

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

КИНЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИПОЛЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Д.Д. Бареев, В.Г. Гавриленко

Нижегородский госуниверситет

В работе рассматривается кинетическая теория излучения электромагнитных волн диполем, находящимся в движущейся замагниченной плазме (электронная циклотронная частота много больше других частот). Пусть бесстолкновительная электронная плазма однородной концентрации движется со скоростью v вдоль сильного однородного магнитного поля, направленного по оси OZ . Полагая, что тепловой разброс электронов по скоростям подчиняется распределению Максвелла, и рассматривая плазму как одноосный кристалл, можно получить следующее дисперсионное уравнение [1]:

$$k_x = \sqrt{\varepsilon \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \right)}, \quad \varepsilon = 1 + \left(\frac{\omega_p}{k_z v_T} \right)^2 \left[1 + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tilde{\omega}}{k_z v_T} W \left(\frac{\tilde{\omega}}{\sqrt{2} k_z v_T} \right) \right], \quad (1)$$

где $W(s) = e^{-s^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{\tau^2} d\tau \right)$, $\tilde{\omega} = \omega - k_z v$, ω_p – плазменная частота электронов,

v_T – их тепловая скорость.

На рис. 1 показана зависимость $-\partial k_x / \partial k_z$ от k_x в холодном приближении и обозначены волны, которые мы будем далее рассматривать. Для волн 0, 1, 4 учет теплового движения электронов не играет заметной роли, их поведение хорошо описывается в холодном приближении. Для нас интерес представляют волны 2 и 3 при стремлении угла θ , направления групповой скорости волны, к нулю. Вычислим зависимости реальной и мнимой частей k_z и k_x от угла θ , отсчитываемого от оси OZ , в области синхронизма, где $\omega \approx k_z v$ (2 и 3 волна).

Для этого решим уравнение $\frac{\partial k_x}{\partial k_z} = -ctg\theta$, кото-

рое означает, что групповая скорость направлена под углом θ к оси OZ . В результате получаем, что при приближении угла к нулю мнимая часть волнового вектора \mathbf{k} существенно возрастает. Данный результат можно получить только при кинетическом расчёте, когда диэлектрическая проницаемость записывается в виде (1). Далее согласно [2], посчитаем амплитуды волн:

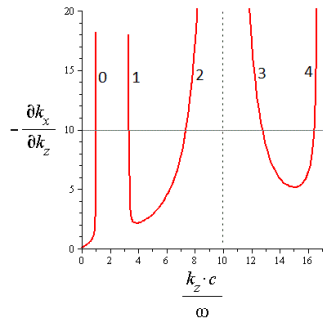


Рис. 1

$$E_x = \frac{k_z}{2\pi\omega} \sqrt{\frac{-2\pi}{\partial^2 k_x / \partial k_z^2}} \frac{1}{r \sin\theta} \sqrt{k_x} e^{-ik\rho}$$

Вблизи резонансных конусов, где $\frac{\partial^2 k_x}{\partial k_z^2} = 0$, будем искать амплитуды волн, используя выражение, полученное для асимптотического разложения интеграла от быстро осциллирующей функции с двумя седловыми точками [3].

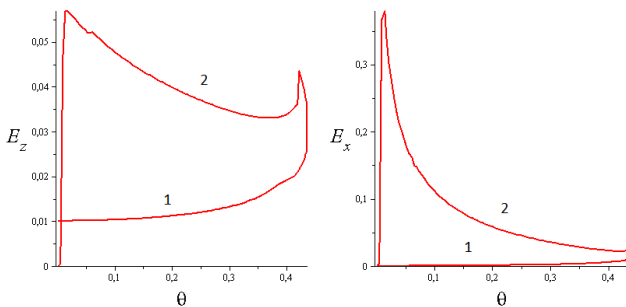


Рис. 2

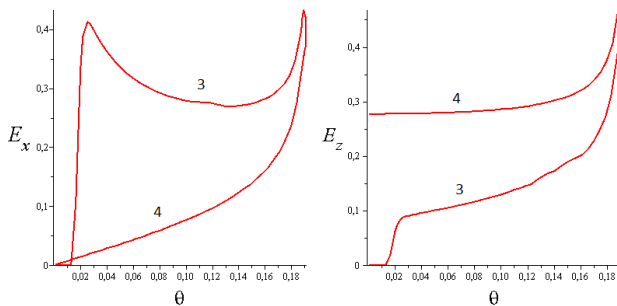


Рис. 3

На рис. 2 показаны зависимости E_x , E_z от угла θ для волн с $\text{Re } k_z < \omega/v$. На рис. 3 показаны графики, аналогичные графикам на рис. 2 для волн с $\text{Re } k_z > \omega/v$. Амплитуды волн 1, 4 вычислялась в холодном приближении.

Таким образом, мы видим, что амплитуда поля волн с $\text{Re}(k_z)$ ближе всех расположенных к ω/v затухает при приближении угла к нулю, т.е. когда $\omega - \text{Re}(k_z)v \rightarrow 0$.

[1] Гавриленко В.Г., Зелексон Л.А. // Физика плазмы. 1980. Т.6. № 5. С. 1046.

[2] Гавриленко В.Г., Зайцев С.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27. №7. С. 892.

[3] Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1. – М.: Мир, 1978, 547 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

Исследованию рассеяния волн различной природы на статистически неровной поверхности посвящена весьма обширная литература (см., например, [1]). Важное практическое значение имеет случай, когда волны распространяются под скользящими углами к поверхности с крупномасштабными неровностями. В этом случае теоретический анализ статистических характеристик рассеянных волн сильно затруднен из-за наличия многократного рассеяния и затенения участков поверхности неровностями [1]. В докладе предлагается решение этой задачи путем статистического моделирования методом Монте-Карло.

Случайная поверхность представляется в виде горизонтальной подстилающей плоскости, на которой хаотически с однородной средней плотностью располагаются отражающие неоднородности со случайной высотой h . Излучение некогерентного источника моделируется потоком корпускул с однородной угловой плотностью в горизонтальной плоскости и в заданном интервале углов $\Delta\theta$ в вертикальной. После прохождения корпускулой случайного горизонтального расстояния l , плотность вероятности которого $P(l)$ распределена по закону Пуассона $P(l) = \exp(-l/\langle l \rangle)$, где $\langle l \rangle$ – средняя горизонтальная длина свободного пробега, происходит акт рассеяния. Если конечная точка прямолинейной траектории частицы после предыдущего акта рассеяния находится ниже случайной высоты неоднородности h , происходит случайное отклонение направления движения на угол α в вертикальной плоскости от зеркального по отношению к горизонтальной плоскости (при движении частицы сверху вниз) или от первоначального направления (при движении снизу вверх). Эти отклонения происходят на малые углы и моделируют отражения от плавных пологих неровностей. Потери энергии при каждом отражении учитываются коэффициентом отражения по мощности $R < 1$. Законы распределения случайных высот h и углов отклонения α выбираются гауссовыми со стандартами σ_h, σ_α . Кроме того, предусмотрены ограничения $|h| < h_m, |\alpha| < \alpha_m$. В данной модели предполагается, что средняя горизонтальная длина свободного пробега равна среднему горизонтальному размеру неровностей.

На рисунке изображены зависимости усредненной плотности энергии, нормированной на значение для гладкой поверхности, от нормированного расстояния для следующих значений параметров задачи. Здесь z_s и z_r – высоты источника и приемника, $R = 0,7, \Delta\theta = 3^\circ, \theta_0 = 0^\circ, \sigma_\alpha = 0,1, \alpha_m = 1, \sigma_h = 0,05\langle l \rangle, h_m = 0,2\langle l \rangle$. Кривая 1: $z_s = 0,3\langle l \rangle, z_r = (0,3 - 0,302)\langle l \rangle, \lambda = 0,0000001\langle l \rangle$; кривая 2: $\lambda = 0,001\langle l \rangle$; кривая 3: $z_s = 0,1\langle l \rangle, z_r = (0,1 - 0,102)\langle l \rangle, \lambda = 0,001\langle l \rangle$; кривая 4: $\lambda = 0,0000001\langle l \rangle$;

кривая 5: $z_s = 0,05 \langle l \rangle$, $z_r = (0,05 - 0,052) \langle l \rangle$, $\lambda = 0,001 \langle l \rangle$; кривая 6: $\lambda = 0,0000001 \langle l \rangle$.

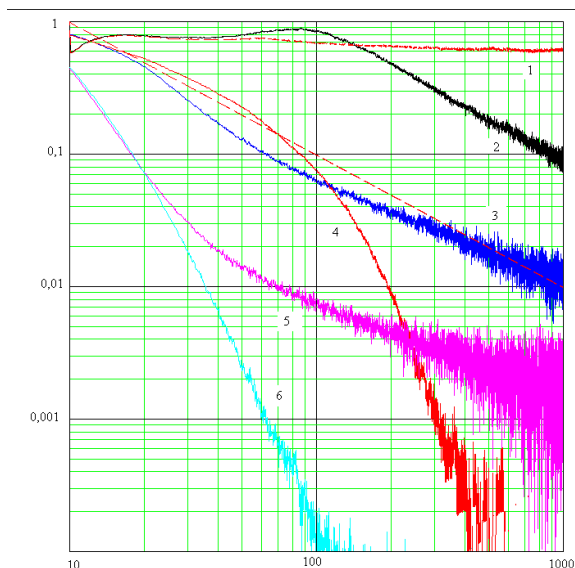


Рис.

Важное свойство всех полученных зависимостей состоит в том, что они практически не меняются при изменении стандарта флуктуаций угла рассеяния в горизонтальной плоскости σ_β . Это обстоятельство, очевидное для усредненной энергии, созвучно тому, что при решении задачи о распространении волны вдоль неоднородной поверхности с пологими неровностями методом параболического уравнения часто учитывается только отклонение волн в вертикальной плоскости. Расчеты показывают, что угловое распределение принимаемой мощности в горизонтальной плоскости расширяется при увеличении σ_β .

Разработанный алгоритм численного расчета методом Монте Карло статистических характеристик некогерентного излучения при рассеянии на шероховатой поверхности дает известные результаты при отсутствии затенений и позволяет исследовать влияние затенений и дифракции при скользящем распространении волн.

[1] Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – Наука, 1972, 424 с.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СИГНАЛА В ХАОТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

В.Г. Гавриленко, М.С. Жуков

Нижегородский госуниверситет

Численное моделирование метода оптической диффузионной рефлектометрии (ОДР) является актуальным для задач биомедицинской диагностики и функционального имиджинга головного мозга [1]. Для численного моделирования распространения излучения в сильно рассеивающей и неоднородно поглощающей среде использовался метод Монте-Карло [2] – метод статистических испытаний, основанный на многократном расчете случайных траекторий фотонов в исследуемой среде [1].

Моделировались неоднородная среда с макроскопическими параметрами, соответствующими параметрам головного мозга человека [3]. Структура промоделированной неоднородной среды изображена на рис. 1. И – источник, П – приемник, h_1 – толщина слоя №1 (черепа) с коэффициентом поглощения μ_{a1} , h_2 – толщина слоя №2 с коэффициентом поглощения μ_{a2} , а h_s – глубина его залегания, μ_{a0} – показатель поглощения в остальной среде, μ_s – показатель рассеяния во всей среде, g – фазовая функция рассеяния во всей среде. Накопленные данные о длинах траекторий фотонов позволяли сформировать функцию распределения фотонов по путям пробегов. Данная функция фактически представляет собой профиль рассеянного импульса, поскольку время пробега t отдельного фотона в среде пропорционально оптической длине его пути. На основании полученной функции распределения рассчитывались первый и второй статистические моменты, определяющие, соответственно, среднее время запаздывания фотона $\langle t \rangle$ и ширину рассеянного импульса. Показано, что вариация глубины залегания слоя №2 влияет на форму импульса (рис. 2, а). Вариация показателя поглощения слоя №2 также приводит к изменению формы импульса (рис. 2, б). Однако в реальном эксперименте сложно обнаружить данную область, т.к. сильно влияние шумов. Эти результаты являются актуальными для задач биомедицинской диагностики и функционального имиджинга головного мозга.

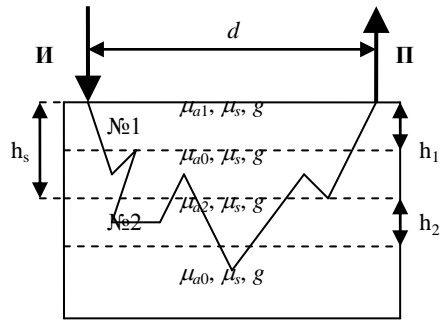


Рис. 1

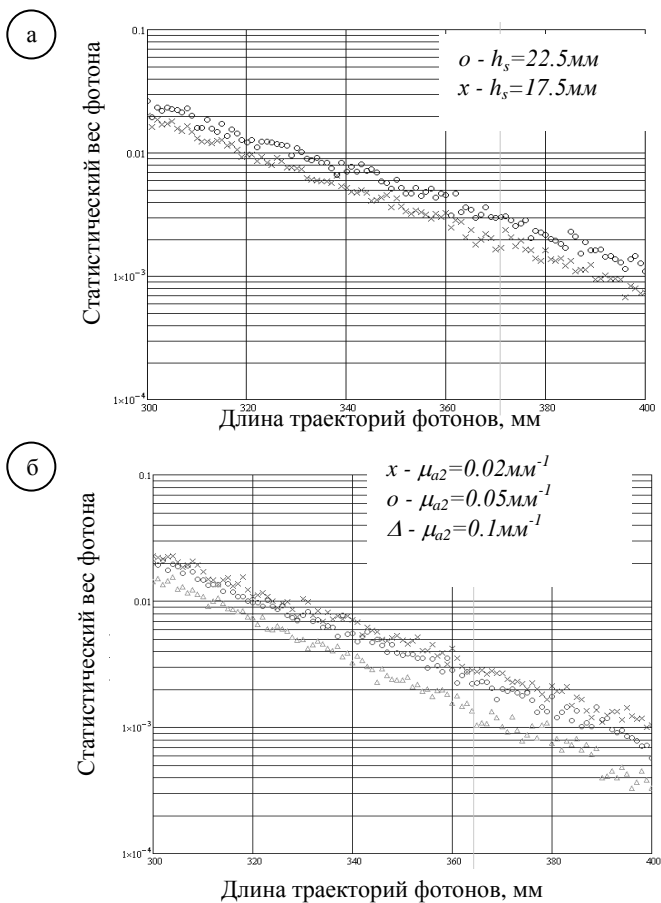


Рис. 2

- [1] Жуков М.С., Сергеева Е.А. // В кн.: Тр. XIV-й научн. конф. по радиофизике. /Ред. А.В.Якимов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С.175.
- [2] Кандидов В.П. // УФН. 1996. Т.166. С.1309.
- [3] Tuchin V.V. Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis. – Bellingham, WA, USA: SPIE Press, 2000.

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ВОЗМУЩЕННОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ НАД СТЕНДОМ «СУРА» С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ В ЛИНИИ 630 НМ

С.М. Грач^{1,2)}, А.С. Исхаков¹⁾, В.В. Клименко^{1,3)}, А.В. Шиндин^{1,2)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

³⁾Институт прикладной физики РАН

В работе кратко изложены предварительные результаты исследований генерации искусственного оптического излучения ионосферы под действием мощного КВ радиоизлучения стенда «Сура», выполненных 3–11 сентября 2010 г. Измерения проводились с помощью фотометрического комплекса, созданного в 2005–2010 гг. на стенде «Сура», включающего в себя набор фотометров и цифровую ПЗС камеру S1C/079-FP(FU) со светофильтрами на различные длины волн. Оптическое свечение ионосферы в красной линии с длиной волны $\lambda = 630$ нм связано с излучением возбужденных атомов кислорода $O(^1D)$. Возбужденные атомы возникают в результате двух причин: а) диссоциативной рекомбинации с участием электронов и ионов молекулярного кислорода и б) возбуждения атомов кислорода, находящихся в основном состоянии, при столкновениях с электронами с энергией, превышающей потенциал возбуждения уровня $O(^1D)$ $I=1,96$ эВ. Поэтому нагрев электронов при воздействии мощных радиоволн на F -слой ионосферы оказывает двойное влияние на яркость свечения. Уменьшение коэффициента рекомбинации с ростом температуры должно приводить к уменьшению концентрации возбужденных атомов $[O(^1D)]$ и, соответственно, уменьшению яркости, тогда как увеличение числа электронов с энергией $\varepsilon > I$ при нагреве – к увеличению $[O(^1D)]$ и яркости свечения. Появление электронов с $\varepsilon > I$ связано с их ускорением плазменными волнами, возбужденными мощной волной O -поляризации.

В экспериментах 3–11 сентября 2010 г. воздействие на ионосферу осуществлялось на частотах $f_0 = 4375$ и 4740 кГц (3–10 сентября 2010 г.) в режиме чередования непрерывного излучения волны накачки (ВН) в течение 2 минут и импульсного воздействия с высокой скважностью (~ 50) в течение 4 минут. Пиковая эффективная мощность излучения стенда «Сура» варьировалась в пределах от 60 до 100 МВт.

В процессе анализа данных измерений свечения в красной линии атомарного кислорода с длиной волны $\lambda = 630$ нм, полученных с помощью камеры S1C/079-FP(FU) установлено следующее. При вертикальном воздействии пятно искусственного свечения имеет вид разнесенных в пространстве и вытянутых вдоль проекции геомагнитного поля на плоскость камеры полос с поперечным угловым размером $\sim 2^\circ$ (~ 8 – 10 км на высоте ~ 250 км). При увеличении высоты отражения мощной волны пятно свечения смещается к северу. Это видно на рис. 1, где приведены портреты ночного неба в красной линии, зарегистрированные 05.09.10 в 22:26:45 LT (слева) и 03.09.10 в 21:51:00 LT в конце двухминутных циклов воздействия; высоты отражения составляли 250 км и 280 км соответственно. На рисунке черная

окружность – проекция диаграммы направленности стэнда на небосвод, пунктирные линии показывают направления север-юг (внизу) и восток-запад (справа) в геомагнитных координатах. Экспозиция одного кадра – 15 с, произведено вычитание фоновых кадров, зарегистрированных перед началом воздействия, и сглаживание шумов. Яркость дана в единицах АЦП камеры. В ряде экспериментов наблюда-

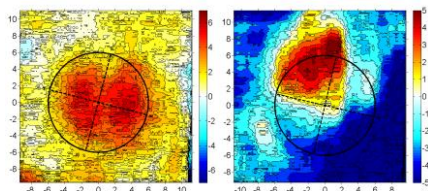


Рис. 1

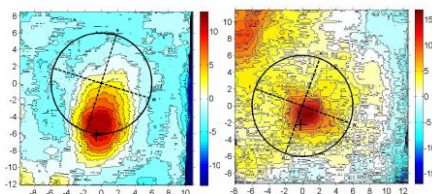


Рис. 2

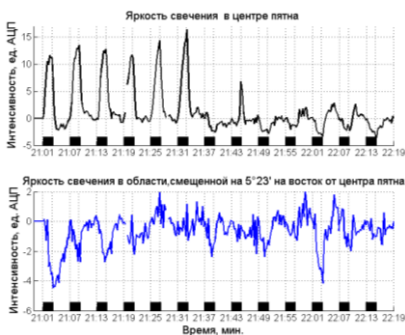


Рис. 3

лось также перемещение стратов на восток со скоростью порядка 10 м/с.

При наклоне диаграммы направленности стэнда на юг в направлении геомагнитного поля на 12° и 16° (наклон магнитного поля к вертикали составляет $18,5^\circ$) пятно свечения имеет симметричную форму и расположено вблизи направления магнитного зенита. Это хорошо видно на рис. 2, где приведены портреты, зарегистрированные 08.09.10 в 21:15:00 (слева, наклон диаграммы 12°) и 10.09.10 в 22:33:00 (16°).

При уменьшении критических частот ионосферы до значений, на 0,5 МГц превышающих рабочую частоту стэнда, наблюдалась смена генерации искусственного свечения на подавление уровня естественного свечения ночного неба. Кроме того, во время генерации искусственного свечения, на периферии возмущенной области в экспериментах сентября 2010 г. впервые наблюдалось подавление уровня естественного свечения. Этот факт проиллюстрирован на рис. 3, где приведен временной ход яркости свечения для эксперимента 08.09.10. Черные квадраты на рисунке – периоды излучения стэнда «Сура».

Более подробно с полученными данными и их возможной интерпретацией можно ознакомиться в [1, 2].

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-01150 и 11-02-00125.

- [1] Грач С.М. и др. //Сб. докладов XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн». 2011. Т 2. С. 214.
- [2] Клименко В.В. и др. //Сб. докладов XXIII Всероссийской конференции «Распространение радиоволн». 2011. Т 2. С. 239.

ДИАГНОСТИКА ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА КОРОТКИХ РАДИОТРАССАХ

И.А. Болотин¹⁾, В.Л. Фролов¹⁾, А.Д. Акчурин²⁾, Е.Ю. Зыков²⁾, К.М. Юсупов²⁾

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾Казанский (Приволжский) федеральный университет

Данная работа является результатом нагревной кампании на стенде Сура 18–26 августа 2010 года. Нагревным стендом «Сура», расположенным в 100 км к востоку от г. Н. Новгород (координаты стенда: $\phi = 56,15$ с.ш., $\lambda = 46,1$ в.д.), осуществлялось возбуждение искусственных ионосферных неоднородностей. В качестве диагностического оборудования использовался модифицированный ионозонд «Циклон», расположенный на территории загородной лаборатории физического факультета Казанского (Приволжского) государственного университета (её координаты: $\phi = 55,85$ с.ш., $\lambda = 48,81$ в.д.) [1]. Ионозонд работал в режиме съёма ионограмм (рис. 1) с периодичностью 1 мин. В паузу между съёмом ионограмм ионозонд автоматически переводился в режим импульсного излучения последовательно на 10 фиксированных частотах (пример сонограммы для одной из частот изображён на рис. 2).

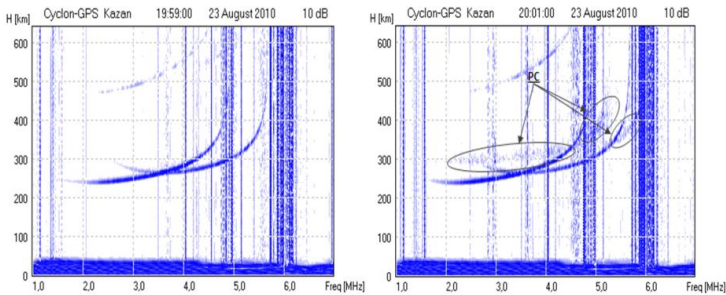


Рис. 1

Расстояние от ионозонда до стенда «Сура» составляет 170 км. Особенностью трассы «Сура» – ионозонд является то, что плоскость зондирования практически перпендикулярна плоскости геомагнитного меридиана, проходящей через нагревный стенд. Поэтому условие обратного рассеяния радиоволн сводится фактически к условию, что в области рассеяния волновой вектор падающей волны должен быть горизонтален, что соответствует положению максимума траектории луча. Всё это позволяет заметно упростить траекторные расчёты, используя для оценок закон Снеллиуса и теорему Брейга-Тьюва, а также приближение плоскостной среды, что вполне оправдано для такой короткой трассы.

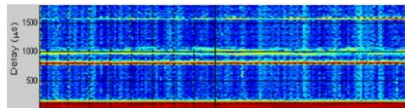


Рис. 2

По использованию описанной методики можно сделать следующие выводы.

- Реализована возможность диагностики неоднородностей с $l_{\perp} \approx 50\text{--}200$ м в интервале высот 130–300 км.
- Рефракционные эффекты играют существенную роль, влияя на характеристики рассеянного сигнала, и это необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.
- Характерные времена развития рассеянных сигналов составляют от ~ 5 с до 1–2 мин. Время релаксации рассеянных сигналов также изменяется в широких пределах от десятков секунд до нескольких минут. Проявляется заметный overshoot-эффект. Всё это указывает на то, что в формировании рассеянного сигнала участвуют разные части возмущённой области (ВО).

Продемонстрируем теперь использование описанной техники для решения задачи гирогармонического нагрева, т.е. нагрева, при котором частота волны накачки (ВН) близка к nf_{ce} (f_{ce} – гирочастота электронов, $n = 4$). Описываемый далее эксперимент был проведён 26 августа 2010 г. с 16:00 до 17:36 мск. Нагревный стенд «Сура» излучал мощные радиоволны O -поляризации последовательно на частотах $f_{\text{ВН}} = 5425, 5445, 5465, 5485, 5465$ кГц и т.д. с длительностью излучения 90 с на каждой из частот. Диапазон частот ВН был выбран таким образом, чтобы в каждом цикле их изменения значение $f_{\text{ВН}}$ проходило через частоту четвёртой гармоники гирочастоты электронов, которая во время эксперимента уменьшалась в среднем от 5465 до 5425 кГц. Положение самой гирогармоники электронов в области взаимодействия ВН с плазмой определялось по подавлению генерации главного спектрального максимума DM (downshifted maximum) в спектре искусственного радиоизлучения в области двойного резонанса [2].

Во время рассматриваемого здесь эксперимента по гирогармоническому нагреву ионосферы рассеяние на частотах 2–4 МГц наблюдалось не регулярно (в частности, из-за сильного влияния на характеристики рассеяния спорадического слоя E , который периодически появлялся на ионограммах), поэтому здесь мы ограничимся только анализом данных, полученных в диапазонах частот 5,4–7,0 МГц. На их основе можно сделать следующие выводы.

1. Достаточно чётко прослеживается зависимость интенсивности рассеяния от соотношения $f_{\text{ВН}}$ и $4f_{ce}$ с наибольшим ослаблением при $\delta f = -(10 \div 30)$ кГц.

2. С уменьшением интенсивности рассеяния наблюдалось увеличение времён развития неоднородностей.

Выполненные исследования продемонстрировали широкие возможности, которые открывает использование коротких радиотрасс для локации искусственных ионосферных неоднородностей с масштабами $l_{\perp} \approx 50 \div 200$ м на основе обычной техники вертикального зондирования ионосферы.

- [1] Акчурин А.Д., Юсупов К.М. // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. «Информатика. Телекоммуникации. Управление». 2010, вып.5 (108). С.49.
- [2] Frolov V.L., Sergeev E.N., Ermakova E.N., Komrakov G.P., and Stubbe P. // Geophys. Res. Lett. 2001. V.28, No.16. P.3103.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАСТИНЫ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ ПОВЕРХНОСТНЫМ ТОКОМ

С.В. Тумакова, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

В последние годы ведутся активные исследования в области теории излучения и распространения электромагнитных волн в средах, относительная диэлектрическая ε и магнитная μ проницаемости которых одновременно принимают отрицательные значения. Такие среды называют средами с отрицательной рефракцией, метаматериалами, левыми средами. Задачи распространения электромагнитных волн в таких средах были впервые рассмотрены В.Г. Веселаго. Опубликовано большое число работ, связанных с исследованием характеристик нормальных волн, распространяющихся в волноводах, изготовленных с применением метаматериалов. Однако вопросы возбуждения собственных мод таких волноводов исследованы недостаточно подробно. Можно лишь отметить работы [1, 2], где решены задачи о возбуждении полупространства, заполненного метаматериалом.

В данной работе рассмотрено возбуждение пластины толщиной a из метаматериала с отрицательными значениями ε_1 и μ_1 , расположенной на металлической подложке, поверхностным током вида:

$$\vec{j} = j_y \vec{e}_y = j_0 e^{ik_0 h x} \delta(z-a) \vec{e}_y, \quad (1)$$

где j_0 – амплитуда тока, k_0 – волновое число в вакууме, \vec{e}_y – единичный орт оси y , $\delta(z-a)$ – дельта-функция. Формула (1) разделяет волну тока, бегущую вдоль оси x со скоростью $v=c/h$. Геометрия задачи показана на рис. 1.

Рассмотрим возбуждение поверхностных ТЕ-мод, поле которых локализовано вблизи границы $z=a$. Дисперсионное уравнение для поверхностных ТЕ-мод имеет вид:

$$\text{th}(k_0 \kappa_1 a) + \frac{\mu_2 \kappa_1}{\mu_1 \kappa_2} = 0, \quad (2)$$

где $\kappa_{1,2} = \sqrt{h^2 - \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$.

В качестве примера на рис. 2 приведены зависимости постоянной распространения нормальной волны от параметра $k_0 a$ для различных значений относительных диэлектрической и магнитной проницаемостей ε_1 и μ_1 . Кривая 1 соответствует значениям параметров $\varepsilon_1 = -0,5$; $\mu_1 = -2,0$, кривая 2: $\varepsilon_1 = -0,25$; $\mu_1 = -4,0$.

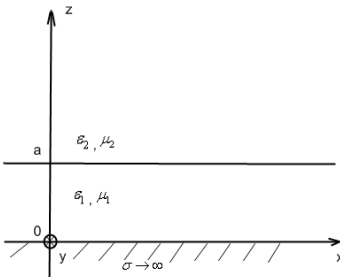


Рис. 1

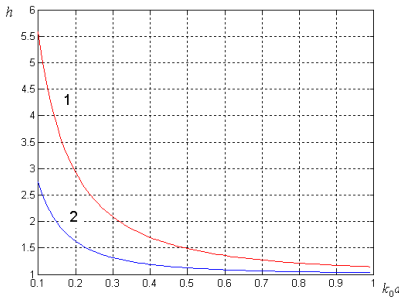


Рис. 2

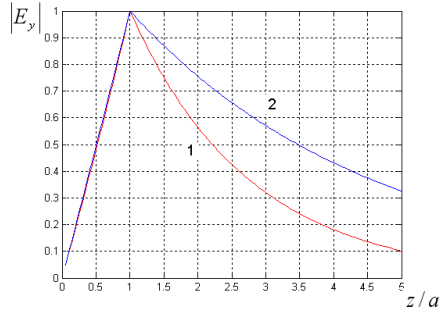


Рис. 3

Структура электрического поля для тех же значений ε_1 и μ_1 , что на предыдущем рисунке, показана на рис. 2 и 3. Видно, что уменьшение отношения μ_1/ε_1 приводит к замедлению волны и большей локализации поля вблизи поверхности пластины.

Получены выражения для мощности, переносимой поверхностной волной

внутри и вне пластины.

Зависимости мощностей

от параметра $k_0 a$ приве-

дены на рис. 4. Кривая 1

соответствует мощности,

переносимой волной вне

пластины, кривая 2 –

внутри пластины, кривая 3

– суммарной мощности.

Отметим, что направления

потока мощности внутри и

вне пластины противоположны.

Резонансный

характер зависимости

связан с совпадением

скорости волны тока и

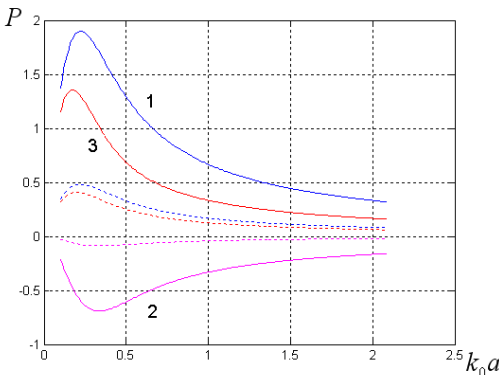


Рис. 4

возбуждаемой поверхностной волны.

[1] Shadrivov I.V., Ziolkowski R.W., Zharov A.A., Kivshar Yu.S. //Opt. Express. 2005. V.13, No.2. P.481.

[2] Alu A., Engbeta N. Microwaves and Optical Technology Lett. 2002. V.36, No.6. P.460.

КРУПНОМАСШТАБНАЯ МОДЕЛЬ НИЗКОЧАСТОТНОГО КОСМИЧЕСКОГО РАДИОФОНА

Ю.В. Токарев¹⁾, А.А. Шелепов²⁾

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾Нижегородский госуниверситет

Теплый диффузный ионизованный газ (электронная температура $T_e \approx (6-8) \cdot 10^3$ К), концентрация $N_e \approx 0,03-0,1$ см⁻³), занимающий 60–90% от объема межзвездной среды (МЗС) в слое с толщиной порядка 2 кпк вблизи галактического плана, существенно влияет на наблюдаемые характеристики низкочастотного космического радиоизлучения. На верхней границе гектаметрового диапазона из-за поглощения радиоволн МЗС становится оптически непрозрачной на масштабе толщины газового слоя, здесь же начинает проявляться подавление синхротронного излучения в плазме (эффект Разина). На предельно низких частотах $f \approx 100$ кГц, где космическое излучение теряется в плазменных шумах солнечного ветра, в спектре выживают только области горячего разреженного газа ($T_e \geq 10^5$ К, $N_e \leq 0,01$ см⁻³).

Имеющиеся сведения о спектре и угловой структуре радиофона на частотах $f < 1$ МГц получены с низким (дипольным) угловым разрешением на космических аппаратах (КА). Измеряется обычно индекс модуляции m , характеризующий амплитуду вариаций антенной температуры с периодом вращения КА и направление преимущественного прихода радиоволн [1–3]. Установлено, в частности, что в диапазоне от 1000 до 200 кГц индекс m меняется в пределах 12–20% с максимумом вблизи 500 кГц при монотонном уменьшении интенсивности фона $I(f)$ на 2 порядка (см. рис.).

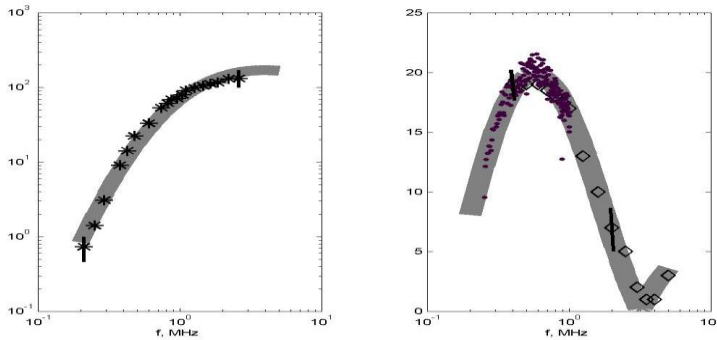


Рис.

Причина анизотропии низкочастотного радиофона остается, вообще говоря, неясной. В литературе ее связывают либо с радиоисточником с угловыми размерами порядка 70° вблизи северного (и/или южного) полюса Галактики, либо с предполагаемой упорядоченностью магнитного поля в локальной МЗС [4]. В настоящей работе рассматривается альтернативная возможность – неоднородность фона по галактической широте b из-за поглощения радиоволн в плоском газовом слое.

Предполагалось, как это принято при анализе низкочастотного радифона, что его источники можно разделить на расположенные в газовом диске и находящиеся за его пределами с функциями ослабления $I(f)$ из-за поглощения радиоволн соответственно в виде $(1 - \exp(-\tau))$ и $\exp(-\tau)$, где τ – оптическая толщина слоя. Для оценок τ использовались результаты обзора небосвода в линии H_{α} [5], указывающие, в частности, на отсутствие заметных вариаций меры эмиссии ионизованного газа по долготе l на широтах $|b| > 10^{\circ}$. При усреднении $I(f)$ по диаграмме диполя радифон также полагался однородным по l . В качестве основного упрощения синхротронная излучательная способность МЗС считалась изотропной. Относительный вклад внедисковой компоненты в полное излучение Галактики в направлении полюса h , доля теплого газа в объеме МЗС w , а также частота депрессии синхротронного излучения в плазме f_R вводились в качестве свободных параметров. Впервые согласование расчетов с наблюдениями производилось не только по спектру интенсивности, но и по индексу модуляции.

Результаты проведенного сопоставления в диапазоне 0,2÷5 МГц представлены на рисунке: левая панель – для $I(f)$ в направлении максимального излучения в единицах 10^{-22} Вт/м²-Гц-стер, правая – для $m(f)$ в процентах, по оси абсцисс – f в МГц. Экспериментальные данные для спектра $I(f)$ заимствованы из [1] (звездочки), для индекса модуляции – из [3] (ромбики); ошибки измерений указаны вертикальными отрезками. Оценки $m(f)$ на частотах ниже 400 кГц, полученные в [3] по данным единственного сеанса 06.05.97, на рисунке исключены как отягощенные побочными излучениями по линии Солнце–Земля (см. [6]). Точками на рис. приведены новые оценки $m(f)$ по данным наблюдений на КА WIND (<http://www.gsfc.nasa.gov/rad1>) с применением методики сепарации гелиосферных помех при совместном анализе сеансов с разной эклиптической долготой Солнца. Модельные расчеты представлены сплошными линиями, их ширина отвечает ошибкам измерений.

Оптимальное согласование расчетов с наблюдениями достигнуто при следующем наборе указанных выше параметров модели: $h = 0,8 \div 0,9$, $w = 0,9 \div 0,95$, $f_R = 0,6 \div 0,7$ МГц. Учет поведения $m(f)$ с переходом в километровый диапазон существенно ограничивает их допустимые пределы.

Полученные результаты представляют интерес для развития представлений о крупномасштабной структуре Галактики и о локальной межзвездной среде. Их подробное обсуждение будет приведено в более обширных публикациях.

- [1] Brown L.W. // *Astrophys.J.* 1973. V.180. No.2. P.359.
- [2] Токарев Ю.В., Кайзер М.Л. и др. // *Письма в АЖ.* 2000. Т.26, № 9. С.643.
- [3] Manning R., Dalk G.A. // *A&A.* 2001. V.372. No.3. P.663.
- [4] Гетманцев Г.Г. // *Космич. исслед.* 1965. Т.3, № 3. С.495.
- [5] Hill A.S. et al // *Astrophys.J.* 2008. V.688. No.1. P.363.
- [6] Токарев Ю.В // В кн.: *Тр. XIV-й научн. конф. по радиофизике.* 7 мая 2010 г. /Ред. А.В.Якимов. Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С.54.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК 100-М РАДИОТЕЛЕСКОПА
ИНСТИТУТА РАДИОАСТРОНОМИИ ИМ. МАКСА ПЛАНКА****С.А. Корнеев^{1,2)}, А.В. Лапинов²⁾, С. Henkel³⁾**¹⁾*Нижегородский госуниверситет*²⁾*Институт прикладной физики РАН*³⁾*Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany*

Обладая зеркалом диаметром 100 м, радиотелескоп в г. Эффельсберге относится к крупнейшим полноповоротным радиотелескопам. С момента ввода в строй (1972 г.) ведется постоянная работа над улучшением его характеристик (новая поверхность чаши, модернизированные приемники, сверхмалозумящие усилители), так что и сегодня он принадлежит к числу самых современных радиотелескопов мира.

Телескоп используется для наблюдений пульсаров, холодных газовых и пылевых облаков, областей звездообразования, струй материи из черных дыр, ядер далеких галактик и ряда других астрофизических задач. С ростом чувствительности приемников растет спектральное разрешение, совершенствуется система облучения зеркала. В связи с этим актуальной задачей является исследование и контроль эффективности облучения антенны, определение ширины диаграммы направленности на разных частотах, контроль точности наведения.

Целью работы являлось определение ширины диаграммы направленности по уровню 0,5 на двух основных частотах 18,19 ГГц и 23,69 ГГц путем аппроксимации сканов космических радиоисточников в континууме и сравнение ее с ожидаемой шириной $\theta_A = k\lambda/D$, где k – коэффициент, зависящий от характера облучения зеркала телескопа. В нашем случае $k \approx 1,08$ (18,19 ГГц) и $k \approx 1,29$ (23,69 ГГц). Было учтено, что на этих частотах облучается не все зеркало, а лишь его центральная часть диаметром 80 метров. Ожидаемые ширины составили 46,1" и 42,2" для 18,19 ГГц и 23,69 ГГц соответственно. Определение ширины диаграммы направленности имеет большое значение при последующей обработке результатов спектральных наблюдений источников, измерявшихся в линиях молекул $\text{NC}_3\text{N } J=2-1$ (18,19 ГГц) и NH_3 $J,K=1,1$ (23,69 ГГц). При обработке результатов сканирования космических источников методом наименьших квадратов были найдены оптимальные параметры аппроксимирующей функции и соответствующие среднеквадратичные ошибки. Диаграмма направленности считалась гауссовой.

По результатам измерений за 2010 год значение средних ширин диаграммы направленности составили $36,2 \pm 0,6$ " (18,19 ГГц) и $37,6 \pm 0,8$ " (23,69 ГГц). Видно грубое несоответствие частота/ширина ДН за 2010 год. Ширины ДН на этих частотах получились намного меньше ожидаемых, поэтому было принято решение обработать данные измерений за 2009 год. По данным результатов измерений за 2009 год значения средних ширин ДН составили $47,3 \pm 0,4$ " (18,19 ГГц) и $39,5 \pm 1,1$ " (23,69 ГГц), что хорошо согласуется с ожидаемыми результатами. Несответствие ожиданиям полученных результатов в 2010 году обусловлено наличием программной ошибки на самом радиотелескопе, которая и была выявлена в ходе данной работы. Для проверки устранения программной ошибки, были обработаны

результаты измерений за март 2011 года, результаты которых составили $40,5'' \pm 0,8''$ (23,69 ГГц) и $48,1'' \pm 0,6''$ (18,19 ГГц), что хорошо согласуется как с ожиданиями, так и с полученными результатами за 2009 год.

Были найдены ошибки наведения радиотелескопа по азимуту с одного радиосточника на другой в ту или иную сторону, которые в большинстве случаев были меньше $6''$, однако в отдельных случаях ошибки превышали $14''$. Определение этих ошибок важно из-за их влияния на величину принимаемой антенной температуры.

Методом картирования сильных мазеров SiO на частоте 43,12 ГГц получены поперечные сечения диаграммы направленности. Найдено, что на углах места вблизи максимума эффективности зеркала уровень боковых лепестков не превышает 3%; в то же время основной луч характеризуется более широкой диаграммой основного лепестка в вертикальной плоскости (отличие порядка 5%), которая сильно разваливается на низких углах. Пример измерения диаграммы направленности 100-го радиотелескопа на частоте 43,12 ГГц (мазерная линия SiO $J=1-0$ в колебательном состоянии $v=1$) по источнику R Leo приведен на рисунке.

Также методом аппроксимации сканов атмосферы в континууме определены значения оптической толщины атмосферы в зените на частотах 19÷45 ГГц, которые составили $0,03 \div 0,2$.

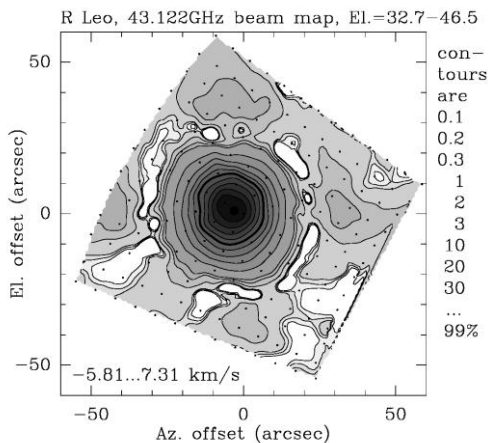


Рис.

ЭВОЛЮЦИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ КАССИОПЕЯ А ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА ЧАСТОТАХ 151,5 И 290 МГЦ

Е.Н. Виняйкин

Научно-исследовательский радиофизический институт

Остаток сверхновой Кассиопея А (Cas A) является одним из наиболее мощных космических радиисточников, наблюдающимся и во всех других диапазонах электромагнитных волн, вплоть до гамма-лучей. Ввиду относительной близости и молодости Cas A, этот объект весьма удобен для исследования физических процессов в оболочечных остатках сверхновых (ОСН). Кроме того, он применяется для калибровки и антенных измерений при ра-

боте с относительно небольшими антеннами. Однако использование Cas A в этих целях затруднено из-за предсказанного Шкловским уменьшения со временем потока радиоизлучения, обусловленного адиабатическим охлаждением излучающих релятивистских электронов и уменьшением величины магнитного поля в процессе расширения ОСН. В связи с этим необходимы регулярные наблюдения Cas A. В [1, 2] приведены результаты многолетних наблюдений (1977–2005 гг.) эволюции радиоизлучения Cas A на частотах 151,5, 290 и 927 МГц в радиоастрономической обсерватории НИРФИ «Старая Пустынь», состоявших в измерении отношения R плотности потока радиоизлучения $S_{\nu}^{\text{Cas A}}$ на частоте ν к плотности потока радиоизлучения стабильного внегалактического радиоисточника Лебедь А $S_{\nu}^{\text{Cyg A}}$ на той же частоте. После 2005 г. измерения были продолжены и в табл. 1 приведены их результаты.

На рис. 1 и 2 с учётом этих новых данных приведены результаты наблюдений эволюции Cas A на частоте 151,5 МГц за 1980–2006 гг. и 290 МГц за 1978–2009 гг. соответственно.

Кривые на рис. 1 и 2 – это вписанные методом наименьших квадратов с учётом весов степенные зависимости вида [3]:

$$R(t) = A(t - t_0)^\beta, \quad (1)$$

где $t_0 = 1681$ г. дата взрыва сверхновой [4], значения A и β приведены в табл. 2. Из (1) можно получить выражение для темпа $d(t)$ векового уменьшения $S_{\nu}^{\text{Cas A}}$:

$$d(t) = (S_{\nu}^{\text{Cas A}})^{-1} (dS_{\nu}^{\text{Cas A}}/dt) = \beta / (t - t_0). \quad (2)$$

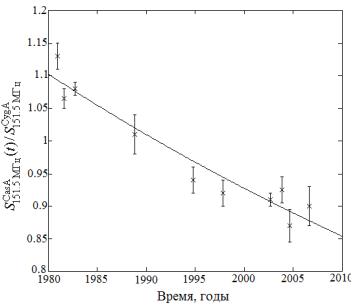


Рис. 1

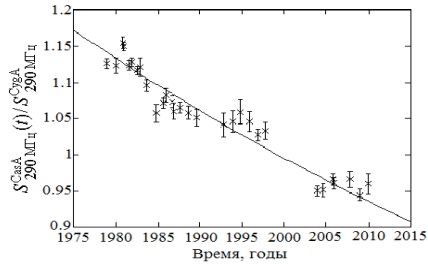


Рис. 2

В табл. 2 приведены значения темпа $d(\langle t \rangle)$ векового уменьшения величины $S_{\nu}^{\text{Cas A}}(t)$ на двух частотах для средних дат наблюдений $\langle t \rangle$, также указанных в табл. 2.

Располагая результатами относительных измерений величины R , можно определить абсолютную величину $S_{\nu}^{\text{Cas A}}(t)$ на ту или иную дату t :

Частота, МГц	$\lg A$	$-\beta$	$\langle t \rangle$	$-d(\langle t \rangle)$, % год ⁻¹
151,5	6,65445	2,6709	1993,8	0,855±0,065
290	5,02125	2,0064	1994,3	0,64±0,03

Табл. 2

$$S_{\nu}^{\text{Cas A}}(t) = R(t) S_{\nu}^{\text{Cyg A}}. \quad (3)$$

Спектр радиоизлучения Cyg A в метровом и декаметровом диапазонах длин волн наиболее просто и точно объясняется в модели прозрачного источника со степенным спектром, наблюдаемого через поглощающий плазменный экран (межзвёздная среда нашей Галактики) [1]:

$$S_{\nu}^{\text{Cyg A}} = S_0 \nu^{-\alpha} e^{-\tau(\nu)}, \quad \tau(\nu) = (\alpha/2,1)(\nu_{\text{max}}/\nu)^{2,1}, \quad (4)$$

где $S_0 = 383567,55$ Ян, $\alpha = 0,7178$, $\nu_{\text{max}} = 21,713$ МГц, ν в МГц. Пользуясь (1), (3) и (4), в [2] были вычислены величины $S_{\nu}^{\text{Cas A}}(2005,5)$ на частотах 38, 151,5; 290 и 927 МГц, нанесённые на рис. 3. Там же приведены $S_{\nu}^{\text{Cas A}}(2005)$ на частотах 22,68; 32,94; 40,62; 60,48 и 92,90 ГГц из [5]. Прямая линия на рис. 3 соответствует степенному спектру:

$$S_{\nu}^{\text{Cas A}}(t=2005,5) = 2380(\text{Ян})[\nu(\text{ГГц})]^{-0,740}, \quad (5)$$

причём $\chi^2/(n-2) = 0,928$ ($n=9$). Спектральный индекс 0,740 в (5) практически совпадает со спектральным индексом $\alpha = 0,742 \pm 0,025$, полученным в [2] для спектра $S_{\nu}^{\text{Cas A}}(t=2005,5)$ по наблюдениям на частотах 38; 151,5; 290 и 927 МГц. Спектр радиоизлучения Cas A со временем становится более плоским, то есть величина спектрального индекса уменьшается (подробнее см. [2]).

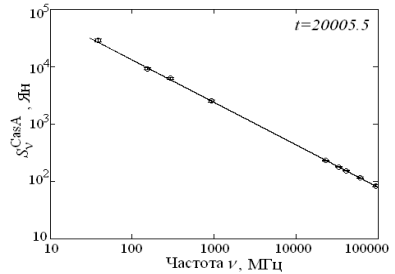


Рис. 3

- [1] Виняйкин Е.Н. //Астрономический журнал. 2006. Т.83, №2. С.168.
- [2] Виняйкин Е.Н. //Астрономический журнал. 2007. Т.84, №2. С.105.
- [3] Шкловский И.С. //Астрономический журнал. 1960. Т.37. С.256.
- [4] Fesen R.A., Becker R.H., Goodrich R.W. //Astroph. J. (Letters). 1988. V.329. L89.
- [5] Weiland J.L., Odegard N., Hill R.S. et al. //Astrophys. J. Suppl. Ser. 2011. V.192. P.19.

О РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ

Е.Н. Виняйкин

Научно-исследовательский радиофизический институт

Полное электронное содержание ионосферы (ПЭСИ или N_{etot}) есть количество свободных электронов в вертикальном столбе с поперечным сечением 1 см^2 или 1 м^2 , то есть интеграл от электронной концентрации $N_e(h)$ по высоте h в пределах от 0 до h_{max} . ПЭСИ является одним из важнейших интегральных параметров ионосферы. С одной стороны, знание ПЭСИ необходимо для определения угла рефракции, фазовой и групповой задержки, угла поворота плоскости поляризации из-за эффекта Фарадея при трансionoсферном распространении радиоволн, а с другой стороны, вариации ПЭСИ являются откликом на различные природные явления (солнечные вспышки, затмения Солнца, геомагнитные возмущения, землетрясения, тайфуны) и техногенные события (взрывы, запуски ракет, нагрев ионосферы мощными радиоволнами), несущим информацию об этих явлениях и событиях. Радиоастрономический поляризационно-фарадеевский метод (РАПФ-метод) измерения ПЭСИ [1, 2] опирается на результаты поляризационных исследований диффузного галактического радиоизлучения, выполненных в НИРФИ (см. [3, 4] и ссылки там). Плоскость поляризации линейно-поляризованной компоненты радиоизлучения на частоте f поворачивается после прохождения ионосферы в квазипродольном случае на угол:

$$\Psi_{\text{ion}}(\text{град.}) = 1,355[f(\text{ГГц})]^{-2} \langle B(\text{Гс}) \cos\alpha \sec z \rangle N_{\text{etot}}(\text{TECU}), \quad (1)$$

где B – величина магнитного поля, α – угол между волновым вектором и вектором магнитного поля, z – зенитный угол (все три величины на высоте h), угловые скобки обозначают усреднение вдоль луча визирования, в пределах которого ионосфера предполагается сферически-слоистой, $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ м}^{-2}$.

В качестве источника линейно-поляризованного сигнала удобно использовать область северного полюса мира (СПМ) [4]. На частоте 290 МГц яркостная температура линейно-поляризованной компоненты равна $T_{\text{bp}} = 0,9 \pm 0,2 \text{ К}$ (имеется в виду международное определение величины T_{bp}), позиционный угол плоскости поляризации на входе в ионосферу равен $\Psi_0 = 172^\circ \pm 10^\circ$. Зная Ψ_0 и измеряя наблюдаемое значение Ψ_{obs} , можно, после учёта параллактического угла (вращения небосвода), определить величину Ψ_{ion} в (1). Далее, из простой формулы $N_{\text{etot}}(\text{TECU}) = 0,185 \Psi_{\text{ion}}(\text{град.})$, вытекающей из (1) и применимой для СПМ при измерениях на частоте 290 МГц в радиоастрономической обсерватории «Старая Пустынь» (РАО «Старая Пустынь»), вычисляем ПЭСИ в подионосферной точке, соответствующей пересечению луча визирования в направлении СПМ с ионосферой на высоте максимума $N_e(h)$. Эта точка расположена приблизительно на 2° севернее РАО «Старая Пустынь».

Осенью 2008 г., весной и осенью 2009 г. в РАО «Старая Пустынь» были выполнены измерения ПЭСИ (7 сеансов продолжительностью около 12 часов каждый) с целью сопоставления результатов по РАПФ-методу с соответствующими по времени и географическим координатам значениями ПЭСИ из глобальных GPS-ионосферных карт [5]. Сопоставление показало их согласие в пределах погрешностей, составивших для РАПФ-значений ПЭСИ ~ 2 TECU и для средних по четырем исследовательским центрам GPS-значений ПЭСИ ~ 1 TECU [6]. Обработка РАПФ-данных в [6] проводилась в обычном предположении постоянства побочного поляризованного сигнала (ППС), состоящего в основном из частично линейно-поляризованных радиоизлучений: собственного радиоизлучения земной поверхности и отражённого от неё космического. В данной работе обработка тех же РАПФ-данных проведена в предположении зависимости параметров Стокса ППС согласно полиному второй степени от t . Это привело к лучшему согласию вновь полученных РАПФ-значений ПЭСИ с теми же GPS-значениями по сравнению с [6].

В таблице приведены результаты сопоставления РАПФ- и GPS-значений ПЭСИ для двух способов учёта ППС. Из неё видно улучшение согласия по следующим параметрам: средняя по всем сеансам измерений

Таблица

Параметр	ППС=const	ППС(t)
Δ , TECU	1,01	0,31
СКР, TECU	2,35	1,84
R	0,74	0,78

в РАО «Старая Пустынь» разницы значений Δ ПЭСИ РАПФ – GPS, среднеквадратичная разница (СКР) и коэффициент корреляции R . На рисунке приведён пример зависимости ПЭСИ от времени в одном из сеансов измерений РАПФ-методом (ромбики и штриховая линия) и соответствующие GPS-значения (квадратики и пунктирная линия). Линии выше и ниже значений ПЭСИ обозначают, соответственно, ПЭСИ \pm ошибка измерений.

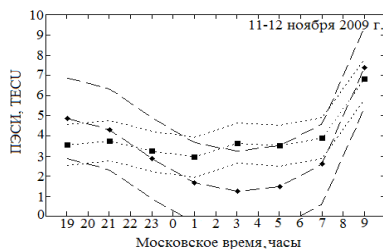


Рис.

- [1] Разин В.А. //Астрономический журнал. 1958. Т. 35. С. 241.
- [2] Разин В.А., Теплых А.И., Косолапенко В.И. и др. //Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28, №6. С. 1027.
- [3] Пасека А.М., Попова Л.В., Разин В.А. //Астрономический журнал. 1976. Т. 53, №2. С. 286.
- [4] Виняйкин Е.Н., Кузнецова И.П., Пасека А.М. и др. //Письма в Астрономический журнал. 1996. Т.22, №9. С. 652.
- [5] <ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/gps/products/ionex>
- [6] Виняйкин Е.Н. //Препринт №537 – Н. Новгород: ФГНУ НИРФИ. 2011. С. 73.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ТЕПЛОЙ И НЕТЕПЛОЙ КОМПОНЕНТ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

В.М. Пузыня¹⁾, В.Ф. Мельников^{1,2)}

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾Главная астрономическая обсерватория РАН

Целью данной работы является изучение связи между тепловой и нетепловой компонентами микроволнового излучения одиночной вспышечной петли в событии 2 июня 2007 г. по наблюдениям с высоким пространственным разрешением на радиогелиографе Нобейма (NoRH) с использованием данных рентгеновского излучения космического аппарата RHESSI.

Временной профиль исследованного вспышечного радиоизлучения состоит из плавной компоненты и наложенного на нее короткого импульса. Интенсивности излучения плавной и импульсной компонент близки по величине, а их максимумы разнесены во времени. Это позволило изучить их пространственное и временное развитие и сделать вывод о физической природе плавной компоненты.

Радиогелиограф Нобейма позволяет получать изображения солнечных вспышек на двух частотах 17 и 34 ГГц с высоким угловым разрешением (10" и 5" соответственно). Анализ полученных изображений вспышечной петли показал, что в момент максимума импульсного всплеска на 17 ГГц максимум яркости находится в основании петли 1 (северная область), а на 34 ГГц – в основании 2 (южная область). В момент же максимума плавного, протяженного всплеска максимум яркости находится в основании 2 как на 17 ГГц, так и на 34 ГГц.

На рисунке (верхняя панель) показаны временные профили излучения из основания 1 на 17 и 34 ГГц. Отчетливо видна большая задержка (~ 7 мин) максимума излучения на 34 ГГц. В основании 2 на временных профилях на обеих частотах

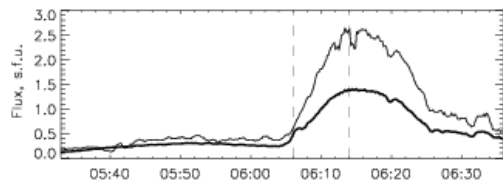
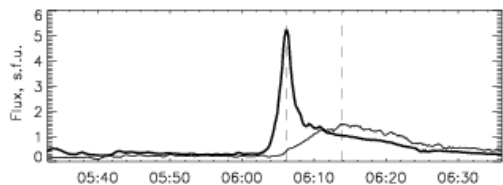


Рис.

видна только плавная компонента, причем без задержки между профилями на 17 и 34 ГГц (рисунок, нижняя панель). Для вершины петли задержка между профилями плотности потока на 17 и 34 ГГц также не обнаружена.

Отметим, что наклон частотного спектра между 17 ГГц и 34 ГГц во время короткого всплеска в северном основании оказался отрицательным (около

–4 в момент его максимума). Обычно это наблюдается в случае оптически тонкого источника гиротронного излучения, генерируемого нетепловыми электронами. Во время плавного всплеска наклон спектра был практически нулевым, что характерно для оптически тонкого источника тормозного излучения, генерируемого тепловыми электронами фоновой плазмы.

Интересные закономерности получены при сравнении временных профилей излучения из пар областей «основание 1 – вершина», «основание 2 – вершина», «основание 1 – основание 2». Прежде всего, отметим наличие значительной задержки начала плавного всплеска излучения из вершины петли относительно начала плавного всплеска из оснований 1 и 2. Эта задержка составляет приблизительно $\Delta t = 70 \pm 80$ с. Всплеск в обоих основаниях начинается практически одновременно.

Анализ временных профилей жесткого и мягкого рентгеновского излучений по данным КА RHESSI, а также анализ динамики интенсивности, поляризации и наклона спектра позволил заключить, что импульсная компонента всплеска обусловлена нетепловым гиротронным излучением ускоренных электронов, а плавная компонента – тепловым излучением плазмы, заполняющей петлю. Согласно теории [1, 2] радиоизлучение на 17 ГГц со спектральным индексом $\alpha < 0$ является гиротронным излучением электронов (с энергией в сотни кэВ) от оптически тонкого радиоисточника, а излучение со спектральным индексом $\alpha \approx 0$ соответствует тормозному излучению оптически тонкой горячей плазмы. Это фактически соответствует моменту максимума «плавного» всплеска.

Мы считаем, что процесс начался с ускорения и инжекции нетепловых электронов в петлю в области основания 1 с большим магнитным полем. Часть их выпала в хромосферу через это же основание. Другая часть, распространяясь вдоль силовых линий магнитного поля, за время, меньшее 1 с, попала в южную область с меньшей величиной магнитного поля и, соответственно, с большим конусом потерь. Вследствие их выпадения и меньшего магнитного поля в южном радиоисточнике, существенного увеличения потока на 17 и 34 ГГц в этом радиоисточнике не наблюдается. Высыпающиеся электроны в северной и южной областях разогрели плазму, которая, расширяясь, заполняет всю петлю, поднимаясь к вершине из обоих оснований.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры» № Р683/20.05.2010, № 02.740.11.0246, программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 11-02-91175, 09-02-00624-а.

[1] Dulk G.A. //Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985. V. 23. P. 169.

[2] Karlický M. //New Astronomy. 2004. V.9. P. 383.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

В.Е. Поляков¹⁾, А.С. Моргачев^{1,2)}, В.Ф. Мельников¹⁾

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾Нижегородский госуниверситет

Данная работа посвящена изучению микроволнового (гиротронного) излучения солнечных вспышечных петель. Основными наблюдаемыми параметрами этого излучения являются интенсивность, частотный спектр и степень поляризации. Данные параметры зависят от функции распределения электронов во вспышечной петле. В НИРФИ на основе решения нестационарного уравнения Фоккера-Планка [1] были развиты различные модели, описывающие пространственную динамику этой функции и рассчитанных на ее основе параметров гиротронного излучения. Данные модели учитывают такие характеристики вспышечного процесса, как зависимость функции инжекции электронов от времени и места, распределение электронов по pitch углам, энергетический спектр электронов, пространственное распределение плотности плазмы и магнитного поля. Расчет радиоизлучения проводился на основе решения уравнения переноса излучения во вспышечной петле.

Целью работы является сравнение предсказаний теоретических моделей с реально наблюдаемой картиной динамики частотного спектра и степени поляризации микроволнового излучения солнечных вспышечных петель. Были выполнены следующие задачи: 1) отбор вспышечных петель, ориентация которых соответствует моделям петли с большим, близким к 90° , углом между лучом зрения и магнитными силовыми линиями вспышечной петли; 2) построение временных профилей потока излучения, спектрального индекса и степени поляризации для трех участков вспышечной петли (двух оснований и вершины); 3) сравнение наблюдаемых временных профилей исследуемых параметров с теоретическими предсказаниями.

Было рассмотрено шесть моделей инжекции электронов. Для проверки теоретических предсказаний из имеющейся базы данных наиболее простых событий, наблюдаемых интерферометром Нобеяма, были отобраны только те вспышечные петли, которые находились вблизи солнечного лимба. Рассмотрим теоретическую модель, для которой динамика рассчитываемых характеристик радиоизлучения имеет наибольшее сходство с поведением наблюдаемых параметров (наклон частотного спектра и степень поляризации) в одном из проанализированных событий 24 августа 2002 г., описание которого представлено в работе [2]. Эта модель характеризуется следующими параметрами: концентрация фоновой плазмы $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, длина петли $s = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$, магнитное поле в вершине петли $B = 150 \text{ Гс}$, пробочное отношение $k = 5$. Инжекция происходит в вершине петли в области с размером $\Delta s = 2 \cdot 10^8 \text{ см}$ и длительностью инжекции $t = 15 \text{ с}$, направление инжекции в сторону правого основания с шириной гауссова распределения по углу $\Delta \mu = 0,1$.

На верхней панели рисунка представлена зависимость рассчитанной функции распределения от питч угла электронов. На нижней панели представлены временные профили спектрального индекса и степени поляризации для трех участков вспышечной петли: правого основания (сплошная линия), вершины (пунктирная линия) и левого основания (штриховая линия). В правом основании виден рост спектрального индекса на начальной фазе всплеска до положительных значений и спад до отрицательных значений на поздней фазе вспышки, а также уменьшение степени поляризации по модулю на фазе роста и увеличение по модулю на заключительной фазе всплеска. В вершине наблюдается непрерывный рост спектрального индекса на протяжении почти всего всплеска и выход на насыщение на самой его поздней фазе. В левом основании временные профили степени поляризации и спектрального индекса аналогичны соответствующим временным профилям в правом основании.

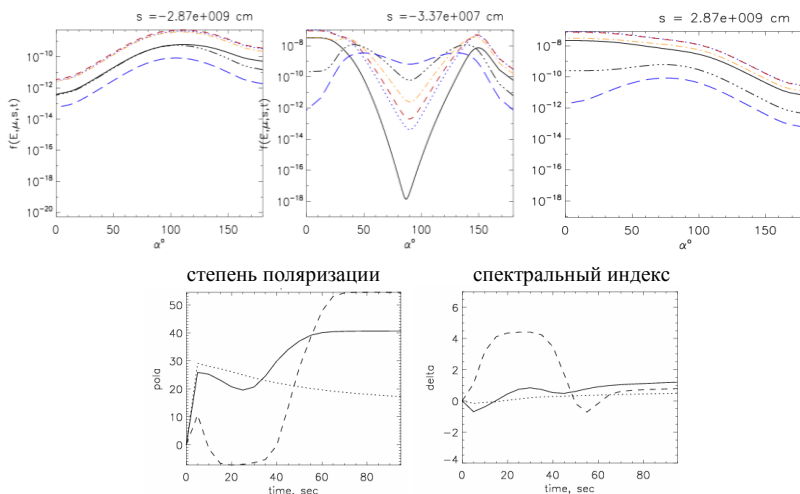


Рис.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры» № Р683/20.05.2010, № 02.740.11.0246, программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 11-02-91175, 09-02-00624-а.

- [1] Мельников В.Ф., Пятаков Н.П., Горбиков С.П. // В кн.: Труды Всероссийской конференции по физике Солнца. – СПб: СПбГУ, 2009. С. 293.
- [2] Моргачев А.С., Поляков В.Е., Мельников В.Ф. // В кн.: Труды Всероссийской конференции по физике Солнца. – СПб: СПбГУ, 2009. С. 309.

АНОМАЛЬНО БОЛЬШОЙ ВРЕМЕННОЙ СДВИГ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ ИЗ ВЕРШИНЫ И ОСНОВАНИЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

А.В. Баринов^{1,2)}, В.Ф. Мельников^{2,3)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

³⁾Главная астрономическая обсерватория РАН

В работе представлены результаты численного моделирования распределений параметров ускоренных электронов и их гиротронного радиоизлучения в магнитной петле, выполненные на основе программ решения кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка [1] и уравнения переноса радиоизлучения [2]. Цель работы – поиск причин обнаруженных ранее (см. [3]) больших временных задержек между максимумами интенсивностей микроволнового излучения из вершины и оснований вспышечной петли, наблюдаемой во время солнечной вспышки 22 августа 2005 года.

Анализ данных о распределении радиояркости, полученных японским радиогелиографом Нобеяма, имеющим высокое пространственное (10" на 17 ГГц и 5" на 34 ГГц) и временное (0,1 сек) разрешение, показал, что эти задержки составляют несколько десятков секунд (см. рис. 1) и не могут быть объяснены в рамках модели с одиночной инжекцией электронов, имеющих неизменные параметры инжекции.

Для получения anomalно больших сдвигов временных профилей радиоизлучений из разных частей вспышечной петли был исследован ряд моделей, в которых делались разнообразные предположения о месте инжекции энергичных в петле (вершина, основания, «ноги»), о типе временных профилей инжекции (один пик, два пика), о типе питч-углового распределения инжектируемых электронов (вдоль, поперек магнитного поля, изотропно). Варьировались напряженность магнитного поля и величина пробочного отношения, распределение плотности плазмы и температуры в петле. Такие параметры, как концентрация фоновой плазмы, величина магнитного поля, ориентация петли в пространстве, а также ее геометрические размеры выбирались в соответствии с наблюдаемыми физическими условиями события 22 августа 2005 года.

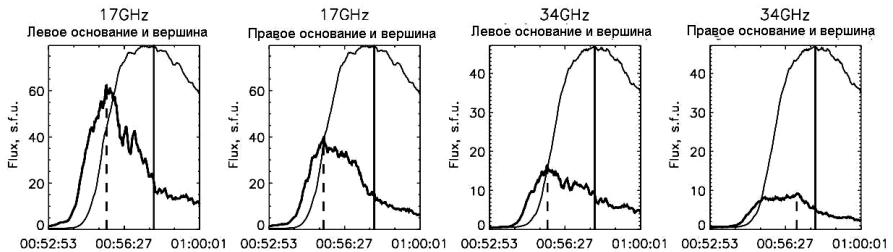


Рис. 1

В результате проведенного моделирования было установлено, что несколько моделей демонстрируют значительную задержку потока излучения из вершины относительно потока излучения из основания. Это хорошо видно на временных профилях как гиротронного излучения (рис. 2), так и функций распределения ускоренных электронов (рис. 3). На рисунке 2 вертикальными линиями отмечены моменты максимума интенсивности микроволнового всплеска на двух частотах. На рисунке 3 изображены функции распределения энергичных электронов для различных частей вспыхивающей петли для энергий $E_1=405$ кэВ и $E_2=2460$ кэВ.

Обнаружено, что в случае двойной инжекции в вершине (первая инжекция происходила квазипродольно, а вторая – через 50 сек, квазипоперечно по отношению к направлению магнитного поля), динамика излучения ускоренных в магнитную петлю электронов полностью совпадает с динамикой спектра гиротронного излучения из оснований и вершины петли 22 августа 2005 года.

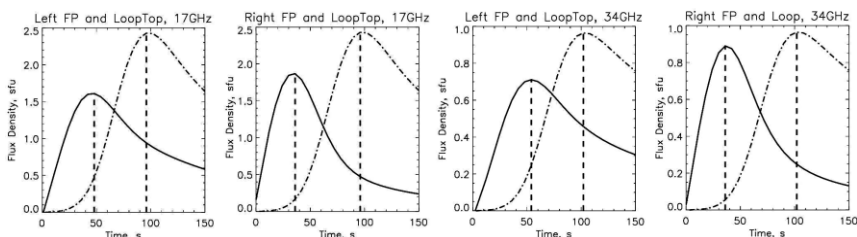


Рис. 2

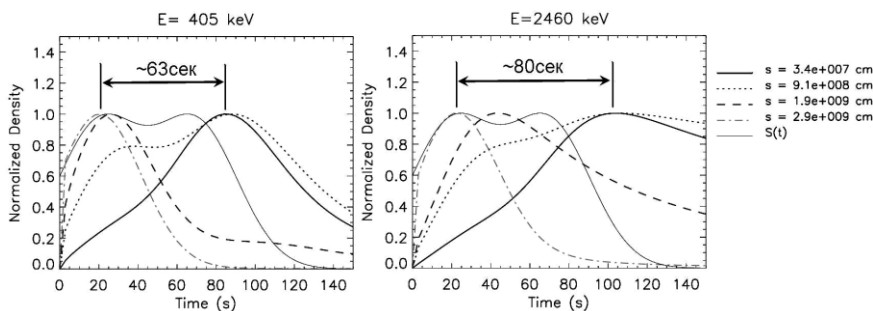


Рис. 3

Таким образом, в событии 22 августа 2005 года, вероятно, имели место как минимум два источника ускоренных электронов, отличающихся своими пик-угловыми распределениями. Вместе с тем открытым остается вопрос о природе этих источников. В принципе, квазипродольная инжекция ускоренных электронов может быть связана с ускорением электрическим полем в токовом слое, а последующая квазипоперечная инжекция – с ускорением бетатронным механизмом в коллапсирующей магнитной ловушке.

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры» № Р683/20.05.2010, № 02.740.11.0246, программы РАН «Солнечная активность и солнечно-земные связи», грантов РФФИ № 11-02-91175, 09-02-00624-а.

- [1] Пятаков Н.П., Горбиков С.П., Мельников В.Ф. //В кн.: Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. – СПб: ГАО РАН, 2008. С. 319.
[2] Simoes P.A.O., Costa J.E.R. //Solar Physics. 2010. V. 266. No.1. P. 109.
[3] Баринов А.В., Мельников В.Ф. //В кн.: Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. – СПб: ГАО РАН, 2008. С. 23.

ДИАГНОСТИКА ПОЛОЖЕНИЯ ОБЛАСТИ УСКОРЕНИЯ И ПИТЧ-УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ РАДИОГЕЛИОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

С.А. Кузнецов^{1,2)}, В.Ф. Мельников²⁾

¹⁾*Нижегородский госуниверситет*

²⁾*Научно-исследовательский радиофизический институт*

Одной из важных фундаментальных задач солнечной астрофизики является задача об энерговыделении, ускорении заряженных частиц в солнечных вспышечных петлях. Каков механизм ускорения частиц в петле, где расположена область ускорения и инжекции энергичных электронов во вспышечную петлю? До сих пор конкретного ответа на эти вопросы нет.

Тем не менее, на сегодняшний день рассматриваются несколько моделей ускорения частиц и энерговыделения. Разные модели первичного энерговыделения и ускорения частиц предполагают разную локализацию области инжекции частиц во вспышечной петле и предсказывают резко отличающиеся питч-угловые распределения ускоренных электронов, инжектируемых в петлю. Таким образом, определение места ускорения и наличия поперечной или продольной анизотропии распределения электронов в конкретной вспышечной петле важно для выбора между альтернативными механизмами и моделями ускорения электронов. Поэтому целью данной работы является определение положения области ускорения и инжекции, а также типа питч-угловой анизотропии ускоренных электронов в конкретной солнечной вспышечной петле на основе анализа пространственных характеристик микроволнового излучения вспышечных петель.

Данные о радиоизлучении солнечных петель были получены с помощью радиогелиографа Нобеяма. Рабочие частоты – 17 и 34 ГГц, угловое разрешение 10" и 5" соответственно, временное – до 0,1 сек.

Результаты анализа распределения радиояркости вдоль петли для события 16 мая 2005 года рассмотрены в [1]. Для этой вспышки обнаружено, что пик радиояркости на частотах 17 и 34 ГГц расположен в вершине вспышечной петли во все

моменты времени всплеска. Установлено, что концентрация частиц фоновой плазмы составляет $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, напряженность магнитного поля в основаниях петли – 700 Гс. В приближении потенциального магнитного поля напряженность магнитного поля в вершине составляет 140 Гс.

Для решения вопроса о связи положения в магнитной петле области ускорения и типа пичч-угловой анизотропии ускоренных электронов с пространственным распределением яркости микроволнового излучения необходимо прежде всего рассчитать временную эволюцию пространственного распределения энергичных электронов вдоль магнитной петли. Адекватный метод такого расчета – решение кинетического уравнения Фоккера-Планка, описывающего изменение функции распределения энергичных электронов с учетом нестационарности инжекции, отражения от магнитных пробок и кулоновских столкновений [2]. На основе этого метода были рассчитаны модели с параметрами, значения которых соответствуют физическим условиям в событии 16 мая 2005 года.

В результате сравнения с результатами наблюдений показано, что временную эволюцию распределения радиояркости вдоль петли, совпадающую с наблюдаемой в событии 16 мая 2005 года, дает модель, в которой положение области инжекции соответствует вершине петли, а инжектированные энергичные электроны имеют изотропное распределение по пичч-углам.

Результаты моделирования временной эволюции пространственного распределения ускоренных электронов для энергий $E_1 = 405 \text{ кэВ}$ и $E_2 = 2460 \text{ кэВ}$ представлены на рис. 1. Для этой модели расчеты дают распределение электронов с резким максимумом в центре петли. На рис. 2 показана динамика распределения радиояркости вдоль петли на частоте 34 ГГц на фазе роста модельного всплеска (а), на фазе максимума (b) и на фазе спада (c). Видно, что пик яркости расположен в вершине петли на всем протяжении модельного всплеска, что соответствует наблюдаемому распределению радиояркости в событии 16 мая 2005 года.

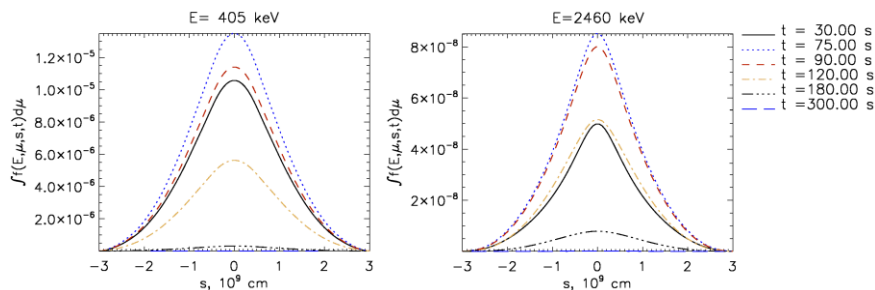


Рис. 1

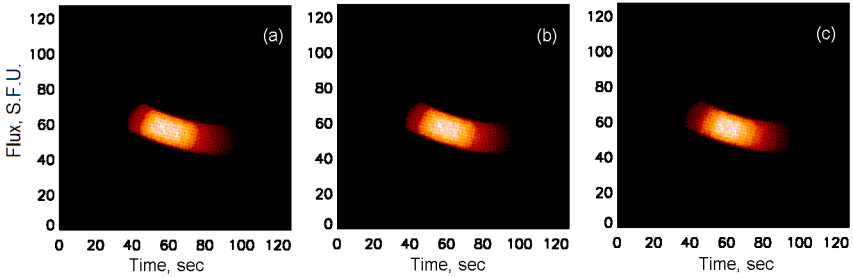


Рис. 2

- [1] Кузнецов С.А., Мельников В.Ф. // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца – СПб.: СПбГУ, 2009. С. 261.
- [2] Горбиков С.П., Мельников В.Ф. // Математическое моделирование, 2007. Т.19, № 2. С. 112.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУРАХ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОМ

Н.А. Матюков, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

В связи с созданием метаматериалов с отрицательными эффективными значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей [1–3] внимание исследователей привлекают особенности распространения волн в цилиндрических волноведущих структурах, изготовленных с применением таких материалов. В частности, в работе [4] показана возможность распространения поверхностных волн вдоль кругового цилиндра из метаматериала.

В данной работе исследованы дисперсионные свойства поверхностных волн, распространяющихся вдоль трубки из материала с отрицательными значениями ε_2 и μ_2 (рис. 1). Свойства среды внутри трубки и вне её определяются параметрами ε_1, μ_1 и ε_3, μ_3 соответственно.

Дисперсионное уравнение для азимутально-симметричных поверхностных ТЕ-мод трубчатого волновода имеет вид:

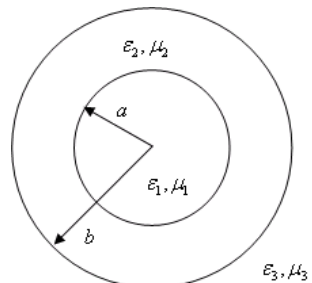


Рис. 1

$$\frac{I_1(\alpha_2)K_0(\beta_2)D_1 - K_1(\alpha_2)I_0(\beta_2)D_2}{I_0(\alpha_2)K_0(\beta_2)D_1 + K_0(\alpha_2)I_0(\beta_2)D_2} = \frac{\mu_1\kappa_2 I_1(\alpha_1)}{\mu_2\kappa_1 I_0(\alpha_1)}, \quad (1)$$

$$\text{где } D_1 = \frac{\mu_2 K_1(\beta_2)}{\kappa_2 K_0(\beta_2)} - \frac{\mu_3 K_1(\beta_3)}{\kappa_3 K_0(\beta_3)}, \quad D_2 = \frac{\mu_2 I_1(\beta_2)}{\kappa_2 I_0(\beta_2)} + \frac{\mu_3 K_1(\beta_3)}{\kappa_3 K_0(\beta_3)},$$

$$\alpha_i = k_0\kappa_i a, \quad \beta_i = k_0\kappa_i b, \quad \kappa_i = \sqrt{h^2 - \varepsilon_i\mu_i}.$$

Здесь k_0 – волновое число в вакууме, h и κ – продольное и поперечное (нормированные на k_0) волновые числа, a , b – внутренний и внешний диаметры трубки, $I_n(x)$, $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя.

Предельным переходом $|\varepsilon_3| \rightarrow \infty$ из (1) получается дисперсионное уравнение для поверхностных волн в круглом цилиндрическом волноводе, частично заполненном метаматериалом с параметрами ε_2, μ_2

$$\frac{\mu_2 I_1(\alpha_2)K_1(\beta_2) - K_1(\alpha_2)I_1(\beta_2)}{\kappa_2 I_0(\alpha_2)K_1(\beta_2) + K_0(\alpha_2)I_1(\beta_2)} = \frac{\mu_1 I_1(\alpha_1)}{\kappa_1 I_0(\alpha_1)}. \quad (2)$$

На рис. 2 приведены зависимости постоянной распространения h от параметра $k_0 b$ для трубок из метаматериала различной толщины. Расчеты выполнены для $\varepsilon_2 = -2, \mu_2 = -0,5$. Кривые 1, 2 и 3 построены для значений $a/b = 0,9; 0,8$ и $0,6$ соответственно.

Характерной особенностью рассматриваемых волн является отсутствие критической частоты, т.е. поверхностные волны могут распространяться на сколь угодно низких частотах (при сколь угодно малых диаметрах трубки). Уменьшение толщины стенок трубки приводит к замедлению волны.

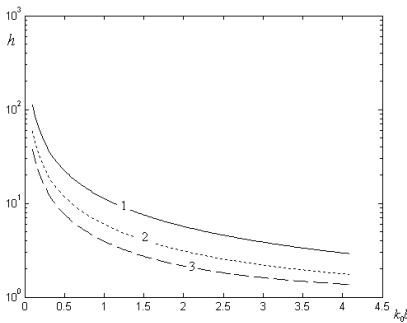


Рис. 2

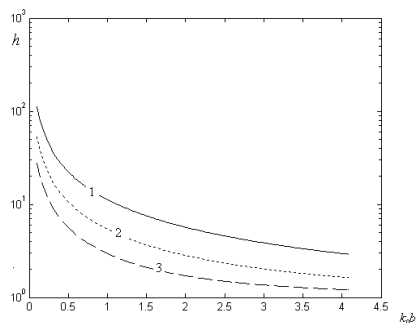


Рис. 3

Рис. 3 иллюстрирует зависимость постоянной распространения поверхностной волны от параметров метаматериала. При расчетах использованы следующие зна-

чения параметров материала: $\varepsilon_2 = -2, \mu_2 = -0,5$ – кривая 1, $\varepsilon_2 = -4, \mu_2 = -0,25$ – кривая 2 и $\varepsilon_2 = -8, \mu_2 = -0,125$ – кривая 3; $a/b=0,9$. Заметим, что увеличение модуля относительной магнитной проницаемости приводит уменьшению фазовой скорости поверхностной волны в трубке.

Аналогичные закономерности наблюдаются для поверхностных волн в круглом волноводе, частично заполненном метаматериалом.

- [1] Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. //Science. 2001. V.292. P.77.
- [2] Веселаго В.Г. //УФН. 1967. Т.92, №3. С.517.
- [3] Sihvola A. //Metamaterials. 2007. №1. P.2.
- [4] Cory H., Blum T. //Microwave and Optical Technology Letters. 2005. V. 44. No. 1. P. 31.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

С.С. Лешев, А.В. Калинин

Нижегородский госуниверситет

Для анализа источников рассеянных (переотраженных) полей и их уровней применяются методы измерений с использованием импульсных широкополосных сигналов [1–5]. Один из вариантов таких методов реализуется путем измерений в диапазоне частот с последующим синтезом сигнала во временной области [3–5].

Апробация рассматриваемых методик для исследования полей, рассеянных в помещении, проводилась в лаборатории с кирпичными стенами. На одной из стен был расположен деревянный щит толщиной около 5 см, покрытый диэлектрическим материалом. Измерения проводились с парой слабонаправленных антенн, а также с парой широкополосных рупорных антенн типа П6-23. Обе антенны направлялись максимумом ДН на исследуемый участок стены. В качестве источника сигнала и приемника использовался векторный анализатор электрических цепей R&S®ZVL13. Измерения проводились в полосе 6,6 – 13,6 ГГц, с шагом 1,75 МГц, обеспечивающей разрешение порядка 5 см во временном «окне» около 170 м.

На рис. 1 показаны зависимости амплитуды измеренных сигналов от частоты при использовании слабонаправленных антенн. Красным цветом показаны данные, полученные при отражении от металлического листа. Зеленым цветом – полученные при облучении кирпичной стены. Наблюдаемая осциллирующая зависимость амплитуды обусловлена присутствием нескольких компонент в принимаемом сигнале.

На рис. 2 представлен результат синтеза сигнала во временной области (часть временного «окна» размером 25 метров). Данные, показанные красным цветом, соответствуют отражению от металлического листа, а зеленым – от стены. Зеркаль-

ному отражению от стены соответствует задержка около 6,4 метра, где наблюдается максимальная амплитуда импульса. Импульсы с меньшими задержками обусловлены прямым прохождением сигнала через боковые лепестки ДН обеих антенн. Импульсы с большими задержками вызваны переотражениями от других объектов.

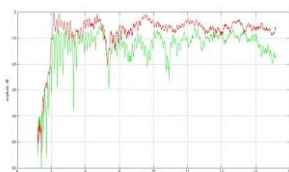


Рис. 1

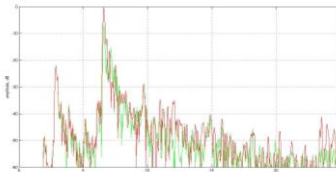


Рис. 2

По отношению амплитуд импульсов в точке зеркального отражения был оценен средний коэффициент отражения от стены, который составил 0,47.

Исследование отражений от стены со щитом проводилось с парой антенн Пб-23. На рис. 3 показаны измеренные зависимости от частоты амплитуды принимаемого сигнала. Красным цветом показаны данные, полученные при отражении от металла. Зеленым цветом – при отражении от щита. Синим – от стены без щита.

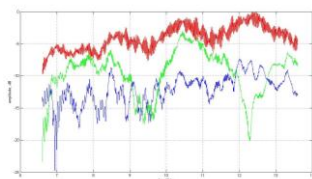


Рис. 3

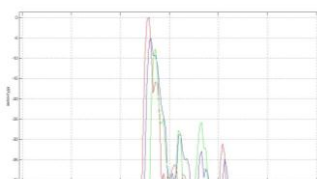


Рис. 4

Приведенный результат демонстрирует, что при измерении сигнала, отраженно-го от щита, в частотной зависимости появляются дополнительные крупномасштабные осцилляции с периодом порядка 3 ГГц. Наблюдаемая периодичность может быть обусловлена присутствием в измеряемом сигнале компонент с сопоставимыми уровнями и с разностью хода около 10 см, что соответствует удвоенной толщине щита. Это позволяет сделать вывод о том, что в данном случае отражение происходит как от внешней поверхности щита (от диэлектрического покрытия – линолеума), так и от самой стены. Очевидно, что подобное «раздвоение» отраженного сигнала существенно изменяет его зависимость от частоты, а также и пространственную структуру рассеянного поля в помещении.

Раздвоение сигнала, отраженного от щита, подтверждается зависимостью во временной области, полученной после выполнения преобразования Фурье. Соответствующий график представлен на рисунке 4. В данном случае красным цветом показана зависимость, полученная в измерениях с металлом, синим – со щитом на стене, зеленым – со стеной без щита. Отношение амплитуд двух компонент основного импульса в измерениях со щитом (синий график) составляет около 4 дБ.

Представленные результаты апробации демонстрируют принципиальную возможность использования многочастотных измерений для определения коэффициентов отражения радиосигналов от стен (а также пола, потолка и других объектов) различной структуры и материалов.

- [1] Глебович Г.В., Андриянов А.В., Введенский Ю.В. и др. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Под. ред. Г.В. Глебовича. – М.: Радио и связь, 1984, 256 с.
- [2] Tofani S., Ondrejka A., Kanda M. //IEEE Trans. on Electromag. Comp. 1991. V. 33, No.3. P. 234.
- [3] Дробахин О.О., Клименко А.Д. //Изв. Вузов. Радиоэлектроника. 1998, № 1. С. 20.
- [4] Loredo S., Pino M.R., Las-Heros F., Sarkar T.K. //IEEE Antennas and Propagation Mag. 2004. V.46, No. 1. P.100.
- [5] Калинин А.В. //Антенны. 2004, №12. С. 30.