

УДК 523.164

М. Р. ОлякРадиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, ГСП Харьков, ул. Червонопрапорна 4**О методах интерпретации межпланетных мерцаний
декаметровых радиоисточников**

Показано, что методы теории многократного рассеяния позволяют анализировать процесс рассеяния декаметровых радиоволн на неоднородностях межпланетной плазмы. С помощью методов плавных возмущений (МПВ) и фейнмановских интегралов по траекториям (МФИ) получены выражения для частотных спектров слабых межпланетных мерцаний протяженных источников и проведен ряд модельных расчетов для различного пространственного распределения плазмы вдоль луча зрения.

ПРО МЕТОДИ ІНТЕРПРЕТАЦІЇ МІЖПЛАНЕТНИХ МЕРЕХТІНЬ ДЕКАМЕТРОВИХ РАДІОДЖЕРЕЛ, Оляк М. Р. — Показано, що методи теорії многократного розсіювання дозволяють аналізувати процес розсіювання декаметрових радіохвиль на неоднорідностях міжпланетної плазми. За допомогою методів плавних збурень та фейнманівських інтегралів за траєкторіями одержано вирази для частотних спектрів слабких міжпланетних мерехтінь та проведено ряд модельних розрахунків для різного просторового розподілу плазми вздовж лінії зору.

ON THE METHODS OF ANALYSIS OF DECAMETER RADIO SOURCE SCINTILLATIONS ON INTERPLANETARY PLASMA, by Oliak M. R. — It is shown that the multiple scattering theory methods can be applied to the analysis of decameter radio sources scintillations on the interplanetary plasma. Weak scintillations spectra are obtained for the different models of interplanetary medium configurations. The Feynman path-integral technique and the smooth perturbations method are used for this purpose.

Для исследования корональной плазмы и солнечного ветра широко используется просвечивание плазмы излучением от естественных радиоисточников или бортовых радиопередатчиков космических аппаратов. При этом сигнал проходит через турбулентную среду, вызывающую фазовые, амплитудные и частотные флуктуации принимаемого излучения. Наиболее часто в подобных экспериментах измеряются флуктуации интенсивности (амплитуды) или мерцания. В эффектах мерцаний интенсивности просвечивающих радиоволн временные флуктуации являются результатом трансформации пространственных флуктуаций за счет движения неоднородностей относи-

тельно луча зрения. Измерения флуктуаций интенсивности компактных источников, углового и частотного спектров рассеянного излучения дают возможность оценить параметры спектра флуктуаций электронной концентрации, степень их анизотропии, а также скорость солнечного ветра. Большинство наблюдений мерцаний относится к внутренним, относительно близким к Солнцу областям с углами элонгации $\varphi < \pi/2$. В то же время в последние годы заметно возрос интерес к исследованию внешних областей межпланетной среды (МПС) радиоастрономическими методами, в том числе методом мерцаний [4]. Использование современной аппаратуры дает возможность получать более качественные наблюдательные данные, чем в 1970—1980 гг. [3], и требует в связи с этим применения более совершенных методов их интерпретации.

Известно, что плотность электронной концентрации уменьшается с расстоянием как

$$N_e \propto r^{-\beta}, \quad (1)$$

где $\beta \approx 2$. Наиболее информативным для оценки параметров рассеивающей среды является режим слабых мерцаний, при котором величина индекса мерцаний линейно связана с характеристиками турбулентности рассеивающей среды. В декаметровом диапазоне радиоволн режим слабых мерцаний, при котором индекс мерцаний $m_1^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1 \ll 1$, реализуется при углах элонгации $\varphi \geq \pi/2$, и значение индекса мерцаний лежит в пределах $0.1 \leq m_1^2 \leq 0.5$, в то время как на высоких частотах $m_1^2 \ll 0.1$. Следовательно, разреженная плазма самых внешних областей солнечного ветра доступна для эффективного исследования преимущественно в декаметровом диапазоне радиоволн.

Для интерпретации наблюдений просвечивания МПС и оценки параметров турбулентной плазмы довольно часто применяется метод фазового экрана [3]. Применение этого метода оправдано на высоких частотах (например, в см-диапазоне), где режим слабых мерцаний реализуется при малых углах элонгации φ , а ответственный за мерцания достаточно тонкий слой плазмы расположен вблизи Солнца. На более низких частотах наряду с моделью фазового экрана также использовалась модель протяженной среды в рамках теории однократного рассеяния (см., например, [8]). В работе [1] также было обосновано применение для анализа наблюдений радиопросвечивания МПС теории многократного рассеяния в приближении геометрической оптики. При больших углах элонгации $\varphi \geq \pi/2$ межпланетная среда должна рассматриваться как протяженная и наиболее плотный слой плазмы в соответствии с выражением (1) расположен вблизи наблюдателя, что существенно ограничивает возможность применения указанных методов для интерпретации межпланетных мерцаний. Наиболее оправданным, как было показано в работе [6], является использование таких методов теории многократного рассеяния, как метод плавных возмущений (МПВ) [7] и метод фейнмановских интегралов по траекториям (МФИ) [10]. Последний позволяет теоретически исследовать не только режим слабых мерцаний, но и режимы насыщенных и сильных мерцаний.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Предположим, что монохроматическое излучение с частотой ω распространяется в слое холодной плазмы с флуктуациями плотности электронов $\delta N(\mathbf{r}, z)$, $\mathbf{r} = \{x, y\}$, при этом средняя плотность электронов уменьшается с расстоянием от Солнца в соответствии с (1). Для медленно изменяющейся комплексной амплитуды поля справедливо уравнение

$$2ik \frac{\partial U}{\partial z} + \Delta_{\perp} U + k^2 [\langle \varepsilon \rangle - 1] U + k^2 \delta \varepsilon U = 0, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $\langle \varepsilon \rangle = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, ω_p^2 — плазменная частота, $\delta \varepsilon \approx 4\pi e^2 \delta N(r, z)/(m\omega^2)$. Решение уравнения (2) можно записать в квадратурах, используя метод фейнмановских интегралов по траекториям [11]:

$$U(\omega, \mathbf{r}, z) = \int d^2 \mathbf{r}_0 U_0(\omega, r_0) \int Ds(z) \times \\ \times \exp \left[\frac{ik}{2} \int_0^L dz \left[\left(\frac{ds(z)}{dz} \right)^2 + \langle \varepsilon \rangle - 1 + \delta \varepsilon(s(z), z) \right] \right]. \quad (3)$$

Здесь $Ds(z)$ — дифференциал в пространстве непрерывных траекторий $s(z)$. Интегрирование в (3) производится по всем возможным траекториям с граничными условиями $s(0) = \mathbf{r}_0$, $s(L) = \mathbf{r}$.

Определим временные корреляционные функции флуктуаций интенсивности как

$$B(t, z) = \langle U(0, z) U^*(0, z) U^*(t, z) U(t, z) \rangle - \\ - \langle U(0, z) U^*(0, z) \rangle \langle U^*(t, z) U(t, z) \rangle$$

и частотные спектры мерцаний как

$$W(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(t, z) \exp(2i\pi ft) dt.$$

Методика вычисления четвертых моментов поля $\langle U_1 U_2^* U_3^* U_4 \rangle$ в режиме слабых флуктуаций была предложена в работе [10]. В дальнейшем она была развита и использована для вычисления пространственных корреляционных функций [11] и спектров флуктуаций [5, 6].

Предположим, что δN уменьшается с расстоянием от Солнца по тому же закону, что и N , и на входе в плазменный слой задан радиоисточник с гауссовым распределением яркости и угловым размером θ . Используя для вычислений МПВ и МФИ, получим следующие выражения для временной корреляционной функции мерцаний:

$$B(t) \approx 2\pi^2 \frac{L\omega_p^4}{(c\omega)^2} \int_0^1 dz \int_0^{\infty} \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} [1 - \cos(\kappa_{\perp}^2 Lz'/k)] \times \\ \times \exp \left[-\frac{1}{2} (\kappa_{\perp} Lz\theta)^2 \right] \Phi_N(\kappa_{\perp}, \mathbf{0}) J_0(\kappa_{\perp} v_{\perp} t). \quad (4)$$

Здесь $\gamma = 1$ соответствует МПВ, $\gamma = 2$ — МФИ. Пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации $\Phi_N(\kappa_{\perp}, \mathbf{0})$ предполагаем степенным:

$$\Phi_N(\kappa_{\perp}, \mathbf{0}) \propto \sigma_N^2(z) \kappa_{\perp}^{-n} \exp(-\kappa_{\perp}^2 l_0^2) L_0^{3-n}, \quad (5)$$

где $\sigma_N^2(z)$ — дисперсия относительных флуктуаций электронной концентрации вдоль луча зрения, l_0 и L_0 — соответственно внутренний и внешний масштабы турбулентности. Дальнейшие вычисления дают для частотного спектра межпланетных мерцаний

$$W(f) \approx 2\pi^2 \frac{L\omega_p^4}{(c\omega)^2} \int_0^1 dz \times \\ \times \int_a^{\infty} \kappa_{\perp} d\kappa_{\perp} [1 - \cos(\kappa_{\perp}^2 Lz'/k)] \exp \left[-\frac{1}{2} (\kappa_{\perp} Lz\theta)^2 \right] \frac{\Phi_N(\kappa_{\perp}, \mathbf{0})}{[\kappa_{\perp}^2 v_{\perp}^2 - 4\pi^2 f^2]^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь $a = 2\pi f/v_{\perp}$, выражения (4) и (6) получены в рамках гипотезы «замороженности», $v_{\perp} \equiv v_{\perp}(z)$ — скорость переноса неоднородностей перпендикулярно к лучу зрения. Интегрирование по пространственным волновым числам κ_{\perp} в соответствии с методикой работы [5] позволяет получить следующее выражение для спектра слабых межпланетных мерцаний:

$$W(f) \approx C \int_0^1 dz \frac{\sigma_N^2(z)}{v_{\perp} u^{n/2 - 1/2}} \times \\ \times \left[g^{n/2 - 3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} u^2 g^2\right) W_{\mu, \mu}(u^2 g^2) - \text{Re} \rho^{n/2 - 3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} u^2 \rho^2\right) W_{\mu, \mu}(u^2 \rho^2) \right], \quad (7)$$

где $W_{\mu, \mu}(x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Уиттекера [2], $\mu = 1/4 - n/2$, n — показатель степени трехмерного спектра неоднородностей электронной концентрации,

$$u = 2\pi f/v_{\perp}, \quad g = \left[l_0^2 + \frac{1}{2} L^2 z^2 \theta^2 \right]^{1/2}, \\ \rho = [g^2 + iLz^2 c/\omega]^{1/2}, \quad C \approx 4.8 \cdot 10^{18} L L_0^{3-n} / (c\omega)^2.$$

Переход к рядам Уиттекера значительно уменьшает время, необходимое для численного счета, однако точность вычислений в ряде случаев может оказаться несколько ниже, чем при прямом вычислении двойных интегралов (4) и (6).

Выражения (4), (6) и (7) получены для режима слабых флуктуаций волнового поля, когда поперечный радиус когерентности превышает размер первой зоны Френеля. В соответствии с этим условием их применимости для колмогоровского спектра $n = 11/3$ будет

$$c^{0.7} \omega^{1.7} L^{-0.5} L_0^{0.4} \left[(4e^2 \pi / m)^2 \int_0^L ds \langle (\delta N(s))^2 \rangle \right]^{-0.6} \gg 1. \quad (8)$$

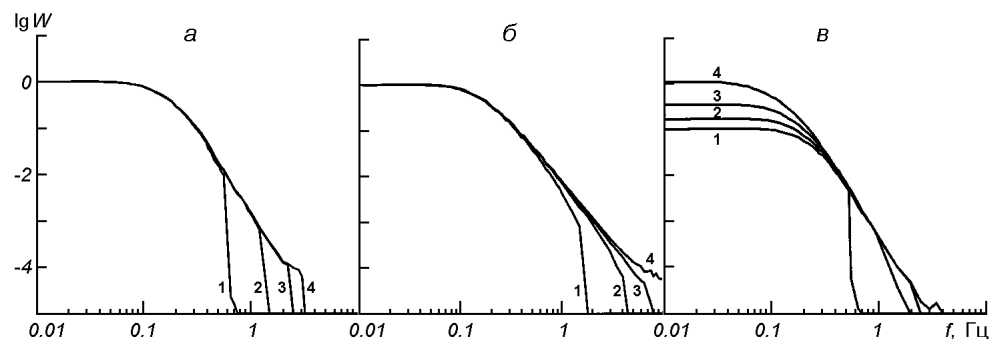
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ К МОДЕЛЯМ МПС

Рассмотрим возможность применения полученных выше выражений для спектров мерцаний к исследованию пространственного распределения межпланетной плазмы. Пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации в зависимости от расстояния до Солнца примем в виде

$$\Phi_N(\kappa_{\perp}, 0) \propto \langle \delta N^2 \rangle \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2\beta} \kappa_{\perp}^{-n} \exp(-\kappa_{\perp}^2 l_0^2) L_0^{3-n}, \quad (9)$$

где R — радиус-вектор текущей точки на луче зрения, вдоль которого ведется интегрирование в (7), R_0 соответствует одной астрономической единице. Поскольку масштабы турбулентности в общем случае зависят от гелиоцентрического расстояния, примем для внутреннего масштаба турбулентности степенную аппроксимацию $l_0 = l_0^{(0)} (R/R_0)^{2\alpha}$. Для упрощения анализа, следуя [9], определим эффективную скорость переноса неоднородностей как

$$V_{\perp} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_N^2(z) v_{\perp}(z) dz}{\int_0^{\infty} \sigma_N^2(z) dz}. \quad (10)$$



Результаты модельных расчетов спектров мерцаний: *a* — для значений внутреннего масштаба $l_0^{(0)} = 200, 100, 50, 10$ км (кривые 1–4), $\alpha = 0.5$; *б* — то же для $\alpha = 0$; *в* — для значений $\beta = 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ (кривые 1–4) при $l_0^{(0)} = 50$ км и $\alpha = 0.5$

На рисунке (*a*, *б*) приведены результаты модельных расчетов спектров мерцаний для колмогоровского спектра турбулентности и различных значений внутреннего масштаба $l_0^{(0)} = 200, 100, 50, 10$ км (кривые 1–4) при $\theta = 2''$. В случае $\alpha = 0.5$ (рисунок *a*) появление внутреннего масштаба, вблизи которого происходит обрыв спектра неоднородностей электронной концентрации, можно связать с диссипацией собственных (магнитогиродинамических) волн в солнечном ветре на гирорезонансной частоте [9]. На рисунке *б* для сравнения показан случай $\alpha = 0$, при котором внутренний масштаб турбулентности не изменяется при удалении от Солнца, и обрыв спектра мерцаний на высоких частотах в значительной мере определяется влиянием размера источника.

На рисунке *в* приведены результаты моделирования спектров мерцаний при различных значениях $\beta = 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ (кривые 1–4) для внутреннего масштаба турбулентности на уровне орбиты Земли $l_0^{(0)} = 50$ км и $\alpha = 0.5$. Как видно, плотность заполнения слоя плазмы оказывает существенное влияние на форму и ширину спектра мерцаний, а также частоту, на которой происходит обрыв спектра.

Таким образом, полученные выражения для спектров слабых межпланетных мерцаний дают возможность моделировать пространственное распределение межпланетной плазмы вдоль луча зрения и могут быть использованы для сравнения с экспериментом.

1. Блюх П. В., Синицын В. Г., Фукс И. М. Рефракция и рассеяние в солнечной короне при затменных неоднородностях космических источников // Астрон. журн.—1969.—46, № 2.—С. 348—358.
2. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971.—1094 с.
3. Жук И. Н. Исследование угловой структуры космических источников методом мерцаний (обзор) // Изв. вуз. Радиофизика.—1980.—23, № 8.—С. 893—918.
4. Коноваленко О. О. Радіоастрономічні дослідження // Космічні дослідження в Україні. — Київ: Національне космічне агентство України, Інститут космічних досліджень НАНУ—НКАУ, 2002.—С. 26—43.
5. Оляк М. Р. Спектры флюктуаций линейной поляризации при радиоинтерферометрических исследованиях космической плазмы // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 5.—С. 430—436.
6. Оляк М. Р. Об использовании методов статистической радиофизики для анализа межпланетных мерцаний в декаметровом диапазоне радиоволн // Вестник Харьков. нац. ун-та.—2002.—№ 570, вып. 2.—С. 210—211.
7. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.—548 с.

8. Шишов В. И., Шишова Т. Д. Влияние размеров источников на спектры межпланетных мерцаний // Астрон. журн.—1978.—55, № 2.—С. 411—418.
9. Coles W. A., Harmon J. K. Propagation observations on the solar wind near the Sun // Astrophys. J.—1989.—337, N 3.—P. 1023—1034.
10. Frehlich R. G. Space-time fourth moment of waves propagating in random media // Radio Sci.—1987.—22, N 4.—P. 481—492.
11. Kukushkin A., Olyak M. Propagation effects in the radio interferometry of polarized radiation // Waves in Random Media.—1994.—4, N 1.—P. 59—81.

Поступила в редакцию 19.07.04