не излучалась. Первый и третий циклы состояли из импульсов длительностью 20 мс и периодом повторения 1 с, с длительностью посылки 30 и 180 с соответственно. Второй период состоял из импульсов длительностью 160 мс и периодом повторения 200 мс, с длительностью посылки 1 мин. Расположение передатчика стенда и приемных пунктов на географической карте показано на рис.1 (правая панель). Передатчик стенда



НААРП находился в пункте D, наблюдательные пункты были расположены вдоль геомагнитного меридиана к югу от стенда НААРП в (С) около 11 км, (В) – 83 км, (А) – 113 км от стенда соответственно. Пункт С (В) находился почти под нагретой областью во время вертикального (МЗ) воздействия. Серым треугольником на рис.1 показана диаграмма направленности стенда НААРП с полушириной  $7^\circ$ .

На рис. 2 приведены спектрограммы принимаемых сигналов (ИРИ + ВН), зарегистрированных в пунктах В (рис. 2) и С (рис. 3) для частоты ВН  $f_0 = 5790$  кГц. На панелях по вертикальной оси отложена отстройка по частоте  $\Delta f = f - f_0$ , по горизонтальной оси – время  $t$ , момент  $t = 0$  с соответствует переходу в непрерывный режим излучения ВН,  $t = 60$  с – переходу в импульсный режим, цветом показана спектральная плотность мощности принимаемого сигнала. Основные спектральные компоненты ИРИ (Narrow continuum (NC) при  $\Delta f = (-80) - 0$  кГц, Downshifted Maximum (DM) при  $\Delta f = -9$  кГц, Broad Upshifted Maximum (BUM) с  $20 < \Delta f < 120$  кГц пиком при  $\Delta f \sim f_0 - 4f_c + 15$  кГц  $\approx 40$  кГц, динамический BUM<sub>D</sub> с отстройкой  $\Delta f > 0$ , уменьшающейся в течение непрерывного воздействия в направлении МЗ, отмечены на рисунках (здесь  $f_c \approx 1440$  кГц – электронная циклотронная частота).

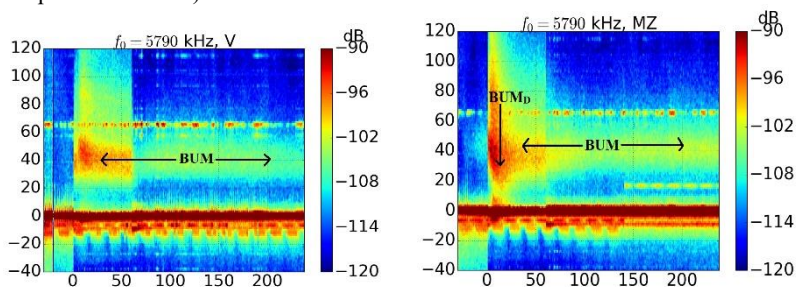


Рис. 2

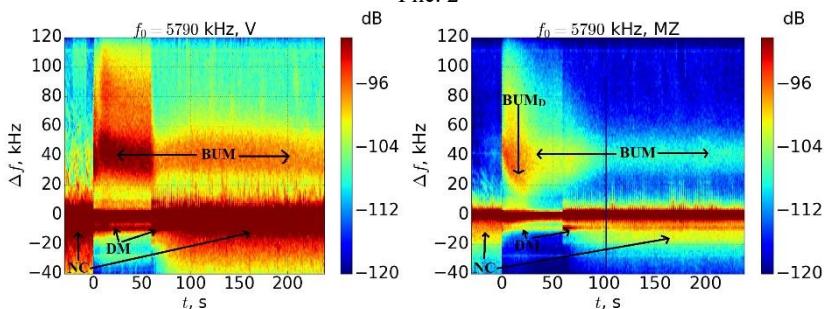


Рис. 3

Из рисунков видно, что качественный вид спектров и динамики поведения ИРИ идентичен для обоих приемных пунктов. В тоже время сигнал в пункте С (рис. 3) существенно сильнее (на 6-8 дБ) при вертикальном воздействии, чем при воздействии

вдоль направления магнитного зенита. Последнее касается всех компонент ИРИ. В пункте В (рис. 2) имеет место обратная ситуация: интенсивность ИРИ оказывается более высокой при излучении ВН в направлении МЗ. Расстояние же от области источника ИРИ до приемных пунктов в условиях эксперимента отличалось незначительно и составляло при вертикальном воздействии  $\sim 200$  км в пункте С, а в пункте В  $\sim 215$  км, и соответственно при воздействии в магнитный зенит это расстояние составляло  $\sim 206$  и  $\sim 202$  км. Тем не менее наблюдается заметное отличие интенсивности ИРИ в одном и том же приемном пункте при разных углах падения ВН на ионосферу. Этот эффект отмечен нами впервые.

На рис. 4 и 5 представлены результаты анализа динамики спектров ИРИ, т.е. вертикальных сечений спектрограмм ИРИ для характерных моментов времени. При этом основное внимание уделяется компоненте ВUM.

Динамика спектров для случая непрерывного излучения, для вертикального воздействия и воздействия в магнитный зенит для частоты  $f_0 = 5790$  кГц приведена на рис. 4. При вертикальном воздействии через 1-2 с после включения непрерывного излучения ВН возбуждается компонента ИРИ «быстрый ВUM», который существует в спектре приблизительно 5 с и после этого исчезает.

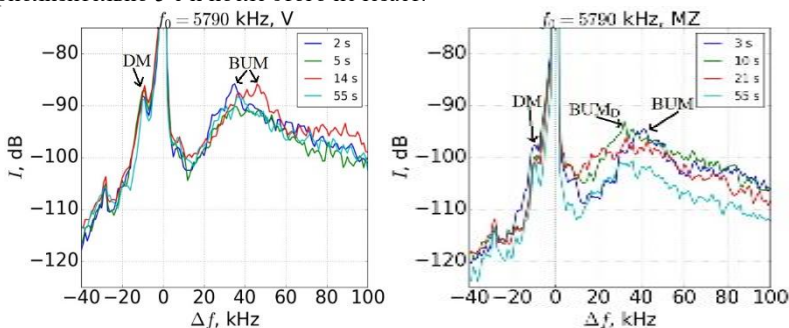


Рис. 4

Позднее, приблизительно в течение 5-10 с в спектре развивается «медленный ВUM», который расположен в спектре несколько дальше от ВН, чем быстрый. Позиция медленного ВUM в спектре ИРИ несколько приближается по частоте ВН со временем. «Медленный ВUM» достигает максимальной интенсивности за 15÷20 с. Форма спектра медленной ВUM-компоненты, в частности, позиция пика ВUM, при вертикальном и МЗ воздействии оказывается одинаковой. Двухкомпонентная структура ВUM ранее наблюдалась в экспериментах на стенде Сура [2].

При воздействии в направлении магнитного зенита после включения ВН «быстрый ВUM» не развивается, компонента ВUM разделяется на две: стационарный ВUMs (повидимому соответствующий «медленному ВUM» для вертикального нагрева) с практически неизменной позицией в спектре и динамический ВUM<sub>D</sub>, пик которого приближается со временем к частоте ВН. ВUM<sub>D</sub> впервые был обнаружен в этом эксперименте [2]. Появление ВUM<sub>D</sub> при больших мощностях воздействия и смещение его положения

в спектре ИРИ могут быть интерпретированы как снижение области генерации BUM вследствие дополнительной ионизации ионосферной плазмы.

На рис. 5 представлена последовательность спектров для той же частоты, что и на рис. 4, но после перевода излучения ВН из непрерывного в импульсный режим. Для сравнения голубыми линиями показан спектр ИРИ, зарегистрированный в конце непрерывного нагрева, на 55 с. После перевода из непрерывного режима в импульсный BUM в первые секунды увеличивается, а затем заметно падает. Такое поведение сигнала наблюдается для вертикального воздействия и воздействия в направлении МЗ.

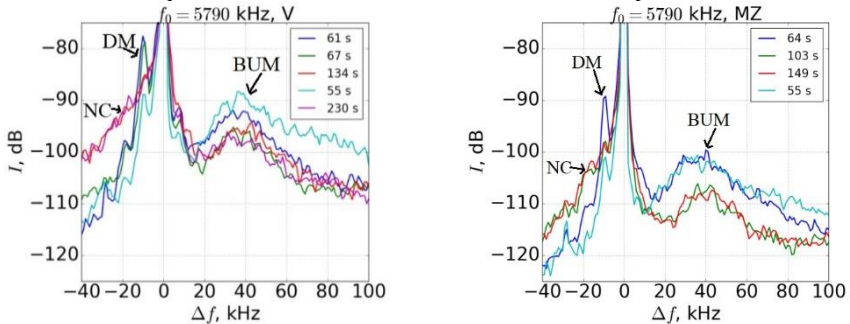


Рис. 5

После достижения максимума наблюдается заметное уменьшение интенсивности BUM, после перевода в импульсный режим. Однако через некоторое время интенсивность BUM снова начинает увеличиваться и достигает квазистационарного значения, т. е. интенсивность BUM остается практически неизменной в течение почти всего времени импульсного воздействия и только к концу начинает несколько ослабляться. Минимальные значения BUM для вертикального воздействия достигаются на меньших временах, чем для воздействия в магнитный зенит, характерные времена минимума BUM составляют, для  $f_0 = 5790$  кГц – 7 и 43 с соответственно. Такой эффект в более ранних экспериментах на стендах Сура и HAARP не был отмечен. При этом позиция BUM остается одинаковой при импульсном нагреве для обеих позиций диаграммы направленности стенда HAARP. Отметим также, что наиболее интенсивная при непрерывном воздействии компонента DM с течением времени «накрывается» компонентой NC, наиболее интенсивной при импульсном режиме ВН.

Описанное поведение ИРИ наблюдалось в данном эксперименте по крайней мере для трех частот ВН: использованных в данном эксперименте частотах ВН:  $f_0 = 5760$ , 5790 и 5820 кГц.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ [16-02-00798](#) (предварительная обработка данных) и РФФ 14-12-00706-П (детальный анализ полученных результатов, подготовка публикации).

- [1] Frolov V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 1630.  
 [2] Sergeev E., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P 065002.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН НА СУБАВРОРАЛЬНЫХ И СРЕДНЕШИРОТНОЙ ТРАССАХ НАКЛОННОГО ЛЧМ-ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ**

**А.М. Станченков<sup>1</sup>, А.А.Макаров<sup>1</sup>, Ф.И. Выборнов<sup>2</sup>, В.П. Урядов<sup>2</sup>, В.А. Яшнов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2</sup>) НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### ***Введение***

Известно, что фактором, оказывающим существенное влияние на распространение радиоволн, является магнитно-ионосферная возмущенность, обусловленная солнечными вспышками и воздействием ударных волн солнечного ветра на магнитосферу Земли.

Для обеспечения эффективной работы радиоэлектронных систем различного назначения в условиях изменяющейся ионосферной обстановки необходимо осуществлять оперативную диагностику ионосферного канала и использовать результаты зондирования для адаптации систем связи к текущему состоянию ионосферы.

Для зондирования ионосферного канала широко применяются ионозонды с непрерывным излучением линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала. Проблему адаптации радиоэлектронных систем к текущему состоянию ионосферы можно было бы решить при наличии постоянно работающей разветвленной сети ЛЧМ ионозондов с доступом результатов зондирования ионосферного канала в режиме on-line. Однако отсутствие такой сети делает актуальной задачу пространственно-временного прогнозирования ключевых параметров ионосферного канала – максимально наблюдаемой (МНЧ) и наименьшей наблюдаемой (ННЧ) частот для экстраполяции результатов зондирования на трассы, не оснащенные средствами диагностики. Определение значимых временных интервалов корреляционных связей МНЧ и ННЧ особенно важно при длительных (десятки минут, часы) сеансах связи.

Поэтому в докладе основное внимание уделено определению корреляционных связей МНЧ и ННЧ.

### ***Результаты эксперимента***

Исследования пространственно-временных корреляционных связей МНЧ и ННЧ проводились на субавроральных трассах наклонного ЛЧМ-зондирования Ловозеро (Мурманская обл.) – Нижний Новгород и Салехард – Нижний Новгород и на среднеширотной трассе ст. Горьковская (Ленинградская обл.) – Нижний Новгород.

Наблюдения проводились в декабре 2016 г. с помощью модернизированной аппаратуры ЛЧМ-зондирования. Передатчики в Ловозеро, Салехарде и ст. Горьковская работали круглосуточно с интервалом зондирования 15 минут; диапазон частот 2-30 МГц, скорость перестройки частоты 550 кГц/с. Схема эксперимента показана на рисунке 1. В таблице указаны координаты приемо-передающих пунктов.

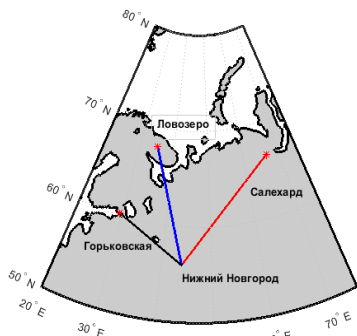


Рис. 1

В докладе представлены предварительные результаты наблюдений за период с 8 по 20 декабря 2016 г. В период с 8 по 10 декабря геомагнитная обстановка была умеренно возмущенной, значения суммарного магнитного индекса  $\Sigma K_p$  варьировались в пределах 28-29. В период с 12 по 20 декабря геомагнитная обстановка была спокойной, значения  $\Sigma K_p$  изменялись в пределах 3-11.

На рисунках 2, 3 показаны примеры ионограмм для различных ионосферных условий распро-

странения радиоволн. Как видно из рисунка 3 в ночные (ранние утренние) часы (при низких значениях критической частоты F-слоя) спорадический слой Es может полностью экранировать отражение от верхней ионосферы через F-область.

Временная зависимость изменения МНЧ и ННЧ (пунктир) для спокойных и возмущенных условий показана на рисунке 4.

Таблица.

Приёмо-передающий пункт	Географические координаты
НИС Горьковская	60,27° с. ш., 29,38° в.д.
Ловозеро	68,00° с. ш., 35,02° в.д.
Салехард	66,52° с. ш., 66,37° в.д.
Нижний Новгород	56,00° с. ш., 44,00° в.д.

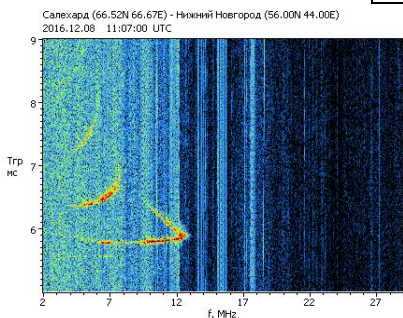


Рис. 2

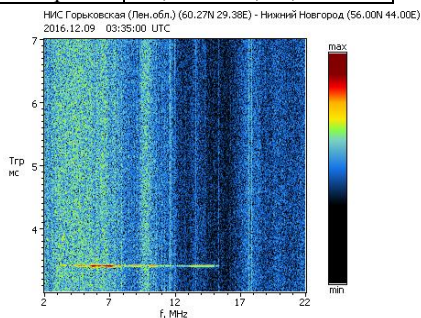


Рис. 3

Для исследования временной корреляции МНЧ и ННЧ по данным зондирования рассчитывался коэффициент временной корреляции

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (1)$$

и делался краткосрочный прогноз изменений МНЧ и ННЧ на различных временной интервал по формуле линейной регрессии

$$y - \bar{y} = \rho \frac{\sigma_y}{\sigma_x} (x - \bar{x}) \quad (2)$$

где  $x$  и  $y$  – наблюдаемый и прогнозируемый параметры соответственно,  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  – их средние значения,  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  – среднеквадратичные отклонения от средних,  $\rho$  – коэффициент взаимной корреляции.

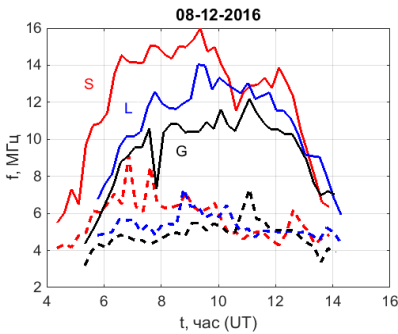


Рисунок 4

возеро – Н. Новгород.

В качестве меры эффективности прогноза используется коэффициент

$$\delta = \frac{\left[ \sum_i (P_i - Q_i)^2 \right]^{1/2}}{\left( \sum_i Q_i^2 \right)^{1/2}} \cdot 100\% \quad (3)$$

где  $P_i$  – прогноз,  $Q_i$  – эксперимент.

На рисунках 5 и 6 представлены зависимости величин  $y \equiv 1\text{FMNЧ}(t + \Delta t)$  от  $x \equiv 1\text{FMNЧ}(t)$  для трассы Ло-

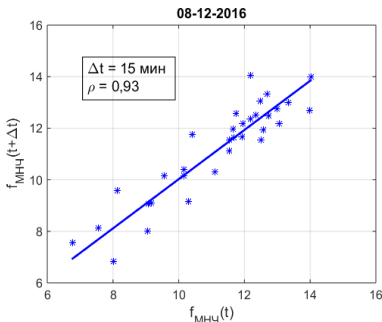


Рис. 5

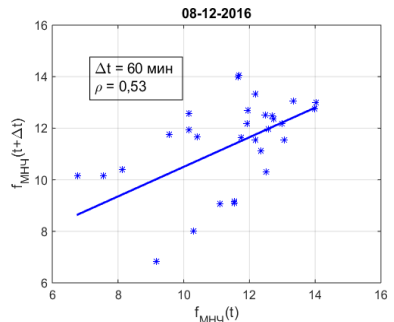


Рис. 6

Согласно полученным данным в спокойных ионосферных условиях коэффициент корреляции для МНЧ моды 1F на интервал прогноза  $\Delta t \sim 30$  мин – 1 час составляет значения  $\rho \sim 0,80 - 0,53$ . Относительные ошибки прогноза МНЧ составляют  $\delta \sim 10 - 14\%$ . С ростом  $\Delta t$  коэффициент корреляции падает.

Для практики радиосвязи значительный интерес представляет пространственная корреляция параметров КВ радиоканала, сведения о которой могут быть использованы для повышения эффективности работы КВ радиосвязи.

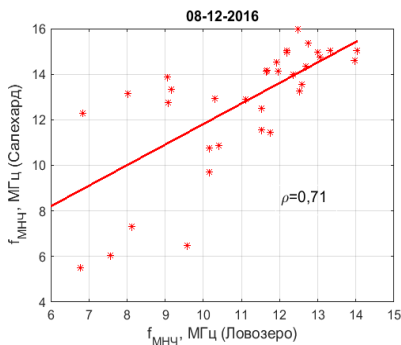


Рис. 7

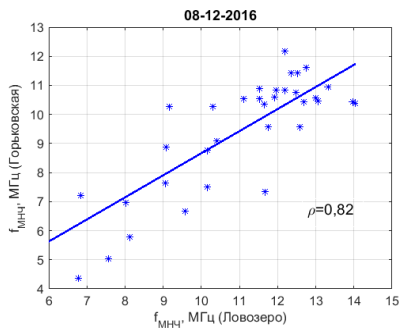


Рис. 8

Исследования пространственной корреляции МНЧ и ННЧ проводились одновременно на субавроральных трассах наклонного ЛЧМ-зондирования Ловозеро – Н. Новгород и Салехард – Н. Новгород, а также на среднеширотной трассе ст. Горьковская – Н. Новгород с расстояниями между передатчиками Горьковская – Ловозеро, Горьковская – Салехард и Ловозеро – Салехард равными 880, 1940 и 1350 км соответственно. На рисунках 7 и 8 представлены зависимости МНЧ моды 1F на взаимных трассах (С – НН, Л – НН; Г – НН, Л – НН).

### **Выводы**

Установлено, что между максимально наблюдаемыми частотами на исследуемых трассах наблюдается высокая пространственная корреляция (до  $\rho \sim 0,82$ ) для каждого из дней рассматриваемого периода наблюдений. Это свидетельствует о синхронном изменении МНЧ в пределах расстояний  $\sim 400-1000$  км между точками отражения радиоволн на двух субавроральных и одной среднеширотной трассах.

В заключение заметим, что результаты исследований могут быть использованы в прикладных задачах при организации сети станций наклонного зондирования ионосферы для оптимальной маршрутизации потока информации через ионосферный канал с целью адаптации радиоэлектронных систем различного назначения к условиям распространения радиоволн.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/БЧ) и гранта РФФ № 14-12-00706-П (работа приемного пункта на базе ННГУ, подготовка программного обеспечения для анализа данных).

## ДВУХЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МАГНИТОСЛОЯ ЗЕМЛИ

Ю.В. Токарев

*НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

### *Введение*

Магнитослой Земли – область полностью ионизованной турбулентной плазмы между отошедшей ударной волной и магнитопаузой, формируемая солнечным ветром при обтекании земной магнитосферы. Большинство сведений о его неоднородной структуре получено на космических аппаратах (КА). Значительный интерес представляет метод радиомерцаний, позволяющий изучать неоднородности электронной концентрации  $N$  с размерами  $\leq \sqrt{2\pi\lambda Z}$ , где  $\lambda$  – длина радиоволны,  $Z$  – эффективное расстояние до рассеивающего экрана. Единственные исследования такого рода были выполнены в ходе экспериментов по приему КВ сигналов стенда СУРА на КА WIND. При характерном значении  $Z=12 Re$  основной флуктуирующий масштаб для магнитослоя в диапазоне 9 МГц составляет  $\approx 120$  км, что в несколько раз меньше нижней границы изученного диапазона в наиболее массовых на сегодняшний день измерениях  $N$  на КА с временным разрешением  $\geq 3$  сек.

Из-за близости рабочего диапазона стенда (4.3...9.5 МГц) к критическим частотам ионосферы большинство экспериментов было выполнено в диапазоне 9 МГц. Полученные результаты наиболее детально изложены в [1]. В рамках теории слабого рассеяния радиоволн предложена методика определения временного спектра  $G_N$  неоднородностей электронной концентрации  $N$  магнитослоя на масштабах  $\leq 100$  км. С учетом прямых измерений  $N$  на КА с временным разрешением  $\geq 3$ сек установлено, что внутренний масштаб турбулентности магнитослоя меняется в пределах (10...90) км со средним значением порядка 30 км.

Настоящая работа посвящена анализу экспериментов СУРА-WIND по просвечиванию магнитослоя одновременно на двух существенно разнесённых частотах с целью получения дополнительной информации о мелкомасштабной плазменной турбулентности магнитослоя.

### *Результаты экспериментов*

Эксперименты были выполнены на рабочих частотах стенда СУРА 4525 и 9075 кГц (в дальнейшем 4.5 и 9 МГц, соответственно) в ночное время суток 18...25 ноября 1999 г. Критические частоты ионосферы во всех сеансах не превышали 4 МГц. Космический аппарат WIND двигался по уходящей ветви эллиптической траектории после пересечения магнитослоя 18.11.99. Удаления КА от Земли и магнитопаузы в этот период увеличивались с 51 до 70 и с 18 до 49 радиусов Земли  $Re$  соответственно, а зенитный угол над стендом постепенно уменьшался с 47° до 34°. Приём осуществлялся на осевую дипольную антенну инструмента RAD2 WIND с частотой оцифровки 8 Гц. Длительность сеанса составляла 40 мин, что соизмеримо со временем прохождения КА через диаграмму направленности антенны стенда по уровню 0.1 в диапазоне 9 МГц. Принятые на КА сигналы стенда подвержены сильному влиянию ионосферы, и на обеих рабочих частотах флуктуируют с индексом мерцаний  $M$ , как правило, более 0.3. На рис. 1,2 представлены вариации принятой мощности  $P(t)$  и спектры мерцаний  $G_P(f)$  в двойном



логарифмическом масштабе в сеансе 23.11.99. В типичном спектре мерцаний можно выделить две компоненты: низкочастотную (НЧ) монотонно спадающую в области частот мерцаний  $f \geq 10^{-2}$  Гц, и высокочастотную (ВЧ), характеризуемую квазиплоским плато, переходящим в наклонную ветвь вблизи частоты перегиба порядка  $0.5 \dots 3$  Гц. Пунктирные линии на рис. 2 отмечают уровни плато  $P$  высокочастотных особенностей, штрихпунктирная линия – степенную аппроксимацию наклонной ветви на частоте 4.5 МГц.

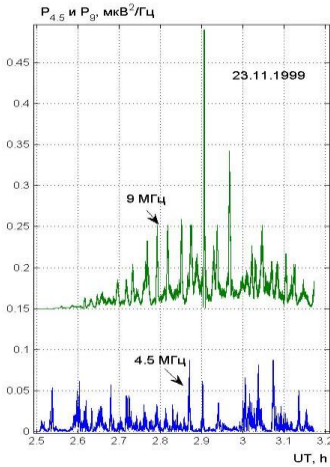


Рис. 1

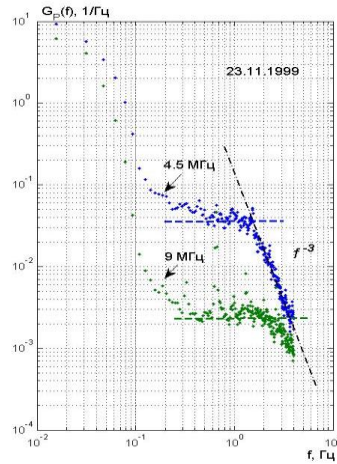


Рис. 2

Для разделения наблюдаемых вариаций сигнала на НЧ и ВЧ компоненты использовалась фильтрация нормированной на скользящее среднее мощности  $P(t)$  в полосе частот, соответственно,  $0.003 \dots 0.1$  Гц и  $0.5 \dots 4$  Гц на основе базовых программ МАТ-ЛАБа. Для каждой из компонент  $P_{НЧ}$  и  $P_{ВЧ}$  методом бегущего среднего находились огибающие  $M(t)$ , имеющие смысл индексов мерцаний нормированной мощности на интервале усреднения. На рис.3 и 4 представлены корреляционные диаграммы  $M_{4.5} - M_9$  для НЧ и ВЧ компонент вариаций принятой мощности. Коэффициенты корреляции составляют  $-0.1$  и  $0.85$  соответственно. На рис.5 представлена реконструкция одномерного спектра  $G_N(f)$  относительных вариаций электронной концентрации  $dN/N$  в сеансе 20.11.99 по методике работы [1]. Сплошные линии отвечают версии рассеяния в магнитослое, пунктирные – в солнечном ветре; точки дают спектр  $dN/N$  по результатам прямых измерений плотности протонов  $Np$  с 3-сек разрешением на КА WIND непосредственно в обсуждаемом сеансе. На рис.6 представлены вариации индекса мерцаний  $M_{4.5}$  (сплошная линия) и среднеквадратичных отклонений плотности протонов  $dN$  (пунктир) в сеансе 20.11.99. Они получены усреднением обсуждаемых величин методом бегущего среднего по интервалам 40 сек и сдвиге данных  $dNp(t)$  на  $-12.3$  мин, подобранном в результате процедуры проб и ошибок. Коэффициент корреляции  $M_{4.5} c dN$  при этом достигает 40%.

### Обсуждение

Ранее уже отмечалось, что наиболее реальным механизмом формирования ВЧ-особенности в спектре мерцаний является рассеяние излучения СУРЫ в солнечном ветре (СВ) и/или в магнитослое на трассе СУРА-КА. В работе [1] на основе сопоставления результатов радиопросвечивания в диапазон 9 МГц с данными прямых измерений плотности протонов на КА были представлены аргументы в пользу доминирующей роли магнитослоя. Настоящая работа даёт новые доказательства в этом плане. Действительно, отсутствие значимой статистической зависимости для НЧ и, наоборот, сильная зависимость для ВЧ вариаций (см. рис. 3 и 4) определённо указывают на внеатмосферную природу последних.

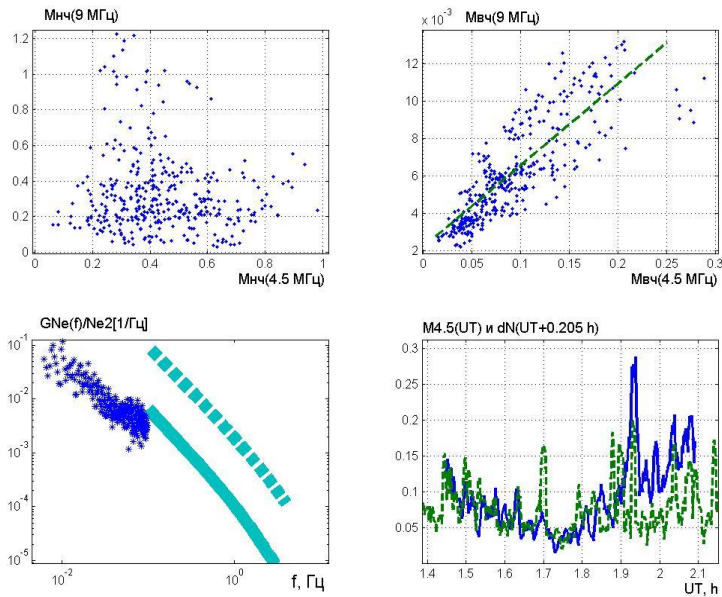


Рис. 3-6 (слева направо, сверху вниз)

Далее, модельный спектр одномерных вариаций электронной концентрации  $G_N$  для версии рассеяния в солнечном ветре более чем на порядок выше экспериментального в области предполагаемой шивки (см. рис.5). Вместе с тем, версия рассеяния в магнитослое весьма реалистична, поскольку измерения на КА WIND относятся к «невозмущённому» солнечному ветру, а уровень  $dN/N$  в магнитослое на порядок выше, чем в СВ [1]. Гипотеза рассеяния в магнитослое поддерживается также корреляцией временных профилей среднеквадратичных отклонений плотности плазмы и индексов мерцаний принятого излучения (см. рис.6). Несмотря на значительную дисперсию, в обеих кривых

$M_{4.5}(t)$  и  $dN(t)$  можно выделить протяжённый минимум вблизи середины сеанса. Корреляцию на более мелких масштабах вряд ли следует ожидать, поскольку плазменная турбулентность, скорее всего, заметно трансформируется при пересечении границы магнитослоя. Указанное запаздывание данных измерений  $N$  на КА по отношению к радарным данным физически оправдано и отвечает замедлению потока плазмы после пересечения отошедшей ударной волны. Расчёты, основанные на модели Спрейтера [2], с учётом положения КА и геометрии магнитослоя дают близкую величину запаздывания.

В заключение обратимся к рассмотрению отношения уровней плато  $P$  высокочастотных особенностей спектров мерцаний на рабочих частотах. Теория слабого рассеяния даёт зависимость спектральной плотности спектра мерцаний в области насыщения от длины волны зондирования  $\lambda$  в виде  $P \sim \lambda^{(n+3)/2}$ , где  $n$  – показатель наклона степенного 3D-спектра  $N$  [1]. Средние значения отношения  $P_{4.5}/P_9$  в сеансах обсуждаемого цикла представлены в Таблице вместе с оценками  $n$  из анализа спектров мерцаний и фактором  $(9075/4525)^{(n+3)/2}$  для рабочих частот станда.

Таблица

Дата	20.11	22.11	23.11	24.11	25.11
$P_{4.5}/P_9$	14	12.5	12.7	10	14
$n$	4.3	3.2	3.3	3.4	3.7
$(9075/4525)^{(n+3)/2}$	12.6	8.6	8.9	9.2	10.2

Как видно, экспериментальные значения отношения  $P_{4.5}/P_9$  систематически превышают ожидаемые из теории рассеяния. Подобную ситуацию следует ожидать при депрессии спектра электронной концентрации в области мелких масштабов.

### **Выводы**

Двухчастотное зондирование открывает новые возможности исследования околоземной плазмы методом радиомерцаний на трассе Земля – космический аппарат. На примере типичных сеансов СУРА-WIND с учётом прямых (in situ) измерений плотности плазмы показано, что анализ радарных данных на разнесённых частотах существенно расширяет доказательную базу внеионосферного происхождения высокочастотной особенности в спектре мерцаний и открывает новый подход к исследованию 3D-спектра электронной концентрации магнитослоя Земли в области диссипации турбулентного каскада.

[1] Токарев Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 3. С. 179.

[2] Spreiter J.R., et al. // Planet Space Sci. 1966. Vol. 14. P.223.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВЯЗЕЙ ПАРАМЕТРОВ «КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ» НА ОСНОВЕ ДАННЫХ НАКЛОННОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ**

**Ф.И. Выборнов, А.В. Першин, А.В. Рахлин, О.А. Шейнер**

*НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Под термином «космическая погода» обычно понимается совокупность явлений на Солнце, в верхней атмосфере, околоземном космическом пространстве и межпланетной среде, оказывающих воздействие на процессы в околоземном космическом пространстве. Первичным источником возмущений являются вариации солнечного излучения, а перенос возмущений осуществляется волнами и частицами в межпланетной среде, магнитосфере и ионосфере Земли. Прежде всего эти возмущения сказываются на тех процессах, в которых существенную роль играет установившееся равновесие электрических токов и магнитных полей. Возмущения, нарушающие это равновесие, могут привести к возникновению различных нештатных ситуаций в системах навигации, связи, электроэнергетики и др.

Космическая погода выглядит непрезентабельно по сравнению с обычной метеорологией из-за малой плотности доступных данных в области очень большого контролируемого пространства (150 млн. км). Это требует объединения различных наблюдательных возможностей и поиск их эффективного совместного использования.

Известно, что для возникновения магнитной бури необходимо поступление из солнечного ветра в магнитосферу Земли количества энергии выше некоторого порога, а само это поступление и его скорость определяются величиной и длительностью южной компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Потому основная задача прогнозирования сводится к тому, чтобы по наблюдениям Солнца и солнечного ветра предсказать время, величину и место появления южной компоненты ММП в окрестности Земли. Но решить математически точно такую задачу в настоящее время не представляется возможным. И связано это прежде всего со сложностью построения математической модели, описывающей всю систему, включающую в себя цепочку плазменных областей (солнечная атмосфера и межпланетная среда), где доминируют разные физические процессы, граничные и начальные условия для которых в настоящее время еще не до конца изучены.

В этих условиях большое значение приобретают упрощенные подходы, описывающие вместо динамики всей совокупности физических параметров последовательность отдельных повторяющихся явлений, проявляющихся в характерном наборе этих параметров, что в ряде случаев позволяет выявлять доминирующие физические связи и строить прогностические схемы для системы «Солнце – солнечный ветер – геомагнитосфера» [1]. Попытка обнаружить такие параметры и предпринята нами, а ее предварительные результаты изложены ниже.

В качестве одного из параметров верхней атмосферы Земли рассматривается поведение во времени критической частоты ( $f_oF2$ ) слоя F2 ионосферы, измеряемой с помощью станций вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы, или поведение максимально применимой частоты (МНЧ) для трасс наклонного зондирования, определяемой с помощью станций наклонного зондирования ионосферы. Для повышения точно-

сти анализа рассматривается поведение во времени не абсолютных значений измеренных частот, а величин отклонения измеренного значения частоты от ее среднего значения, вычисленных на интервале 30 дней по методике [2]. Полученный таким образом массив данных обрабатывается с помощью программы анализа и визуализации научных и статистических данных SigmaPlot.

Нами был проведен совместный анализ данных спутника GOES13 (восточное полушарие) (Xray Flux, Proton Flux) и данных наклонного зондирования ионосферы на трассе Кипр-Нижний Новгород для апреля и июня 2015 г. (на рис.1 представлены результаты для июня 2015г.).

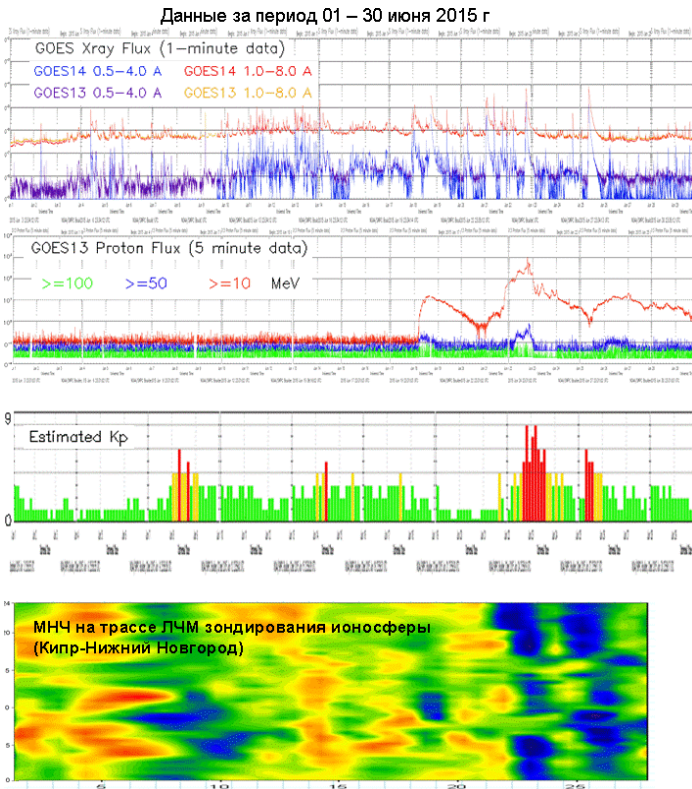


Рис.1

В нижней части рисунка приведен график отклонений максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) от среднемесячных значений. Существенное уменьшение на несколько МГц (синий цвет) моментальной МНЧ по сравнению со среднемесячной МНЧ четко

коррелирует с поведением планетарного Kp-индекса. Для апреля 2015 г. ситуация аналогична. В то же время корреляция поведения МНЧ с плотностями потока протонов и электронов и интенсивностью рентгеновского излучения надежно прослеживается только в летнем цикле наблюдений.

Данные за период 01 – 30 ноября 2016 г

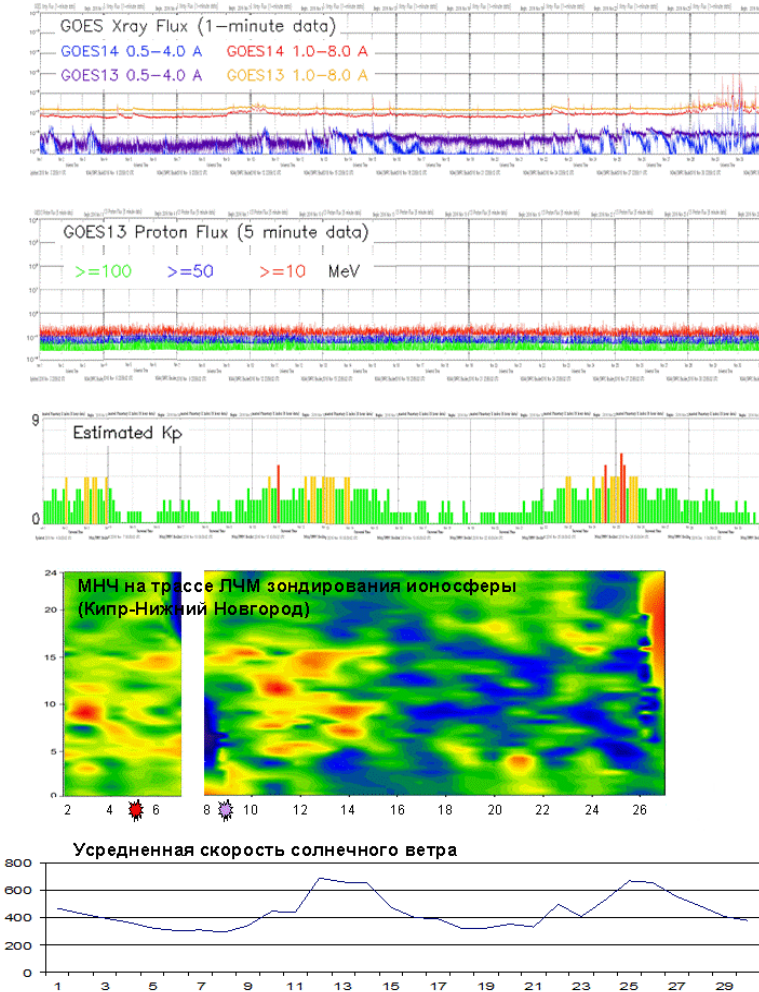


Рис. 2

Сопоставление поведения МНЧ с измеренными параметрами околоземного космического пространства (ОКП) на высотах внешнего радиационного пояса Земли, полученными на спутнике GOES13 (Electron Flux, Proton Flux, X-ray, Kp) в большинстве случаев обнаруживают хорошую взаимную корреляцию, когда увеличение (уменьшение) МНЧ (а также  $f_0F2$ ) относительно среднего значения вызвано соответствующими изменениями в параметрах, измеряемых на спутниках.

Однако следует иметь в виду, что процессы на высотах внешнего радиационного пояса Земли являются следствием процессов, происходящих на Солнце. И было бы целесообразным, по крайней мере, с точки зрения прогнозирования поведения параметров ОКП на высотах верхней ионосферы Земли, выявить временную корреляционную зависимость между проявлениями солнечной активности и поведением верхней атмосферы Земли. А поскольку существуют методики прогнозирования отдельных явлений солнечной активности, в том числе и вызывающих возмущения в ОКП, можно было бы с определенной долей достоверности прогнозировать за более длительный интервал времени возмущения в ОКП.

На рис.2 приведены данные за ноябрь 2016 г., где изменения в поведении МНЧ лишь частично коррелируют с поведением характеристик ОКП, измеряемых на спутнике GOES13. По этой причине представляется очевидной попытка выявить корреляционные связи между процессами, происходящими непосредственно на Солнце, и поведением параметров верхней ионосферы Земли. Ранее нами при анализе поведения критической частоты слоя F2 ( $f_0F2$ ) ионосферы и параметров корональных выбросов массы была обнаружена корреляция между поведением  $f_0F2$  и KBM типа Loor со скоростями выброса от 200 до 800 км/с [2]. 5 ноября 2016г. наблюдался KBM, оказавший воздействие на поведение МНЧ в период 7–9 ноября (на рис.2 красный символ – момент регистрации на SOHO LASCO). Дополнительное использование данных спутника ACE RTSW позволило обнаружить корреляцию в поведении МНЧ и средней скорости солнечного ветра (см. рис.2).

Подобная ситуация отмечалась нами и ранее при сравнительном анализе данных ВЗ станций Васильсурск и Москва и результатов измерений параметров околоземного космического пространства на спутниках GOES13.

Работа была выполнена при поддержке БЧ Госзадания Минобрнауки (шифр 3.7939.2017/БЧ).

[1] Ермолаев Ю.И. <http://solarwind.cosmos.ru/txt/storms6.doc>

[2] Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D., Mityakova E.E., Rakhlin A.V. Effect of solar activity on the Earth's environment // Proc. Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 24-29 September 2001, Vico Equense, Italy. Editor: Huguette Sawaya-Lacoste. ESA SP-477, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-749-6, 2002. P. 479.

## ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОТОЗВЕЗДНОГО ДИСКА S255N

О.Л. Рябухина<sup>1,2)</sup>, П.М. Землянуха<sup>2)</sup><sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского<sup>2)</sup> Иститут прикладной физики РАН

Согласно одной из распространенных концепций, образование звезд происходит путем сжатия облаков разреженного межзвездного вещества. Сжатие протекает с образованием плотного сгустка. Для выяснения деталей процесса звездообразования необходимо всестороннее исследование свойств соответствующих объектов. Оптические методы для этого малопригодны. Поиск таких источников следует вести в радиодиапазоне, в частности, в субмиллиметровой и миллиметровой области спектра.

Мы исследуем область S255N, находящуюся во внешнем рукаве галактики на расстоянии 1,7 кпк. Данный источник находится между двух расширяющихся областей ионизированного водорода H<sub>2</sub>, что создает интересные условия, приводящие к образованию массивных сгустков. В работе использованы данные наблюдений, ранее обсуждаемые в [1], но повторно обработанные. Данные по 1,3 мм континууму были взяты из архива SMA и ранее изучались в работе [2].

Мы обнаружили гигантскую тороидальную структуру вокруг ядра S255N SMA1. Тор обнаружен в линиях NH<sub>3</sub>(1,1), S<sup>34</sup>S(7-6), H<sub>2</sub>CS(8-7), DCN, DCO. Приблизительная ось тора соответствует биполярным истечениям, обнаруженным в CO(2-1). В соответствии с данными NH<sub>3</sub>, внешний радиус тора 12000 а.е., внутренний — 9000 а.е.

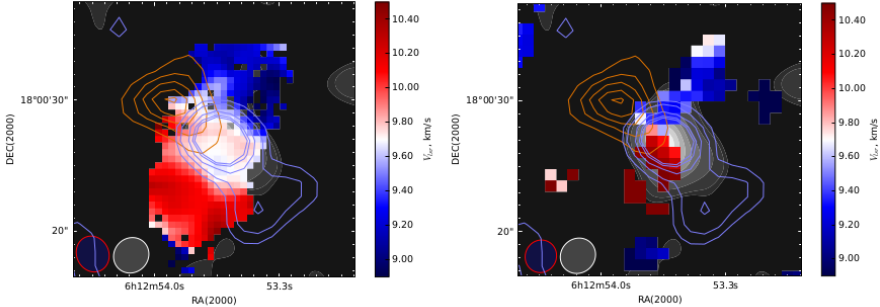


Рис.

Слева (на рис.) пикселями в градации красно-синего изображена карта доплеровского смещения в линии NH<sub>3</sub>(1,1), ассоциируемая с тором (VLA), справа – карта в линии S<sup>34</sup>S(7-6). На фоне – пылевой континуум 1,2 мм (телескоп SMA). Оранжевые и синие контуры – “крылья” линии CO(2-1), также наблюдаемые на телескопе SMA, которые ассоциируются с биполярным истечением. В левом нижнем углу – диаграммы направленности VLA (красным и синим) и SMA (серым цветом). Диск хорошо видно в наблюдениях VLA (красным и синим), градиент скорости указывает на направление вращения, признаки которого также видны на карте S<sup>34</sup>S.



Для определения массы использовалось наблюдение пыли в котинууме на 1,3 мм с телескопа Submillimeter Array (SMA). Как следует из работы [3], массу пыли оптически тонкого изотермического источника можно рассчитать по формуле

$$M = F_{\lambda} D^2 / K_{\lambda} B_{\lambda}(T), \quad (1)$$

где  $F_{\lambda}$  — плотность потока излучения,  $D$  — расстояние до источника,  $B_{\lambda}(T)$  — функция Планка,  $K_{\lambda}$  — коэффициент поглощения пыли [4]. Однако обычно измеряется приращение плотности потока на фоне реликтового излучения  $\Delta F$ . Если фоновая температура меньше температуры пыли  $T_{bg} < T_d$ , то в приближении Рэлея-Джинса

$$\Delta F_{\lambda} \approx F_{\lambda} = 2K_{\lambda} M_d k T_d / \lambda^2 D^2. \quad (2)$$

Выражая  $\lambda$  в миллиметрах,  $D$  в килопарсеках,  $F$  — в янских, получим

$$M \approx 1,75 F_{\lambda} D^2 \lambda^2 / K_{\lambda} T_d. \quad (3)$$

Температура диска принималась равной 30 К [5]. Полученная плотность потока центрального сгустка  $F_{cl} = 0,3 \pm 0,015$  Ян; области, включающей сгусток и окружающий его диск —  $F_{cl+d} = 0,5 \pm 0,03$  Ян, соответствующая оценка массы:

$$M_{cl} \sim 10 M_{\odot}$$

$$M_{cl+d} \sim 16 M_{\odot}$$

$$M_d = M_{cl+d} - M_{cl} \sim 6 M_{\odot}$$

Для такого отношения масс диска и центрального сгустка характерно некеплеровское вращение тора, так же значительна аккреция вещества с диска, которая может влиять на эволюцию протозвезды.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-00873-мол-а.

- [1] Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N., et al // The Astrophysical Journal. 2012. Vol. 755. P. 19.
- [2] Wang Y., Beuther H., Bik A., et al. // Astronomy & Astrophysics. 2011. Vol. 527. P. 21.
- [3] Doty S.D., Leung C.M. // Astrophysical Journal. 1994. Vol. 424, № 2. P. 730.
- [4] Hildebrand R. H. // Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society. 1983. Vol. 24, № 3. P. 267.
- [5] Землянуха П.М., Зинченко И.И. // Труды 46-й Международной студенческой научной конференции. 2017, с. 210.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 18 мая 2017 г.  
Председатель – В.Г. Гавриленко, секретарь – В.А. Яшнов.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.