

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛЧМ-ИОНОЗОНДА****А.А. Понятов, В.П. Урядов***Научно-исследовательский радиофизический институт*

В данной работе предлагается дальномерный метод определения местоположения источника излучения (ИИ) по измерениям времени распространения (τ) радиосигнала в двух различных приемных пунктах (ПП). Достоинством метода является отсутствие определения пеленга. При реализации метода необходимо решить две проблемы. 1) Точное измерение τ . Ее можно решить с помощью применения передатчиков (ионозондов), использующих непрерывные сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-ионозонд). Временная привязка работы ЛЧМ-ионозонда к единому мировому времени при помощи системы GPS позволяет измерять τ с точностью до нескольких микросекунд. 2) Точный расчет дальности по τ . Проблема связана с тем, что τ определяется по лучу, в общем случае многоскачковому, распространяющемуся в неоднородной среде (ионосфере). В этом случае точный аналитический расчет длины радиотрассы по поверхности Земли (дальности) невозможен. Решение этой проблемы заключается в численном моделировании распространения радиоволн в неоднородной ионосфере. Ввиду отсутствия глобальной сети ионозондов вертикального зондирования, контролирующих состояние ионосферы, в расчетах используется глобальная модель ионосферы, скорректированная по данным, полученным на калибровочной трассе.

Определение местоположения может быть осуществлено с помощью двух ПП, если по принимаемому сигналу удастся определить расстояния по поверхности земли между каждым из них и ИИ. Если обозначить географические координаты ПП как (φ_1, λ_1) и (φ_2, λ_2) , а соответствующие расстояния D_1 и D_2 , то для искомым координат ИИ (φ, λ) можно записать систему уравнений ($i = 1, 2$):

$$\cos\varphi_i \cos\lambda_i \cos\varphi \cos\lambda + \cos\varphi_i \sin\lambda_i \cos\varphi \sin\lambda + \sin\varphi_i \sin\varphi = \cos(D_i/R_0), \quad (1)$$

где R_0 – радиус Земли, φ и λ – соответственно широта и долгота. Эта система уравнений решается численно. В общем случае она имеет два решения. Для выделения верного решения используется информация о τ для третьего ПП. Возможно использование априорного знания о примерном расположении ИИ. Для нахождения $D_1, D_2, \varphi, \lambda$ разработан итерационный алгоритм, базирующийся на численном моделировании распространения радиоволн в ионосфере:

1. По ионограммам наклонного зондирования, полученным с помощью ЛЧМ-ионозонда для каждого из ПП, выбирается мода с наименьшим числом скачков с отражением от слоя F2 ионосферы. На этих модах выбираются далекие от МНЧ частоты f_1, f_2 и f_3 , на которых имеет место распространение нижним лучом. Соот-

ветствующие им времена распространения (τ_1 , τ_2 и τ_3) используются для расчетов (индексы 1, 2 и 3 здесь и далее соответствуют номерам ПП).

2. В качестве дальностей в нулевом приближении используются значения $D_{10} = c \cdot \tau_1$ и $D_{20} = c \cdot \tau_2$, где c – скорость света (фактически, это длины реальных траекторий по лучу). Подставив эти значения в систему (1), находим координаты ИИ в нулевом приближении. Поскольку решений системы обычно два, то с указанными координатами производится моделирование распространения радиоволн до третьего заданного ПП, после чего отбирается тот, для которого τ ближе к τ_3 .

3. Следующий этап – коррекция модели ионосферы. Используя полученную информацию о местоположении ИИ в нулевом приближении, численно моделируют распространение радиоволн на всех трассах с целью подбора параметров глобальной модели ионосферы, обеспечивающих наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных ионограмм (модовой структуры, МНЧ, τ). При наличии возможности для коррекции могут использоваться эталонные радиотрассы, расположенные в тех же географических регионах, что и основные радиотрассы.

4. Далее с помощью итерационного процесса происходит уточнение дальностей до ИИ и его координат. Каждый шаг итерации проводится по следующему алгоритму. По полученным в очередном приближении координатам ИИ и известным координатам ПП производится численное моделирование распространения радиоволн на этих трассах протяженностью D_{ij} ($i = 1, 2, 3$ – номер ПП, j – номер итерации). На выбранных частотах f_1 , f_2 и f_3 определяются времена распространения t_{ij} и отношение дальностей к длине траекторий по лучу:

$$\delta_{ij} = \frac{D_{ij}}{ct_{ij}}. \quad (2)$$

Затем определяются дальности следующего приближения

$$D_{ij+1} = \delta_{ij} c \tau_i = D_{ij} \frac{\tau_i}{t_{ij}}. \quad (3)$$

Используя уточненные дальности, с помощью (1) получают уточненные значения координат и т.д. Итерационный процесс продолжается, пока на некотором шаге изменения дальности не станут меньше заданной точности ε :

$$|D_{ij+1} - D_{ij}| < \varepsilon. \quad (4)$$

Аналогично может производиться определение местоположения приемного пункта. В этом случае дальности определяются до двух (трех) передающих пунктов, снабженных ЛЧМ-ионозондами. Для реализации дальномерного метода определения местоположения приемного (передающего) пункта разработана программа, выполняющая указанный итерационный процесс. Для проверки алгоритма было проведено нахождение местоположения приемного пункта в Н. Новгороде по результатам приема сигналов 26-27.03.2002 г. от трех ЛЧМ-ионозондов, расположенных в Инскипе (Англия), Хабаровске и на Кипре. Для коррекции ионосферы использовались те же трассы. Согласно полученным данным при коррекции ионосферы по базовым трассам, данная программа дает очень хорошие результаты. Погрешность нахождения координат не превосходила 0.07° днем и 0.15° ночью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-02-16075.

**К МЕТОДИКЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
НА ВРАЩАЮЩИХСЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТАХ****Ю.В. Токарев***Научно-исследовательский радиофизический институт*

В течение ряда лет в НИРФИ проводятся эксперименты по приему сигналов станда СУРА на космическом аппарате (КА) NASA WIND в рамках международного сотрудничества по исследованию космической погоды. Для обеспечения поляризационных измерений, являющихся важным каналом получения информации об источниках излучения и среде распространения, приемник аппарата WAVES/RAD2 оснащен двумя взаимно ортогональными дипольными антеннами, одна из которых вращается в плоскости эклиптики с периодом $T \cong 3$ сек.

В экспериментах СУРА-WIND поляризационный анализ, однако, усложнен сильными амплитудными вариациями, вызванными эффектом мерцаний наземного КВ-радиопередатчика на неоднородностях околоземной плазмы. Для уменьшения влияния этого фактора автором была разработана методика, основанная на нормировке квадратов напряжений с антенных выходов КА на полный поток падающего излучения S_{tot} , позволяющая скомпенсировать мерцательные флуктуации нормированной мощности сигнала на частотах ниже $1/T$. Апробация показала, что методика хорошо работает, позволяя определить все четыре параметра Стокса принимаемого излучения, если ширина спектра мерцаний не превышает 0.03 Гц.

Возможности новой методики иллюстрируются в докладе на примере сеанса 22.07.2005 г., когда СУРА попеременно излучала на частоте 8925 кГц волны обыкновенной или необыкновенной круговой поляризации (O и X -моды) на интервалах 6 и 4 мин, соответственно, с эффективной мощностью порядка 18 МВт. Критическая частота ионосферы $foF2$ была вблизи 5.2 МГц, индекс ионосферных мерцаний составлял 0.6 при ширине спектра флуктуаций 0.02 Гц. Прием сигналов передатчика на RAD2 производился в режиме когерентного сложения выходов дипольных антенн КА (SUM-мода) со скоростью съема данных 16 Гц.

Установлено, что остаточные вариации нормированной на S_{tot} мощности сигнала сосредоточены в диапазоне 0.03-0.05 Гц и имеют фарадеевскую природу; сделаны оценки параметров перемещающихся ионосферных возмущений в $F2$ -слое ионосферы (электронная концентрация, размер, скорость движения), ответственных за наблюдаемый эффект. Намечен путь обобщения методики на случай конечных угловых размеров источника излучения применительно к наблюдениям солнечных радиовсплесков III типа на КА WIND.

Автор выражает признательность зав. лаб. НИРФИ Г.П. Комракову за организацию работы станда СУРА, а также сотрудникам NASA М. Кайзеру и К. Гоеццу за предоставление данных наблюдений на инструменте WAVES/RAD2.

**ОБ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ,
РАСSEЯННОГО НА ХАОТИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ ЦИЛИНДРАХ****С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко***Нижегородский госуниверситет*

Так же как и в [1], в настоящей работе рассматривается рассеяние волн на хаотически расположенных цилиндрических рассеивателях конечной высоты, которые являются соосными и ориентированы перпендикулярно идеально проводящей плоскости. Источник является точечным. Он расположен в центре круга, заполненного цилиндрами, и может находиться на расстоянии от плоскости как больше, так и меньше высоты цилиндров. Такая задача является хорошей моделью для ряда реальных ситуаций, например для распространения радиоволн в городской застройке. Поскольку сейчас не существует аналитических методов, позволяющих решить теоретически поставленную задачу при многократном рассеивании, то большое значение приобретают приближенные численные методы решения, одним из них является метод статистического моделирования Монте-Карло, который даёт хорошие результаты для задач такого типа [2].

К особенностям его реализации в нашей работе относится регистрация углового распределения мощности излучения на фиксированном расстоянии от неподвижного источника. Это происходит путём суммирования вклада корпускул, траектории которых пересекают окружность регистрации под определённым углом. Индикатрисы рассеяния цилиндров в горизонтальной плоскости выбираем в виде зависимости $\sin(\theta/2)$ в соответствии с [2]. В вертикальной плоскости за счёт шероховатостей цилиндров индикатриса имеет следующий вид:

$$\frac{kl}{1 + (kl)^2 \cdot \Delta\theta^2}.$$

Результаты статистического моделирования сравниваются с результатами, полученными в [3] для городской застройки. Моделируются 2 случая: когда источник находится выше цилиндров и ниже. Приведённые на графиках результаты получены при учёте только однократно рассеянного излучения, которым можно ограничиться в случае малого коэффициента отражения, характерного для городской застройки.

На всех рисунках по оси y отложена величина, пропорциональная принимаемой мощности, по x отложены углы прихода излучения, выраженные в градусах. Под нулевым углом понимается направление прихода излучения от источника. Во всех случаях высота цилиндров 0.13. Все расстояния нормированы на среднюю длину свободного пробега.

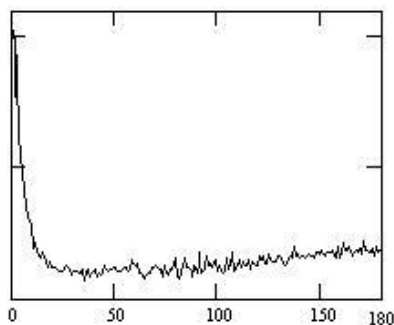


Рис. 1

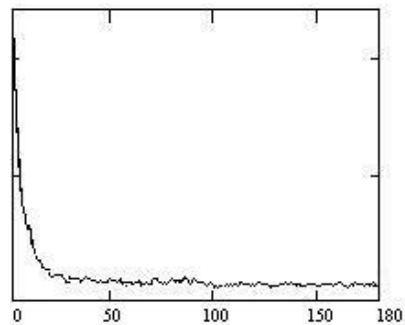


Рис. 2

На рис. 1, 2 показан случай расположения источника выше уровня цилиндров, левый рисунок 0,131, правый 0,26, при радиусе круга регистрации 12. Как видно из рисунков, при поднятии приёмника максимум углового спектра смещается с 0 на π , что качественно соответствует результатам, приведённым в [3]. Тем не менее есть количественное отличие, которое, по-видимому, связано с неточностью расчетов, выполненных в [3]. Пунктирной линией изображен $\sin(\theta/2)$.

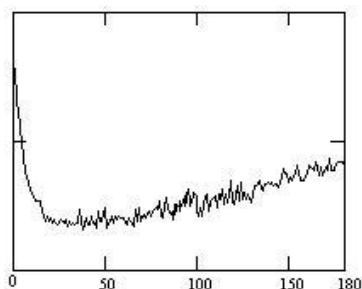


Рис. 3

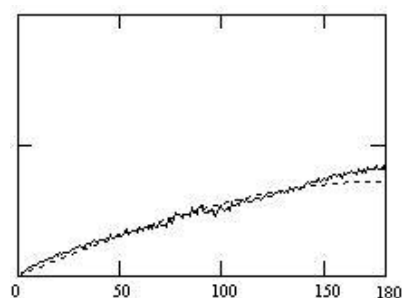


Рис. 4

На рис. 3, 4 приведены спектры для случая расположения источника вблизи подстилающей поверхности на высоте 0,1. На левом рисунке регистрация ведётся в интервале от 0,17 до 0,18 и радиусе круга регистрации 12. Полученный максимум в 0 хорошо согласовывается с данными [3]. На правом рисунке регистрация ведётся от 0,1 до 0,2 и в радиусе 6. Последний случай в [3] не рассматривается.

Таким образом, численный счёт методом Монте-Карло не только подтверждает результаты аналитического расчета и эксперимента [3], но даже в приближении однократного рассеяния позволяет получить новые данные об угловом спектре мощности. Данный метод позволяет учесть многократное отражение, которое проанализировать другими методами значительно сложнее.

- [1] Гавриленко В.Г., Белоногов С.Ю., Салов Н.В. //Труды 9-й научной конф. по радиофизике. 7 мая 2005 г. /Ред. А.В. Якимов. Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2005. С. 55.
- [2] Gavrilenko V.G., Sorokin A.V., Jandieri G.V., Davitadze M.I., Jandieri V.G. // Georgian Engineering NEWS. 2004, №4. P.7.
- [3] Пономарёв Г.А., Куликов А.Н., Тельпуховский Е.В. Распространение УКВ в городе. Томск: МП «Раско», 1991. С. 47.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Г. Гавриленко, Д.С. Зыков, В.Д. Пикулин

Нижегородский госуниверситет

В настоящей работе обсуждается вопрос об излучении монохроматического источника электромагнитных волн с продольным током, когда плазма движется со скоростью V вдоль внешнего магнитного поля конечной величины [1]. Для решения этой задачи используется известное выражение для тензора диэлектрической проницаемости движущейся холодной плазмы [2]. Из решения дисперсионного уравнения в такой среде можно получить зависимость квадрата поперечного по отношению к магнитному полю волнового числа (k_x^2) от частоты (ω) продольного волнового числа (k_z) для обыкновенной и необыкновенной волн.

Проанализировав решение дисперсионного уравнения для случая с движущейся магнитоактивной плазмой, удалось установить отношение частоты и гирочастоты (ω_h) к плазменной частоте (ω_p), при котором наблюдаются ветви дисперсионных кривых с наименьшим значением продольного волнового числа. В точке наблюдения волны с наименьшим значением продольного волнового числа не требуют создания мелкомасштабной структуры распределения тока по источнику.

Из системы алгебраических уравнений для компонент поля [3] получены выражения связи поперечных и продольных компонент поля:

$$E_x = E_z \frac{-\frac{\gamma^2 \omega_h^2 k_z \beta \omega}{(\omega^2 - \omega_h^2)^2} + \left(\frac{\gamma \omega k_z \beta}{(\omega^2 - \omega_h^2)} - k_x k_z \right) \left(k_z^2 + k_x^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right)}{-\left(\frac{\omega \omega_h^2 \gamma}{(\omega^2 - \omega_h^2)} \right)^2 - \left(k_z^2 + k_x^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right)^2 + \left(k_z^2 + k_x^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right) k_x^2}$$

$$E_y = E_z \frac{-\frac{\gamma \omega_h k_z \beta}{(\omega^2 - \omega_h^2)} i \left(k_z^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right) - \left(k_x k_z - \frac{\gamma \omega k_z \beta}{(\omega^2 - \omega_h^2)} \right) \left(\frac{\omega \gamma \omega_h}{(\omega^2 - \omega_h^2)} i \right)}{-\left(\frac{\omega \omega_h^2 \gamma}{(\omega^2 - \omega_h^2)} \right)^2 - \left(k_z^2 + k_x^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right)^2 + \left(k_z^2 + k_x^2 - \omega^2 \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_h^2} \right] \right) k_x^2}$$

Анализируя полученные выражения можно получить информацию об отношении поперечной составляющей поля к продольной. Данные отношения приведены на рис. 3, рис. 4.

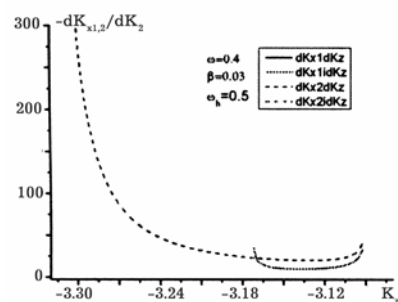


Рис. 1

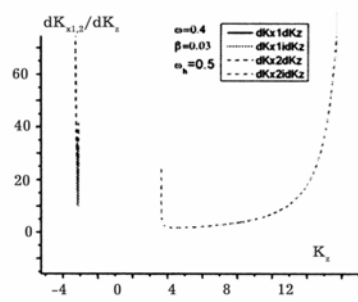


Рис. 2

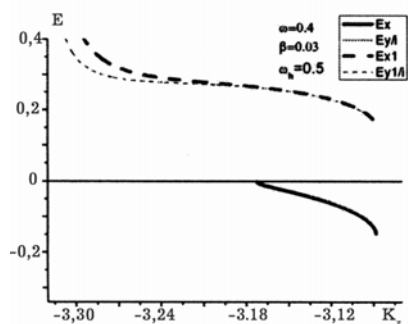


Рис. 3

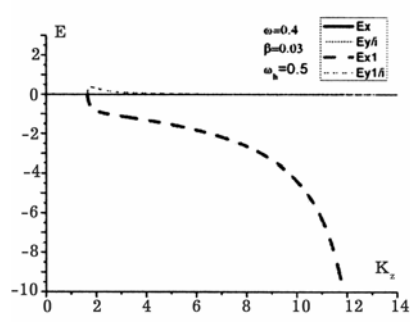


Рис. 4

На рис. 1 изображена зависимость $\partial K_{x1,2}/\partial K_z$ от k_z (нормированной на ω_p/c), и этому случаю соответствует рис. 3, а правой ветви рис. 2 соответствуют поляризационные кривые, изображенные на рис. 4.

- [1] Гавриленко В.Г., Зыков Д.С., Пикулин А.В., Пикулин В.Д. // Труды 9-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2005 г. /Ред. А.В.Якимов. Н.Новгород: ТАЛАН, 2005. С.57.
- [2] Гавриленко В.Г., Зайцев С.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27, №7. С.892.
- [3] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН ПО ВНЕЗЕМНЫМ РАДИОИСТОЧНИКАМ

А.В. Калинин

Нижегородский госуниверситет

Рассматривается радиолографический метод экспериментального исследования характеристик больших полноповоротных зеркальных антенн, заключающийся в измерении двумерного распределения комплексной диаграммы направленности

(ДН) по сигналам внеземных источников (естественных радиоисточников или ИСЗ) и последующем восстановлении поля в апертуре. В измерениях используется двухканальный фазометрический приемник и вспомогательная опорная антенна, сопровождающая источник максимумом своей ДН. Получаемая информация о реальном распределении амплитуды и фазы поля в апертуре антенны позволяет целенаправленно проводить юстировку зеркальной и облучающих систем – регулировку отражающей поверхности главного зеркала, коррекцию положений облучателя и контррефлектора. Такая юстировка особенно актуальна для повышения усиления антенн (например, радиотелескопов) при работе в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн.

Данный метод применялся на ряде зарубежных радиотелескопов (см., например, [1]). В последние годы он был реализован и на нескольких крупных отечественных антеннах [2]. Несмотря на довольно широкое использование способа, ряд методических вопросов, существенных для обеспечения требуемой высокой точности восстановления поля в апертуре, все еще недостаточно проработан. Одним из таких вопросов является, на наш взгляд, проблема согласования поляризации.

Очевидно, что измерение ДН необходимо проводить на основной поляризации, поскольку присутствие кроссполяризационной составляющей может привести к появлению ложных средне- и крупномасштабных искажений в восстановленном распределении поля в апертуре и, соответственно, снизить эффективность юстировки антенны.

При измерениях по естественным радиоисточникам с хаотической поляризацией необходимо согласовать поляризацию в максимуме ДН опорной антенны с основной поляризацией исследуемой антенны. В измерениях по ИСЗ приходится выбирать сигнал с наиболее подходящей поляризацией и подстраивать под него поляризацию исследуемой антенны в максимуме ее ДН.

Следует учитывать также, что при сканировании боковых лепестков ДН происходит рассогласование поляризации сигнала источника и антенны. В измерениях ДН на линейной поляризации по наземным источникам (например, т.н. методом вышки) проводится вращение излучателя, соответствующее поворотам исследуемой антенны. В измерениях по внеземным источникам неизбежны искажения, обусловленные появлением кроссполяризационной составляющей при отведении главного максимума ДН от источника. Величина таких искажений зависит от углового сектора измерения ДН и от системы координат вращения антенны.

В работе анализируется характер искажений, обусловленных рассогласованием поляризации для антенн с азимутально-угломестным поворотным устройством. Показано, что вклад кроссполяризационной составляющей возрастает при больших углах места (УМ) источника.

В проведенных ранее измерениях на 64-метровых зеркальных антеннах ТНА-1500 [2] рассматриваемыми искажениями пренебрегали, поскольку использовались ИСЗ с наблюдаемыми УМ до 20° . Необходимость в более детальном исследовании погрешностей, обусловленных рассогласованием поляризации, может возникнуть при проведении голографических измерений по сигналам ИСЗ на высоких углах

места, которые предполагается реализовать на крупнейших отечественных зеркальных радиотелескопах в недалеком будущем.

- [1] Радиологический контроль крупных радиотелескопов. Материалы международного совещания. Нижний Архыз, 1990. Л.: Наука, 1991. 135 с.
- [2] Калинин А.В., Попереченко Б.А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2004. Т.9, №12. С.33.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ЭВОЛЮЦИЮ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

С.А. Кузнецов, В.Ф. Мельников

Научно-исследовательский радиофизический институт

Общепринято, что см-мм-излучение солнечных вспышек генерируется гиросинхротронным излучением нетепловых электронов, находящихся в магнитной петле. Частотный спектр такого излучения с пиком на частоте спектрального максимума f_{peak} имеет характерные особенности: завалы спектра на $f < f_{peak}$ и на $f > f_{peak}$. Высокочастотный завал определяется прежде всего степенным распределением электронов по энергиям. Низкочастотный завал ($f < f_{peak}$) может быть обусловлен самопоглощением или эффектом Разина [1]. Эффект Разина значителен на частотах порядка или ниже характерной частоты, называемой частотой Разина:

$$f_R = \frac{2f_p^2}{3f_B} \approx 20 \frac{n_0}{B}, \quad (1)$$

где f_p – плазменная частота, f_B – гирочастота, n_0 – концентрация плазмы, B – индукция магнитного поля. Идентификация причины НЧ-завала с эффектом Разина позволит получить дополнительную информацию о плотности плазмы и магнитном поле. С целью такой идентификации в настоящей работе анализируется спектральная эволюция широкополосного частотного спектра микроволнового излучения из различных участков солнечных вспышечных петель.

Модельные расчеты показывают [2], что в случае значимого эффекта Разина спектральный индекс гиросинхротронного излучения $F_f = F_0 f^a$ на высоких частотах $f > f_{peak}$ увеличивается в течение всего всплеска, а на фазе спада может приобретать большие положительные значения, что свидетельствует об увеличении $f_{peak} \cdot f_{peak} > f$. Такое увеличение может происходить по двум причинам: из-за уплощения энергетического спектра излучающих электронов и из-за роста плотности плазмы во вспышечной петле вследствие испарения хромосферной плазмы.

Для проведения анализа были использованы данные наблюдений радиогелиографа Нобеля с высоким угловым разрешением (10"–5" на 17 и 34 ГГц соответственно) и спутника GOES, принимающего тепловое рентгеновское излучение в двух каналах интенсивности (1–8Å и 0,5–4Å). Всего проанализировано 11 событий.

Для количественного анализа наклона спектра микроволнового излучения был введен параметр α , рассчитанный по данным о потоках F_{17} и F_{34} на 17 и 34 ГГц:

$$\alpha = \frac{\ln(F_{34}/F_{17})}{\ln(34/17)}. \quad (2)$$

Параметр α является приближением спектрального индекса. Пример анализа спектральной эволюции показан на рисунке для события 16 мая 2005 года.

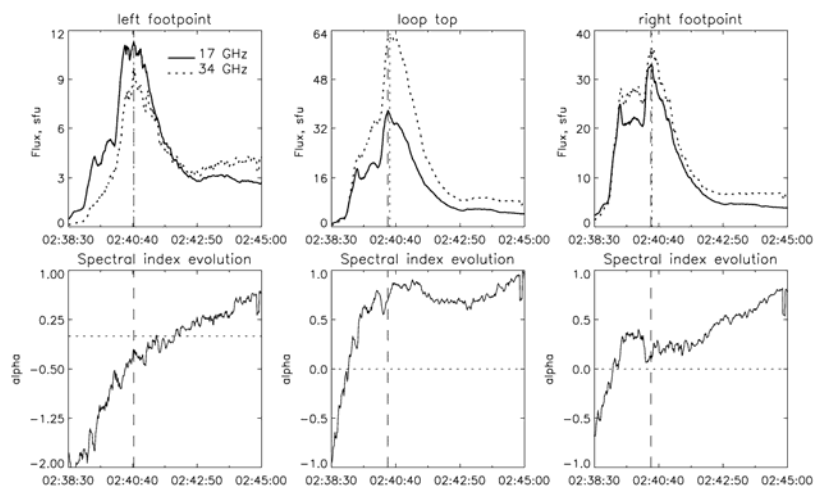


Рис.

На верхней панели представлены временные профили потоков радиоизлучения из участков петли размером $10'' \times 10''$, расположенных в вершине и основаниях вспыхивающей петли. На нижней панели – соответствующие временные профили спектрального индекса. Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты максимума радиоизлучения на 17 ГГц. Хорошо видно, как во всех участках вспыхивающей петли α растет на фазе роста и продолжает расти на фазе спада. Отметим, что величина α приобретает положительные значения на фазе максимума всплеска и продолжает увеличиваться на фазе спада, достигая значений 0.5-1. Этот факт невозможно объяснить эффектом самопоглощения, так как на фазе спада оптическая толщина источника должна уменьшаться, приводя тем самым, наоборот, к уменьшению α [2]. Между тем такое поведение α вполне возможно в случае значимого подавления Раина. Диагностика плазмы по данным GOES о тепловом рентгеновском излучении показала, что концентрация плазмы внутри вспыхивающей петли достигала $n_0 \approx 2 \cdot 10^{11}$ эл/см³. Этого вполне достаточно, чтобы обеспечить сильное подавление Раина на частотах порядка 17 ГГц.

Итак, в работе обнаружено влияние высокой плотности плазмы на спектральную эволюцию микроволнового излучения вспыхивающих петель. Выявлено 6 вспыхивающих, в которых низкочастотный завал спектра можно объяснить эффектом Разина.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-39029, 07-02-01066.

[1] Разин В.А. //Известия вузов. Радиофизика. 1960. Т.3. С. 584.

[2] Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. // Astrophys. J. 2006.

АНАЛИЗ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФРАКТАЛЬНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ

М.Ю. Коптев, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

Одним из быстро развивающихся направлений современной теории и практики антенн является изучение свойств антенных систем с нелинейными элементами искусственного или естественного происхождения. Присутствие в антенне элементов, обладающих нелинейными вольт-амперными характеристиками, может приводить к генерации нелинейных продуктов, т.е. токов и излучения на гармониках основной частоты (при монохроматическом сигнале) и на комбинационных частотах (при полигармонических сигналах) [1, 2]. В ряде случаев возникает задача создания малогабаритных резонансных нелинейных рассеивателей (НР). Одним из возможных вариантов таких НР являются антенны с фрактальной геометрией. Фрактальные антенны находят широкое применение в современных системах радиосвязи и радиолокации [3, 4]. Некоторые результаты экспериментальных исследований фрактальных НР приведены в [5].

В данной работе на основе метода рядов Вольтерра рассмотрена задача о рассеянии электромагнитных волн фрактальными НР, представляющими собой несимметричные электрические вибраторы в форме двух первых итераций кривой Коха. В качестве нагрузки антенн взят полупроводниковый диод с вольт-амперной характеристикой вида

$$i = \frac{1}{R_0}u + C_0 \frac{du}{dt} + \beta u^2 + \gamma \frac{du^2}{dt}, \quad (1)$$

где величины R_0 и C_0 – параметры, характеризующие линейную часть нагрузки, а коэффициенты β и γ описывают нелинейность. Предполагалось, что НР находится в поле двух монохроматических электромагнитных волн с частотами f_1 и f_2 .

Применение метода рядов Вольтерра позволило свести задачу к анализу двух эквивалентных схем рассеивателя, изображенных на рис. 1, 2.

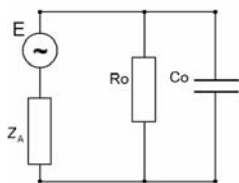


Рис. 1

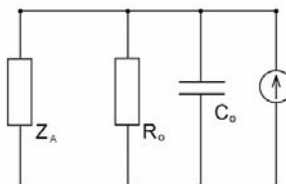


Рис. 2

На первом этапе с использованием схемы, показанной на рис. 1, определялись напряжения на нагрузке на частотах f_1 и f_2 . Далее, с учетом соотношения (1), рассчитывался ток в нагрузке на суммарной частоте $f_1 + f_2$. На следующем этапе рассматривалась эквивалентная схема, приведенная на рис. 2, и проводились вычисления тока в антенне и излучаемой мощности на суммарной частоте. Выражение для тока в антенне на частоте $f_1 + f_2$ имеет вид:

$$I(f_1 + f_2) = \frac{Z_L(f_1)Z_L(f_2)Z_L(f_1 + f_2)\{\beta + i\gamma(f_1 + f_2)\}e_1(f_1)e_1(f_2)}{[Z_A(f_1) + Z_L(f_1)][Z_A(f_2) + Z_L(f_2)][Z_A(f_1 + f_2) + Z_L(f_1 + f_2)]}. \quad (2)$$

Здесь $Z_L(f)$ – импеданс линейной части нагрузки, $Z_A(f)$ – входной импеданс антенны, $e_1(f)$ – ЭДС, наводимая в антенне на частоте f . Расчеты входного импеданса, ЭДС и излучаемой мощности для антенн с фрактальной геометрией проводились численными методами.

В результате численных расчетов установлено, что фрактальные НР при тех же габаритах имеют более низкие резонансные частоты по сравнению с НР простой геометрии, что находится в соответствии с результатами измерений, приведенными в работе [5]. Проанализирована зависимость мощности, излучаемой НР на комбинационной частоте, от частот зондирующих волн f_1 и f_2 . Определены оптимальные значения указанных частот, при которых мощность максимальна.

- [1] Шифрин Я.С.// Зарубежная радиоэлектроника. 1997, № 4. С. 33.
- [2] Горбачев А.А., Чигин Е.П.// Нелинейный мир. 2003. Т.1, № 1-2. С. 28.
- [3] Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. М.: Логос, 2002. 664 с.
- [4] Werner D.H., Ganguly S.// IEEE Antennas Propagat. Magazine. 2003. V.45, No.1. P. 38.
- [5] Яшнов В.А.// Нелинейный мир. 2004, №. 5-6. С. 349.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОЙ РАДИОВОЛННОЙ ВБЛИЗИ ЭЛЕКТРОННЫХ ГИРОГАРМОНИК

С.М. Грач^{1,2)}, Е.Н. Сергеев²⁾, С.Е. Смышляев¹⁾, Т.Ш. Рязанов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

Представлены результаты анализа данных экспериментов 1999-2001 гг. по многочастотному доплеровскому зондированию F -области ионосферы, возмущенной мощным радиоизлучением с частотами, близкими к гармоникам электронной циклотронной частоты nf_{ce} ($n=4, 5, 6$). В эксперименте мощная радиоволна обыкновенной поляризации излучалась в течение 30-60 сек. с периодом повторения 5 минут вертикально вверх с частотой f_0 , близкой одной из гирогармоник. После 2-3 циклов воздействия частота мощной волны менялась с шагом 10-30 кГц. Соотношение между f_0 и nf_{ce} можно оценить с достаточно высокой точностью по виду спектров искусственного радиоизлучения ионосферы [1], которые измерялись в процессе воздействия. В течение всего эксперимента регистрировались сигналы отражённых от ионосферы пробных волн на восьми частотах f_i ($i=1, \dots, 8$), выбранных таким образом, чтобы высоты их отражения z_i перекрывали интервал от уровня выше точки отражения $[f_0 = f_{pe}(z)]$ до уровня ниже верхнего гибридного резонанса $[f_0 = (f_{pe}(z)^2 + f_{ce}^2)^{1/2}]$ мощной волны. Здесь f_{pe} – плазменная частота, z – высота. В процессе анализа оценивался доплеровский сдвиг частоты пробных волн $f_{Di}(f_i, t)$, который определяется изменением во времени электронной концентрации $N(t, z)$ вдоль траектории распространения волны, а также доплеровский набег фазы ϕ_i с момента включения мощной волны t_0 , определяющий интегральное изменение концентрации:

$$f_{Di}(t) = -\left(2f_i/c\right) \frac{d}{dt} \left(\int_0^{z_i(t)} n(N(z, t)) dz \right), \quad \phi_i = 2\pi \int_{t_0}^t f_{Di}(t) dt, \quad (1)$$

где n – показатель преломления пробной волны. При достаточно большом числе частот пробных волн выражение (1) можно использовать для вычисления вариаций высотного профиля электронной концентрации $N(z)$. Как известно, уменьшение $N(z)$ отвечает $f_{Di} < 0$, увеличение – $f_{Di} > 0$.

Всего было проведено пять серий экспериментов: 14.09.1999 г. и 24.09.2000 г. при $f_0 \sim 5f_{ce}$, 6610 кГц $< f_0 < 6700$ кГц; 22.05.2001 г. и 24.05.2001 г. при $f_0 \sim 6f_{ce}$, 7890 кГц $< f_0 < 8100$ кГц; 22.05.2001 г. при $f_0 \sim 4f_{ce}$, 5310 кГц $< f_0 < 5490$ кГц. В экспериментах преобладали положительные доплеровские сдвиги, значения $f_{Di} < 0$ наблюдались всего в двух сеансах воздействия 22.05.2001 г. при отражении пробных волн в области верхнего гибридного резонанса. Поскольку в сеансах с $f_{Di} > 0$ существенной зависимости f_{Di} от f_i обнаружено не было, вычислялся средний по всем пробным волнам доплеровский набег фазы $\phi_{max} = \langle \phi_i \rangle$ в каждом сеансе за время воздействия. Зависимости ϕ_{max} от $f_0 - n f_{ce}$ для экспериментов 22.05.2001 г. при $f_0 \sim 4f_{ce}$ и

14.09.1999 г. при $f_0 \sim 5f_{ce}$ приведены на рис. 1 и 2. Видно, что ϕ заметно нарастает при $f_0 > nf_{ce}$. Аналогичная ситуация имела место и в остальных экспериментах.

При воздействии на ионосферу причинами изменения N могут служить: а) вытеснение плазмы из области возбуждения параметрических неустойчивостей в F -области за счет нагрева ионосферной плазмы продольными волнами (в этом случае $f_{Di} < 0$), б) дополнительная ионизация нейтральной составляющей ионосферы электронами, ускоренными плазменными волнами ($f_{Di} > 0$), и в) нарушение ионизационно-рекомбинационного баланса в нижней ионосфере за счет уменьшения коэффициента рекомбинации при нагреве ($f_{Di} > 0$) [2].

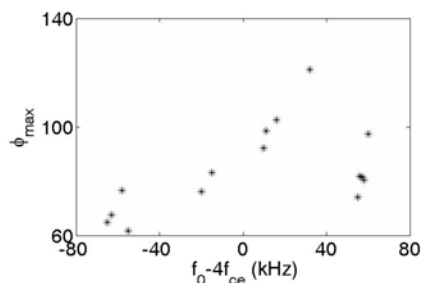


Рис. 1

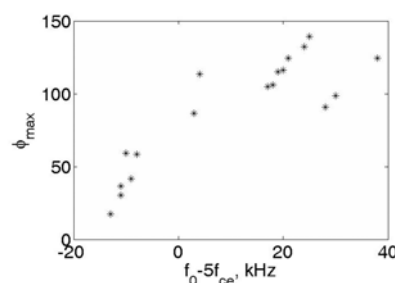


Рис. 2

Обнаруженная зависимость ϕ_{max} от $(f_0 - nf_{ce})$ не может быть связана с нарушением ионизационно-рекомбинационного баланса в нижней ионосфере, поскольку мощная волна обыкновенной поляризации при своем распространении через нижнюю ионосферу не испытывает какого-либо влияния кратных гирорезонансов [3].

Таким образом, резкое увеличение доплеровского набегу фазы пробных волн может объясняться только существенно более эффективным ускорением электронов и, следовательно, дополнительной ионизацией ионосферной плазмы при $f_0 > nf_{ce}$ по сравнению со случаями $f_0 \approx nf_{ce}$ и $f_0 < nf_{ce}$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-17334 и 07-02-00464.

- [1] Leyser T.B. // Space Sci. Rev. 2001. V.98, No.3–4. P.223.
- [2] Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. //Итоги науки и техники. Сер.: Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. М.: ВИНТИ, 1989.
- [3] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.