

**К КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА  
В ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ НА ЧАСТОТЕ,  
МЕНЬШЕ ПЛАЗМЕННОЙ**

Д.Д. Бареев, В.Г. Гавриленко, В.Д. Пикулин

*Нижегородский госуниверситет*

В работе рассмотрена задача об излучении точечного монохроматического дипольного источника в движущейся с постоянной скоростью  $v_0$  вдоль сильного магнитного поля тёплой электронной плазме. Для описания электромагнитных свойств плазмы использован тензор диэлектрической проницаемости диагонального вида, рассчитанный для замагниченной плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям. Численно решено дисперсионное уравнение и получены выражения для амплитуд полей в волновой зоне. Показано, что кинетическое описание плазмы становится необходимым при нахождении амплитуд медленных волн.

Известно, что излучение монохроматического источника в холодной электронной плазме, движущейся вдоль сильного магнитного поля, в волновой зоне может быть представлено в виде суперпозиции нескольких квазиплоских волн [1]. При стремлении угла наблюдения к нулю число этих волн может достигать пяти. Одна из них соответствует поперечной волне в вакууме, две другие представляют собой быструю и медленную продольные волны пространственного заряда. Поведение двух оставшихся волн в приближении холодной плазмы корректно выяснить не удаётся. Для нахождения полей этих волн необходимо использовать кинетический учёт теплового движения электронов.

При расчёте полей излучения используется кинетическое описание среды в предположении, что невозмущённая функция распределения электронов по скоростям является максвелловской. Дисперсионное уравнение для нормальных волн в данной среде имеет вид [2]:

$$k_\rho^2 = \varepsilon_{zz}(\omega^2/c^2 - k_z^2). \quad (1)$$

где  $k_\rho^2 = k_x^2 + k_y^2$ . В неподвижной системе отсчёта тензор диэлектрической проницаемости плазмы имеет диагональный вид с компонентами [2, 3]:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1, \quad \varepsilon_{zz} = 1 + \frac{\omega_p^2}{k_z^2 v_T^2} \left[ 1 + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tilde{\omega}}{k_z v_T} W \left( \frac{\tilde{\omega}}{\sqrt{2} k_z v_T} \right) \right] \quad (2)$$

где  $k_z$  – продольная составляющая волнового вектора,  $\omega_p$  – плазменная частота электронов,  $v_T$  – их

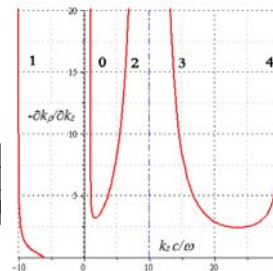


Рис. 1

тепловая скорость,  $\tilde{\omega} = \omega - k_z v_0$ ,  $W$  – функция Крампа. На рисунке 1 показаны ветви дисперсионных кривых для случая холодной плазмы, здесь и во всех расчётах взяты следующие параметры  $\omega_p/\omega=2$ ;  $v_0/c=0,1$ ;  $v_T/c=0,001$ . Наиболее интересны квазисинхронные волны, соответствующие на рисунке ветвям 2 и 3. Фазовые скорости этих волн могут быть близки к скорости движения плазмы, их свойства в приближении холодной плазмы для углов наблюдения, стремящихся к нулю, остаются неопределёнными.

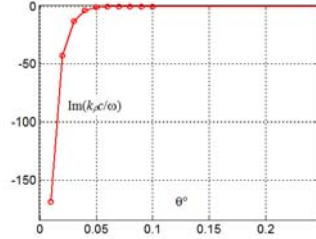


Рис. 2

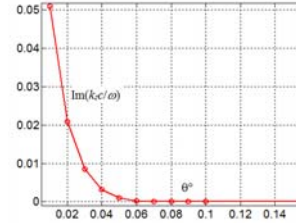


Рис. 3

На следующих рисунках 2 и 3 представлены мнимые части волнового вектора для волны под номером 2, полученные численным решением уравнения (1). Из рисунков следует, что кинетический учёт бесстолкновительного затухания в области синхронизма приводит к значительному увеличению мнимых частей волновых векторов при приближении угла наблюдения к нулю. Далее находились амплитуды полей в волновой зоне по следующей формуле:

$$|E_{\rho,z}| = \frac{P_0 |F_{\rho,z}|}{2r \sin \theta |k_\rho|^{1/2} \left| \frac{\partial^2 k_\rho}{\partial k_z^2} \right|^{1/2}} e^{-((\text{Im} k_z) \cos \theta + (\text{Im} k_\rho) \sin \theta) r}, \quad (3)$$

где  $F_\rho = k_\rho k_z$ ,  $F_z = k_z^2 - \omega^2/c^2$ . Амплитуды волн вблизи каустических конусов определялись выражением, полученным для асимптотического разложения интеграла от быстро осциллирующей функции с седловыми точками второго порядка. Графические зависимости амплитуд полей в нормированных единицах ( $E_r^*$  и  $E_z^*$ ) от угла наблюдения при  $\omega r/c=1000$  для волны 2 приведены на рисунках 4, 5. Отметим, что подобное поведение также характерно и для волны 3 в области синхронизма.

Полученные при кинетическом подходе результаты, показывают, что амплитуды квазисинхронных волн

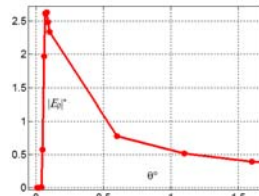


Рис. 4

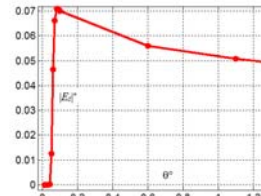


Рис. 5

резко убывают практически до нуля при углах, стремящихся к нулю, из-за бесстолкновительного затухания. Таким образом, кинетический подход позволяет корректно рассчитать для волновой зоны многоволновую структуру поля монохроматического электрического диполя в движущейся замагниченной плазме.

Работа выполнена в соответствии с госзаданием № 3.1252.2014/К.

- [1] Гавриленко В.Г., Зайцев С.И. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1984. Т.27. С. 892.  
 [2] Гавриленко В.Г., Зелексон Л.А. // Физика плазмы. 1980. Т.6. С. 1046.  
 [3] Гавриленко В.Г., Петров Е.Ю., Пикулин В.Д., Сутягина Д.А. // Физика плазмы. 2006. Т.32. С. 248.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ШЕРОХОВАТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В.Г. Гавриленко, М.С. Жуков, В.А. Яшнов

*Нижегородский госуниверситет*

Как показано в работах [1, 2], численное моделирование распространения некогерентного импульсного сигнала является альтернативой аналитического решения, которое весьма затруднено из-за многократных отражений. В данной работе промоделировано распространение импульса в плоском волноводе с шероховатыми поверхностями. Проанализирована зависимость энергии сигнала от длины траектории частиц (фотонов), приходящих на приемник.

Численное моделирование импульсного излучения состояло из последовательного запуска фотонов из точечного источника в волноводе с шероховатыми, полностью отражающими поверхностями. Запуск фотонов производился с равной вероятностью в пределах диаграммы направленности. Фотоны по различным траекториям преодолевали путь от точечного источника до приемника с определенными размерами. Геометрия задачи изображена на рис. 1. Здесь  $H$  – ширина волновода,  $l_s$  – положение источника относительно волновода,  $l_r$  – положение центра приемника,  $\Delta r$  – вертикальный размер приемника,  $d$  – расстояние между источником и приемником,  $\alpha = \pi/3$  – ширина диаграмма направленности в вертикальной плоскости. Выбраны следующие соотношения между размерами:  $H=300\Delta r$ ,  $l_s=150\Delta r$ ,  $l_r=150\Delta r$ ,  $d=2000\Delta r$ . В процессе моделирования строилась зависимость усреднённой принимаемой мощности от длины траектории фотонов, которая соответствует времени запаздывания сигнала.

Для учета шероховатости поверхностей волновода моделировались отклонения угла отражения от зеркального на случайную величину  $\Delta\alpha$  для фотонов, попавших

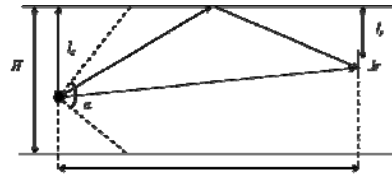


Рис. 1

в слой высоты  $\Delta h$ . Величины  $\Delta h$  и  $\Delta \alpha$  распределены случайно по нормальному закону со стандартами  $\sigma_h$  и  $\sigma_\alpha$ .

В первой серии моделирований источник и приемник были расположены напротив друг друга, посередине волновода. На рис. 2 изображено влияние шероховатости поверхности на отдельный отраженный сигнал. Кривая 1 соответствует гладкому волноводу, кривая 2 – шероховатому для значений  $\sigma_h=0,5\Delta r$ ,  $\sigma_\alpha=\pi/30$ , кривая 3 отображает случай, когда стандарты  $\sigma_h$  и  $\sigma_\alpha$  увеличены в два раза. В данном случае видно, что с увеличением шероховатости поверхностей волновода происходит уменьшение амплитуды отраженного сигнала и его уширение. На рисунке 3 показана полная картина зависимости средней плотности энергии импульсного сигнала в точке наблюдения от времени. Видно, что в результате симметричного расположения источника и приёмника сигналы, отраженные от границ волновода суммируются; амплитуда отраженного сигнала в гладком волноводу (пунктирная линия) больше, чем в шероховатом (сплошная линия); появился дополнительный отраженный сигнал в шероховатом волноводу, отмеченный цифрой 1.

На рисунке 4 показано влияние изменения положения приемника, на принимаемые сигналы. Кривые 2 и 3 соответствуют сигналам, отраженным от разных границ волновода при сдвиге приёмника от середины волновода на расстояние  $l_r=50\Delta r$ . Кривая 1 соответствует предыдущему случаю. Видно, что теперь отраженные от двух поверхностей сигналы не суммируются и приходят в разное время, в соответствии с взаимным расположением источника и приёмника. Таким образом, можно сделать следующие выводы: наличие неоднородностей приводит к уменьшению амплитуды сигнала и уширению импульса; при увеличении длины траектории уменьшается амплитуда и происходит большее уширение; в шероховатом волноводу возникают дополнительные отраженные сигналы; чем больше высота неоднородностей, тем больше уменьшение амплитуды и уширение импульса.

Предложенный метод после соответст-

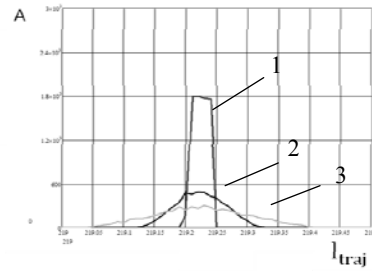


Рис. 2

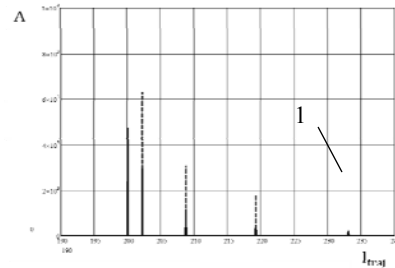


Рис. 3

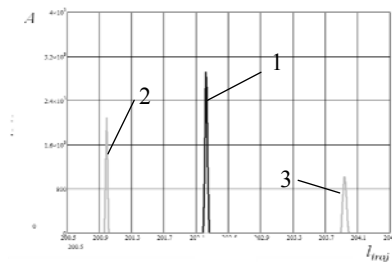


Рис. 4

вующей модификации может использоваться для исследования затенения прямого сигнала и дифракции излучения на вершинах неоднородностей границ волновода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-97064.

- [1] Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Сергеева Е.А. // Опт. и спектроскоп. 2014. Т.116, № 1. С. 155.
- [2] Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Яшнов В.А. //Электромагн. волны и электронные системы. 2013. Т. 18, № 8. С. 24.

## **АНАЛИЗ МНОГОКРАТНОЙ ДИФРАКЦИИ ВОЛН МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО**

**В.Г. Гавриленко, М.С. Жуков, В.А. Яшнов**

*Нижегородский госуниверситет*

В последнее время в связи с развитием систем сотовой связи и беспроводных систем передачи информации большое внимание уделяется исследованию многократной дифракции при распространении радиоволн на трассах с естественными препятствиями и в условиях городской застройки. Впервые многократная дифракция монохроматических электромагнитных волн на серии плоских поглощающих экранов была рассмотрена в работе [1], где предложен метод расчета множителя ослабления поля на трассах с несколькими клиновидными препятствиями в виде произведения множителей ослабления на отдельных препятствиях, выражающихся через интегралы Френеля. В [2] решение задачи многократной дифракции записано в виде кратных интегралов Френеля. В работе [3] интегралы такого типа выражены через функции Боерсма и проведены расчеты зависимостей амплитуды волны на краях экранов от угла падения (для плоской волны) и от положения источника (для цилиндрической волны). Анализ дифракции волн на крышах зданий в условиях городской застройки с использованием метода Монте-Карло выполнен в работе [4]. Результаты влияния формы границ экранов на решение задач многократной дифракции приведены в работе [5].

В данной работе на основе корпускулярного подхода проведено численное моделирование многократной дифракции некогерентного излучения точечного источника на серии плоских поглощающих экранов. Излучение моделировалось потоком частиц, вылетающих из источника в случайных направлениях в пределах заданной диаграммы направленности. Для каждой частицы рассчитывалось прицельное расстояние, т.е. расстояние от частицы до края экрана в плоскости экрана, определяющее на основе принципа неопределенности Гейзенберга изменение импульса частицы и, следовательно, угол дифракции. Значение угла дифракции считалось случайной величиной, тангенс которой подчиняется нормальному закону распределения с нулевым средним значением и дисперсией, определяемой прицельным расстоянием. Проводились расчеты плотности энергии излучения в зависимости от расстояния при различных положениях источника и точки наблюдения. При кор-

пускулярном подходе плотность энергии излучения считается пропорциональной числу частиц, попадающих в заданный объем.

На рисунке приведена зависимость от расстояния ( $n$  – порядковый номер экрана) нормированной на значение в свободном пространстве плотности энергии излучения точечного источника, расположенного на расстоянии  $d$  от первого экрана на

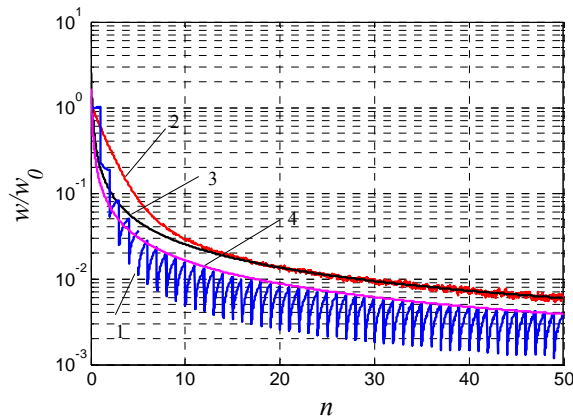


Рис.

глубине  $h=0,01d$  ниже уровня края экрана. Точка наблюдения находится на уровне края экранов. Расчеты выполнены при  $\lambda=0,005d$ , где  $d$  – расстояние между экранами. Кривая «1» соответствует дифракции на эквидистантных экранах, кривая «2» – на случайным образом расположенных экранах. В этом случае при моделировании методом Монте-Карло значение длины свободного пробега частиц между экранами является случайной величиной, распределенной по закону Пуассона со средним значением  $d$ , а значение плотности энергии вычислялось в плоскости экранов. Результаты моделирования показывают, что на больших расстояниях от источника плотность энергии убывает с расстоянием  $r$  по закону  $r^{-2,9}$  (кривые «3» и «4»), что согласуется качественно с результатами работы [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-97064.

- [1] Epstein J., Peterson D.W. // IRE. 1953. V. 41. No. 5. P. 595.
- [2] Vogler L.E. // Radio Sci. 1982.V. 17, No. 6. P. 1541.
- [3] Xia H.H., Bertoni H.L. // IEEE Trans. Antennas. Propag. 1992. V. 40, No. 2. P. 170.
- [4] Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Котельникова М.В., Яшнов В.А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. Т. 15, № 8. С. 16.
- [5] Дагуров П.Н., Дмитриев А.В. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2008. Т. 13, № 6. С. 4.
- [6] Jiang L., Tan S.Y. // Proc. of the 2003 Joint Conference of the Fourth International Conference on ICICS-PCM. 2003. P. 1B7.2.

**ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ  
НА ОПТИЧЕСКОЕ СВЕЧЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 НМ.  
СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЁТОВ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА**

Д. А. Иванов<sup>1)</sup>, С. М. Грач<sup>1,2)</sup>, А. В. Шиндин<sup>1,2)</sup>, В. В. Клименко<sup>2,3)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

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

<sup>3)</sup>Институт прикладной физики РАН

Оптическое свечение ночного неба в линии 630 нм возникает в результате переходов возбуждённых атомов кислорода из состояния  $O(^1D)$  в основное состояние. Возбуждённые атомы возникают в результате двух причин:

1) диссоциативной рекомбинации с участием электронов и ионов молекулярного кислорода:

$$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O, \quad k = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}; \quad (1)$$

$$O_2^+ + e^- \rightarrow O + O(^1D), \quad \alpha = 2 \cdot 10^{-7} \sqrt{300/T_e} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}; \quad (2)$$

2) возбуждения атомов кислорода, находящихся в основном состоянии, при столкновениях с электронами, обладающими энергией большей, чем энергия возбуждения уровня  $O(^1D)$  ( $\epsilon > I = 1,96$  эВ).

Ниже рассмотрено влияние диссоциативной рекомбинации на яркость свечения. Основные уравнения, описывающие динамику молекулярных ионов и возбуждённых атомов кислорода  $O^*$ , имеют вид

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha(T_e)N_e[O_2^+]; \quad (3)$$

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k[O_2][O^+] - \alpha(T_e)N_e[O_2^+]; \quad (4)$$

$$\frac{d[O^*]}{dt} = \alpha(T_e)N_e[O_2^+] - \frac{1}{\tau_{эф}}[O^*]; \quad (5)$$

$$\frac{d[O^+]}{dt} = q - k[O_2][O^+]; \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e(T_e - T_0) = Q_T; \quad (7)$$

$$Q_T = \frac{2}{3N_e} \frac{\nu}{4\pi} E_0^2 \left\{ 1 \left[ z - \left( z_0 - \frac{\Delta z}{2} \right) \right] - 1 \left[ z - \left( z_0 + \frac{\Delta z}{2} \right) \right] \right\}; \quad E_0(z) = \frac{300\sqrt{W_0}}{z},$$

где  $\tau_{эф} = (1/\tau_r + 1/\tau_q)^{-1}$  – эффективное время жизни возбуждённого состояния  $O(^1D)$ ,  $\tau_r = 110$  с – радиационное время жизни,  $\tau_q \sim 25 \div 35$  с – время гашения  $O(^1D)$  из-за столкновений, зависящее от концентраций  $[O_2]$  и  $[N_2]$ , т. е. от высоты,  $\nu$  – частота столкновений электронов,  $z_0$  – высота максимума нагрева плазмы,  $\Delta z = 3$  км – ши-

рина области нагрева,  $W_0 = W_0$  [кВт] – эффективная излучаемая мощность,  $z = z$  [км] – высота,  $E_0 = E_0$  [мВ/м] – поле волны накачки на высоте  $z$ .

Сделаем ряд упрощающих предположений:  $q = 0$  (в ночной ионосфере источники ионизации отсутствуют);  $N_e = [O_2^+] + [O^+] \approx [O^+]$ , т.к.  $[O_2^+] \ll [O^+]$  и  $N_e$  в F<sub>2</sub>-области ионосферы;  $[O^+] = [O^+]_0 = \text{const}$ ;  $[O_2^+]/[O^+]_0 \ll 1$ . При этом решение системы уравнений (3)–(7) будет иметь вид:

$$[O^*] = e^{-\frac{t}{\tau_{\text{эф}}}} \cdot [O^+]_0 \cdot \left\{ \frac{\tau_{\text{эф}}}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_0} \cdot \int_0^t \frac{\alpha(t')}{\alpha_0} e^{-F(t')} \cdot \left[ \frac{\tau_0}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1} \int_0^{t'} e^{F(t'')} dt'' \right] e^{\frac{t'}{\tau_{\text{эф}}}} dt' \right\} \quad (8)$$

$$T_e(z, t) = T_0 + \frac{2}{3} \frac{v}{4\pi_0} \int_0^t \frac{1}{2L_T \sqrt{\pi \delta v_e t'}} \cdot e^{-\delta v_e t'} \left( \int_{z_0 - \frac{\Delta z}{2}}^{z_0 + \frac{\Delta z}{2}} \frac{E_0^2(\xi)}{N_e(\xi)} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4L_T^2 \delta v_e t'}} d\xi \right) dt'. \quad (9)$$

$$\text{Здесь } F(t) = \frac{1}{\tau_0} \cdot \int_0^t \frac{\alpha(t')}{\alpha_0} dt', \quad \tau_0 = \frac{1}{\alpha_0 [O^+]_0}, \quad \alpha(t) = \alpha_0 \sqrt{\frac{T_0}{T_e(t)}}, \quad \alpha_0 = 2 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{300}{T_0}}.$$

Измеряемая в эксперименте яркость свечения будет пропорциональна интегральной концентрации возбуждённых атомов кислорода  $O(^1D)$  на луче зрения:

$$I \propto \int_0^{+\infty} [O^*] dz.$$

Результаты расчётов, проведенных с помощью выражений (8)–(9) для параметров ионосферы, имевших место в эксперименте на стенде «Сура» 07.09.2010 года [1, 2], представлены на рисунке. Также на рисунке приведена усредненная по 5 сеансам нагрева (2 мин. – нагрев, 4 мин. – пауза) кривая зависимости яркости свечения от времени, полученная в ходе эксперимента [1, 2]. Как видно из графика, представленная теоретическая модель динамики свечения ионосферы даёт качественное согласие с результатами наблюдений.

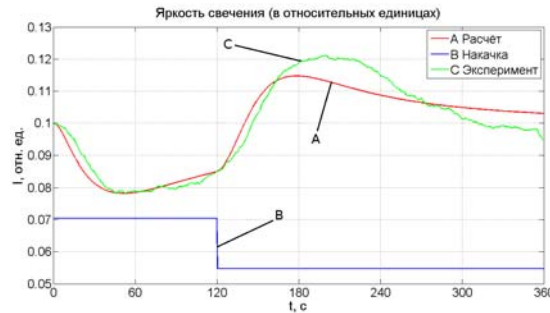


Рис.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-00513, 13-02-97072, 14-02-31459 и в соответствии с госзаданием № 3.1252.2014/К.



- [1] Клименко В. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В., Насыров И. А. // В Сб. докладов XXIII Всероссийской конф. по распростр. радиоволн. 2011. Т. 2. С. 239.  
 [2] Грач С. М., Клименко В. В., Шиндин А. В., Насыров И. А., Сергеев Е. Н., Яшнов В. А., Погорелко Н. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, №1–2. С. 36.

### АЗИМУТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУГОСВЕТНЫХ СИГНАЛОВ ПО ДАННЫМ ЛЧМ ИОНОЗОНДА-РАДИОПЕЛЕНГАТОРА

В.П. Урядов<sup>1)</sup>, Г.Г. Вертоградов<sup>2)</sup>, А.А. Понятов<sup>1)</sup>, Е.Г. Вертоградова<sup>2)</sup>,  
Е.Г. Чайка<sup>2)</sup>

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

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

На основе многочисленных экспериментальных исследований установлено, что для кругосветных сигналов (КС) наилучшие условия выполняются, когда трасса проходит вблизи терминатора, составляя с ним небольшой угол  $\sim 10\text{--}20^\circ$ .

Вопрос об оптимальной ориентации кругосветных трасс тесно связан с вопросом об отклонении пеленга КС от дуги большого круга. Чтобы в этом разобраться, необходимы систематические наблюдения на кругосветных трассах различной ориентации с использованием современной техники наклонного зондирования. Такую возможность предоставляет ионозонд-радиопеленгатор, позволяющий наряду с измерением традиционных дистанционно-частотных (ДЧХ) и амплитудно-частотных (АЧХ) характеристик измерять угловые частотные характеристики (УЧХ) во всем диапазоне частот прохождения КВ радиосигналов.

В докладе представлены результаты исследований кругосветного распространения КВ сигналов на трассе Кипр – Ростов-на-Дону, полученные в 2012-2013 гг. с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. Пример ионограммы с одновременным приемом прямого кругосветного сигнала (ПКС) и сигнала обратного эхо (СОЭ) для 05:20 UT 06.02.2013 г. показан на рис. 1 (а – ДЧХ, б – АЧХ, в – угол места, г – азимут).

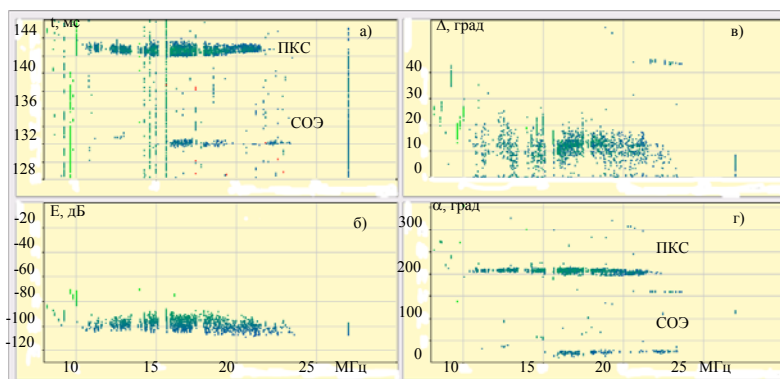


Рис. 1

Для типичного дня наблюдений 06.02.2013 г. на рис. 2 показан временной ход диапазона частот ПКС (а) и азимута ПКС (б). Здесь же, на рис. 2а сплошной линией 1 показано изменение со временем угла  $\beta$ , составляемого трассой Кипр – Ростов-на-Дону с терминатором. Из рис. 2а видно, что ПКС наблюдается, когда угол  $\beta \leq 40^\circ$ .

Интересная особенность имеет место для азимутальных характеристик ПКС на трассе Кипр – Ростов-на-Дону. Как видно из рис. 2б, на временном интервале прохождения ПКС его азимут увеличивается от значений  $\alpha \approx 203\text{--}207^\circ$  (04:30 UT), что близко к направлению на Кипр ( $\alpha = 203^\circ$ , показан пунктиром), до значений  $\alpha \approx 220\text{--}225^\circ$  (07:00 UT), т.е. с заметным отклонением от дуги большого круга.

С чем могут быть связаны такие отклонения азимута? С точки зрения оптимальной энергетики кругосветного канала вполне вероятно, что направление трассы КС «отслеживает» ориентацию терминатора и, насколько это возможно, при-

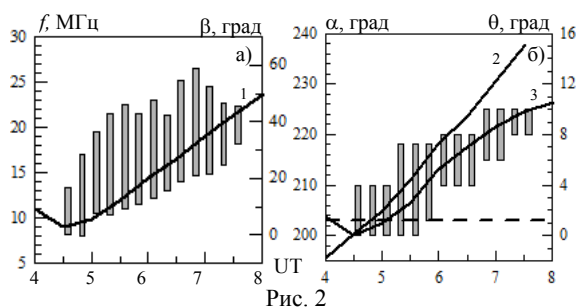


Рис. 2

ближается к ней. Вероятно, с этим связано изменение азимута КС со временем. Для подтверждения данного предположения мы рассчитали азимут трассы, проходящей через приемный пункт Ростов-на-Дону, которая составляет наименьший угол с терминатором, и нанесли результаты расчетов на измеряемый азимут ПКС (см. рис. 2б, линия 2). Как видно из рисунка, в интервале времени 04:30–06:00 UT расчетный азимут оптимальной трассы, составляющей наименьший угол с терминатором, достаточно хорошо согласуется с измеренным азимутом, после 06:00 UT растет расхождение между расчетными и экспериментальными азимутами.

Таким образом, наше предположение об изменении азимута ПКС с привязкой к терминатору в интервале времени 04:30–06:00 UT подтверждается. При этом возникает вопрос о трансформации сигнала с одной трассы на другую, имеющую другой азимут. Для решения этого вопроса мы предполагаем, что сигнал, излученный с Кипра, при распространении на сверхдальние расстояния обладает наилучшей энергетикой на трассе, составляющей наименьший угол с терминатором. Такую трассу мы рассчитали и на временном интервале прохождения ПКС определили углы  $\theta$ , составляемые между оптимальными трассами, проходящими через Ростов-на-Дону и Кипр, которые «привязаны» к терминатору. Эти данные показаны на рис. 2б (линия 3). Как видно из рисунка, на временном интервале 04:30–06:00 UT углы  $\theta$  между оптимальными трассами велики и находятся в пределах  $\sim 0\div 5,2^\circ$ .

Небольшие углы доворота траектории с одного азимута на другой в 04:30–06:00 UT делают возможным рефракционный механизм трансформации за счет поперечных градиентов электронной концентрации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-02-00177а.

## ОСОБЕННОСТИ СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Ф.И. Выборнов, А.В. Першин, А.В. Рахлин

*Научно-исследовательский радиофизический институт*

Вопросы практического применения различных методов анализа самоподобной структуры (многомерных структурных функций (МСФ), вейвлет-преобразования (ВП), мультифрактальный MF-DFA (Multifractal-Detrended Fluctuation Analysis)) являются достаточно важными при изучении свойств ионосферной турбулентности.

Известно, что быстрые флуктуации амплитуды и фазы сигналов искусственных спутников Земли (ИСЗ) в ионосфере обусловлены мелкомасштабной неоднородной структурой ионосферной плазмы. Исследуя мультифрактальную структуру флуктуаций амплитуды или фазы принимаемых на Земле трансionoсферных сигналов ИСЗ, мы имеем возможность определять параметры мультифрактальной структуры ионосферной турбулентности [1].

Для диагностики ионосферной турбулентности использовались записи амплитуды и фазы трансionoсферных сигналов бортовых передатчиков ИСЗ на частоте 150 МГц, принятые на полигоне ФГБНУ НИРФИ в 2006 г. в естественно-возмущенных условиях. Обработка сигналов проводилась как классическим методом спектрально-корреляционного анализа, так и различными методами мультифрактального анализа. При этом метод MF-DFA и метод максимумов модулей вейвлет-преобразования (ММВП) для анализа результатов дистанционного зондирования мелкомасштабной ионосферной турбулентности использовались впервые.

Представляет интерес обработка трансionoсферного сигнала зондирования современным методом анализа нестационарных сигналов – методом MF-DFA. Данный метод основывается на вычислении частичной суммы:

$$F(q, \tau) = \left\{ \frac{1}{N_s} \sum_{v=1}^{N_s} [f^2(v, s)]^{q/2} \right\}^{1/q},$$

$$\text{где } f^2(v, s) = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s \{Y[(v-1)s+i] - y_v(i)\}^2.$$

Здесь  $y_v(i)$  – аппроксимация сигнала  $Y[(v-1)s+i]$  на интервале  $v$  от 1 до  $N_s$  полиномом степени  $n$ , а  $q$  – порядок частичной суммы [2].

При анализе флуктуаций амплитудного сигнала на частоте 150 МГц метод MF-DFA позволил получить значения показателя скейлинга, близкие к значениям, полученным при использовании метода МСФ. Результаты обработки записи ампли-

тудных мерцаний методом MF-DFA приведены на рисунке (а – график частичной суммы  $F$  от времени  $\tau$  в двойном логарифмическом масштабе при  $q=2$  и показателе скейлинга  $h(q=2)\approx 0,19$ ; б – график мультифрактального спектра  $D_A$ , где  $\alpha$  – показатель гельдеровской экспоненты).

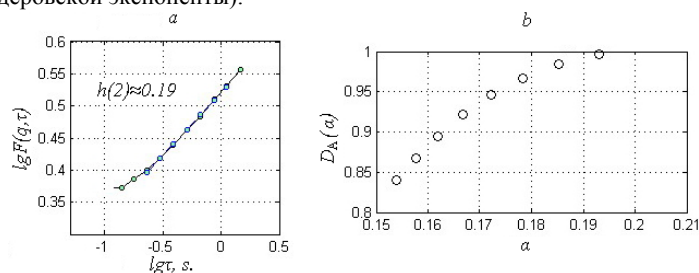


Рис. а) График частичной суммы  $F(q=2)$  от времени  $\tau$ ; б) – мультифрактальный спектр

Параллельно проводился анализ данных методом ВП комплексными гауссовым и морле-вейвлетами, а также методом ММВП с использованием действительных вейвлетов Гаусса и Морле. При анализе данных методами ВП были получены близкие значения для показателя скейлинга, но со значительно большей погрешностью. Построение мультифрактального спектра по данным обработки сигнала ИСЗ методами ВП оказалось не всегда возможным и зависило от выбора вейвлета.

Необходимо отметить, что в исследованиях фрактальных свойств ионосферной турбулентности простой метод вейвлет-преобразования может иметь определенные преимущества по сравнению с методом ММВП, поскольку измерения ВП берутся непосредственно на всем интервале обработки и характеризуют весь непрерывный массив данных на этом интервале.

- [1] Алимов В.А., Выборнов Ф.И, Рахлин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 287.  
 [2] Kantelhardt J.W., Zschiegner S.A., Bunde A., Havlin S., Koscielny-Bunde E., Stanley H.E. // Physica A. 2002. V. 316. P. 87.

## ПОСТРОЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ БОЛЬШОЙ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ С ГЛАВНЫМ ЗЕРКАЛОМ КВАЗИПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

А.В. Калинин, С.С. Лещев

Нижегородский госуниверситет

Для улучшения характеристик зеркальных антенн необходимо оптимизировать распределение поля в апертуре. Оптимальным является синфазное распределение, с постоянной амплитудой в незатененных областях и амплитудой, близкой к нулю в областях тени и за пределами апертуры. В

антеннах, построенных по схемам Кассегрена и Грегори, не удастся получить такие амплитудные распределения. Распределение, близкое к оптимальному, может быть реализовано путем изменения форм зеркал на более сложные, чем поверхности вращения второго порядка. При этом должны быть согласованно изменены поверхности основного и вспомогательного зеркал. Такие двухзеркальные системы называются оптимальными.

В «классических» двухзеркальных антеннах поле, отраженное от малого зеркала, имеет сферический волновой фронт, который после отражения от большого параболического зеркала становится плоским. При этом основное зеркало не оказывает влияния на распределение амплитуды. В оптимальных антеннах необходимое амплитудное распределение обеспечивается изменением формы вспомогательного зеркала. При этом волновой фронт перестает быть сферическим. Для того чтобы получить в апертуре плоский волновой фронт согласованным образом должна быть изменена форма основного зеркала.

Одна из антенн, спроектированных по описанному принципу, расположена в центре космической связи «Уссурийск». Антенна состоит из основного зеркала диаметром 70 метров, контррефлектора диаметром 7 метров и облучателя с несколькими малыми зеркалами. Основное зеркало имеет форму квазипараболоида вращения, а контррефлектор – квазиэллипсоида вращения.

Известно, что на характеристики наземных полноповоротных антенн с зеркалами диаметром в несколько десятков метров существенно влияют гравитационные деформации. Такие деформации, изменяющиеся при работе на разных углах места, могут приводить к существенному снижению усиления антенны, особенно в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. При разработке больших антенн для минимизации потерь усиления из-за весовых деформаций применяется т.н. гомологический принцип, заключающийся в том, что при наклонах по углу места каркас главного зеркала должен обеспечивать сохранение отражающей поверхности в форме парабоида с переменным положением фокуса. Соответственно контррефлектор должен отслеживать смещение фокуса основного зеркала.

На антенне П2500 имеются два привода управления положением контррефлектора вблизи фокуса основного зеркала. Один привод позволяет перемещать малое зеркало поперек оси системы в вертикальной плоскости в пределах нескольких десятков миллиметров. Одновременно происходит разворот контррефлектора. Коэффициент, определяющий угол разворота в зависимости от величины смещения поперек оси, может быть изменен при ручной настройке механизма. Второй привод позволяет перемещать контррефлектор вдоль оси системы также в пределах нескольких десятков миллиметров.

Актуальной задачей является определение оптимальных значений поправок к положению контррефлектора по двум линейным координатам и углов его разворота, обеспечивающих максимальное усиление антенны в рабочем диапазоне углов места.

С учетом заданной геометрии зеркал антенны П-2500 нами была разработана ее электродинамическая модель, позволяющая, в частности, рассчитать искажения

поля в апертуре, возникающие при смещениях контррефлектора имеющимися механизмами. Проверка качества моделирования проводилась путем сравнения результатов с данными радиоголографических измерений, выполненных при известных смещениях контррефлектора от исходного положения. Результаты сравнений показали как качественное, так и количественное соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных.

На основе результатов моделирования и радиоголографических измерений была разработана методика определения оптимального положения вспомогательного зеркала. Созданная программа с использованием итерационного алгоритма позволяет подбирать оптимальные поправки к положению контррефлектора, компенсирующие наблюдаемые в измерениях искажения фазы поля в апертуре. Критерием оптимальности является минимум среднеквадратического отклонения (СКО) фазы в апертуре либо максимум апертурного коэффициента использования поверхности (КИП).

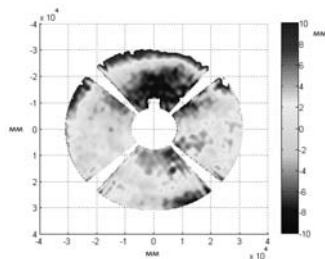


Рис. 1

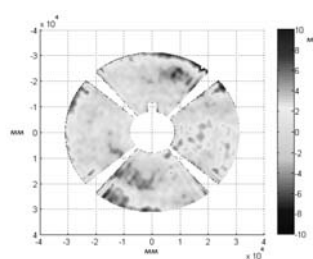


Рис. 2

На рис. 1 показано восстановленное радиоголографическим способом распределение фазы поля в апертуре антенны П2500. Измерения выполнены на частоте 3,7 ГГц по сигналам ИСЗ на угле места  $28^\circ$ . Во время измерений контррефлектор находился в положении согласно заложенной на тот момент программе коррекции. Значения фазы были переведены в длину пути (мм), что позволяет определить КИП не только на рабочей частоте, но и прогнозировать его на более высоких частотах. На рисунке видны крупномасштабные искажения фазы, обусловленные весовыми деформациями. Фазовый КИП составляет около 0,9 на частоте 3,7 ГГц, прогнозируемый на частоте 8,4 ГГц – порядка 0,6.

Для этих данных было определены поправки к положению контррефлектора при помощи изложенной выше методики. На рис. 2 показано прогнозируемое распределение фазы поля в апертуре. На рисунке видно, что крупномасштабные искажения значительно уменьшились. Рекомендуемые смещения составили: 98 мм поперек оси (совместно с разворотом) и 2 мм вдоль оси зеркальной системы. Прогнозируемый фазовый КИП с учетом внесенных поправок составляет 0,97 на частоте 3,7 ГГц и 0,85 на 8,4 ГГц.

Работа выполнена в соответствии с госзаданием № 3.1252.2014/К.

**ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АНТЕННЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ  
В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ В СВИСТОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

Д.Н. Дерендяев, Е.Ю. Петров

*Нижегородский госуниверситет*

Исследованию электродинамических характеристик антенн, расположенных в магнитоактивной плазме, посвящено значительное число работ. Большой интерес для разнообразных приложений вызывают параметры антенных систем в частотных интервалах, отвечающих так называемым резонансным условиям, когда показатель преломления одной из нормальных волн плазменной среды при некотором значении угла между волновым вектором и направлением внешнего магнитного поля стремится к бесконечности. Такие условия реализуются во многих экспериментах по генерации электромагнитных излучений в лабораторной и космической плазме.

В большинстве работ по исследованию характеристик антенн в магнитоактивной плазме рассматривались излучатели дипольного типа с заданным распределением тока вдоль антенного провода, представляющим собой стоячую волну (в пределе короткой антенны переходящим в «треугольное» распределение). Как известно, в настоящее время достаточно широкое распространение получили антенны бегущей волны. Такие антенны применяются и для космической радиосвязи с искусственными спутниками Земли, находящимися в ионосферной плазме. В то же время теория антенн бегущей волны в магнитоактивной плазме не получила достаточного освещения в научной литературе.

В настоящей работе исследуется электрическое поле в дальней зоне, а также сопротивление излучения антенны бегущей волны, ориентированной в плазме вдоль внешнего магнитного поля и работающей в резонансной области свистового диапазона частот.

Рассматривается излучение электромагнитных волн антенной длины  $l$ , расположенной в холодной бесстолкновительной магнитоактивной плазме и ориентированной вдоль внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}_0$ . Плотность электрического тока антенны задается в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{z}_0 I \delta(x) \delta(y) \exp(ihz - i\omega t) [U(z+l/2) - U(z-l/2)], \quad (1)$$

где  $I$  – полный ток в антенне,  $\delta$  – дельта-функция,  $h$  – постоянная распространения тока вдоль антенны,  $U$  – единичная функция Хевисайда.

Считаем, что частота поля  $\omega$  лежит в диапазоне  $\omega_{\text{ЛН}} < \omega < \omega_{\text{Н}}$  (здесь  $\omega_{\text{ЛН}}$  – нижняя гибридная частота,  $\omega_{\text{Н}}$  – гирочастота электронов). Расчет поля источника (1) в дальней зоне проводится стандартным образом [1]. Применяя преобразование Фурье, из уравнений Максвелла находим связь между пространственными спектрами компонент поля и тока. Вычисляя далее Фурье-интегралы методом стационарной фазы, для компонент электрического поля в дальней зоне приходим к характерным выражениям следующего вида:

$$E_m(r, \theta) = \sum_i \frac{f_{mi}(p_i, \theta)}{r \sqrt{q''(p_i)}} j_z(p_i) e^{ik_0 r (q(p_i) \sin \theta + p_i \cos \theta)}, \quad (2)$$

где  $\theta$  – угол между направлением оси  $z$  и направлением на точку наблюдения,  $p=k_z/k_0$ ,  $q=k_{\perp}/k_0$  ( $k_0=\omega/c$ ), зависимость  $q(p)$  определяет поверхность показателя преломления распространяющейся необыкновенной волны в магнитоактивной плазме в рассматриваемом диапазоне частот,  $j_z(p)=2I\sin[(k_0p-h)/2]/((k_0p-h)l)$  – пространственный спектр тока (1), а суммирование проводится по всем стационарным точкам, удовлетворяющим соотношению  $dq/dp=-\text{ctg}\theta$ . Выражения для коэффициентов  $f_{mi}$  здесь не приводятся в виду их громоздкости.

Лучевая картина показана на рис. 1. В интервале углов  $0<\theta<\theta_1$  ( $\theta_1$  – угол, отвечающий плазменному резонансу) каждому направлению  $\theta$  отвечают три значения  $p_1, p_2, p_3$ , и в точку наблюдения приходит три луча  $S_1, S_2, S_3$ , а в интервале  $\theta_1<\theta<\theta_2$  ( $\theta_2$  – угол Стоури) – два значения  $p_1, p_2$ , и два луча  $S_1, S_2$ . Значения  $0, \theta_1$  и  $\theta_2$  являются

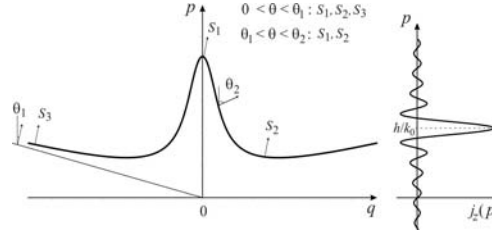


Рис. 1

каустическими направлениями. На рис. 1 справа показан пространственный спектр тока (1)  $j_z(p)$ . Данная функция входит множителем в выражение для амплитуды поля (2). Физически очевидно, что изменяя постоянную распространения тока  $h$ , а также меняя длину антенны (и, тем самым, контролируя характерную ширину пространственного спектра), можно эффективно управлять амплитудами лучевых компонент поля. Проведенные численные расчеты наглядно демонстрируют отмеченные особенности.

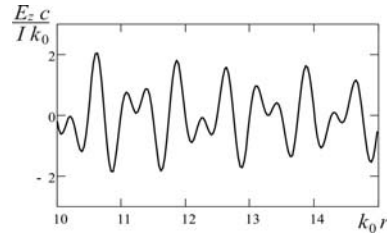


Рис. 2

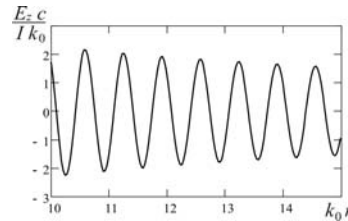


Рис. 3

На рис. 2 показано радиальное распределение продольной компоненты электрического поля при  $\theta=1,5^\circ$ ,  $h/k_0=10$ ,  $k_0l=1$ , а на рис. 3 – при  $\theta=1,5^\circ$ ,  $h/k_0=37$ ,  $k_0l=10$ . Параметры плазмы соответствуют условиям земной ионосферы: концентрация  $N=10^6 \text{ см}^{-3}$ , магнитное поле  $B_0=0,5 \text{ Гс}$ . Частота поля  $\omega=5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . В первом случае (рис. 2) примерно равный вклад в амплитуду поля дают компоненты  $S_2, S_3$ , ( $S_1$  мало), а во втором (рис. 3) поле определяется одной волной  $S_3$  (малы  $S_1$  и  $S_2$ ).

Работа выполнена в соответствии с госзаказом № 3.1252.2014/К.

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



## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

И.А. Базина<sup>1)</sup>, О.М. Бархатова<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский государственный педагогический университет

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

В периоды повышенной геофизической активности в системе «магнитосфера-ионосфера» увеличивается плазменная и электромагнитная возмущенность. Источниками волновой возмущенности в ионосфере могут являться интенсивные токовые системы [1], стихийные геофизические события (землетрясения, цунами, метеорные тела) [2], а также высокоэнергичные события искусственного происхождения [3]. При прохождении волн магнитогравитационного типа возмущения концентрации ионосферных слоев сопровождаются геомагнитными возмущениями [4, 5]. В предлагаемой работе в магнитогиродинамическом приближении в условиях приэкваториальной ионосферы (магнитное и гравитационное поля взаимно перпендикулярны) получены спектральные характеристики компонент смещений среды в МГВ, вызываемых модельным двумерным гауссовым источником вещества, ориентированным перпендикулярно действующим полям.

Основные результаты выполненной работы приведены ниже.

Изучение зависимости спектральных компонент смещений среды  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  от частоты модельного источника вещества при прочих фиксированных параметрах показало, что обе компоненты  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  имеют максимумы при значениях частот порядка  $W = 0,0085$  ( $3,8 \cdot 10^{-4}$  Гц) и  $W = 0,047$  (2,1 мГц). Низкочастотный пик при этом отвечает второй (медленной) распространяющейся моде МГВ, а высокочастотный пик – первой (более быстрой) моде. Таким образом, при заданных размерах источника в приэкваториальной области ионосферы возможна генерация обеих распространяющихся мод МГВ.

Исследование зависимости спектральных компонент  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  от горизонтальной (вдоль магнитного поля) и вертикальной (вдоль гравитации) протяженности модельного источника продемонстрировало факт снижения их значений при увеличении размеров источника.

Выполнен анализ зависимости компонент  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  от горизонтального и вертикального масштабов длин волн распространяющихся возмущений. Зависимость значений компоненты  $\zeta_x$  от горизонтальной длины волны ( $K_x$ ) демонстрирует наличие максимума при  $\lambda_x \approx 640$  км ( $K_x = 0,018$ ). Зависимость компоненты  $\zeta_z$  от  $K_x$  имеет гауссов характер при любых горизонтальных и вертикальных размерах источника. Характер зависимости компонент  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  от вертикальной длины волны ( $K_z$ ) зависит от рассматриваемого масштаба горизонтальных длин волн (см. рисунок). При  $\lambda_{x,z} \geq 1000$  км ( $K_x, K_z \leq 0,01$ ) имеет место резкий максимум значений этих компонент на длине волны  $\lambda_z \approx 3600$  км ( $K_z = 0,0032$ ). При смещении в область более коротких волн  $\lambda_{x,z} < 1000$  км ( $K_x, K_z > 0,01$ ) характер зависимости  $\zeta_x$  и  $\zeta_z$  становится гауссовым.

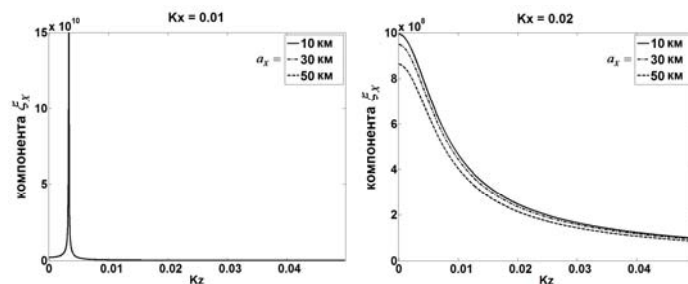


Рис.

Полученные зависимости спектральных компонент смещений среды позволяют вычислить безразмерные значения спектральных компонент возмущений давления, плотности и магнитного поля в приэкваториальной области ионосферы для реалистичного источника вещества в виде горизонтально ориентированного следа от метеора с эффективной массой  $9 \cdot 10^7$  г и радиусом следа  $10^4$  см. При этом отмечено, что компоненты возмущений среды и магнитного поля имеют выраженные максимумы при горизонтальных и вертикальных длинах волн порядка 1000 км ( $Kx = Kz = 0,01$ ).

- [1] Hunsucker R.D. // Rev. Geoph. and Space Phys. V. 20. No. 2. 1982. P. 293.  
 [2] Perrone L., Korsunova L.P., Mikhailov A.V. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 941.  
 [3] Альперович Л.С., Пономарев Г.А., Федорович Г.В. // Физика Земли. 1985, № 11. С. 9.  
 [4] Бархатов Н.А., Бархатова О.М., Григорьев Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 6. С. 421.  
 [5] Бархатова О.М., Бархатов Н.А., Григорьев Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 761.

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ В ИНТЕРВАЛЫ РАЗВИТИЯ СИЛЬНЫХ ПОДЗЕМНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

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

<sup>1)</sup>Нижегородский государственный педагогический университет

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

Известно, что высокоэнергичные геофизические события (землетрясения, цунами, нестабильность авроральных электроджетов и др.) вызывают возмущения концентрации слоев ионосферной ионизации. Современные работы, касающиеся вопросов генерации и переноса волновых возмущений в ионосфере, в основном ограничиваются рассмотрением акустико-гравитационных волн (АГВ) разных пространственных масштабов [1]. Однако учет совместного влияния силы тяжести и магнитного поля приводит к возможности распространения в ионосфере магнито-

гравитационных волн (МГВ), скорости которых могут в несколько раз превышать адиабатическую скорость звука [2, 3]. В предлагаемой работе при анализе линеаризованной системы магнитогидродинамических уравнений выполнено исследование возможности распространения магнитогравитационных волн (МГВ) в области слоя F2 для приэкваториальной ионосферы с конечной проводимостью. Полученные дисперсионные соотношения позволили оценить их характерные частоты, длины волн и скорости распространения. На основе экспериментальных данных о возмущениях концентрации ионосферных слоев Es, E и F2 в интервалы развития сильных ( $M > 6,5$ ) подземных землетрясений 8 января 2006 г. (36,3°с.ш., 23,3°в.д.) и 17 июля 2006 г. (9,3°ю.ш., 107,2° в.д.) обнаружено появление МГВ.

Расчет дисперсионных соотношений выполнен для МГВ при следующих параметрах среднеширотной ионосферы:  $T = 685$  К,  $\gamma = 1,4$  – показатель адиабаты,  $\beta = 6,35 \cdot 10^{-3}$  – отношение газокинетического давления к магнитному,  $H = 2 \cdot 10^6$  см – высота однородной атмосферы,  $H_0 = 0,5$  Гс, проводимость  $\sigma = 105$  с<sup>-1</sup> и магнитное число Рейнольдса  $Rem = 5,6 \cdot 10^{-10}$ . На рис. 1 для азимутального угла  $\varphi = 0^\circ$  представлены дисперсионные кривые двух распространяющихся мод в безразмерных частотах и волновых векторах, связанных с соответствующими размерными величинами соотношениями ( $V_S$  – скорость звука,  $\rho_0$  – плотность среды):

$$W = \omega \cdot \frac{V_S^2 (4\pi\rho_0)^{1/2}}{H_0 g}, \quad K = k \cdot \frac{V_S^3 (4\pi\rho_0)^{1/2}}{H_0 g}.$$

МГВ были экспериментально обнаружены в периоды подготовки, развития и затухания сейсмической активности, связанной с развитием указанных выше землетрясений. Для этого сопоставлялись максимумы динамических спектров ионосферных (критические частоты слоев Es, E и F2) и магнитных (компоненты X, Y, Z геомагнитного поля) возмущений, зарегистрированных на расстоянии не более 1500 км от эпицентра землетрясения. Анализ динамических спектров за исследуемый период, включающий в себя день события, а также 2 дня до и после него, показал, что магнитогравитационная активность, регистрируемая в частотном диапазоне до 1 МГц, заметно возрастает в течение двух дней до и одного-двух дней после рассматриваемых землетрясений. В качестве примера на рис. 2 представлено общее

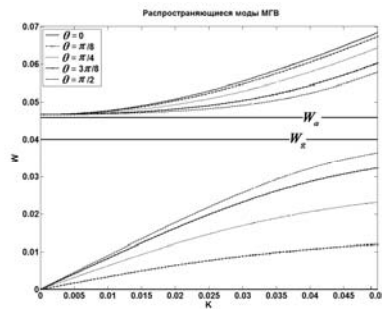


Рис. 1

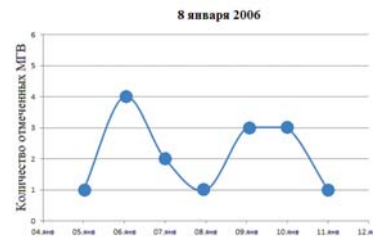


Рис. 2

число замеченных синхронных ионосферных и магнитных возмущений для каждого исследуемого дня интервала, связанного с землетрясением 8 января 2006 г. Аналогичная зависимость имеет место для землетрясения 17 июля 2006 г. В остальные дни рассматриваемых временных интервалов уровень магнитогравиационной активности остается низким. Сходные результаты были получены при исследовании сейсмических источников волновых возмущений в ионосфере по данным GPS-интерферометрии [4]. Вместе с тем, в день землетрясения нами отмечено увеличение интенсивности колебаний критической частоты спорадического слоя Es в течение нескольких часов непосредственно перед событием.

- [1] Hocke K., Schlegel K., Kirchengast G. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 57. P. 245.
- [2] Бархатов Н.А., Бархатова О.М., Григорьев Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 6. С. 421.
- [3] Бархатова О.М., Бархатов Н.А., Григорьев Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 761.
- [4] Захаров В.И., Куницын В.Е. // Сб. тезисов Девятой ежегодной конференции «Физика плазмы в солнечной системе». – Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2014. Т. 3. С. 59.

### **ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-СКЕЛЕТОННОЙ ТЕХНИКИ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

**Н.А. Бархатов, С.Е. Ревунов, Д.В. Шадруков**

*Нижегородский государственный педагогический университет*

Исследование посвящено изучению возможностей вейвлет-скелетонного инструмента при использовании его в прикладной задаче обнаружения геомагнитных предвестников экстремальных солнечных вспышек. Основное преимущество вейвлет-преобразования заключается в обеспечении двумерной развертки исследуемого одномерного сигнала, при этом частота и координата рассматриваются как независимые переменные. Это дает возможность анализировать свойства сигнала одновременно в физическом (время, координата) и в частотном пространствах. Получаемая при этом избыточная спектральная информация может быть сокращена путем регистрации только положения максимумов спектра. При этом образуется структура вейвлет-скелета, которая позволяет сосредоточиться на ключевых особенностях динамики спектра [1].

Демонстрация работы вейвлет-скелетонной техники выполнена в интервалах, предшествующих экстремальным солнечным вспышкам. Техника позволяет проводить поиск моментов синхронизации вейвлет-скелетонных спектральных картин долгопериодных геомагнитных пульсаций, зарегистрированных на магнитных станциях расположенных в широких географических пределах (геом. широта  $31^{\circ}\pm 64^{\circ}$ ). Исследование выполнено на материале, включающем данные по 20 экстремальным вспышкам. Используются магнитные данные горизонтальной компоненты геомагнитного поля с минутным разрешением.

Каждый случай вспышки включал интервал наблюдений, содержащий 4,5 суток до регистрации вспышки и 0,5 суток после. Критериями отбора таких событий были: 1) магнитоспокойная обстановка за весь интервал наблюдений ( $|Dst| < 20$  нТл) по каждому событию; 2) все анализируемые вспышки относились к экстремальному классу мощности X ( $W > 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup>). Согласно указанным критериям, было проанализировано 20 вспышек класса X по данным каталога <http://vso.nso.edu/cgi/catalogui>, зарегистрированных в 2001–2005 г.

Для объективной оценки степени синхронизации скелетонных спектров колебательных режимов на всех станциях предложен оригинальный корреляционно-спектральный алгоритм, основанный на методике, подробно изложенной в [2]. Количество синхронизаций вейвлет-скелетонных картин по всем магнитным станциям представлено в виде зависимостей от времени, предшествующего возникновению интенсивных вспышек. Получаемые на гистограммах за несколько суток до развития интенсивных вспышек на Солнце экстремумы можно рассматривать как предвестники вспышки. Вычисляемые суммарные гистограммы нормированного количества моментов синхронизации колебаний горизонтальной компоненты геомагнитного поля в разных диапазонах периодов своими экстремумами демонстрируют связь с опережающими явлениями рентгеновских вспышек. С увеличением анализируемых периодов наличие экстремумов становится более заметным. Гистограммы для периодов 120–180 минут за 2 и 3,5 суток до вспышки имеют особенно заметные экстремумы. Ниже представлены суммарные гистограммы нормированного количества моментов синхронизации колебаний на всех станциях по всем анализируемым вспышкам с указанием диапазонов периодов (см. рис.). Ось ординат гистограмм отражает количество появлений 100% моментов синхронизации колебаний на всех станциях. По оси абсцисс представлено время в днях до вспышки класса X. Момент регистрации вспышки в начале координат.

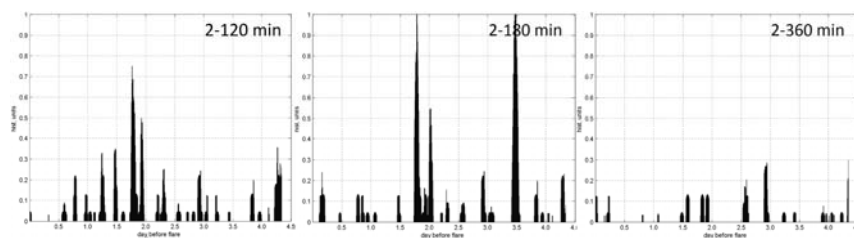


Рис.

Для колебаний с периодами 360 и более минут экстремумы на суммарной гистограмме не наблюдаются. Механизмом возникновения таких пульсаций и их дальнейшей синхронизации в широких географических пределах может служить усиление ионосферных колебательных токовых систем связанное с увеличением ионосферной проводимости под действием солнечного ионизирующего электромагнитного излучения опережающего вспышку. Другим механизмом может быть непосредственное проявление колебаний интенсивности этого излучения в геомагнит-

ных пульсациях, начиная с периодов порядка и более часа, что можно связать с соответствующей инерционностью ионосферы.

Работа поддержана грантом РФФИ №12-05-00425 и по проекту «Разработка современных методов прогнозирования магнитосферно-ионосферного состояния в целях обеспечения успешных коммуникаций на основе поиска фундаментальных закономерностей влияния солнечной активности», выполняемому вузом в рамках госзадания Министерства образования и науки.

[1] Бархатов Н.А., Ревунов С.Е., Шадруков Д.В. // Приволжский научный журнал. 2013, № 1. С. 106.

## СЕЗОННАЯ ВАРИАЦИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ КАК СЛЕДСТВИЕ ОРИЕНТАЦИИ МАГНИТНЫХ ОБЛАКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

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

<sup>1)</sup>Нижегородский государственный педагогический университет

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

Длительное наблюдение геомагнитной активности показало существование её полугодовых вариаций, проявляющихся весной и осенью в виде максимумов в долгосрочных средних значениях различных индексов геомагнитной активности [1]. Предложенные гипотезы объяснения сезонных вариаций геомагнитной активности (осевая гипотеза и гипотеза равноденствия) учитывают только взаимную ориентацию Солнца, солнечного потока и диполя Земли, не затрагивая характеристики внутренней структуры плазменных потоков [2, 3]. Вместе с тем, форма и структура возникающего потока, определяемая типом его солнечного источника, оказывают влияние на геоэффективные свойства потока. Такие геоэффективные структуры как магнитные облака, в отличие от других плазменных потоков, обладают выраженной ориентацией в пространстве, определяемой магнитными силовыми линиями группы солнечных пятен, имеющих, в свою очередь, наиболее предпочтительные расположения. Вследствие этого магнитные облака могут становиться источниками магнитных бурь различной интенсивности в периоды равноденствия и солнцестояния. Предлагаемая и проверяемая в работе гипотеза сезонной зависимости геомагнитной активности заключается в учете взаимной ориентации осевого магнитного поля облаков и земного магнитного диполя. В периоды равноденствия и солнцестояния значения проекции осевого магнитного поля облака на земной диполь отличны, что должно отражаться в сезонной вариации геомагнитной активности.

Исследование проявления ориентации магнитных облаков в сезонной вариации геомагнитной активности проводилось путем сопоставления данных об ориентации 52 магнитных облаков, зарегистрированных в околоземном пространстве с 1980 по 2004 гг. по данным системы OMNI, и интенсивности вызванных ими геомагнитных бурь (по *Dst*-индексу). Все рассматриваемые магнитные облака были разделены на три группы по значениям угла наклона их оси к плоскости эклиптики  $\epsilon$ : от 0 до 30°, от 30 до 60° и от 60

до  $90^\circ$ . Для оценки вклада каждой группы облаков было изучено соотношение геоэффективных ( $Dst \leq -10$  нТл) и не геоэффективных облаков по каждому из выделенных диапазонов  $\varepsilon$ . Результаты выполненного сопоставления в процентах приведены на рис., где серые столбцы соответствуют геоэффективным облакам, черные столбцы – не геоэффективным облакам, а каждому диапазону значений угла  $\varepsilon$  отведено 100%.

Полученное распределение показало, что облака с большими ( $60^\circ$ – $90^\circ$ ) углами наклона оси облака к плоскости эклиптики вызывают геомагнитные возмущения в периоды солнцестояния в 85% случаев и в 40% случаев в периоды равноденствия. Магнитные облака с небольшими углами наклона вызывают геомагнитные бури в 80% случаев в периоды солнцестояния и в 100% случаев в периоды равноденствия. Следовательно, в периоды солнцестояния более геоэффективными структурами являются облака с большими значениями  $\varepsilon$ , а в период равноденствия геоэффективными являются все конфигурации магнитных облаков, включая и «лежачие» облака с небольшими значениями угла  $\varepsilon$ .

Известные результаты статистических исследований свидетельствуют о том,

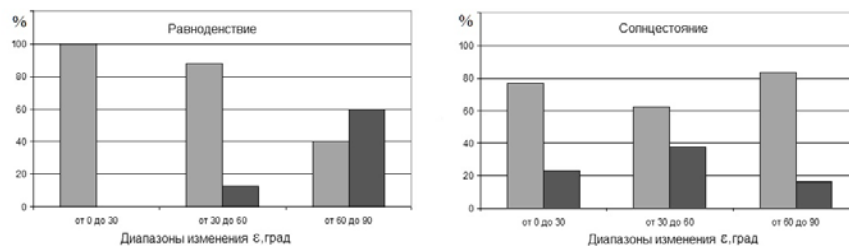


Рис.

что в околоземном пространстве регистрируются в основном «лежачие» магнитные облака с небольшими значениями угла наклона оси к плоскости эклиптики [4]. Данная выделенная ориентация является следствием преимущественно продольного расположения солнечному экватору ведущего и ведомого пятен, представляющих источник магнитных облаков. Нами показано, что в периоды равноденствия геомагнитная активность увеличивается за счет облаков разной ориентации и, прежде всего, за счет большого числа «лежачих» облаков с небольшими значениями угла наклона оси облака к плоскости эклиптики. В периоды солнцестояния такие облака являются менее геоэффективными структурами, вследствие уменьшения в такие интервалы значения проекции осевого магнитного поля облака на магнитный диполь Земли, что и отражается в снижении уровня геомагнитной активности летом и зимой.

- [1] Cortie A.L. // Monthly Notices of the Royal Astron. Society. 1912. V. 73. P. 52.
- [2] Chapman S., Bartels J. Geomagnetism. Chapt. 11. – New York: Oxford University Press. 1940.
- [3] Russell C.T., Mc Pherron R.L. // J. Geophys. Res. 1973. V.78. P. 24.
- [4] Витинский Ю.В. Солнечная активность. – М.: Наука, 1983, 192 с.
- [5] Bothmer V., Schwenn R. // Ann. Geophysicae. 1998. V. 16. P. 1.

## ОБ ИЗМЕНЕНИИ СВОЙСТВ СТАТИСТИЧЕСКИХ ФУНКЦИОНАЛОВ ОТ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПЕРЕД СИЛЬНЫМИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ

Л.П. Коган

*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет*

Значительная часть физических величин  $x(t)$ , измеряемых с целью прогнозирования тектонических событий, могут рассматриваться как случайные процессы вида  $x(t) = s(t) + q(t)$ . Здесь  $s(t)$  и  $q(t)$  – вещественные случайные функции от времени  $t$ . Функция  $s(t)$  – случайный фоновый шум, тогда как  $q(t)$  – меньшие, по сравнению с  $s(t)$ , за исключением отдельных пиковых значений, флуктуации, отвечающие процессу подготовки сильного землетрясения, предстоящего в ближайшее время (например, в следующие 24 часа). В настоящей работе вводится гипотеза о том, что  $s(t)$  и  $q(t)$  – независимые случайные процессы.

Для каждого отрезка реализации  $x(t)$  случайным величинам (СВ)  $x$ ,  $s$  и  $q$  сопоставим плотности вероятности  $f_x(w)$ ,  $f_s(w)$  и  $f_q(w)$ ;  $f_x(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_s(w-w')f_q(w')dw'$ .

Для любого ограниченного отрезка реализации эти функции также будут случайными. Если эффективная ширина  $D$  распределения  $f_q(w)$  хотя бы в несколько раз превосходит характерный размер  $T$  мелкомасштабных флуктуаций функции  $f_s(w)$ , то при вычислении указанной свертки они будут усредняться. В итоге перед землетрясением большой магнитуды, когда  $q(t) \neq 0$ , график функции  $f_x(w)$  с высокой вероятностью будет значительно более гладким на малых горизонтальных масштабах, чем в сейсмически спокойном случае, когда на всем отрезке реализации  $q(t) = 0$ . На рис. 1а сплошной линией изображен схематический график  $f_x(w) = f_s(w)$ , отвечающий отсутствию процесса подготовки землетрясения, когда в течение всего интервала измерений  $q(t) = 0$ , и пунктиром показан схематический вид «усредняющей» функции  $f_q(w)$  в обратном случае, при  $q(t) \neq 0$ . Рис. 1б соответствует схематическому виду графика для  $f_x(w)$  при существовании случайного процесса  $q(t)$ .

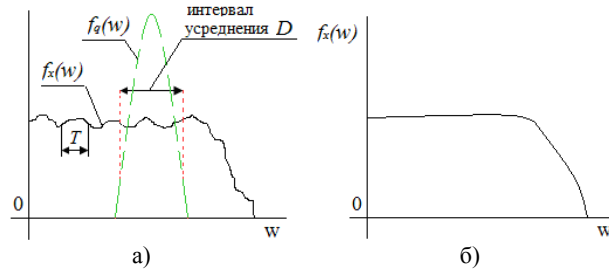


Рис. 1

Следовательно, в статистически значимом проценте случаев характеристическая функция  $L_x(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_x(w) \exp(ipx) dx = L_s(p)L_q(p)$ , где  $L_s(p)$  и  $L_q(p)$  – аналогичные функционалы от  $f_s(w)$  и  $f_q(w)$ , в области  $p \sim T^{-1}$  при условии предстоящего в



ближайшее время сильного землетрясения, т.е. при  $q(t) \neq 0$  и  $T \leq D/2$ , будет по модулю существенно меньше, чем в обратном случае, для которого  $q(t) = 0$  на всем соответствующем отрезке реализации.

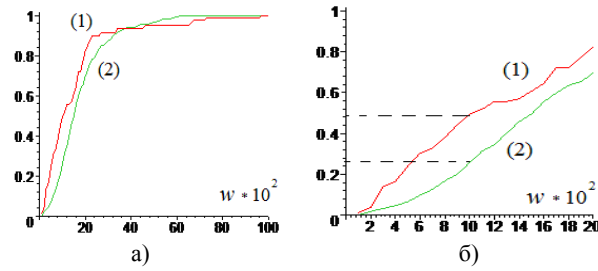


Рис. 2

На рис. 2а приведены графики интегральной функции распределения модуля  $|L_x(p)|$ . Эта характеристическая функция рассчитана с помощью дискретного преобразования Фурье по данным критической частоты слоя F2 ионосферы, полученным на ионосферной станции Петропавловск (PETROPAVLOVSK, PK553) в 1992–2004 гг. Величина  $p = \pi - \tau$ , где  $\tau = \pi/N$ . Значение  $N = 120$  подобрано эмпирически, исходя из критерия наибольшего отличия совокупности графиков  $\text{Re}[L_x(p)]$  в области  $p \approx \pi$  при условии, что в течение 24 часов по окончании серии измерений в регионе радиусом 1000 км от станции произойдет землетрясение магнитудой  $M \geq 5,5$  (назовем это событием (А)), от ансамбля таких же графиков для случая, когда подобного землетрясения не будет в течение не менее 192 часов по завершении измерений (событие (В)). Расчеты проводились по 96 последовательным почасовым измерениям критической частоты. Кривая (1) – интегральная функция распределения  $F_A(w)$  значений СВ  $|L_x(\pi - \tau)|$ , отвечающая реализации события (А), а кривая (2) – аналогичная функция  $F_B(w)$  для события (В). На рис. 2б показана наиболее значимая для анализа часть рис. 2а.

Из рис. 2а,б следует, что в интервале  $0 \leq w \leq 0.1$  можем считать, что значение  $F_A$  вдвое больше, чем  $F_B$ . Это подтверждает развитую выше теорию. Поэтому предлагается следующий алгоритм краткосрочного прогнозирования землетрясений.

(1) Проводится серия измерений различных физических полей  $X_1, X_2, \dots, X_J$ , где  $J \gg 1$ , потенциально содержащих информацию о предвестниках землетрясения.

(2) По отрезкам реализаций, охватывающим один и тот же промежуток времени, вычисляются характеристические функции  $L_{x,j}(\pi - \tau_j)$ , где значение  $\tau_j$  – свое для каждого  $X_j$  и определяется по аналогии со случаем критической частоты.

(3) По совокупности ранее проведенных измерений для события (А) определяются средние значения  $\langle |L_{j,A}| \rangle = \langle |L_{x,j}(\pi - \tau_j)| \rangle$ , сумма которых равна  $\langle S_A \rangle$ , и дисперсии  $\sigma_{j,A}^2 = \langle |L_{x,j}(\pi - \tau_j)|^2 \rangle - \langle |L_{j,A}| \rangle^2$ , в сумме равные  $\sigma_A^2$ . По аналогии вводятся значения  $\langle S_B \rangle$  и  $\sigma_B^2$ .

(4) Составляется сумма  $S = |L_{x,1}(\pi - \tau_1)| + |L_{x,2}(\pi - \tau_2)| + \dots + |L_{x,J}(\pi - \tau_J)|$ .

(5) При условии  $\langle S_A \rangle + \sigma_A < \langle S_B \rangle - \sigma_B$  попадание значения  $S$  внутрь круга радиуса  $\langle S_A \rangle$  интерпретируется как высокая вероятность события (А), а случай, когда  $S > \langle S_B \rangle$  – как большая вероятность события (В). Очевидно, возможны и

другие методы оценки этих вероятностей, основанные на различии статистики подобных функционалов для событий (А) и (В).

### СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД S255 НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ И НА ОДИНОЧНОЙ АНТЕННЕ

П.М. Землянуха<sup>1</sup>, И.И. Зинченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН

В современной астрофизике важную роль в исследованиях занимает изучение процесса образования звезд. До сих пор эволюция звезд массой более, чем 8–10 масс Солнца плохо объяснена. Отчасти это связано тем, что регионы образования звезд высокой массы достаточно сильно удалены от нас. Не так много областей звездообразования детально изучено. Как следствие, важен анализ известных источников с высоким угловым разрешением.

Из современных средств наблюдения достаточное разрешение может быть достигнуто только средствами интерферометрии. Однако важным недостатком интерферометров является отсутствие чувствительности к низким пространственным частотам, что усложняет понимание физической структуры исследуемых объектов.

В данной работе рассматривается область  $H_{II}$  S255, в которой находится плотное газопылевое ядро. Согласно [1] объект находится на расстоянии 2,5 кпс. Ядро состоит из двух основных компонент (S255IR и S255N), разнесенных на расстояние порядка 1'. Был проведен ряд наблюдений данного объекта с разрешением порядка 10"–40" на телескопах OSO, IRAM, NRAO, MSE [2–4]. Характерная масса – порядка 300 солнечных, плотность –  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , кинетическая температура – 40 К [3]. Согласно наблюдениям в ИК-диапазоне, область содержит некоторое количество молодых звездных объектов (YSO) на различных стадиях эволюции. Соответственно, исследуя область, можно проследить различные этапы процесса формирования звезд [5].

В данной работе представлен результат комбинирования данных наблюдений с 30м телескопа IRAM и интерферометра SMA. Рассматриваются наблюдения области S255, в частности, S255IR и S255N, в линиях излучения молекул SiO (217,10 GHz),  $N_2H^+$  (279,51 GHz), CO (345,79 GHz) на обсерваториях SMA и IRAM. В результате наблюдений на интерферометре были получены данные видности (корреляции) на базах от 20 до 100 *kλ*. Данные наблюдений на 30 м радиотелескопе IRAM – куб данных с частотным разрешением порядка 50 кГц и угловым разрешением порядка 10".

Комбинирование данных проводилось методикой моделирования случайного набора баз на зеркале одиночной антенны с последующим преобразованием куба спектральных данных в набор корреляций. Относительная калибровка выбиралась таким образом, чтобы поток излучения в разных наборах данных совпадал. В результате в перекрывающихся диапазонах пространственных частот амплитуда

совпадала, что проиллюстрировано на рис. 1 (крупные точки – данные видности с обсерватории IRAM, мелкие – данные с обсерватории SMA).

На рис. 2 наблюдается хорошая пространственная корреляция между комбини-

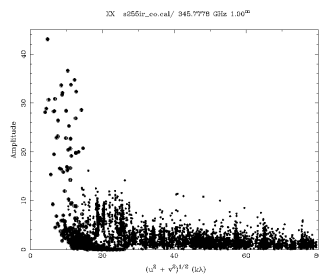


Рис. 1

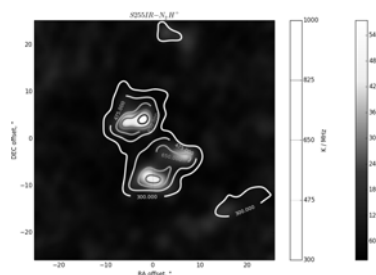


Рис. 2

рованными (контуры) и интерферометрическими данными (фон). На рис. 3 приведена карта в линии излучения SiO(5-4), полученная на базе интерферометра SMA. На рис. 4 и 5 – комбинированные данные и результаты наблюдения на 30 м антенне в том же частотном диапазоне. Из рис. 3–5 видно, что метод позволяет получить изображение, содержащие как компактные, так и протяженные детали. Операции обработки проделаны с использованием программного пакета MIRIAD [6].

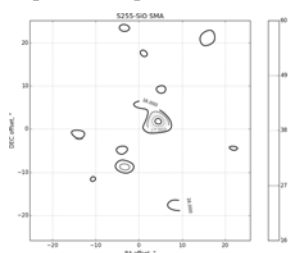


Рис. 3

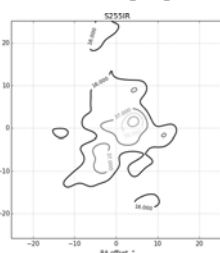


Рис. 4

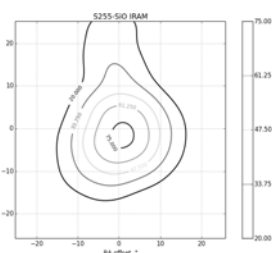


Рис. 5

В результате работы были получены комбинированные изображения в линиях  $N_2H^+(3-2)$ , SiO(5-4) и CO(3-2). Стоит отметить, что комбинирование данных наблюдений на одиночной антенне и интерферометре позволяют получить более полное представление о физических свойствах объекта.

Работа выполнена в соответствии с госзаданием № 3.1252.2014/К.

- [1] Russeil D., Adami C., Georgelin Y. M. // *Astron. & Astrophys.* 2007. V. 470. P. 161.
- [2] Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N. et al. // *The Astrophys. J.* 2012. V. 755. P.177.
- [3] Zinchenko I., Caselli P., Pirogov L. // *MNRAS.* 2009. V.395. P. 2234.
- [4] Howard E. M., Pipher J. L., Forrest W. J. // *Astrophys. J.* 1997. V. 481. P. 327.
- [5] Ojha D. K., Samal M. R., Pandey A. K. et al. // *Astrophys. J.* 2011. V. 738. P.156.
- [6] Sault R.J., Teuben P.J., Wright M.C.H. // In Proc. "Astronomical Data Analysis Software and Systems IV". Ed. Shaw R., Payne H.E., Hayes J.J.E. 1995. V.77. P. 433.