КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том **16** № **5** **2000**

УДК 52-64-657

Спектры флюктуаций линейной поляризации при радиоинтерферометрических исследованиях космической плазмы

М. Р. Ольяк

Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков, ГСП, ул. Червонопрапорна, 4

Анализируются частотные спектры флюктуаций линейно поляризованного излучения, распространяющегося в магнитоактивной плазме со случайными неоднородностями электронной концентрации и продольного магнитного поля. С использованием метода фейнмановских интегралов по траекториям исследованы эффекты, возникающие при пространственном разнесении точек наблюдения. Показано, что зависимость спектра флюктуаций от величины базы интерферометра в области низких частот имеет периодический характер, различный для плазмы с неоднородностями плотности электронов и со случайным магнитным полем; в высокочастотной области этой зависимости нет.

СПЕКТРИ ФЛУКТУАЦІЙ ЛІНІЙНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ПРИ РАДІОІНТЕРФЕРОМЕТРИЧНИХ ДОСЛІДЖЕННЯХ КОСМІЧНОЇ ПЛАЗМИ, Ольяк М. Р. — Аналізуються спектри флуктуацій лінійно поляризованого радіовипромінювання, що поширюється у магнітоактивній плазмі з неоднорідностями електронної концентрації та магнітного поля. На основі методу фейнманівських інтегралів за траєкторіями проведено дослідження ефектів, що виникають при просторовому розділенні пунктів спостереження. Показано, що залежність спектру флуктуацій від величини бази інтерферометра в області низьких частот має періодичний характер, різний для плазми з неоднорідностями електронної густини і з випадковим магнітним полем; у високочастотній області цієї залежності немає.

SPECTRA OF LINEAR POLARIZATION FLUCTUATIONS IN THE RADIO INTERFEROMETRY OF COSMIC PLASMAS, by Ol'yak M. R. — This paper analyses the frequency spectra of the linearly polarized radiation passing through magnetoactive plasmas with random irregularities both in electron density and in magnetic field. The parabolic equations and the formalism of Feynman trajectory integrals are used. The propagation effects arising due to the spatial separation of observation points are considered. It is shown that the dependence of the fluctuation spectrum on baseline is periodical at low frequencies and it is different in plasmas with electron density irregularities and with random magnetic fields; there is no such dependence at high frequencies.

Радиоинтерферометрические методы изучения космических источников, в том числе поляризационная радиоинтерферометрия и радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ), успешно развиваются в последние годы. В то же время возможно применение радиоинтерферометрических методов для исследования среды распространения, в частности неоднородностей плазмы солнечного ветра [1, 2, 8]. Как известно, при распространении в случайно-неоднородной космической плазме излучение рассеивается на неоднородностях среды, в результате чего на Земле образуется картина мерцаний. Движение неоднородностей с различными скоростями приводит к существенной перестройке дифракционной картины и к появлению зависимости $\mathbf{v}(f)$ скорости $\mathbf{v}$ гармоник временного спектра мерцаний от частоты. Этот эффект был обнаружен по наблюдениям флюктуаций интенсивности сигнала одновременно в нескольких пунктах и исследован в рамках гипотезы локальной вмороженности, предполагающей, что относительное движение среды не сопровождается изменениями локальной конфигурации [4].

Отдельный интерес может представлять анализ рассеяния поляризованного радиоизлучения при наличии регулярного и случайного магнитных полей. Подобное исследование даст возможность восстановить пространственно-временную структуру турбулентности межпланетной магнитоактивной плазмы как по результатам просвечивания помещенным на космическом аппарате когерентным источником, так и с помощью радиоастрономических объектов методом РСДБ. Последний метод позволяет изучать пространственно-временную структуру средне- и крупномасштабных неоднородностей. Он дополняет наиболее распространенные методы исследования — метод дисперсной интерферометрии когерентного излучения на кратных частотах с борта космического аппарата и метод мерцаний, основанный на измерении флюктуаций интенсивности радиоизлучения от дискретных космических источников.

Целью настоящей работы является теоретический анализ частотного спектра флюктуаций линейно поляризованного радиоизлучения, принимаемого интерферометром, и зависимости спектра флюктуаций от величины базы для плазмы с флюктуациями электронной концентрации и магнитного поля. Результаты данного исследования могут быть использованы для определения параметров спектра неоднородностей среды, а также для восстановления функции распределения $\varphi(\mathbf{v})$ неоднородностей по скоростям вдоль луча зрения методами дисперсионного анализа. В его основе, как известно, лежит изучение дисперсионной зависимости дрейфовой скорости мерцаний или скорости гармоник спектра мерцаний от частоты f.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что в слое холодной квазинейтральной плазмы толщиной Z с флюктуациями электронной концентрации $\delta N(\mathbf{r}, z)$, $\langle \delta N \rangle = 0$, $\mathbf{r} = \{x, y\}$ распространяется частично или полностью линейно поляризованное монохроматическое излучение с частотой ω. Рассмотрим случай продольного распространения радиоволн, когда внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль луча зрения — оси z: $H_z = H_0 + \delta H$. Здесь H_0, δH суть детерминированный и случайный компоненты магнитного поля, $\langle \delta H \rangle = 0$, угловыми скобками обозначено усреднение по ансамблю реализаций среды. Разложим радиоизлучение по базису нормальных волн с правой (E^-) и левой (E^+) круговой поляризацией и введем в соответствии с [10] пространственную корреляционную функцию линейно поляризованного компонента радиоизлучения:

$$\overline{B}_{l}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = (c/8\pi)\{\langle E^{+}(\mathbf{r}_1, z)E^{-*}(\mathbf{r}_2, z)E^{+*}(\mathbf{r}_3, z)E^{-}(\mathbf{r}_4, z)\rangle +$$
$$+ \langle E^{-}(\mathbf{r}_1, z)E^{+*}(\mathbf{r}_2, z)E^{-*}(\mathbf{r}_3, z)E^{+}(\mathbf{r}_4, z)\rangle -$$
$$- \langle E^{-}(\mathbf{r}_1, z)E^{+*}(\mathbf{r}_2, z)\rangle\langle E^{-*}(\mathbf{r}_3, z)E^{+}(\mathbf{r}_4, z)\rangle -$$
$$- \langle E^{+}(\mathbf{r}_1, z)E^{-*}(\mathbf{r}_2, z)\rangle\langle E^{+*}(\mathbf{r}_3, z)E^{-}(\mathbf{r}_4, z)\rangle\}. \quad (1)$$

Для медленно изменяющихся комплексных амплитуд нормальных волн $E^{\pm}$ следует параболическое уравнение

$$2ik_{\pm}\frac{\partial E^{\pm}}{\partial z} + \Delta_{\perp}E^{\pm} + k_{\pm}^{2}[\langle\varepsilon^{\pm}\rangle + \delta\varepsilon^{\pm} - 1]E^{\pm} = 0,$$

решение которого можно записать в квадратурах, используя метод фейнмановских интегралов по траекториям [3, 9]:

$$E^{\pm}(\mathbf{r}, z) = \int d^{2}\mathbf{r}_0 E_0^{\pm}(\mathbf{r}_0)\times$$
$$\times\int D\mathrm{s}(z)\exp\left\{\frac{ik_{\pm}}{2}\int_0^Z dz\left[\left(\frac{ds(z)}{dz}\right)^2 + \langle\varepsilon^{\pm}\rangle - 1 + \delta\varepsilon^{\pm}(\mathrm{s}(z), z)\right]\right\}. \quad (2)$$

Здесь

$$\langle\varepsilon^{\pm}\rangle \approx 1 - (\omega_{\mathrm{p}}/\omega)^2[1 \mp \omega_{\mathrm{H}}/\omega + (\omega_{\mathrm{H}}/\omega)^2],$$
$$\delta\varepsilon^{\pm} \approx -(\omega_{\mathrm{p}}/\omega)^2[\delta N/N + 2(\omega_{\mathrm{H}}/\omega)^2\delta H/H_0] \pm$$
$$\pm\,\omega_{\mathrm{H}}\omega_{\mathrm{p}}^2/\omega^3[\delta N/N + \delta H/H_0] \quad (3)$$

— соответственно детерминированная и случайная составляющие тензора диэлектрической проницаемости для лево- и правополяризованной нормальных волн, ω_{p} и ω_{H} — плазменная и гиротропная частоты, $k_{\pm} = \sqrt{\langle\varepsilon^{\pm}\rangle}\omega/c$, c — скорость света, $E_0^{\pm}$ — гармоники Фурье поля на входе в плазменный слой, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $D\mathrm{s}(z)$ — дифференциал в пространстве непрерывных траекторий $\mathrm{s}(z)$. Интегрирование в (2) производится по всем возможным траекториям $\mathrm{s}(z)$ с граничными условиями $\mathrm{s}(0) = \mathbf{r}_0$, $\mathrm{s}(Z) = \mathbf{r}$.

Обозначим расстояние между пунктами наблюдения (базу интерферометра) $\mathbf{b} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3$, скорости переноса неоднородностей поперек луча зрения $\mathbf{v}_{\perp} = (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1)/t = (\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_2)/t$, и рассмотрим случай слабого рассеяния в среде, когда размеры зон Френеля для обыкновенной и необыкновенной волн не превышают радиуса когерентности флюктуаций волнового поля ($\sqrt{zc/\omega} \ll R_c$). При выполнении условия локальной вмороженности дифракционной картины корреляционная функция $\overline{B}_l$ может быть представлена в виде

$$\overline{B}_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = \int B_l(\mathbf{b}, \mathbf{v}_{\perp}t)\varphi(\mathbf{v}_{\perp})d\mathbf{v}_{\perp}, \quad (4)$$

где $B_l(\mathbf{b}, \mathbf{v}_{\perp}t)$ — пространственно-временная корреляционная функция линейно поляризованного компонента для однородного движения со скоростью $\mathbf{v}_{\perp}$, $\varphi(\mathbf{v}_{\perp})$ — функция распределения по скоростям на луче зрения. Для спектров флюктуаций получим

$$\overline{W}_l(\mathbf{b}, f) = \int W_l(\mathbf{b}, \mathbf{v}_{\perp}, f)\varphi(\mathbf{v}_{\perp})d\mathbf{v}_{\perp}, \quad (5)$$

$$W_l(\mathbf{b}, \mathbf{v}_{\perp}, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt\exp(2\pi ift)B_l(\mathbf{b}, \mathbf{v}_{\perp}t). \quad (6)$$

Рассмотрим частотные спектры мерцаний линейно поляризованного радиоизлучения, принимаемого на выходе из слоя одиночной антенной, а затем перейдем к спектрам флюктуаций фурье-компонентов радиоизлучения, принимаемого интерферометром с базой $\mathbf{b}$. Для $\mathbf{b} = 0$ введем

$$W_l(\mathbf{v}_\perp, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(2\pi i f t) B_l(\mathbf{v}_\perp t), \tag{7}$$

где $B_l(\mathbf{v}_\perp t) = B_l(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \mathbf{r} + \mathbf{v}_\perp t, \mathbf{r} + \mathbf{v}_\perp t)$.

Методика вычисления пространственных корреляционных функций параметров Стокса с использованием фейнмановских интегралов по траекториям (2) изложена в работе [10]. Для получения выражений для частотных спектров удобно на промежуточном этапе перейти от пространственных корреляционных функций к временным, выразив последние через характеристики среды распространения и входные значения параметров Стокса [5], в данном случае через Q_0 и U_0. Спектры статистически независимых флюктуаций δNи δH предполагаются кармановскими:

$$\Phi_{\mathrm{N,\,H}}(q_\perp, 0) \propto C^2_{\mathrm{N,\,H}} L_0^{\mathrm{n}} \exp[-(q_\perp/q_{\mathrm{m}})^2]\,[1 + (q_\perp L_0)^2]^{-\mathrm{n}/2}, \tag{8}$$

где $\mathbf{q}_\perp = \{q_x, q_y\}$ — двумерный волновой вектор флюктуаций, $2 < n < 4$, L_0 и $l_0 = 5.92/q_{\mathrm{m}}$ — соответственно внешний и внутренний масштабы турбулентности, C_{N} и C_{H} — структурные постоянные относительных флюктуаций $\delta N/N$ и $\delta H/H_0$. Потребуем выполнения неравенств

$$\frac{zc}{\omega} \gg l_0^2, \; \frac{\omega_{\mathrm{H}} \omega_{\mathrm{p}}^2 zc}{\omega^4} \ll l_0^2\,. \tag{9}$$

Последнее неравенство означает, что разность зон Френеля для право- и левополяризованной волн меньше внутреннего масштаба турбулентности, и амплитуды нормальных волн коррелированны.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления частотных спектров мерцаний линейно поляризованного излучения (7) из выражений для временной корреляционной функции $B_l(t) \equiv B_l(\mathbf{v}_\perp t)$ производится по аналогии с приведенным в работе [7] методом расчета спектров флюктуаций амплитуды и фазы сигнала. Введем нормированную частоту $\Omega = f/f_0$, где $f_0 = v_\perp \sqrt{\omega/(4\pi^2 zc)}$, и определим функции $G^\pm(n, \Omega)$ как

$$\begin{aligned} G^\pm(n, \Omega) &\approx \\ \approx 2\pi^{3/2} z^{\mathrm{n}/2} c^{\mathrm{n}/2-3} \omega_{\mathrm{p}}^4 (\Omega^2 + \varphi^2)^{1/2-\mathrm{n}/2} &\{M^\pm(1 - n/2; 3/2 - n/2; 0; \Omega) \times \\ \times \Gamma(n/2 - 1/2)/\Gamma(n/2) &+ M^\pm(1/2; n/2 + 1/2; izcq_{\mathrm{m}}^2/\omega; \Omega) \times \\ \times \Gamma(1/2 - n/2)/\sqrt{\pi}&(\omega/zcq_{\mathrm{m}}^2)^{\mathrm{n}/2-1/2}\}/(f_0 \omega^{\mathrm{n}/2+1}). \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь

$$\begin{aligned} M^\pm(p, s, t, x) = \int_0^1 d\xi\,[{}_1F_1(p, s, -(x^2 + \varphi^2)\omega/zcq_{\mathrm{m}}^2) \pm \\ \pm (1 + t\xi^2)^{\mathrm{s}-1} {}_1F_1(p, s, -(x^2 + \varphi^2)(i\xi^2 + \omega/zcq_{\mathrm{m}}^2))], \end{aligned} \tag{11}$$

где $\varphi = \sqrt{zc/\omega L_0^2}$, ${}_1F_1(p, s, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

Для спектра мерцаний линейно поляризованного излучения получим:

$$\begin{aligned} W_l(v_\perp, \Omega) \approx \{C_{\mathrm{N}}^2 [G^-(n_{\mathrm{N}}, \Omega) + (\omega_{\mathrm{H}}/\omega)^2 G^+(n_{\mathrm{N}}, \Omega)] + \\ + (\omega_{\mathrm{H}}/\omega)^2 C_{\mathrm{H}}^2 [G^+(n_{\mathrm{H}}, \Omega) + 4(\omega_{\mathrm{H}}/\omega)^2 G^-(n_{\mathrm{H}}, \Omega)]\}(Q_0^2 + U_0^2), \end{aligned} \tag{12}$$

где n_N и n_H соответствуют показателям спектров относительных флюктуаций δN и δH. Для колмогоровского спектра флюктуаций и $n_N = n_H$ функции $G^-(11/3,\ \Omega)$ и $G^+(11/3,\ \Omega)$ совпадают с приведенными в работе [5] для спектров флюктуаций соответственно интенсивности $G_\chi(\Omega)$ и фазы $G_S(\Omega)$ сигнала. Это позволяет разбить выражение для реальной части W_R спектра мерцаний линейно поляризованного излучения W_l на два слагаемых. Первое слагаемое, пропорциональное G_χ, имеет вид спектра флюктуаций интенсивности, а второе, пропорциональное G_S, — спектра флюктуаций фазы:

$$W_R(v_\perp, \Omega) \approx \{[C_N^2 + 4(\omega_H/\omega)^4 C_H^2] G_\chi(\Omega) + \\ + (\omega_H/\omega)^2 (C_N^2 + C_H^2) G_S(\Omega)\} (Q_0^2 + U_0^2). \tag{13}$$

Аналогичные вычисления для интерферометра с базой $\mathbf{b}$, параллельной $\mathbf{v}_\perp t$, дают

$$W_R(b, v_\perp, \Omega) \approx W_R(v_\perp, \Omega) + [C_N^2 - (\omega_H/\omega)^2 C_H^2]\,[G_S(\Omega) - G_\chi(\Omega)] \times \\ \times \sin^2(\pi b f_0 \Omega / v_\perp)(Q_0^2 + U_0^2), \tag{14}$$

где $W_R(v_\perp, \Omega)$ определяется выражением (13).

Последние выражения допускают по аналогии с [5, 6] следующую качественную интерпретацию. Пусть $A^\pm$ и $S^\pm$ — соответственно амплитуды и фазы нормальных волн с левой и правой круговой поляризацией. Введем обозначения: $x^\pm = \ln(A^\pm/A_0^\pm)$ — флюктуации уровня и $\delta S^\pm = S^\pm - S_0^\pm$ — флюктуации фазы, $A_0^\pm$ и $S_0^\pm$ — амплитуды и фазы лево- и правополяризованной волн на входе в плазменный слой. При этом для корреляционной функции $B_l(b, v_\perp t)$ следует

$$B_l(b, v_\perp t) \propto \langle [x^+(0) + x^-(b)]\,[x^+(v_\perp t) + x^-(b + v_\perp t)] \rangle + \\ + \langle [\delta S^+(0) - \delta S^-(b)]\,[\delta S^+(v_\perp t) - \delta S^-(b + v_\perp t)] \rangle + \\ + \langle [x^-(0) + x^+(b)]\,[x^-(v_\perp t) + x^+(b + v_\perp t)] \rangle + \\ + \langle [\delta S^-(0) - \delta S^+(b)]\,[\delta S^-(v_\perp t) - \delta S^+(b + v_\perp t)] \rangle. \tag{15}$$

Первое слагаемое в (15) можно представить в виде

$$\langle x^+(0) x^+(v_\perp t) \rangle + \langle x^+(0) x^-(b + v_\perp t) \rangle + \langle x^-(b) x^+(v_\perp t) \rangle + \langle x^-(b) x^-(b + v_\perp t) \rangle$$

и с помощью преобразования Фурье перейти к выражениям для частотных спектров флюктуаций амплитуд лево- и правополяризованной волн $W_\chi^+(f)$ и $W_\chi^-(f)$ соответственно и спектра взаимных флюктуаций амплитуд нормальных волн

$$W_X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(2\pi i f t) \langle x^\pm(0) x^\mp(v_\perp t) \rangle.$$

Остальные слагаемые в (15) преобразуются аналогичным образом.

Таким образом, применяя к корреляционной функции (15) преобразование Фурье (6) и выделяя реальную часть, получим для частотного спектра флюктуаций компонента Фурье линейно поляризованного излучения следующее выражение:

$$W_R(b, v_\perp, f) = (W_{\Sigma X}(f) + W_{\Delta\Phi}(f))(Q_0^2 + U_0^2) + \\ + (W_\Phi(f) - W_X(f)) \sin^2(\pi b f / v_\perp)(Q_0^2 + U_0^2). \tag{16}$$

Здесь $W_{\Sigma X}(f)$ и $W_{\Delta\Phi}(f)$ соответствуют спектрам флюктуаций суммы амплитуд $x^+ + x^-$ и разности фаз $\delta S^+ - \delta S^-$ лево- и правополяризованной волн для однородного движения неоднородностей со скоростью $v_\perp$, $W_X(f)$ и $W_\Phi(f) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(2\pi i f t)\langle \delta S^{\pm}(0)\delta S^{\mp}(v_\perp t)\rangle$ — спектрам взаимных флюктуаций амплитуд нормальных волн и их фаз.

Как известно [7], выражения для спектров флюктуаций амплитуды G_χ и фазы G_S сигнала в области высоких частот $f \gg f_0$ идентичны.

Полученные выражения (14) и (16) содержат два слагаемых: первое — спектр частотных флюктуаций при нулевой базе. Второе слагаемое пропорционально разности спектров флюктуаций фазы и амплитуды (интенсивности) сигнала. В высокочастотной области эта разность обращается в ноль, и следовательно, в высокочастотной части спектра флюктуаций компоненты Фурье линейно поляризованного излучения отсутствует зависимость от величины базы интерферометра.

В выражениях для частотных спектров флюктуаций линейно поляризованного излучения можно выделить вклад случайных компонентов электронной концентрации δN и продольного магнитного поля δH:

$$\begin{gathered} W_l(\Omega) = W_l^{(N)}(\Omega) + W_l^{(H)}(\Omega), \\ W_l(\mathbf{b}, \Omega) = W_l^{(N)}(\mathbf{b}, \Omega) + W_l^{(H)}(\mathbf{b}, \Omega), \end{gathered} \tag{17}$$

Случай $W_l^{(N)} \gg W_l^{(H)}$ имеет место в межпланетной плазме в периоды спокойного Солнца, при этом режим слабых флюктуаций волнового поля в метровом и декаметровом диапазонах соответствуют углам элонгации $\varepsilon \geq \pi/2$ [3]. Второй случай ($W_l \approx W_l^{(H)}$) может наблюдаться в межпланетной плазме при значительных возмущениях магнитного поля, а также при рассеянии радиоизлучения в ионосфере Юпитера и других объектах с достаточно сильными магнитными полями. При этом в низкочастотной области ($f \leq f_0$) имеет место резкое убывание функции $W_l^{(H)}(b, f)$ по сравнению с $W_l^{(H)}(f)$ при $b = 0$ и, соответственно, сужение спектра флюктуаций линейно поляризованного излучения, принимаемого интерферометром, по сравнению со случаем приема сигнала одиночной антенной. Как следует из формул для $\delta\varepsilon^{\pm}$(3), в плазме со случайным магнитным полем флюктуации фазовой скорости обыкновенной и необыкновенной волн имеют противоположный сдвиг [5, 10]. Полученное выражение для спектра флюктуаций фурье-компонента линейно поляризованного излучения (16) содержит спектр взаимных флюктуаций фаз нормальных волн W_Φ. Корреляционная функция взаимных флюктуаций фаз обыкновенной и необыкновенной волн

$$\langle \delta S^{\pm}(0)\delta S^{\mp}(v_\perp t)\rangle - \langle \delta H(0)\delta H(v_\perp t)\rangle \omega_H^2 \omega_p^2/(c^2\omega^4)$$

и спектр взаимных флюктуаций фаз нормальных волн $W_\Phi(f)$ в этом случае будут отрицательными, что и приведет к аномальному поведению функции $W_R^{(H)}(b, f)$ на низких частотах $f < f_0$ и сужению спектра $W_l^{(H)}(b, f)$.

ВЫВОДЫ

Анализ частотного спектра флюктуаций линейно поляризованного радиоизлучения, распространяющегося в случайно-неоднородной магнитоактивной плазме, показал, что:

а) Зависимость спектра флюктуаций от величины базы интерферометра в области низких частот $f < f_0$ носит периодический характер, а в высокочастотной области отсутствует.

б) Наличие в случайно неоднородной плазме продольного магнитного поля приводит к появлению в спектре флюктуаций линейно поляризованного излучения составляющей, обусловленной флюктуациями разности фаз обыкновенной и необыкновенной нормальных волн.

в) Зависимость спектра флюктуаций от величины базы интерферометра имеет различный характер в плазме с неоднородностями плотности электронов и со случайным магнитным полем. В последнем случае аномальное поведение спектральной функции линейно поляризованного излучения является следствием взаимных флюктуаций фаз обыкновенной и необыкновенной волн и может быть использовано для диагностики среды распространения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта INTAS-CNES 97-1450. Автор признателен рецензенту за полезные замечания.

1. *Алтунин В. И., Дементьев А. Ф., Липатов Б. Н. и др.* Исследование неоднородностей плазмы солнечного ветра методом РСДБ на длинах волн 18 и 92 см в 1994—1996 гг. // Изв. вуз. Радиофизика.—2000.—**43**, № 3.—С. 197—206.
2. *Брауде С. Я., Галанин В. В., Инютин Г. А. и др.* Турбулентная структура солнечного ветра по наблюдениям в декаметровом диапазоне радиоволн // Астрон. журн.—1995.—**72**, № 5.—С. 761—766.
3. *Кукушкин А. В., Ольяк М. Р.* Перенос поляризации радиоизлучения в случайно-неоднородной магнитоактивной плазме // Изв. вуз. Радиофизика.—1990.—**33**, № 12.—С. 1362—1369.
4. *Лотова Н. А.* Радиоастрономические исследования солнечного ветра // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия.—1988.—**33.**—С. 121—144.
5. *Ольяк М. Р.* О спектрах флюктуаций поляризованного радиоизлучения в случайно-неоднородной магнитоактивной плазме // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—**13**, № 5.—С. 16—23.
6. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.—455 с.
7. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.—548 с.
8. *Armstrong J. W., Coles W. A., Kojima M., Rickett B. J.* Observations of field-aligned fluctuations in the inner solar wind // Astrophys. J.—1990.—**358**, N 2.—P. 685—692.
9. *Frehlich R. G.* Space-time fourth moment of waves propagating in random media // Radio Sci.—1987.—**22**, N 4.—P. 481—692.
10. *Kukushkin A., Olyak M.* Propagation effects in the radio interferometry of polarized radiation // Waves in Random Media.—1994.—**4**, N 1.—P. 71—81.

Поступила в редакцию 03.08.00