

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ СПЕКТРА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

А.В. Баринов<sup>1)</sup>, В.Ф. Мельников<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт

Целью работы является сравнительный анализ динамики микроволнового излучения в различных частях солнечных вспышечных петель на основе данных наблюдений радиогелиографа Nobeyama (NoRH), обладающего высоким пространственным разрешением (10" на 17 ГГц и 5" на 34 ГГц).

Ниже (рис.1 и рис.2) представлены результаты анализа особенностей динамики интенсивности излучения из оснований (толстая линия) и вершины (тонкая линия) вспышечных петель для двух событий: 22 августа 2005 г. и 27 октября 2003 г. В этих событиях вспышечные петли были хорошо разрешимы радиогелиографом NoRH. На верхних панелях показаны (слева направо): временные профили потока излучения из левого основания и вершины и из правого основания и вершины (слева на 17 ГГц, справа – на 34 ГГц). На нижних панелях показаны соответствующие временные профили отношения потока излучения из вершины к потоку излучения из области оснований.

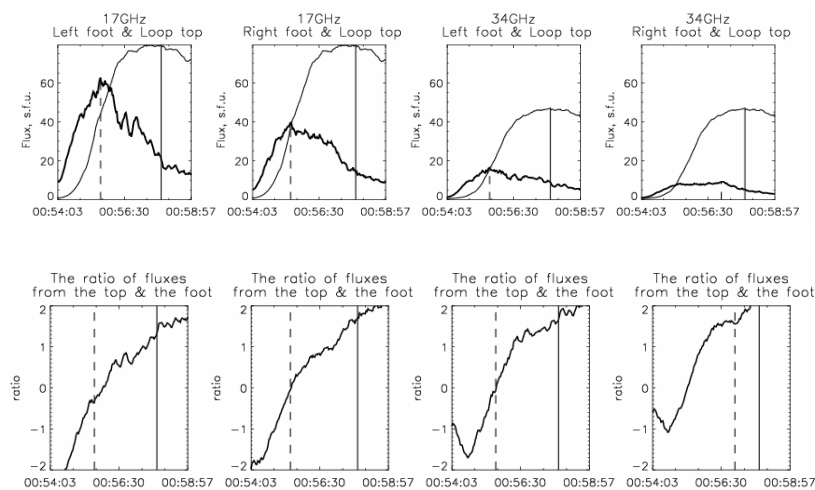


Рис. 1. Результаты измерений 22 августа 2005 г.

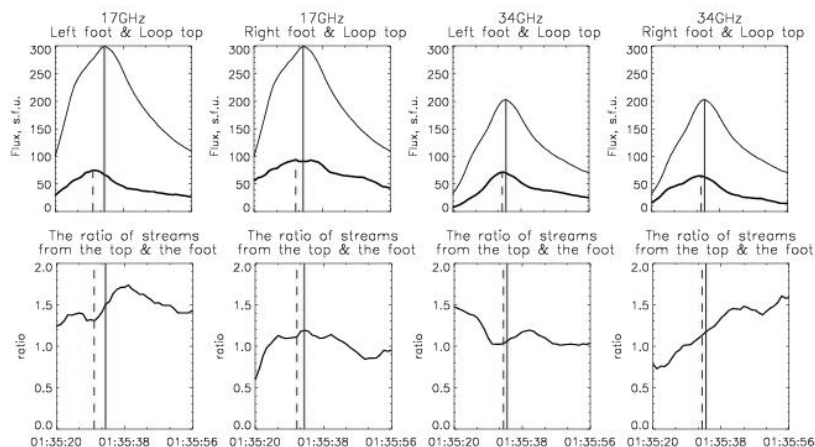


Рис. 2. Результаты измерений 27 октября 2003 г.

Анализ временных профилей в событии 22 августа 2005 г. обнаруживает следующие свойства: а) значительные задержки (50–100 с) максимумов излучения (на обеих частотах 17 и 34 ГГц) из вершины относительно максимумов в основаниях; б) непрерывное увеличение отношения потока излучения из вершины к потоку из оснований; причем на фазе спада это увеличение продолжается, свидетельствуя, что поток излучения в вершине спадает медленнее, чем в основаниях. Таким образом, происходит заметное перераспределение яркости из оснований (на начальной стадии всплеска) в вершину (на фазе спада).

Для события 27 октября 2003 г. обнаружены: а) аналогичные, но заметно меньшие по величине временные задержки (1–2 с) максимумов излучения из вершины относительно максимумов в основаниях; и б) непохожее на событие 22 августа поведение отношения потоков из вершины и оснований: на фазе роста это отношение увеличивается, а после момента максимума всплеска, наоборот, происходит его уменьшение, свидетельствуя, что на фазе спада радиояркость в вершине уменьшается быстрее, чем в основаниях. Такое поведение неожиданно и ранее не отмечалось для других событий.

Из факта существования отмеченных выше временных задержек и перераспределения яркости из оснований в вершину можно сделать вывод, что время жизни энергичных электронов, генерирующих излучение в основаниях, заметно меньше, чем время жизни электронов, генерирующих излучение в вершине. Конкретный механизм реализации этих различий может быть выяснен при специальном исследовании кинетики энергичных электронов во всплывающей петле.

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

## ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙНИЯ ВОЛН В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко, С.А. Мамонтов, А.П. Савикин

*Нижегородский госуниверситет*

Известно, что поглощение волн может приводить в турбулентных средах не только к уменьшению амплитуды, но и к заметным изменениям их статистических характеристик по сравнению со случаем распространения в прозрачной среде с аналогичными остальными параметрами. В частности, поглощение волн может вести к сильному искажению частотного спектра в турбулентных потоках. Расчёт, выполненный для турбулентной плазмы [1], показывает, что при распространении электромагнитной волны происходит не только расширение частотного спектра, но и заметное смещение его максимума в сторону высоких частот. Это объясняется (несимметричной относительно частоты исходной волны) зависимостью коэффициента поглощения от частоты. В резонансных средах асимметрия вблизи линии поглощения может быть выражена ещё сильнее.

Рассмотрим два примера распространения волн в резонансных поглощающих средах. При распространении волн оптического диапазона в газах, поглощение можно определить формулами классической теории дисперсии света. В силу того, что скорость турбулентных течений газов много меньше скорости света, частота при рассеянии меняется очень слабо. Изменение спектра связано только с тем, что различные частотные составляющие поглощаются различным образом. На рис. 1 представлены нормированные кривые, полученные при прохождении волны с гауссовым спектром через поглощающий слой паров воды, толщиной 5 длин экстинкции:  $\Delta \nu_{\text{лазера}} = 0.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_p = 200 \text{ см}^{-1}$ , ширина линии поглощения  $\Delta \nu = 1 \text{ см}^{-1}$ .

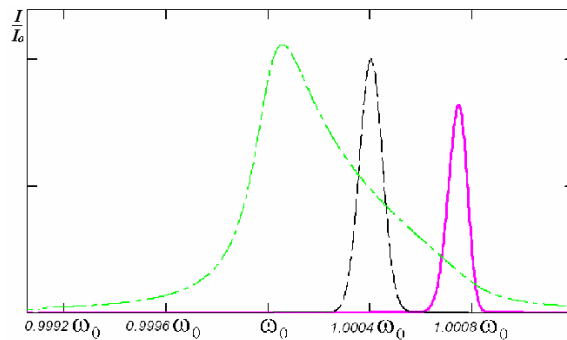


Рис. 1

Штрихпунктирной линией изображена линия поглощения, пунктирной линией исходный спектр, сплошной линией спектр на выходе из слоя. Хорошо заметно смещение выходного спектра по отношению к исходному. При увеличении толщины слоя смещение усиливается.

В качестве второго примера рассмотрено распространение акустических волн в турбулентном замороженном потоке жидкости, содержащей газовые пузырьки с флуктуирующей плотностью. В этом случае поглощение тоже носит резонансный характер и определяется следующим выражением [1]:

$$\sigma_e(\omega) = \frac{4\pi a(\delta/k)}{\left[ \left( \frac{\omega_R}{\omega} \right)^2 - 1 \right]^2 + \delta^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma_e$  – сечение ослабления,  $a$  – радиус пузырька,  $\omega_R$  – резонансная частота,  $\delta$  – постоянная затухания,  $k$  – волновое число. В случае падения волны с гауссовым спектром ширины  $0,05\omega_0$ , где  $\omega_0$  – исходная частота, на среду толщиной 5 длин экстинкции, для пузырьков радиуса  $0,02$  мм, постоянной затухания  $0,1$ , отношением скорости течения жидкости к скорости звука  $0,1$ , отношением резонансной к падающей частоте ( $\omega_R/\omega=0,96$ ), получаем следующие зависимости:

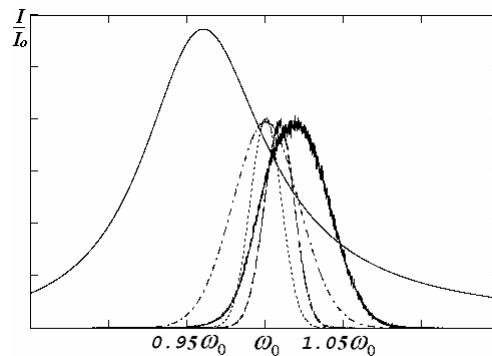


Рис. 2

На рисунке представлены нормированные спектры акустических волн. Сплошной линией изображена линия поглощения, точками – исходный спектр, штрихпунктиром – спектр вдали от линии поглощения ( $\omega_R/\omega=2$ ), пунктиром – в отсутствие рассеяния и, наконец, сплошной изрезанной линией – спектр при учёте и поглощения и рассеяния.

Расчёт многократного рассеяния волн проводился методом Монте-Карло.

- [1] Гавриленко В.Г., Петров С.С. //Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28, №5. С. 600.  
 [2] Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография /Под ред. Ю.Ю. Житковского. М.: Мир, 1980. С. 219.

## ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ НА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Е.Н. Виняйкин

*Научно исследовательский радиофизический институт*

Исследования линейно поляризованной компоненты распределенного (диффузного) радиоизлучения Галактики, дающие информацию о межзвездном магнитном поле, электронной компоненте космических лучей и тепловом ионизованном газе в межзвездном пространстве, выполнены к настоящему времени, в основном, в диапазонах метровых и дециметровых длин волн (см. [1, 2] и ссылки в этих работах). Весьма актуальным является продвижение этих исследований в диапазон сантиметровых длин волн, где влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации в межзвездной среде много меньше по сравнению с более длинными волнами. Это полезно для разделения вкладов синхротронного и тормозного излучений в общее микроволновое галактическое диффузное излучение и для получения информации о межзвездном магнитном поле на более длинных расстояниях по сравнению с теми, что доступны по поляризационным наблюдениям на более низких частотах. В связи с этим были предприняты поляризационные измерения распределенного радиоизлучения Галактики в пяти избранных точках небосвода на частоте 8300 МГц с помощью 32-м радиотелескопа в Медичине (Италия) [2].

В таблице 1 представлены галактические координаты этих точек и результаты измерений.

Таблица 1

Долгота, $l$	Широта, $b$	Яркостная температура $T_{br}$ , мК	Галактический позиционный угол
61°36'	3°43'	2.8±1.5	99°±7°
65°38'	3°43'	5.4±2.4	86°±13°
123°	27°24'	4.4±3.8	
141°09'	7°53'	6.6±2.5	143°±11°
145°20'	4°00'	8.7±3.8	126°±11°

Отметим, что здесь использовано традиционное («старое») определение  $T_{br}$  [1]. Сопоставим результаты из табл. 1 с данными более низкочастотных поляризационных измерений в тех же точках небосвода. На рис. сплошной прямой (масштаб по обеим осям логарифмический) представлен степенной спектр

Таблица 2

Координаты, $l, b$	Диапазон частот, МГц	$\beta$
61°36', 3°43'	2695÷8300	2.9±0.5
141°09', 7°53'	910÷1785	2.6±0.2
141°09', 7°53'	910÷8300	2.5±0.1
123°, 27°24'	200÷1407	1.87±0.05
123°, 27°24'	200÷8300	1.85±0.04

яркостной температуры поляризованной компоненты  $T_{br} \propto \nu^{-\beta}$  в направлении

$l=61^{\circ}36'$ ,  $b=3^{\circ}43'$  по результатам поляризационных измерений на частоте 2695 МГц ( $T_{bp}=74.8\pm 14.6$  мК [3]) и на частоте 8300 МГц (табл. 1). Ширина главного луча диаграммы направленности антенны по мощности на уровне 0,5 в измерениях на обеих частотах одинакова и составляет  $\theta_{0,5}\approx 5'$ . Спектр, полученный для направления  $l=61^{\circ}36'$ ,  $b=3^{\circ}43'$ , соответствует чисто синхротронному радиоизлучению, поскольку тормозное излучение не дает вклада в  $T_{bp}$ . Штриховой прямой показан спектр в направлении Северного полюса Мира (СПМ,  $l=123^{\circ}$ ,  $b=27^{\circ}24'$ ) по данным из [4] и табл. 1, а точечной прямой – спектр в направлении с координатами  $l=141^{\circ}09'$ ,  $b=7^{\circ}53'$  по данным из [5, 6] и табл. 1. Из рис. видно, что величина  $T_{bp}$  для СПМ на частоте 8300 МГц хорошо согласуется с более низкочастотными измерениями в рамках единого степенного спектра. То же самое справедливо и для точки с  $l=141^{\circ}09'$ ,  $b=7^{\circ}53'$  (см., также табл. 2). Отметим, что спектры в этих двух направлениях построены по данным, полученным с существенно большей величиной  $\theta_{0,5}$  на более низких частотах [4–6], чем на частоте 8300 МГц, и поэтому нуждаются в дополнительном исследовании с одинаковым угловым разрешением. В табл. 2 приведены значения спектрального индекса  $\beta$  линейно поляризованной компоненты для трех направлений, причем для двух из них как с учетом измерения на частоте 8300 МГц, так и без него, то есть только по измерениям из [4–6].

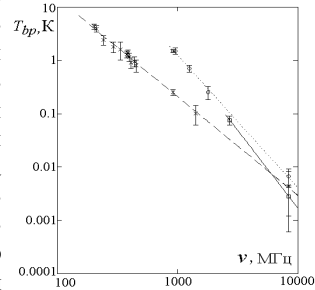


Рис.

Полученные в настоящей работе значения спектрального индекса линейно поляризованной компоненты распределенного галактического радиоизлучения, вплоть до рекордно высокой в подобного рода исследованиях (исключая яркую область вблизи центра Галактики) частоты 8300 МГц в трех далеко разнесенных направлениях, свидетельствуют о существенных угловых вариациях этой величины.

- [1] Vinyajkin E.N., Razin V.A. // Proc. of Workshop on Astrophysical Polarized Backgrounds /Eds. S.Cecchini, S.Cortiglioni, R.Sault, C.Sbarra. New York: AIP Conference Proceedings. 2002. V.609. P.26.
- [2] Vinyajkin E.N., Carretti E., Cortiglioni S., Poppi S. // Proc. of Workshop on Astrophysical Polarized Backgrounds /Eds. S.Cecchini, S.Cortiglioni, R.Sault, C.Sbarra. New York: AIP Conference Proceedings. 2002. V.609. P. 287.
- [3] Duncan A.R., Reich P., Reich W., Furst E. //Astron. Astrophys. 1999. V.350. P. 447.
- [4] Виняйкин Е.Н., Кузнецова И.П., Пасека А.М., Разин В.А., Теплых А.И. //Письма в астрон. журн. 1996. Т. 22. С. 652.
- [5] Абрамов В.И., Белов И.Ф., Виняйкин Е.Н. и др. //Препринт НИРФИ №217. Горький: НИРФИ, 1986. С. 20.
- [6] Кузнецова И.П., Мельников А.А., Разин В.А. //Иzv. вузов. Радиофизика. 1975. Т.18. С. 1548.

## ДИАГНОСТИКА ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

С.А. Кузнецов<sup>1,2)</sup> В.Ф. Мельников<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Нижегородский госуниверситет*

<sup>2)</sup> *Научно-исследовательский радиофизический институт*

Известно, что низкочастотный (НЧ) завал ( $f < f_{\text{peak}}$ ) в спектре гиротронного (ГС) излучения вспышечных петель может быть обусловлен самопоглощением или эффектом Разина [1]. Для вспышечных петель, заполненных достаточно плотной плазмой ( $n_0 \geq 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) и содержащих слабое магнитное поле ( $B \leq 300 \div 400$  Гс), эффект Разина доминирует над самопоглощением даже в области таких высоких частот как 17 ГГц [2]. Эффект значителен на частотах  $f \leq f_R = 2f_p^2 / 3f_B \approx 20 n_0 / B$ , где  $f_p$  – плазменная частота,  $f_B$  – гирочастота,  $n_0$  – концентрация плазмы,  $B$  – индукция магнитного поля. Таким образом, знание причины НЧ-завала спектра ГС-излучения позволит качественно оценить такие физические параметры во вспышечной петле, как концентрация плазмы  $n_0$  и магнитное поле  $B$ .

С целью такой идентификации в настоящей работе анализируется спектральная эволюция (параметр  $\alpha(t) = \lg(F_{34}/F_{17})/\lg(34/17)$ ) широкополосного микроволнового излучения из различных участков солнечных вспышечных петель (вершины и оснований) по данным наблюдений двухчастотного радиогелиографа Нобеяма, обладающего высоким пространственным ( $10''$  на 17 ГГц и  $5''$  на 34 ГГц) разрешением. Ранее исследования на основе спектральной эволюции проводились без пространственного разрешения [3].

Модельные расчеты показывают [3], что в случае значимого эффекта Разина спектральный индекс гиротронного излучения  $F_f = F_0 f^\alpha$  на высоких частотах  $f > f_{\text{peak}}$  увеличивается в течение всего всплеска, а на фазе спада приобретает большие положительные значения, что свидетельствует об увеличении  $f_{\text{peak}}$ :  $f_{\text{peak}} > f$ . 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. Отметим, что для сильного подавления Разина характерно увеличение  $\alpha$  именно до положительных значений. Увеличение величины  $\alpha$  к фазе спада только до нуля соответствует постепенному уплощению энергетического спектра электронов  $N(E)$ .

Пример анализа спектральной эволюции микроволнового излучения показан на рисунке для события 16 мая 2005 г. На верхней панели приведены временные профили радиоизлучения, полученные радиогелиографом на частотах 17 ГГц (жирная линия) и на 34 ГГц (тонкая линия), из левого основания (а), вершины петли (b) и из правого основания (с). Вертикальной штриховой линией обозначен момент максимума всплеска. На нижней панели графикам (d), (e), (f) соответствуют временные профили индекса  $\alpha$  для левого основания, вершины петли и правого основания соответственно. Горизонтальная пунктирная линия показывает уровень  $\alpha = 0$ .

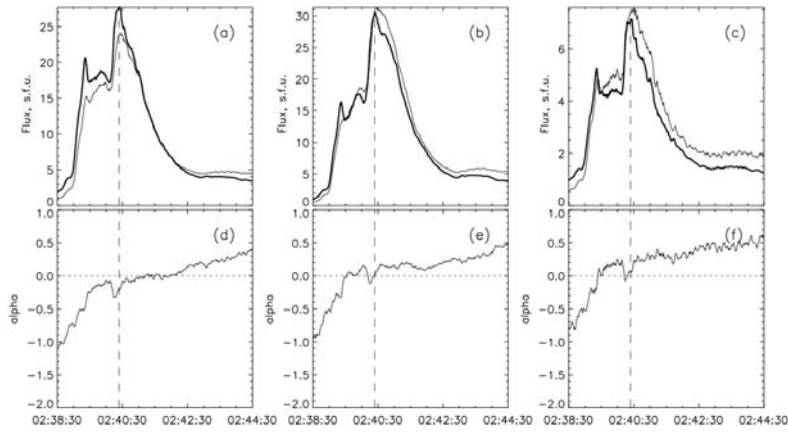


Рис.

Хорошо видно, как во всех участках всплывающей петли  $\alpha$  растет на фазе роста, и продолжает расти на фазе спада. Отметим, что величина  $\alpha$  приобретает положительные значения на фазе максимума всплеска и продолжает увеличиваться на фазе спада, достигая значений  $\alpha \approx 0,5$ . Этот факт невозможно объяснить эффектом самопоглощения, так как на фазе спада оптическая толщина источника должна уменьшаться, приводя тем самым, наоборот, к уменьшению  $\alpha$  [3]. Между тем такое поведение спектрального индекса вполне возможно в случае значимого подавления Разина, то есть при достаточно большой частоте Разина  $f_R$ , или, что то же самое, при большом соотношении  $n_0/B$ .

Таким образом, анализ спектральной эволюции микроволнового излучения в данном событии показал, что концентрация плазмы  $n_0$  – высокая, а магнитное поле  $B$  – низкое. Такие выводы по диагностике физических условий во всплывающей петле подтвердились оценками плотности плазмы и магнитного поля по данным спутников GOES и SOHO/MDI, согласно которым концентрация плазмы составляет  $n_0 \approx 2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а магнитное поле  $B$  не превышает 500 Гс.

Подобным образом было проанализировано 11 событий со значениями  $\alpha \geq 0$  в максимуме всплеска. В результате установлено, что в большинстве событий основной причиной НЧ-завала спектра ГС-излучения в диапазоне 17–34 ГГц является самопоглощение, и лишь в одном – эффект Разина. Это говорит о том, что высокое отношение плотности плазмы к магнитному полю ( $n_0/B \geq 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{Гс}$ ) – явление, достаточно редкое в солнечных всплывающих петлях.

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., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V. M. // A. & A. 2005. V.439. P. 727.
- [3] Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. // Solar Physics. 2008 (submitted).



**СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАДИОЯРКОСТИ  
ВДОЛЬ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ****О.В. Мартынова<sup>1,2)</sup>, В.Ф. Мельников<sup>1)</sup>, В.Е. Резникова<sup>1,3)</sup>**<sup>1)</sup>*Научно-исследовательский радиофизический институт*<sup>2)</sup>*Нижегородский госуниверситет*<sup>3)</sup>*Purple Mountain Observatory (Nanjing, China)*

Существующие на сегодняшний день модельные расчеты распределения микроволнового излучения вдоль одиночной вспышечной петли дают следующие предсказания: на низких частотах, где источник оптически толстый, максимум яркости должен наблюдаться в вершине петли, а на высоких частотах, где источник оптически тонкий – вблизи оснований магнитной арки [1, 2].

Однако анализ микроволновых наблюдений по нескольким вспышечным событиям показал, что максимумы яркости находятся в вершине вспышечных петель, причем радиоисточники являлись оптически тонкими. В работе [3] показано, что значительное относительное увеличение плотности ускоренных электронов вблизи вершины может снять противоречия между наблюдениями и модельными предсказаниями.

Целью настоящей работы является выяснение закономерностей пространственного распределения радиояркости вдоль вспышечных петель. В данной работе использовались микроволновые данные, полученные на радиогелиографе Нобеяма (NoRH) с разрешением 10" на 17 ГГц и 5" на 34 ГГц. Для надежной идентификации локализации оснований вспышечных петель строились распределения магнитного поля на основе данных SOHO/MDI. Из всех событий, происшедших за 1997–2007 гг., были выбраны наиболее «простые» вспышки, в которых хотя бы на одной из частот в некоторый промежуток времени была различима одиночная петля. Чаще всего петля отчетливо наблюдалась на частоте 34 ГГц, на которой источник был всегда разрешен, т.е., его угловые размеры заметно превосходили 5". Таким образом, было отобрано 42 события. Стоит отметить, что по данным поляриметра только в одном событии радиоисточник на частоте 34 ГГц являлся оптически толстым.

Все время существования вспышки было условно разделено на три периода: фаза роста, фаза максимума и фаза спада. К фазе роста относится интервал времени, на котором интенсивность всплеска возрастает до половины ее максимального значения  $I_{max}$ . К фазе максимума – интервалы роста интенсивности от  $0,5 \times I_{max}$  до максимума и спада интенсивности от максимума до  $0,5 \times I_{max}$ . К фазе спада – от  $0,5 \times I_{max}$  до окончания вспышки. Фазы всплеска определялись по интегральной интенсивности, измеряемой на радиополяриметре Нобеяма (NoRP). Сама вспышечная петля была разделена на три участка: два основания и вершина. Если яркостная температура на одном из них была более чем в два раза выше, чем на других участках, то считалось, что максимум яркости находится на этом участке. Кроме того, все события были разделены по гелиодолготам на 3 группы:  $\delta < 30$  (16 событий),  $30 < \delta < 70$  (13 событий),  $\delta > 70$  (13 событий).

Так как на протяжении одной фазы максимум яркости в петле мог поменять свое положение, то для подсчета частоты проявления того или иного пространственного распределения были использованы процентные соотношения. Некоторые события (особенно лимбовые) не были разрешены на частоте 17 ГГц и при подсчете процентов не учитывались.

Главным результатом работы является статистически обоснованное доказательство того, что на фазах максимума и спада всплесков пик яркости на обеих частотах чаще всего находится в вершине вспышечной петли. На фазе роста максимум яркости обычно находится в основаниях. Для лимбовых всплесков на 34 ГГц пик яркости на всех фазах приходится на вершину. По данным нашей выборки самой нестабильной является фаза роста: в это время максимум яркости чаще всего менял свое положение. Более подробно результаты представлены в таблице. Другой интересный факт состоит в том, что существует большое число случаев, когда максимум яркости находится в одном из оснований. По-видимому, это связано с асимметричностью магнитных петель. Действительно, по данным SOHO/MDI в 73% ассиметричных вспышечных петель (11 событий) максимум яркости приходился на основания с более высоким магнитным полем.

Таблица

Гелиодолгота	Вспышечная фаза	17 ГГц			34 ГГц		
		два основ.	одно основ.	вершина	два основ.	одно основ.	вершина
$\delta < 30$	фаза роста	21%	53%	26%	13%	60%	27%
	фаза максимума	7%	27%	66%	27%	17%	56%
	фаза спада	14%	31%	50%	14%	20%	66%
$30 < \delta < 70$	фаза роста	46%	30%	23%	44%	31%	25%
	фаза максимума	20%	33%	50%	25%	25%	50%
	фаза спада	11%	17%	56%	18%	36%	46%
$\delta > 70$	фаза роста	0%	67%	33%	8%	25%	67%
	фаза максимума	0%	25%	75%	0%	21%	79%
	фаза спада	0%	67%	33%	0%	17%	83%

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

- [1] Alissandrakis C.E., Preka-Papadema P. // A.&A. 1984, V.139. P. 507.  
 [2] Bastian T.S., Benz A.O., Gary D. // ARA&A. 1998. V.36. P. 131.  
 [3] Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E. // ApJ. 2002. V.580. P. L185.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТР МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

А.С. Моргачев<sup>1)</sup>, В.Е. Поляков<sup>1)</sup>, Д.А. Щербаков<sup>1)</sup>, В.Ф. Мельников<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт

Основными механизмами микроволнового излучения, важными для исследования вспышечных петель, принято считать гиротронное (ГС) и тепловой тормозной [1]. Одной из характеристик нетеплового ГС излучения является спектральный индекс, отражающий наклон частотного спектра и позволяющий определить важнейший параметр вспышки – показатель энергетического спектра ускоренных электронов. Так как наблюдаемый поток микроволнового излучения представляет собой сумму потоков гиротронного излучения энергичных частиц и теплового тормозного излучения горячей плазмы, то для правильного определения спектрального индекса необходимо корректировать данные наблюдений путем вычета из общего потока компоненты, связанной с тепловым тормозным излучением. Проведение такой коррекции и определение роли тормозного излучения и является основной целью настоящей работы. Задача решалась с помощью совместного анализа микроволнового и мягкого рентгеновского излучений вспышечной петли по данным радиополяриметра и радиогелиографа обсерватории Нобеля и спутника GOES на основе базы данных из 28 вспышек.

Расчет интенсивности и спектра теплового тормозного микроволнового излучения производился на основе: а) обработки данных со спутника GOES, регистрирующего полные потоки мягкого рентгеновского излучения от Солнца в каналах 1–8 Å и 0,5–4 Å [2]; б) определения по этим данным меры эмиссии и температуры горячей плазмы, заполняющей вспышечную петлю.

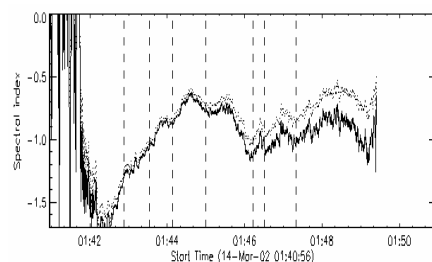


Рис.1

Для иллюстрации на рис.1 представлены временные профили спектрального индекса наблюдаемого (суммарного) излучения (жирная линия) и спектрального индекса гиротронного (разностного) излучения (тонкая линия) для вспышки 14 марта 2002 г. Видно, что профили практически совпадают на фазе максимума всплеска и заметно отличаются на фазе спада.

Для более глубокого изучения физических процессов во вспышках необходимо знать характеристики излучения в отдельных участках вспышечных петель. Для расчета параметров вспышки (поток, спектральный индекс) из отдельных участков вспышечной петли в ходе работы петля разбивалась на три квадратных участка (бокса), два в основаниях и один в вершине.

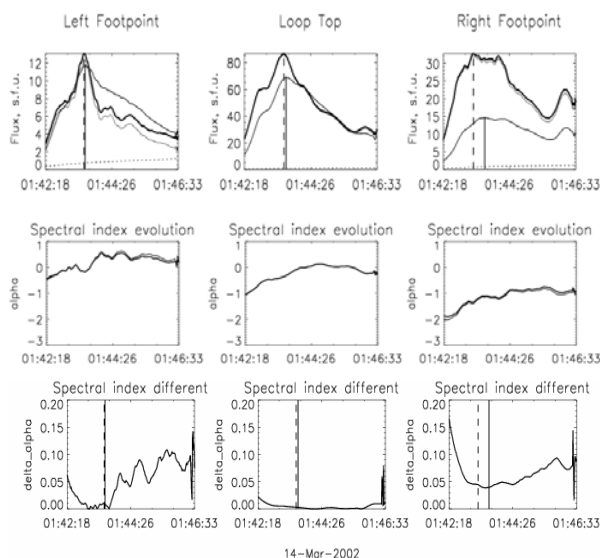


Рис.2

Тепловая компонента радиоизлучения рассчитывалась для каждого бокса по потокам мягкого рентгена (рис.2, верхняя панель, пунктирная линия) и вычиталась из полного потока, регистрируемого радиогелиографом Нобеяма на частотах 17 и 34 ГГц (жирная линия и линия средней толщины соответственно). В результате получались временные профили «чистого» гиротронного излучения (тонкая линия – 17 ГГц). На средней панели рис.2 показаны временные профили спектрального индекса, соответствующие полному потоку (жирная линия) и ГС излучению (тонкая линия). На нижней панели изображен временной профиль разности спектральных индексов «чистого» гиротронного излучения и полного потока.

В итоге анализа 28 событий были получены следующие результаты:

1) На фазе максимума всплеска влияние теплового тормозного излучения на поток и спектральный индекс незначительно (<3%), а на фазе спада вклад тормозного излучения достигает максимума (до 70% по потоку и до 1,6 по абсолютному значению спектрального индекса) во всех частях вспыхивающей петли.

2) Тепловое тормозное излучение вносит больший вклад в общий поток принимаемого излучения и оказывает наибольшее влияние на его спектральный индекс в основаниях вспыхивающей петли.

В заключение отметим, что при диагностике наклона энергетического спектра электронов по микроволновому излучению вспыхивающих петель наиболее точные результаты можно получить, измеряя наклон частотного спектра на фазе максимума всплеска, так как в это время наблюдаемый спектр наиболее близок к гиротронному. На других фазах всплеска необходима существенная коррекция.

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

- [1] Dulk G.A. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985, V.23, P.169  
[2] Crannell C.J., Kenneth J.F., Matzler C. // ApJ. 1978, V.223, P.620.

**ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЛ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ИСКУССТВЕННЫХ  
ОБЪЕКТОВ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ МЕТОДОМ  
ЛОКАЦИОННОЙ ДЛИННОБАЗОВОЙ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ**

**М.Б. Нечаева<sup>1)</sup>, И.Е. Молотов<sup>2)</sup>, В.М. Агапов<sup>2)</sup>, А.А. Антипенко<sup>1)</sup>, Л. Беннер<sup>3)</sup>,  
А.Е. Вольвач<sup>4)</sup>, А.Ф. Дементьев<sup>1)</sup>, Н.А. Дугин<sup>1)</sup>, Ш. Лю<sup>5)</sup>, В.В. Орешко<sup>6)</sup>,  
Дж. Пупилло<sup>7)</sup>, Дж. Туккари<sup>8)</sup>, И.С. Фалькович<sup>9)</sup>, И.К. Шмелд<sup>10)</sup>**

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт

<sup>2)</sup> Институт прикладной математики им. Келдыша (Москва, Россия)

<sup>3)</sup> Лаборатория реактивного движения (США)

<sup>4)</sup> Крымская радиоастрофизическая обсерватория (Украина)

<sup>5)</sup> Национальная астрономическая обсерватория (Урумчи, Китай)

<sup>6)</sup> Пуцинская радиоастрономическая обсерватория ФИАН (Россия)

<sup>7)</sup> Астрономическая обсерватория г.Турина (Италия)

<sup>8)</sup> Институт радиоастрономии (Италия)

<sup>9)</sup> Радиоастрономический институт НАНУ (Харьков, Украина)

<sup>10)</sup> Вентспилский международный радиоастрономический центр (Латвия)

Данная работа является продолжением серии работ, направленных на развитие метода радиолокационной длиннбазовой интерферометрии космических тел (метод РСДБ–локации), предназначенного для решения актуальных прикладных проблем – определения точных траекторий фрагментов «космического мусора» и астероидов, потенциально опасных для Земли [1–3]. Метод радиолокационной длиннбазовой интерферометрии заключается в локации космических тел в околоземном пространстве мощным сигналом передатчика и приеме сигналов, отраженных этими телами, радиоинтерферометром со сверхдлинной базой (РСДБ). Объединение методов радиолокации и РСДБ позволило получить инструмент для трехмерных измерений, обладающий высокой разрешающей способностью как по дальности и радиальной скорости, так и по углу и скорости его изменения.

В 2006–2007 гг. на базе низкочастотной РСДБ–сети Low Frequency VLBI Network (LFVN) было проведено три РСДБ–сессии по исследованию параметров орбит планеты Венера, астероидов 2004 XR14 и 2007 DT103 и объектов космического мусора на различных типах орбит. Локация осуществлялась с помощью планетного радиолокатора Евпатории РТ-70 (Украина) на частоте 5 ГГц. Проведены также дополнительные сеансы локации астероидов на частоте 8,5 ГГц передатчиком антенны РТ–70 в Голдстоуне (США). Эхо-сигналы от исследуемых объектов, принятые комплексом радиотелескопов, расположенных в России, Украине, Италии, Китае и Латвии, были записаны с помощью систем регистрации NRTV, МК-2 и МК-5. Обработка РСДБ–данных осуществлялась в центре корреляции «НИРФИ–3». В ходе обработки данных выполнялась корреляция модели переданного сигнала

с сигналом, отраженным от объекта и полученным в приемных пунктах. Далее проводился спектральный анализ полученной реализации для прецизионных измерений доплеровских сдвигов частоты.

Одной из задач проведенных экспериментов являлось определение параметров орбит планет земной группы. В июле 2007 г. Венера находилась на сравнительно малом расстоянии от Земли (около 0,3 АЕ), что позволило выделить достаточно сильный кросс-корреляционный отклик. В предыдущих экспериментах обработка была затруднена из-за слабого сигнала. По результатам спектрального анализа сделаны оценки частотного сдвига Доплера.

3 июля 2006 г. выполнена успешная локация астероида 2004 XR14 в момент, когда астероид находился на минимальном расстоянии от Земли (около 400 тыс. км). В ходе обработки был получен отклик от астероида в двух частотных диапазонах: при локации объекта планетным локатором Евпатории и локатором Голдстоуна. На

рисунке представлен спектральный отклик результата кросс-корреляции модели сигнала передатчика и отклика от астероида, принятого в Евпатории (РТ-70) в 08:39:00 UT, при локации астероида сигналом передатчика Голдстоуна.

В экспериментах по локации объектов «космического мусора» кроме прямых измерений частотных сдвигов Доплера дополнительно обрабатывалась методика получения некоординатной информации об исследуемых объектах. Анализ временной динамики спектральных кросс-корреляционных откликов позволил получить данные об общем состоянии объекта, включая период вращения, наличие отдельных отражающих фрагментов на корпусе объекта, направление оси вращения аппарата. Кроме того, выполнялось совершенствование процесса корреляционной обработки с целью повышения точности определения частотных сдвигов Доплера в случаях, когда спектральные отклики были значительно расширены (до сотен кГц). Данный эффект становится особенно заметным при локации объектов неправильной формы и при локации быстровращающихся объектов. Для того чтобы исключить ошибку измерений частот, выполнялась процедура аппроксимации спектра функцией Гаусса. При этом частота сдвига Доплера, определенная по максимуму аппроксимирующей функции, несет информацию о средней радиальной скорости исследуемого объекта.

Таким образом, в локационных РСДБ-сессиях 2006–2007 гг. продолжено развитие методической, программной и технической базы метода РСДБ-локации. Высокая точность данных, получаемых при РСДБ-локации объектов «космического мусора», весьма важна в построении прогностических моделей опасных сближений космических объектов с работающими спутниками. Отметим, что успешная радиолокация астероида и Венеры на сети LFVN была выполнена впервые.

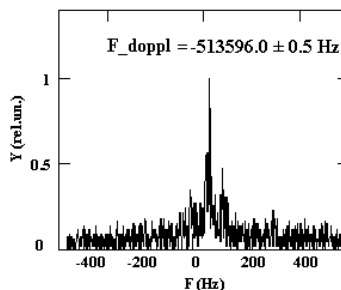


Рис.

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам радиоастрономических обсерваторий, участвовавших в описанных экспериментах.

- [1] Молотов И.Е., Нечаева М.Б. и др. //Изв. ГАО. 2006. Т.218. С. 402.  
 [2] Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А. и др. //Изв.вузов. Радиофизика. 2007. Т.50, №7. С. 577.  
 [3] Molotov I., Nechaeva M. et al. //The 5 IVS General Meeting Proceedings. 2008 (в печати).

## АЛГОРИТМ ПОЛУЧЕНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ТОЧЕЧНЫХ ЦЕЛЕЙ ДЛЯ РАДИОЛОКАТОРОВ С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ АПЕРТУРЫ

Е.А. Погодин

*Нижегородский госуниверситет*

Синтезирование апертуры является одним из наиболее эффективных способов получения высококачественного радиоизображения, который появился в конце 50-х годов и сразу привлек к себе огромное внимание [1]. Главным свойством этого метода является высокая разрешающая способность по азимуту. При этом обеспечивается обнаружение малоразмерных объектов и помехозащищенность РЛС. Наиболее часто метод синтеза апертуры используется для разведки и картографирования местности [1, 2].

Синтезированная апертура формируется последовательно во времени при полете по известной траектории путем запоминания отраженного от объекта электромагнитного поля (амплитуды и фазы траекторного сигнала). Когерентное (синфазное) суммирование сигналов, принятых за время пролета заданного участка траектории, эквивалентно синфазному суммированию сигналов, принимаемых реальной линейной фазированной антенной решеткой такого же большого размера. Поэтому угловая разрешающая способность и, следовательно, детальность радиолокационного изображения объекта повышаются во столько же раз, во сколько раз синтезированная апертура больше реальной апертуры антенны радиолокационной станции. Это улучшение может достигать тысячу и более раз, что обеспечивает высокую детальность радиолокационных изображений (радиовидение) [1, 2].

В настоящее время практически все системы используют цифровые системы обработки сигналов [2], что позволяет работать в реальном масштабе времени.

Рассмотрим формирование прямолинейной синтезированной апертуры.

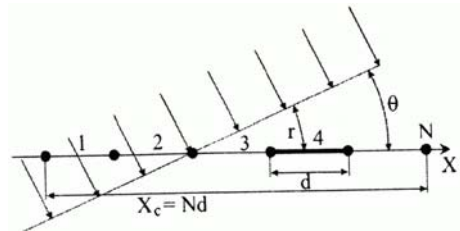


Рис. 1

Антенна при перемещении по прямолинейной траектории (рис. 1) последовательно занимает положения 1, 2, ...,  $N$ . В каждом таком положении антенна излучает и принимает отраженный от точечной цели сигнал в виде плоской электромагнитной волны.

Фронт волны расположен под углом относительно траектории. Система обработки сигнала производит запись амплитуды и фазы электромагнитной волны, принимаемой в каждом положении реальной антенны. Таким образом, происходит формирование траекторного сигнала – аналога распределения поля по апертуре реальной антенны. Затем синфазно суммируются запомненные сигналы. Так как размер антенны равен  $d$ , и перемещение антенны также равно  $d$ , то получается непрерывная апертура  $X_c = Nd$ . Ее диаграмма направленности на прием определяется так же, как для реальной апертуры.

Траекторный сигнал является суперпозицией сигналов элементарных отражателей, расположенных в пределах диаграммы направленности.

Процесс синтезирования апертуры антенны (получение сигнала, характеризующего радиолокационное изображение элемента разрешения) сводится к реализации алгоритма согласованной обработки сигнала, т.е. согласованию опорной функции с траекторным сигналом от одиночной точечной цели. Поэтому в качестве опорной функции выбирается функция, комплексно сопряженная с сигналом от одиночной точечной цели. При равномерном прямолинейном движении носителя и неподвижном объекте обработка сигнала состоит в свертке траекторного сигнала с опорной функцией. Другими словами осуществляется согласованная с сигналом точечной цели фильтрация траекторного сигнала.

Здесь представлены результаты реализации алгоритма для двух точечных целей, отличающихся по яркости в два раза, с координатами (25 м, 15 м), (30 м, 15 м) при заданном разрешении в 3 метра по оси абсцисс. Носитель с всенаправленной антенной движется вдоль оси абсцисс.

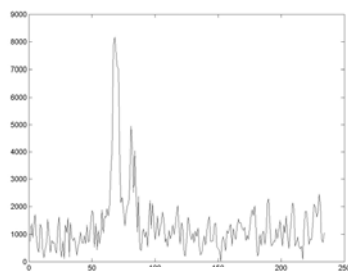


Рис. 2

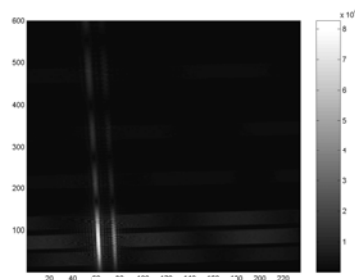


Рис. 3

На рис. 2 и 3 представлены радиоизображения в одномерном и двухмерном случаях соответственно, из которых следует, что синтезирование апертуры является эффективным способом повышения детальности радиолокационных изображений.



- [1] Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли. М.: Радиотехника, 2005. 367 с.
- [2] Антипов В.Н., Горяинов В.Т., Кулин А.Н. и др. Радиолокационные станции с цифровым синтезированием апертуры антенны. М.: Радио и связь, 1988. 304 с.

### **О ПЭТЧЕВОЙ СТРУКТУРЕ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ**

**В.П. Урядов<sup>1)</sup>, А.А. Понятов<sup>1)</sup>, Г.Г. Вертоградов<sup>2)</sup>, В.Г. Вертоградов<sup>2)</sup>,  
С.В. Кубатко<sup>2)</sup>**

<sup>1)</sup> *Научно-исследовательский радиофизический институт*

<sup>2)</sup> *Южный федеральный университет*

В докладе представлены результаты комплексных измерений характеристик сигналов, рассеянных искусственными мелкомасштабными неоднородностями. Эксперимент проводился с 27 по 31 августа 2007 г. в вечернее время 14:00–18:30 UT. Для создания искусственных ионосферных неоднородностей использовался нагревный стенд СУРА. Излучалась волна обыкновенной поляризации в режиме: 10 минут – излучение, 5 минут – пауза. В различные дни наблюдений угол излучения варьировался с отклонением луча к югу от зенита от 8 до 24°.

Для диагностики искусственных неоднородностей осуществлялось ЛЧМ зондирование на трассе ИЗМИРАН – СУРА – Ростов-на-Дону. ЛЧМ передатчик работал в диапазоне частот 2–20 МГц, скорость перестройки частоты составляла 100 кГц/с. В Ростове-на-Дону также осуществлялся прием радиосигналов станции точного времени РВМ (55.8°N, 38.3°E) на частоте 9996 кГц. В приемном пункте проводились спектральные и угловые измерения радиосигналов.

Во время работы нагревного стенда СУРА на ионограммах наклонного ЛЧМ зондирования наблюдался дополнительный (рассеянный) сигнал в виде моды, задержанной относительно моды прямого сигнала. Отличительной особенностью ионограмм наклонного зондирования, зарегистрированных в вечернее время, является наличие нескольких треков рассеянных сигналов с различными задержками относительно моды прямого сигнала. Характерный пример такой ионограммы показан на рис. 1. Рассеянные сигналы отмечены маркерами РС1 – РС4.

Было проведено моделирование распространения радиоволн с учетом ракурсного рассеяния на искусственных мелкомасштабных неоднородностях. В расчетах фоновая ионосфера задавалась по модели IRI, которая корректировалась по результатам наклонного зондирования на прямой трассе ИЗМИРАН – Ростов-на-Дону. Параметры ионосферы над стендом СУРА определялись по данным вертикального зондирования станции Базис в месте расположения нагревного стенда.

Можно предположить, что многослойная структура дополнительного сигнала обусловлена рассеянием радиоволн от пространственно разнесенных областей с неоднородностями. Для их позиционирования мы рассчитали положение эллипсоидов в ионосфере с фокусами в точках излучения и приема, на которых при нали-

чи неоднородностей расчетная задержка времени группового распространения рассеянных сигналов относительно прямого сигнала совпадала с экспериментальной задержкой. На рис.2 приведена карта и показано положение эллипсов (проекции на поверхность Земли сечения эллипсоидов горизонтальной плоскостью на высоте отражения волны накачки), соответствующих задержкам рассеянных сигналов PC1, PC2 и PC3. Здесь же, на рисунке, в виде овала показано положение проекции на горизонтальную плоскость сечения диаграммы направленности стелды СУРА на высоте отражения волны накачки

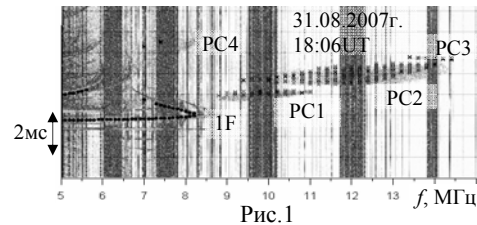


Рис.1

обыкновенной поляризации  $f_p = 4,3$  МГц. Согласно расчетам рассеянному сигналу PC1 соответствует область рассеяния OP1, расположенная на 250 км юго-западнее стелды СУРА. Высоты расположения рассеивающих неоднородностей 252–262 км, средний радиус OP1 равен 40 км. За рассеянный сигнал PC2 ответственно протяженная область с неоднородностями сложной конфигурации OP2, причем область

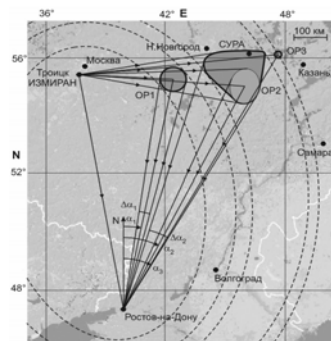


Рис.2

отражения волны накачки находится внутри области OP2. Высоты расположения рассеивающих неоднородностей 255–273 км. За рассеянный сигнал PC3 ответственно область с неоднородностями OP3, азимут на которую  $\alpha_3 = 26,1^\circ$  (радиус области OP3 равен 10 км,  $\Delta\alpha_3 = 1^\circ$ , расстояние до стелды СУРА – 90 км). Согласно расчетам, природа рассеянного сигнала PC4, зарегистрированного на низких частотах  $\sim 7,2$ – $8,2$  МГц с задержкой  $\sim 3,5$  мс относительно моды 1F (см. рис.1) связана с распространением рассеянного сигнала из области OP3 до приемного пункта с промежуточным отражением от Земли. Расчетная ионограмма на трассе ИЗМИРАН – Ростов-на-Дону для этого

сеанса с учетом ракурсного рассеяния радиоволн от областей с рассеивающими неоднородностями OP1, OP2 и OP3, позиционированными на рис. 2, показана маркерами на рис. 1 (точки – прямой сигнал, крестики – рассеянные сигналы). Сравнение экспериментальной и расчетной ионограмм показывает их хорошее соответствие. Данные ЛЧМ зондирования на трассе ИЗМИРАН – СУРА – Ростов-на-Дону хорошо дополняются результатами угловых измерений рассеянного сигнала на трассе РВМ (Москва) – СУРА – Ростов-на-Дону на частоте 9996 кГц. Согласно измерениям в распределении азимутальных углов прихода имеются два максимума: один на  $23$ – $24^\circ$  и второй (меньший, но заметный) на  $9$ – $10^\circ$ , что указывает на наличие по крайней мере двух областей (пэтчей) с неоднородностями. В то же время согласно расчетам за рассеянный сигнал PC1 ответственно область с неоднородностями

родностями ОР1, азимут на которую из приемного пункта Ростов-на-Дону лежит в пределах углов  $\Delta\alpha_1 \sim 8.7^\circ\text{--}13.3^\circ$ , что находится в пределах второго максимума в распределении азимутальных углов прихода. Таким образом, результаты ЛЧМ зондирования, угловых измерений и расчеты рассеянных сигналов хорошо согласуются между собой. Полученные результаты указывают на пэтчевую структуру возмущенной области ионосферы с искусственными мелкомасштабными неоднородностями.

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

### О ПЭТЧЕВОЙ СТРУКТУРЕ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ. РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ И УГЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ РАССЕЯННЫХ СИГНАЛОВ

В.П. Урядов<sup>1)</sup>, А.А. Понятов<sup>1)</sup>, Г.Г. Вертоградов<sup>2)</sup>, В.Г. Вертоградов<sup>2)</sup>,  
С.В. Кубатко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт

<sup>2)</sup> Южный федеральный университет

В докладе представлены результаты измерений спектральных и угловых характеристик сигналов, рассеянных искусственными мелкомасштабными неоднородностями. На рис.1 и 2 показаны гистограммы распределения доплеровского спектра ( $\delta f$ ) и азимутального ( $\alpha$ ) угла прихода рассеянного сигнала (РС) станции РВМ (Москва) на частоте 9996 кГц и вещательной станции в окрестности Самары на частоте 12055 кГц соответственно для 16:30–17:00 UT 29 августа 2007 г. Точность измерения угла  $\alpha$  составляет  $\sim 0,1^\circ$ .

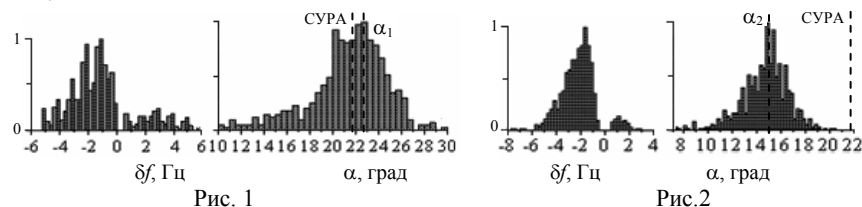


Рис. 1

Рис.2

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что азимутальные углы для РС от двух станций заметно отличаются: для РВМ среднее значение угла  $\alpha$  и дисперсия  $\sigma_\alpha$  составляют  $\sim 21,4^\circ$  и  $4,4^\circ$ , а для Самары –  $14,7^\circ$  и  $1,9^\circ$  соответственно. Если учесть, что область с рассеивающими неоднородностями (ОР) размером в 100 км имеет угловой азимутальный размер порядка  $5^\circ$ , то значение  $\alpha$  для Самары принципиально отличается от азимута СУРЫ, равного  $21,9^\circ$  (указанного на рисунках). Кроме того, для обеих трасс наблюдалось расщепление доплеровского спектра РС, при этом в обоих случаях основной вклад в спектр дают компоненты с отрицательным доплеровским сдвигом  $\sim -2$  Гц.

Можно предположить, что в данном случае важную роль играет рефракция радиоволн в сочетании с пэтчевой (облачной) структурой возмущенной области. Было проведено моделирование ракурсного рассеяния радиоволн на двух трассах РВМ – СУРА – Ростов-на-Дону и Самара – СУРА – Ростов-на-Дону. Для локализации положения областей ионосферы с неоднородностями, ответственными за рассеяние, использовались результаты измерений азимута и угла места рассеянных сигналов с учетом высоты образования неоднородностей вблизи отражения мощной волны накачки обыкновенной поляризации на частоте  $f_p = 4,3$  МГц, определенной из ионограмм вертикального зондирования. Для каждой передающей станции РВМ и Самара мы определили область с неоднородностями, ответственными за принимаемые рассеянные сигналы: это ОР1 (56,17°N, 46,57°E) для РВМ и ОР2 (56,72°N, 44,27°E) для Самары. Карта с геометрией эксперимента и результатами расчета приведена на рис.3. Полупрозрачный овал соответствует сечению диаграммы антенны стенда СУРА на высоте отражения волны накачки.

Далее, чтобы выявить роль рефракции были проведены расчеты рассеяния сигналов обеих станций на неоднородностях как ОР1, так и на ОР2. Результаты расчетов

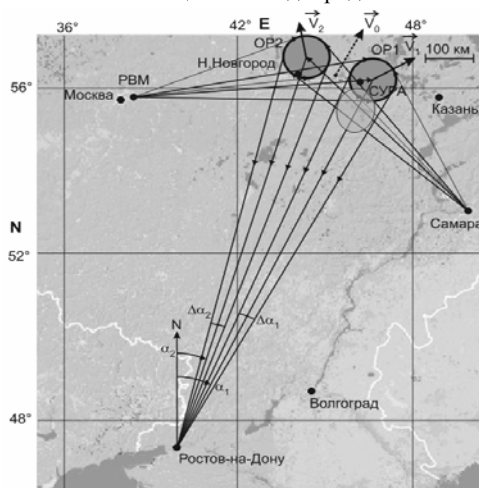


Рис.3

хорошо согласуются с результатами угловых измерений, т.е. на трассе РВМ – СУРА – Ростов-на-Дону основной вклад в рассеянный сигнал дает область ОР1 ( $\alpha_1=23^\circ$ ), а на трассе Самара – СУРА – Ростов-на-Дону область ОР2 ( $\alpha_2=15^\circ$ ). Таким образом установлено, что рефракция радиоволн играет важную роль в «вырезании» из всей возможной области рассеяния тех участков, которые дают основной вклад в принимаемый рассеянный сигнал. В то же время здесь проявляется и пэтчевая структура возмущенной области: не из всех областей, где по расчетным условиям ракурсного рассеяния можно было бы ожидать появления рассеянного сигнала, наблюдался прием рассеянных сигналов в эксперименте. На основе измерений доплеровских спектров и рассчитанных положений рассеивающих центров для каждой передающей станции (РВМ и Самара) были определены величина и направление скорости дрейфа неоднородностей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, вдоль биссектрисы угла между направлениями из области рассеяния на передатчик и приемник (Ростов-на-Дону). Результаты расчета показаны на рис. 3. Значения скоростей и направлений (азимут) дрейфа неоднородностей для областей ОР1 и ОР2 составляют величины  $V_1 \sim 35$

м/с,  $A = 60^\circ$  и  $V_2 \sim 30$  м/с,  $A = 345^\circ$  соответственно. Полученные результаты можно интерпретировать либо как движение из общего центра, близкого к центру отражения в ионосфере мощного пучка радиоволн, либо как общее увлечение пэтчей с неоднородностями за счет регулярного дрейфа или комбинацией обоих движений. При этом, если принять предположение о регулярном дрейфе неоднородностей, то, согласно расчетам, величина и направление скорости  $\vec{V}_0$  общего дрейфа составляют значения 41 м/с и  $28^\circ$ . Эта скорость показана пунктиром на рис. 3.

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

## ДИНАМИКА СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СОЛНЕЧНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

А.А. Шibaев<sup>1)</sup>, В.Ф. Мельников<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт

Из теории гиросинхротронного (ГС) излучения известно, что генерируемое не-тепловыми электронами излучение с изотропным распределением по скоростям в плазме с магнитным полем, обладает в основном круговой поляризацией, причём знак поляризации соответствует Х-моду в оптически тонкой области и О-моду в оптически толстой области спектра. В оптически тонкой области спектра степень поляризации уменьшается при уменьшении показателя энергетического спектра излучающих электронов (см., например, [1]) и, наоборот, увеличивается при увеличении степени поперечной анизотропии этих электронов (см. рис.1. и [2]).

Целью данной работы является исследование динамики степени поляризации в солнечных микроволновых

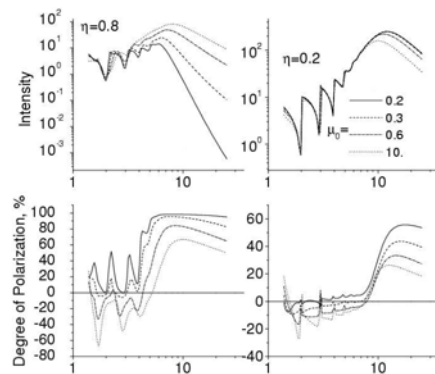


Рис.1

вспышечных петлях и проверка теоретических предсказаний о характере зависимости между временными профилями интенсивности и степени поляризации. Из-за того, что ориентация и величина магнитного поля сильно влияют на поляризацию ГС излучения, степень поляризации суммарного излучения от всей петли зависит от вклада различно ориентированных частей магнитной петли, который часто изменяется в процессе вспышки (происходит перераспределение яркости ГС излучения вдоль петли). Поэтому для достижения цели принципиально важно высокое пространственное разрешение радиотелескопа, чтобы иметь возможность принимать и исследовать излучение из отдельных участков вспышечной магнитной петли со стабильным в течение всплеска направлением и напряженностью магнитного поля.

Для решения поставленной задачи были использованы данные радиогелиографа Нобеяма (Япония) и программные пакеты IDL 6.1 и Solar Software. Отбор вспышек проводился по следующим признакам: 1) наличие хорошо различимой радиогелиографом петлеобразной формы вспышки (размер петли в несколько раз превышает ширину диаграммы направленности телескопа на 34 ГГц, то есть, больше 5 угл. сек); 2) наличие данных с хорошим временным разрешением (1–2 секунды).

В ходе проведённого анализа 9 вспышек были выявлены следующие типы соотношения между временными профилями интенсивности и степени поляризации:

1. Минимум степени поляризации приходится на максимум интенсивности, а максимум степени поляризации наступает позже максимума интенсивности (пять событий из девяти).

2. Максимум степени поляризации наступает раньше максимума интенсивности. Степень поляризации в начале всплеска возрастает, однако затем падает и стабилизируется (четыре события из девяти).

В качестве иллюстрации первого типа динамики степени поляризации рассмотрим вспышку 18 июля 2002 г. Тонкой линией показан временной профиль степени поляризации, а толстой – интенсивности излучения из левого основания, вершины и правого основания на частоте 17 ГГц.

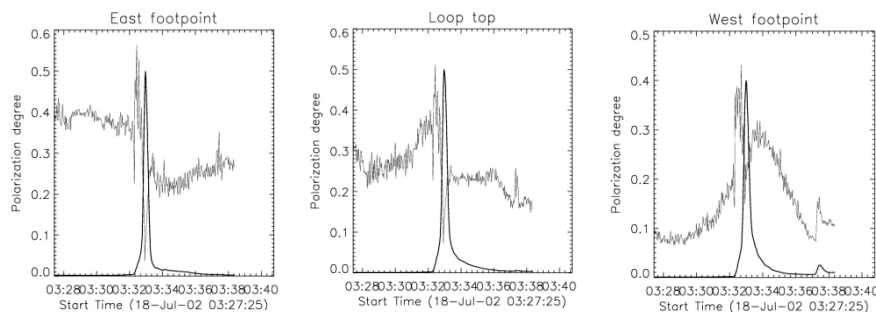


Рис. 2

Как видно из графиков, на фазе роста интенсивности всплеска степень поляризации быстро уменьшается, достигает минимума в момент максимума интенсивности, а на начальной стадии фазы спада интенсивности заметно увеличивается. На поздней стадии фазы спада степень поляризации уменьшается или стабилизируется. Объяснением обнаруженного увеличения степени поляризации на ранней стадии фазы спада может быть рост поперечной анизотропии излучающих электронов. Увеличение поперечной анизотропии естественным образом происходит из-за высыпания в конус потерь электронов, имеющих малые питч-углы [3].

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

- [1] Dulk G.A. // *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* 1985. V.23. P.169.
- [2] Fleishman G.D., Melnikov V.F. // *Astrophys. J.* 2003. V. 587. P. 823.
- [3] Горбиков С.П., Мельников В.Ф. // *Матем. моделирование.* 2007. Т.19, №2. С. 112.

**МИКРОВОЛНОВЫЕ МЕЖПЯТЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ  
НА РАДИОГЕЛИОГРАФАХ****Е.Ю. Яркина<sup>1)</sup>, И.А. Бакунина<sup>2)</sup>, В.Ф. Мельников<sup>2)</sup>**<sup>1)</sup>*Нижегородский госуниверситет*<sup>2)</sup>*Научно-исследовательский радиофизический институт*

Создание адекватной модели солнечных вспышек и понимание процессов, приводящих к их возникновению, очень важны для современной гелиофизики. Одним из признаков предвспышечной ситуации является появление над нейтральной линией магнитного поля ( $B_{\tau} = \max$ ,  $B_r = 0$ ), т.е. в межпятенной области (т.к. пятна являются местами выхода наиболее сильного радиального магнитного поля), источников радиоизлучения, которые могут существовать сутки и даже более. Изучение таких источников, МПИ – межпятенных микроволновых источников – может пролить свет на природу и механизмы возникновения вспышек.

Цель данной работы состоит в том, чтобы, используя наблюдения с высоким пространственным разрешением на современных радиогелиографах NoRH (17 и 34 ГГц), CCPT (5,7 ГГц) и магнитографе MDI/SOHO, выявить возможные типы межпятенных источников в активных областях (АО), дать их классификацию и определить механизмы их излучения. В работе представлены результаты обработки тридцати трех биполярных и мультиполярных АО различного магнитного класса (исключая униполярные АО), в 15 из которых произошли мощные солнечные вспышки рентгеновского класса M 1.0 и выше. Для всех АО для нескольких дней прохождения активной области по диску Солнца были построены двумерные карты на трёх длинах волн методом контурного наложения распределения яркостных температур параметра Стокса V – (TV) (для 5,7 и 17 ГГц) и параметра Стокса I – (TI) на магнитограммы SOHO/MDI с использованием пакета стандартных программ IDL 6.1, а также программ для IDL, созданных специалистами NoRH и CCPT, и оригинальных программ, созданных авторами в процессе обработки данных. В 29 из 33 изученных активных областей были обнаружены микроволновые источники с максимумом радиояркости в межпятенной области.

Активная область включает солнечные пятна и магнитосферу над ними.

Пятна противоположной полярности соединяют корональные магнитные петли, формирующие магнитосферу АО. Микроволновые источники, связанные с пятнами – это циклотронные или гирорезонансные источники, а также источники тормозного теплого излучения. Наблюдения с высоким пространственным разрешением позволяют выявить помимо пятенных микроволновых источников источники другого типа. В литературе они известны как источники «гало» [1], пекулярные источники [2], или NLS – источники, т.е. источники над нейтральной линией радиального магнитного поля [3].

Радиоисточники типа «гало» – это источники большого размера, покрывающие всю АО. Считается, что они представляют собой огромные плазменные конденсации, поддерживаемые магнитосферой АО [4]. По наблюдениям на RATAN-600 было выяснено, что «гало» вносит существенный вклад в радиоизлучение АО –

вплоть до 50% для типичных случаев, но иногда даже до 95 % [1] и должны хорошо наблюдаться на низких частотах 1–4 ГГц.

В данной работе впервые статистически исследованы МПИ на частотах 5,7, 17 и 34 ГГц по радиоинтерферометрическим наблюдениям с высоким двумерным пространственным разрешением, что позволило выделить три класса наиболее часто встречающихся МПИ в активных областях.

Класс I: В АО в течение нескольких дней ее прохождения по диску наблюдается протяжённый источник в интенсивности, покрывающий всю группу пятен, который может быть виден на всех трёх частотах: 34 ГГц, 17 ГГц и 5,7 ГГц; степень его поляризации низкая (~1%) (отмечены в 6 активных областях). Возможно, это источник типа «гало», наблюдаемые на РАТАН–600. Предложено объяснение механизма излучения МПИ класса I как гиросинхротронного излучения среднерелятивистских электронов, накапливаемых в вершинах магнитных петель активных областей.

Класс II: Наблюдается смещение центров яркости в поляризации и интенсивности по отношению друг к другу, либо их одновременное смещение от пятен к нейтральной линии магнитного поля или наоборот, что может быть связано с появлением в АО ярких компактных источников (отмечены в 9 АО). В работе [3] рассмотрен возможный механизм их возникновения.

Класс III: МПИ наблюдаются только на 17 ГГц в интенсивности как протяжённые источники над всей группой пятен с низкой степенью поляризации (~1%). На 34 ГГц виден равномерный фон. На 5,7 ГГц наблюдаются только источники над пятнами. Скорее всего, механизм происхождения таких МПИ на 17 ГГц и 34 ГГц – тепловое тормозное излучение из всего объёма плотных плазменных петель. На 5,7 ГГц доминирует циклотронное излучение над пятнами, поэтому межпятенный тепловой тормозной источник не наблюдается на этой частоте.

Во вспышечных АО как правило наблюдаются долгоживущие МПИ классов I и II. Длительное существование МПИ в активных областях (от суток и более) свидетельствует о том, что в АО действуют пока неизвестные механизмы длительного предвспышечного ускорения электронов. Таким образом, дальнейшее исследование МПИ может пролить новый свет на природу ускорения частиц в активных областях и возникновения солнечных вспышек.

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

- [1] Коржавин А.Н.// Диссертация на соискание степени доктора физ.-мат. наук, САО РАН, Нижний Архыз. 1994.
- [2] Peterova N.G., Korzhavin A.N.// Bulletin of the Special Astrophysical Observatory, 1997. V.44. P. 71.
- [3] Uralov A.M., Nakajima H., Zandanov V.G., Grechnev V.V.// Solar Physics. 2000. V.197, No..2. P. 275.
- [4] Kaltman T.I., Korzhavin A.N., Peterova N.G. //Solar Physics. 2007. V. 242, No.1–2. P. 125.



## ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО ВБЛИЗИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С АНИЗОТРОПНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

В.А. Яшнов

*Нижегородский госуниверситет*

Исследование влияния электрических свойств цилиндрической поверхности на структуру электромагнитных полей расположенного вблизи нее электрического диполя является актуальной задачей, о чем свидетельствует большое число публикаций. Детально исследованы особенности излучения электрических диполей различной ориентации вблизи кругового и эллиптического идеально проводящих цилиндров. Решены задачи об излучении диполей, расположенных вблизи импедансной цилиндрической поверхности [1]. Примерами такой поверхности могут служить металлические цилиндры, покрытые слоем диэлектрика или плазмы, металлические цилиндры с гребенчатой структурой и т.п. Особый интерес проявляется к поверхностям с анизотропным импедансом.

К настоящему времени опубликовано большое число работ, посвященных анализу электродинамических свойств цилиндров с проводимостью вдоль винтовых линий (см., например, [2–4]). Такая модель хорошо описывает проволочные спирали (однозаходные и многозаходные), если расстояние между проводниками много меньше длины волны. В упомянутых выше работах детально исследованы задачи дифракции волн на цилиндрах с проводимостью вдоль винтовых линий и на решетках из таких цилиндров. Показана возможность создания эффективного преобразователя поляризации падающей волны на основе подобных структур. В то же время влияние цилиндрической поверхности с проводимостью вдоль винтовых линий на поле излучения расположенных вблизи такой поверхности электрических и магнитных диполей детально не изучено.

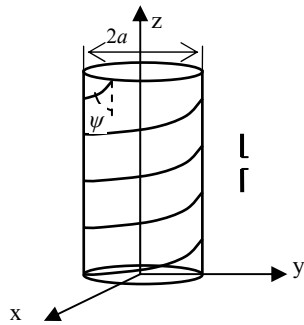


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим излучение продольного электрического диполя, расположенного вблизи цилиндрической поверхности с электрической и магнитной проводимостями вдоль винтовых линий. Пусть на поверхности цилиндра радиуса  $a$  выполняются граничные условия идеальной электрической и магнитной проводимости вдоль винтовых линий [2]:

$$E_z \cos \psi + E_\varphi \sin \psi = 0, \quad H_z \cos \psi + H_\varphi \sin \psi = 0, \quad (1)$$

где  $\psi$  – угол скрутки,  $E_z, E_\varphi, H_z, H_\varphi$  – продольные и азимутальные компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей. Для определенности винтовые линии полагаются правыми ( $0 \leq \psi \leq \pi/2$ ). Геометрия задачи показана на рис. 1. Используется цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$ . В качестве

источника электромагнитных волн рассмотрим элементарный электрический вибратор, расположенный в точке с координатами  $(r_0, \varphi_0, z_0)$ .

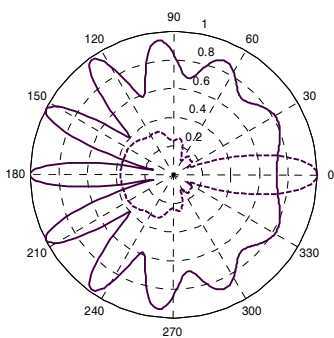


Рис.2.  $\lambda/a = 1, r_0/a = 2,5$

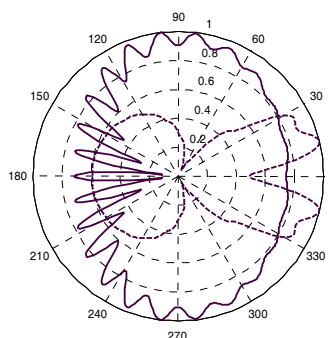


Рис.3.  $\lambda/a = 0,5, r_0/a = 1,25$

В такой постановке задача сводится к решению системы уравнений Гельмгольца для  $z$ -компонент векторных потенциалов электрического и магнитного поля с граничными условиями (1) на поверхности цилиндра. В работе получены выражения для компонент электрического и магнитного полей заданного источника в интегральной форме. Вычислены рассеянные цилиндром поля в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, в дальней зоне с применением метода перевала. В качестве примера на рис. 2–3 приведены нормированные азимутальные зависимости компонент электрического поля  $E_z$  (сплошная линия) и  $E_\varphi$  (пунктирная линия).

- [1] Габриэлян Д.Д., Звездина М.Ю. // Радиотехника и электроника. 2000. Т.45, №10. С. 1194.
- [2] Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. // УФН. 1997. Т.167, №11. С. 1201.
- [3] Коршунова Е.Н., Прибытько М.П., Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д. // Зарубежная радиоэлектроника. 1997. №8. С. 44.
- [4] Silveirinha M. G// IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 2008. V.56, No.2. P. 390.