

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

УДК 621.371

В.П.Якубов

### КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ЧАСТОТЫ ПРИ ПРОСВЕЧИВАНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТЕЙ

Рассматриваются два механизма образования квазипериодики при просвечивании турбулентностей: модуляция излучения волнами неоднородностей среды и интерференция элементарных волн при расслоении фазового фронта излучения на крупномасштабных неоднородностях. На примере просвечивания солнечной атмосферы показывается доминирующая роль второго механизма.

#### Введение

Одним из эффективных методов зондирования турбулентных сред является метод сквозного просвечивания с использованием когерентного оптического или радиоизлучения. В случае развитых турбулентностей энергетические характеристики (корреляция и спектр) параметров прошедшего излучения изменяются в среднем монотонным образом, что оправдывается близостью спектра развитых турбулентностей к колмогоровскому [1–3]. Детальный анализ отдельных реализаций, например частотных и фазовых записей, показывает существование в них составляющих, не укладывающихся в картину монотонных изменений. Так, обнаруживаются квазипериодические составляющие. Особенно отчетливо они проявляются для турбулентных сред с широким спектром неоднородностей, например для земной атмосферы [4] или межпланетной и околосолнечной плазмы [5].

Экспериментальные данные показывают, что возникновение квазипериодики при просвечивании турбулентных сред носит не стационарный, но довольно регулярный характер. Амплитуда этих составляющих, например в записях частоты, может достигать относительно больших величин, и это сказывается на точности работы оптических и радионавигационных систем. Объяснение явления существованием в среде неких периодических волн, модулирующих фазовые фронты, не является единственно возможным. Подобным проявлением может сопровождаться интерференция парциальных волн, образующихся при расслоении фазовых фронтов волн на больших неоднородностях. В статье дается сравнение двух этих подходов к объяснению квазипериодики в частоте и фазе волн при просвечивании турбулентностей солнечной атмосферы.

#### 1. Волны неоднородностей в турбулентной среде

Для того чтобы учесть существование распространяющихся в турбулентной среде волн неоднородностей, можно модифицировать пространственный спектр развитых турбулентностей  $\Phi(\mathbf{k})$  путем введения пространственно-временного спектра [6]

$$F(\mathbf{k}; \omega) = \Phi(\mathbf{k}) \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} - \omega(\mathbf{k})) + \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + \omega(\mathbf{k}))}{2},$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость переноса замороженных неоднородностей, а функция  $\omega = \omega(\mathbf{k})$  описывает частотную дисперсию волн в среде. При линейном законе дисперсии, имеющем место, например, для магнитозвуковых волн  $\omega(\mathbf{k}) = |\kappa_z|v_s$ , распространяющемся со скоростью  $v_s$ , рассчитанный известными методами [1–3] в приближении геометрической оптики энергетический спектр временных флуктуаций фазы просвечивающей волны имеет вид

$$W_\Phi(\omega) = 2\pi L k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\kappa_x = 0, \kappa_y, \kappa_z; \omega) d\kappa_y d\kappa_z = \{ |\gamma_+| W_\Phi^{(0)}(\gamma_+ \omega) + |\gamma_-| W_\Phi^{(0)}(\gamma_- \omega) \} / 2.$$

Здесь  $W_{\varphi}^{(0)}(\omega)$  – спектр при отсутствии волн неоднородностей;  $L$  – толщина слоя турбулентностей;  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число. Спектр флуктуаций частоты  $\Omega = d\varphi/dt$  получается простым умножением

$$W_{\Omega}(\omega) = W_{\varphi}(\omega) \omega^2.$$

Видно, что ни  $W_{\varphi}(\omega)$ , ни  $W_{\Omega}(\omega)$  не содержат особенностей на каких-либо ярко выраженных частотах, и, значит, это не дает квазипериодики в реализациях. Это следует из того, что соответствующие корреляционные функции имеют вид

$$B_{\varphi}(\tau) = \{ \text{sgn}(\gamma_+) B_{\varphi}^{(0)}(\tau / \gamma_+) + \text{sgn}(\gamma_-) B_{\varphi}^{(0)}(\tau / \gamma_-) \} / 2;$$

$$B_{\Omega}(\tau) = \{ \gamma_+ |\gamma_+| B_{\Omega}^{(0)}(\tau / \gamma_+) + \gamma_- |\gamma_-| B_{\Omega}^{(0)}(\tau / \gamma_-) \} / 2,$$

где  $\gamma_{\pm} = v/(v \pm v_s)$ , а  $B_{\varphi}^{(0)}(\tau)$  и  $B_{\Omega}^{(0)}(\tau)$  – соответствующие корреляции в отсутствие волн. Ни в спектре, ни в корреляции нет указания на квазипериодику.

При отсутствии дисперсии волн  $\omega(k) = \Omega_0 = \text{const}$  для спектральной плотности флуктуаций фазы имеем

$$W_{\varphi}(\omega) = \{ W_{\varphi}^{(0)}(\omega - \Omega_0) + W_{\varphi}^{(0)}(\omega + \Omega_0) \} / 2$$

в случае турбулентностей на собственных частотах. Корреляция, например, фазы при этом имеет вид

$$B_{\varphi}(\tau) = B_{\varphi}^{(0)}(\tau) \cos \Omega_0 \tau.$$

В этом случае осцилляции в реализациях будут на частоте  $\Omega_0$ . Сопоставим ее с данными наблюдений [5].

По результатам радиопросвечивания турбулентностей солнечной атмосферы установлено существование квазипериодических составляющих, относительный вес которых достигает 20–60%, а характерный период возрастает от 12 до 250 с по мере удаления от Солнца по закону, близкому к степенному

$$T = 2\pi / \Omega_0 = a_T (\rho / R_0)^{\alpha_T}, \quad (1)$$

где  $a_T = 0,15 \pm 0,05$  с;  $\alpha_T = 2,1 \pm 0,2$  и  $\rho$  – прицельное расстояние;  $R_0$  – радиус фотосферы Солнца [5]. На рис. 1 представлены измеренные значения, давшие основание зависимости (1). Измерения проводились на длине волны  $\lambda = 32$  см с использованием космических аппаратов <Венера-15, -16>. Характерный период определялся по записям флуктуаций частоты с использованием корреляционного (светлые кружки) и спектрального (темные кружки) методов.

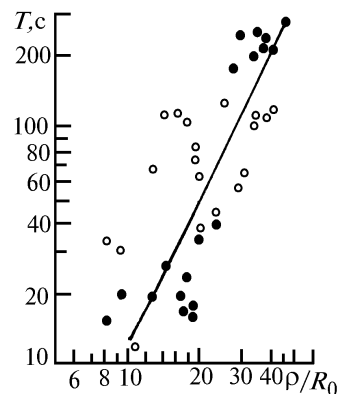


Рис. 1. Зависимость периода флуктуаций частоты радиоволн от прицельного расстояния

Если взять частоту  $\Omega_0$  совпадающей с частотой ионно-циклотронных колебаний

$$\Omega_0 = \bar{B} e / (m c),$$

то она помимо заряда электрона  $e$  и массы протона  $m$  зависит от величины магнитного поля  $\bar{B}$ . Обычно считается [7], что магнитное поле убывает с удалением от Солнца по квадратичному закону  $\bar{B} \sim \rho^{-2}$ , а это означает квадратичный закон возрастания характерного периода вариаций частоты  $T = 2\pi / \Omega_0 \sim \rho^2$ , что качественно согласуется с зависимостью (1). Для проведения количественного согласия возьмем значение магнитного поля на расстоянии  $\rho = 10 R_0$ . По данным [7] имеем  $\bar{B} = 10^{-2}$  Гс. Близкое значение следует из работы [8]. Считая ионы плазмы ядрами водорода, получаем  $F_0 = \Omega_0 / 2\pi = 15$  Гц и тогда  $T = 0,066$  с. Такая величина на два порядка меньше представленных на рис. 1 периодов. Таким образом, наблюдавшаяся квазипериодика не может быть отнесена по своему происхождению к рассмотренным турбулентностям, и природу их происхождения следует искать в более крупномасштабных возмущениях солнечной атмосферы. Спектр последних достаточно широк.

## 2. Интерференция

Из теории распространения волн известно, что квазипериодические нестационарные возмущения в условиях распространения волн часто возникают при интерференции волн [9]. В случае существования многолучевого поля полная фаза суммарного излучения  $\phi$  представляется как

$$\phi = \omega_0 t - \kappa L - \delta\phi + \psi,$$

где  $\omega_0$  – несущая частота;  $\kappa L$  – пространственный фазовый набег;  $\delta\phi$  – вариации фазы за счет мелкомасштабных турбулентностей. Слагаемое  $\psi = \arg U$  связано с интерференцией парциальных волн с амплитудами  $A_j$  и частотными сдвигами  $\Delta f_j$  так, что

$$U = \sum_j A_j \exp(i 2\pi \Delta f_j t).$$

Временная корреляционная функция, описывающая такую модель, равна

$$B(\tau, t) = B_\phi(\tau) + B_\psi(\tau, t),$$

где  $B_\phi(\tau)$  – автокорреляция флуктуаций фазы турбулентного происхождения, а

$$B_\psi(\tau, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+\tau} \delta\psi(t' + \tau) \delta\psi(t') dt'$$

описывает интерференционные вариации фазы. Для частоты  $f = d\phi/d(2\pi t)$  получается аналогичный результат. В случае интерференции двух волн, имеющих разные амплитуды  $A_1, A_2$  и частотные сдвиги  $\Delta f_1, \Delta f_2$ , для временной автокорреляции частоты имеем

$$B_f(\tau, t = 0) = \sigma^2(1 - \beta) / (1 + 4 \sigma^2\beta),$$

где

$$\sigma^2 = \Delta f^2 v^2 / 2(1 - v^2), \quad \beta = 2 \sin^2(2\pi \Delta f \tau) / (1 - v^2),$$

а величины  $\gamma = A_1/A_2$ ,  $\Delta f = \Delta f_1 - \Delta f_2$  зависят от отношения амплитуд и разности частот парциальных волн. Квазипериодика имеется, и ее характерный период  $T = 1/\Delta f$  определяется разностью частотных сдвигов. При близости амплитуд ( $\gamma \sim 1$ ) дисперсия квазипериодики частоты резко усиливается.

На рис. 2 кривыми 2 и 3 показаны результаты определения вариаций частоты при интерференции 2-х и 3-х волн, когда соответственно  $\Delta f_1 = -0,0033$ ,  $\Delta f_2 = 0,0033$  Гц,  $A_2/A_1 = 0,7$  и  $\Delta f_1 = -0,0033$  Гц,  $\Delta f_2 = 0,0033$ ,  $\Delta f_3 = 0,030$  Гц,  $A_2/A_1 = 0,5$  и  $A_3/A_1 = 0,15$ . Для сравнения кри-

вой 1 показана запись частоты с 13-секундным усреднением в эксперименте при просвечивании солнечной атмосферы на прицельном расстоянии  $\rho = 17,4 R_0$ . Видно заметное подобие записей, и становится понятной возможность существования одновременно нескольких периодик. Однозначность наблюдается только в случае двух волн.

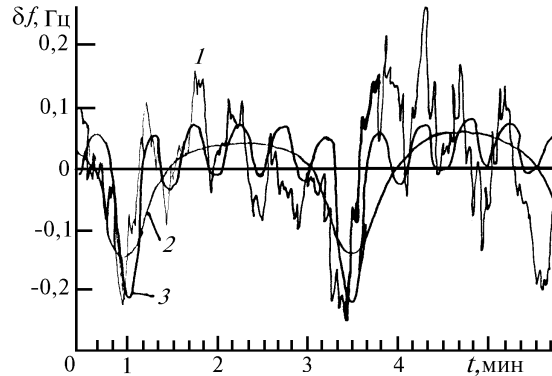


Рис. 2. Временные вариации частоты: 1 – в эксперименте с аппаратом <Венера-15>; 2 – в модели при интерференции 2-х волн; 3 – 3-х волн

Оценим период осцилляций, исходя из модели случайной рефракции на крупномасштабных неоднородностях, действующих подобно линзам. На существование такого механизма указано в [10], где с его помощью объясняются насыщенные флуктуации интенсивности волн при радиопросвечивании солнечной атмосферы. В [11] показано, что для оценки небольших углов рефракции может быть использована аппроксимация

$$\xi = 1,4 \cdot 10^{-15} \lambda^2 N_e,$$

где  $N_e = N_0(R_0/\rho)^2$  – радиальная зависимость электронной концентрации плазмы в солнечной атмосфере. Здесь  $\xi$  измеряется в радианах;  $\lambda$  – в метрах, а  $N_e$  – в  $\text{м}^{-3}$ . Угол отклонения луча  $\xi$  на отдельной неоднородности имеет случайный знак. Относительное отклонение двух соседних лучей может быть оценено как  $2\xi$ . При движении этих неоднородностей со скоростью  $v_L$  поперек луча просвечивания разность частотных сдвигов оценивается как [3]

$$\Delta f = 2 \xi v_L / \lambda.$$

Поскольку  $\Delta f = 1/T$ , то для  $T$  имеем оценку

$$T = 3,6 \cdot 10^{14} (\rho / R_0)^2 / (\lambda v_L N_0).$$

Учитывая нормировочное условие [12], что  $N_e(\rho = 10 R_0) = 1,2 \cdot 10^{16} \text{м}^{-3}$  для случая  $v_L = 7,8 \text{ км/с}$  и  $\lambda = 0,32 \text{ м}$ , можно записать

$$T = 0,12 (\rho / R_0)^2. \quad (2)$$

Соответствующая зависимость показана на рис. 1 наклонной прямой.

Хорошее согласие экспериментальной (1) и теоретической (2) зависимостей в качественной и количественной мере свидетельствует в пользу интерференционного происхождения квазипериодики при просвечивании турбулентностей солнечной атмосферы.

## Заключение

Проведенное на примере солнечной атмосферы исследование показало, что при просвечивании турбулентных сред возникновение квазипериодических вариаций частоты помимо причин, связанных с волновыми процессами в самой среде, может быть вызвано интерференцией волн, возникающих при расщеплении фазового фронта на крупномасштабных неоднород-

ностях. Появление такой квазипериодики является индикатором фазового расслоения и может быть использовано для исследования крупномасштабной части спектра турбулентностей по частотным и фазовым данным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 93–02–15767.

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1,2. М.: Мир, 1981. 317 с.
3. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с.
4. Kung Chia Y., Chaо-Han L. // Proc. IEEE. 1982. V. 70. №4. P. 324–360.
5. Якубов В. П., Яковлев О. И., Ефимов А. И. и др. // Космические исследования. 1989. Т. 27. В. 5. С. 772–776.
6. Лотова Н. А., Чашей И. В. // Геомагнетизм и аэрномия. 1975. Т. 15. №5. С. 769–776.
7. Крюгер А. Солнечная радиоастрономия и радиофизика. М.: Мир, 1984. 469 с.
8. Власов В. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Шишова Т. Д. // Геомагнетизм и аэрномия. 1979. Т. 19. №3. С. 401–424.
9. Тихонов В. Н. Нелинейные преобразования случайных процессов. М.: Радио и связь, 1986. 296 с.
10. Рубцов С. Н., Яковлев О. И., Ефимов А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. №2. С. 135–142.
11. Томсон Р., Моран Дж., Свенсон Дк. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. М.: Мир, 1989. 568 с.
12. Рубцов С. Н., Яковлев О. И., Ефимов А. И. // Космические исследования. 1987. Т. 25. В. 4. С. 610–625.

Томский государственный университет  
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию  
15 июля 1994 г.

**Y. P. Yakubov. The quasiperiodic variations of frequency under sounding the turbulences.**

Two mechanisms of quasiperiodic forming are considered when turbulences are sounded: modulation of radiation of a media inhomogeneities by waves and the elementary waves interference when stratifying the phase front of radiation into largescale inhomogeneities. The dominant role of the second mechanism is shown on the example of the solar atmosphere sounding.