

УДК 523.98

## Интерференционное происхождение тонкой структуры динамических спектров солнечных радиовсплесков

*Ю. Ф. Юровский*

Лаборатория радиоастрономии НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98688,  
Украина, Крым, Ялта  
*yurovuf@yandex.ru*

Поступила в редакцию 20 октября 2009 г.

**Аннотация.** Проведен анализ многолучевого распространения радиоволн в солнечной плазме в связи с тем, что излучение солнечной вспышки на пути к наблюдателю проходит через неоднородную солнечную атмосферу. Получена формула (математическая модель) для расчета структуры динамического спектра вспыхивающих радиовсплесков. Сопоставление вычисленных спектров с наблюдениями показало, что результаты интерференции объясняют возникновение зебра-структуры, разделение ее полос на отдельные спайки, описывают временной профиль спайков и объясняют свойства волокон, жгутов волокон и цепочек “точечных” всплесков. Подобие динамических спектров свидетельствует в пользу образования тонкой структуры спектров не в источнике излучения, а в результате распространения волн через солнечную корону и межпланетное пространство.

INTERFERENCE ORIGIN OF THE FINE STRUCTURE OF THE SOLAR RADIO BURST DYNAMIC SPECTRA, *by Yu.F. Yurovsky*. The analysis of multibeam propagation of radio waves in the solar plasma was performed because of the radiation of solar flare passes through an inhomogeneous solar atmosphere on its way to observer. A formula (a mathematical model) for the calculation of structure of flare radio burst dynamic spectrum is got. Comparison of the calculated spectra with observed shows, that the results of interference explained the origin of zebra-structure, the division of its stripes on separate pulses, describe the temporal type of spikes and explain properties of fibers, ropes of fibers and chains of “point” bursts. Similarity of dynamic spectra testifies in behalf on the formation of fine structure of spectra not in a source of emission, but as a result of propagation of the waves through an inhomogeneous corona and interplanetary space.

**Ключевые слова:** всплески солнечного радиоизлучения, динамический спектр, зебра-структура

---

## 1 Введение

Солнечные вспышки сопровождаются комплексом геофизических явлений, поэтому прогнозирование “космической погоды” в окрестностях Земли имеет большое значение. Но для надежного прогнозирования и диагностики вспышек необходимо знать, как наблюдаемые параметры явления связаны с физическими процессами, протекающими во время вспышки.

Вспыхивающее возмущение распространяется из нижних слоев солнечной атмосферы наружу и

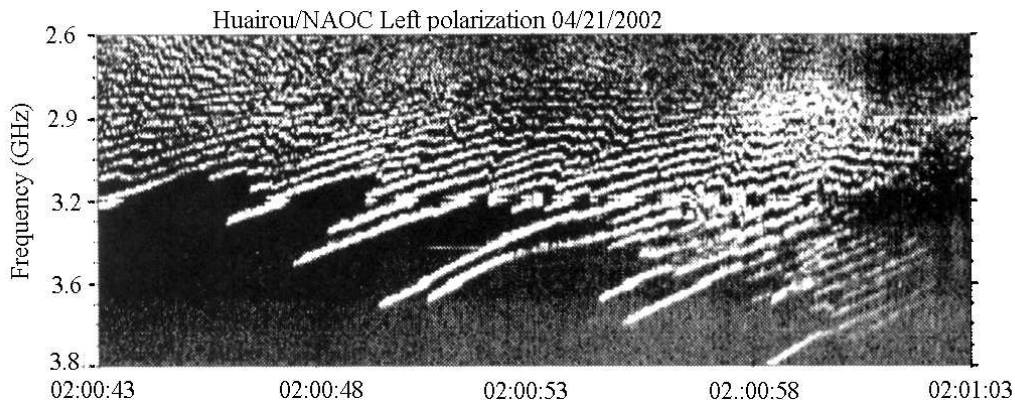


Рис. 1. Зебра-структура динамического спектра радиовсплеска 21 апреля 2002 г. (Фу и др., 2004)

последовательно пересекает уровни, с которых выходит радиоизлучение на данной частоте. Возникает зависимость интенсивности от частоты со временем – динамический спектр. Иногда на спектре появляются почти равноотстоящие дрейфующие по частоте полосы (рис. 1). Совокупность полос с медленным, иногда знакопеременным дрейфом называется зебра-структурой (Слотье, 1981; Излиker и Бенц, 1994). Каждая полоса обычно состоит из последовательности коротких импульсов, которые называют спайками зебра-структуры (Кузнецов, 2007; Чернов и др., 2003). Иногда полоса содержит последовательность более продолжительных узкополосных импульсов. В этих случаях импульсы называют волокнами (fibers), а всю полосу – жгутом волокон (Чернов, 2008а). Цепочки “точечных” источников (dot emission) дециметрового диапазона волн также располагаются вдоль полос. В течение эволюции вспышки состав одной и той же полосы может изменяться, и жгут волокон может превращаться в спайковую зебра-структуру, или наоборот (Месзаросова и др., 2008). Подобие наблюдаемых параметров спайков и волокон позволяет предположить единый механизм их происхождения (Карлицкий и др., 2001; Чернов, 2008б).

В многочисленных гипотезах происхождения тонкой структуры спектров предполагается, что она возникает в самом источнике излучения (Алтынцев и др., 2005; Аурас и др., 2003; Злотник, 2009; Злобек и Карлицкий, 2007; Кузнецов и Цап, 2007; Чернов, 2008а, 2008б).

Однако излучение источника на пути к наблюдателю проходит через неоднородную солнечную атмосферу. Неоднородности искажают фазовый фронт волны, что приводит к многолучевому распространению. Некоторые лучи суммируются с учетом их электрической разности хода, которая может изменяться из-за турбулентности среды распространения. В результате интенсивность в точке приема флуктуирует и этот эффект мерцания используется в радиоастрономии для изучения свойств короны и межпланетного пространства методом просвечивания (Власов и др., 1979). Вспышечное радиоизлучение также пересекает всю корону, поэтому можно полагать, что оно содержит собственные вариации интенсивности источника, промодулированные эффектами распространения. В связи с этим в статьях Леденева и др. (2006), Барта и Карлицкого (2006), Лаптухова и Чернова (2006) возникновение зебра-структуры рассматривается как результат распространения радиоволн через корону, содержащую периодические неоднородности. Однако Афраимович (1981) обратил внимание на то, что зебра-спектр может возникнуть и при распространении радиоволн через среду со случайными неоднородностями, не обладающими регулярной структурой. Проведенный в (Юровский, 2008, 2009а) анализ многолучевого распространения волн в солнечной плазме показал подобие вычисленных и наблюдающихся динамических зебра-спектров, что свидетельствует в пользу образования зебра-структуры не в источнике излучения, а в результате распространения волн через неоднородную корону и межпланетное пространство. При этом выяснено (Юровский, 2009б), что временной профиль интерференционных пульсаций напоминает наблюдающиеся: а) импульсы “излучения” (в основном положительные отклонения сигнала от среднего уровня); б) пилообразные

импульсы (медленный рост и быстрый спад интенсивности); с) импульсы “поглощения” (в основном отрицательные отклонения сигнала от среднего уровня).

Поскольку зебра-структура и жгуты волокон обладают сходными свойствами, и в литературе предполагается одинаковый механизм их возникновения, то можно ожидать, что они также имеют интерференционное происхождение. Поэтому в данной статье рассматривается возможность образования жгутов волокон в результате интерференции волн. Во втором разделе кратко перечисляются основные положения, принятые для анализа интерференции волн в солнечной короне. В результате получена формула (математическая модель) для расчета динамического спектра жгутов волокон и цепочек “точечных” всплесков. Проведенное в третьем разделе сопоставление вычисленных спектров с наблюдениями показало, что результаты интерференции соответствуют многим особенностям наблюдаемых динамических спектров. В заключение отмечается, что всплески с промежуточной скоростью частотного дрейфа (волокон) и их последовательности (жгуты волокон), а также разновидность тонкой структуры динамических спектров, называемая “точечными источниками” дециметрового диапазона, удовлетворительно объясняются многолучевым распространением, возникающим при пересечении радиоволнами неоднородностей корональной плазмы, и интерференцией радиоволн в межпланетном пространстве.

## 2 Образование тонкой структуры динамического спектра в результате интерференции волн

Спектром радиосигнала называется зависимость его интенсивности от частоты. Вариации спектра со временем называются динамическим спектром. Динамический спектр регистрируется с помощью спектрографа, измеряющего интенсивность сигнала  $I_c$  на текущей частоте  $f$  в последовательные моменты времени  $t$ . Сечение динамического спектра вдоль оси частот является спектром сигнала в диапазоне частот спектрографа  $\Delta f = f_{max} - f_{min}$  в некоторый фиксированный момент времени  $t_i$ .

Сигнал широкополосного первичного источника излучения испытывает рефракцию на случайных неоднородностях короны. Искажения фазового фронта волны приводят к образованию множества лучей. Поскольку лучи проходят по различным траекториям, то они попадают на внешнюю границу короны с различным запаздыванием  $\tau$  и суммируются, образуя видимый источник радиоизлучения.

Из радиофизики известно (Харкевич, 1952), что спектр суммы двух одинаковых функций, сдвинутых на время  $\tau$ , получается путем умножения амплитуд каждой гармоники сигнала на

$$2 \left| \cos \frac{k \cdot \omega \cdot \tau}{2} \right|,$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$  – номер гармоники. Если для упрощения полагать, что сигнал синусоидальный (есть только одна первая гармоника  $\omega$ ), то амплитуда  $U_c$  суммарного сигнала пропорциональна

$$2u \left| \cos \frac{\omega \cdot \tau}{2} \right|,$$

а интенсивность (квадрат амплитуды) равна

$$I_c = 4u^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\omega \cdot \tau}{2}\right) = 2u^2(1 + \cos(\omega \cdot \tau)). \quad (2.1)$$

Следовательно, при изменении частоты спектрографа  $\omega$  интенсивность суммарного сигнала  $I_c$  периодически изменяется от 0 до  $4u^2$ . Поэтому на некоторых частотах спектра сигнал видимого источника имеется, а на других он отсутствует. Т. о. динамический спектр сигнала, прошедшего через неоднородную рефракционную среду, состоит из последовательности полос, и это свойство определяется не физическими особенностями механизма генерации радиоволн в источнике излучения, а является следствием разности запаздывания лучей, возникающей из-за эффектов распространения сигнала в неоднородной среде.

### 2.1 Интерференция волн, прошедших через солнечную корону

Рассмотрим сумму двух лучей  $u(t) = u \cdot \sin \omega t + u \cdot \sin(\omega t - \varphi)$ . Сдвиг фазы

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{\Delta r}{\lambda}$$

определяется временем запаздывания сигнала

$$\tau = \frac{\Delta r}{v},$$

проходящего разность хода  $\Delta r$  со скоростью  $v$ .

Запишем интенсивность компонент спектра после детектирования суммы (возведения в квадрат  $u(t)$  и фильтрации составляющей на несущей частоте  $\sin^2(\omega t - \frac{\varphi}{2})$ ):

$$I(\varphi) = 4u^2 \cdot \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) = 2u^2(1 + \cos\varphi) = 2u^2 + 2u^2 \cos\varphi. \quad (2.2)$$

Следовательно, интенсивность сигнала модулируется по закону косинуса.

Спектрограф регистрирует максимумы суммы на тех частотах, на которых колебания синфазны, т. е. при  $\varphi_m = 0, 2\pi, 4\pi \dots k2\pi$  и нули при  $\varphi_o = \pi(2k - 1)/2, k = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Это свойство эквивалентно прохождению радиоволн через частотно-зависимый фильтр, действие которого заключается не в поглощении сигнала, а в перераспределении его интенсивности по диапазону частот. Первое слагаемое выражения (2.2) – некогерентная часть сигнала, второе слагаемое – результат сложения когерентных колебаний.

Из (2.1) и (2.2) получаем

$$\varphi = \omega \cdot \tau = 2\pi f \cdot \tau = \frac{2\pi \cdot \tau}{P}.$$

Следовательно, максимумы возникают на тех частотах  $f$ , на которых разность времени запаздывания  $\tau$  равна целому числу периодов сигнала  $P$ , т. е.:

$$k2\pi = \frac{2\pi \cdot \tau}{P}, \quad k \cdot P = \tau, \quad P = \frac{\tau}{k}, \quad f_k = \frac{k}{\tau}.$$

Соседний максимум на спектре получается на частоте

$$f_{k+1} = \frac{k+1}{\tau}.$$

Разность частот двух соседних максимумов равна

$$\delta f = f_{k+1} - f_k = \frac{k+1}{\tau} - \frac{k}{\tau} = \frac{1}{\tau}. \quad (2.3)$$

При постоянном запаздывании  $\tau$  полосы на спектре должны быть параллельными и равноотстоящими на величину  $\delta f$ . Но на реальных спектрах интервал между максимумами увеличивается с ростом частоты  $f$ . Это свидетельствует о том, что запаздывание  $\tau$  изменяется при изменении частоты наблюдений и, вероятно, изменение связано с тем, что по мере повышения наблюдаемой частоты плазма становится прозрачнее (показатель преломления  $n \rightarrow 1$ ), уменьшается величина рефракции, лучи становятся прямолинейнее, разность хода уменьшается, и это влечет за собой уменьшение времени запаздывания  $\tau$ , что приводит к увеличению частотного интервала  $\delta f$  между соседними максимумами. Выразим изменение интервала  $\delta f$  через его максимальное  $\delta f_{max}$  и минимальное  $\delta f_{min}$  значения на краях диапазона частот  $\Delta f = f_{max} - f_{min}$  наблюдаемого события:

$$\delta f = \delta f_{min} + (\delta f_{max} - \delta f_{min})/\Delta f \cdot f_{тек}. \quad (2.4)$$

Используя соотношения (2.3) и (2.4) и полагая амплитуды лучей  $u$  одинаковыми, интенсивность

спектра, определяемого выражением (2.1) на каждой текущей частоте  $f_{tek}$ , можно переписать в виде:

$$I_c(f_{tek}) = 2u^2(1 + \cos 2\pi \cdot f_{tek} \cdot \tau) = 2u^2(1 + \cos \frac{2\pi \cdot f_{tek} \cdot \Delta f}{\delta f_{min} \cdot \Delta f + (\delta f_{max} - \delta f_{min}) \cdot f_{tek}}).$$

Поскольку наблюдаемый спектр начинается с некоторой частоты  $f = f_{min}$ , то  $f_{tek} = f - f_{min}$  и для вычислений в пределах диапазона частот  $f_{min} < f < f_{max}$  удобнее пользоваться выражением:

$$I_c(f) = 2u^2(1 + \cos \left( \frac{2\pi(f - f_{min})\Delta f}{\delta f_{min} \cdot \Delta f + (\delta f_{max} - \delta f_{min})(f - f_{min})} \right)) \quad (2.5)$$

Необходимые для вычислений численные величины  $\delta f_{max}$ ,  $\delta f_{min}$  и диапазон спектрограммы  $\Delta f = f_{max} - f_{min}$  можно найти на наблюдаемом спектре радиовсплеска.

Однако из-за турбулентности короны и происходящих при этом изменений рефракции, геометрического расположения источника и неоднородностей, возникают вариации разности хода и запаздывания лучей. Это приводит к тому, что максимум спектра смещается по частоте со временем. Если интенсивность максимума сигнала наблюдалась на частоте  $f_k$ , то через некоторое время  $dt$  на этой частоте может оказаться соседний максимум. Интервал времени  $dt$  измеряется непосредственно на наблюдаемой спектрограмме и соответствует изменению фазы колебаний на  $2\pi$ . Поэтому это изменение можно внести в фазу косинуса в выражении (2.5) в виде слагаемого  $\frac{2\pi \cdot t}{dt}$ , полагая, что на протяжении рассматриваемого интервала времени  $t$  изменение параметров активной области было стабильным. Кроме того, из-за турбулентности короны фазы колебаний могут иметь еще и случайный сдвиг  $\varphi_{CR}(t)$ . В результате получим:

$$I_{cor}(f, t) = 2u^2 \left[ 1 + \cos 2\pi \left( \frac{(f - f_{min})\Delta f}{\delta f_{min} \cdot \Delta f + (\delta f_{max} - \delta f_{min})(f - f_{min})} + \frac{t}{dt} + \varphi_{CR}(t) \right) \right] \quad (2.6)$$

Выражение (2.6) описывает спектр в диапазоне частот и его вариации со временем при условии неподвижности элементов, участвующих в образовании зависимости наблюдаемого сигнала от частоты.

## 2.2 Частотный дрейф полос пространственной интерференции

Условие неподвижности элементов интерферометра заведомо не выполняется хотя бы потому, что Солнце вращается, Земля движется по орбите, первичный источник излучения и неоднородности перемещаются относительно друг друга. В результате когерентные волны, вышедшие из короны, создают в окрестностях орбиты Земли интерференционную картину, перемещающуюся относительно наблюдателя. Прохождение интерференционных лепестков через точку наблюдений модулирует интенсивность частотно-зависимого спектра  $I_{cor}(f, t)$ , и каждая его полоса распадается на последовательность отдельных максимумов ("импульсов"). Т. е. на частотно-зависимые полосы  $I_{cor}(f, t)$  накладываются полосы пространственной интерференции  $I_{sp}(f, t)$ , и в точках их пересечения регистрируются максимумы интенсивности, а в промежутках между теми и другими полосами сигнал сильно ослаблен, подобно интерференционной картине скрещенных оптических дифракционных решеток.

Найдем математическое описание пространственной интерференции в межпланетном пространстве. Излучение когерентных источников, находящихся на внешней границе короны, интерферирует в плоскости расположения телескопа и создает сигнал, интенсивность которого  $I_{sp} = 1 + \cos(\varphi)$  зависит от разности фаз суммирующихся колебаний. Разность фаз равна  $\varphi = 2\pi \frac{dr}{\lambda}$ . Максимумы интенсивности образуются тогда, когда на разности хода  $dr = d \cdot \sin(\theta)$  укладывается четное количество полуволн длиной  $\lambda$ , т. е. при условии

$$\varphi = 2\pi \frac{d \cdot \sin(\theta)}{\lambda} = 2k\pi. \quad (2.7)$$

Здесь  $k = 0, 1, 2, \dots$  соответствует количеству волн на разности хода  $dr$  и называется порядком интерференции. Величина  $dr = d \cdot \sin(\theta)$  зависит от расстояния между источниками  $d$  (а точнее, от проекции базы интерферометра на плоскость, проходящую через видимые источники и пункт наблюдений) и угла наблюдения  $\theta$ . Радиотелескоп подсоединен к спектрографу, поэтому длина волны наблюдений  $\lambda$  изменяется. Кроме того, изменяется также угол  $\theta$  из-за вращения линии базы интерферометра  $d$  относительно точки наблюдений. Соответственно изменяется и разность фаз  $\varphi$  суммирующихся колебаний. В результате положение максимумов в пространстве смещается, т. е. на каждой длине волны наблюдений регистрируется несколько иная интерференционная картина с другим расстоянием между лепестками, к тому же смещенная по времени. Время  $t$  на наблюдаемом динамическом спектре связано с углом наблюдения  $\theta$  очевидным соотношением  $\theta = V \cdot t$ , где  $V$  [°/с] – скорость движения интерференционной картины относительно точки наблюдений. Поэтому максимумы на динамическом спектре смещаются по времени из-за вращения элементов интерферометра, и это смещение можно назвать дрейфом частоты максимумов. Поскольку характер интерференции определяется длиной волны, а не частотой, то для упрощения выкладок при дальнейшем анализе будем использовать не частоту, а длину волны  $\lambda = c/f$ , где  $c$  – скорость света.

Наблюдения спектра начинаются в произвольный момент  $t_n$  и продолжаются некоторое время  $t$ . При этом интерференция регистрируется с некоторого начального угла  $\theta_n$ , который далее нарастает (или уменьшается) со скоростью  $V$ :  $\theta = \theta_n \pm V \cdot t$ . Кроме того, в математическое описание спектра входит также величина базы интерферометра  $d$ . Следовательно, формула, описывающая наблюдаемый спектр, имеет вид:

$$I(\lambda, t) = 1 + \cos \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot d \cdot \sin(\theta_n + V \cdot t)}{\lambda} + \varphi_{SpR}(t) \right). \quad (2.8)$$

Случайные вариации фазы колебаний обозначены символом  $\varphi_{SpR}(t)$ .

Однако в явном виде величины  $V$ ,  $\theta_n$  и  $d$  на наблюдаемом спектре отсутствуют. Для оценки этих величин определим наклон полос на наблюдаемом спектре  $I(\lambda, t)$  как тангенс угла наклона, равный

$$tg(H_t) = \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} = \frac{t_2 - t_1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}},$$

где  $\Delta t = t_2 - t_1$  [с] – интервал времени, за который максимум спектра сместился по длине волны на величину выбранного диапазона спектрографа  $\Delta \lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$  [см]. Соответствующий тангенс наклона в координатах  $I(\lambda, \theta)$  определяется как

$$tg(H_\theta) = \frac{\Delta \theta}{\Delta \lambda} = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}},$$

где  $\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1$  [угловые градусы] – интервал углов, на протяжении которого максимум спектра сместился по длине волны на величину того же выбранного диапазона спектрографа  $\Delta \lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$ .

Из равенства наклонов следует, что численно интервал углов должен быть равен интервалу времени  $\theta_2 - \theta_1 = t_2 - t_1$ . Найдем зависимость разности  $\Delta \theta = \theta_2 - \theta_1$  от угла  $\theta$ . Так как по нашему определению наклон находился как смещение максимума одного и того же порядка интерференции

$$k = \frac{d \cdot \sin(\theta)}{\lambda},$$

то отсюда находим

$$\sin(\theta) = \frac{k \cdot \lambda}{d}$$

и угол

$$\theta = \arcsin \left( \frac{k \cdot \lambda}{d} \right).$$

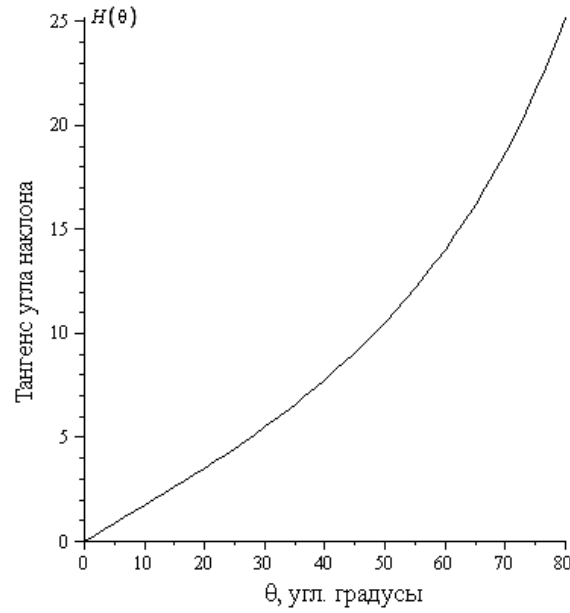


Рис. 2. Зависимость наклона полос от угла наблюдения

Следовательно,

$$\theta_2 - \theta_1 = \arcsin\left(\frac{k \cdot \lambda_2}{d}\right) - \arcsin\left(\frac{k \cdot \lambda_1}{d}\right).$$

Заменив  $k$  его значением получаем снова наклон

$$\text{tg}(H_\theta) = \theta - \arcsin\left(\frac{\sin(\theta) \cdot \lambda_{\min}}{\lambda_{\max}}\right).$$

На рис. 2 показан график зависимости этого наклона  $\text{tg}(H_\theta)$  от угла  $\theta$ . С помощью графика можно найти угол  $\theta_n$ , при котором возникает наклон  $\text{tg}(H_\theta) = \text{tg}(H_t)$ , равный наклону полос на наблюдаемом спектре в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ .

Так как

$$\frac{\theta_2 - \theta_1}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} = \frac{V(t_2 - t_1)}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}},$$

то отсюда определяется скорость движения интерференционной картины

$$V = \frac{\text{tg}(H)}{\Delta t} [^\circ/c].$$

Рассмотрим на спектре некоторый максимум  $k$ -того порядка на волне  $\lambda_1$ . При неизменном времени  $t$  (и, соответственно, неизменном  $\theta$ ) следующий  $(k+1)$ -й максимум появится на длине волны  $\lambda_2 = \lambda_1 + d\lambda$ , т. е. при условии

$$\frac{d \cdot \sin(\theta)}{k \cdot \lambda_1} = \frac{d \cdot \sin(\theta)}{(k+1) \cdot \lambda_2}.$$

Следовательно, порядок интерференции  $k$  на исходном спектре  $I(\lambda, t)$  можно найти как

$$k = \frac{\lambda}{d\lambda} + 1,$$

где  $d\lambda$  – интервал между соседними полосами при неизменном  $t$ . Далее находим

$$d = \frac{k \cdot \lambda}{\sin \theta_n}.$$

Таким образом, по данным наблюдаемого спектра  $I(\lambda, t)$  найдены все величины, входящие в формулу математической модели, с помощью которой можно описать пространственный динамический спектр на основе законов интерференции волн.

Наклон полос (знак частотного дрейфа импульсов) положителен при значениях  $\theta > 0$  и отрицателен при  $\theta < 0$ . Наблюдения свидетельствуют о том, что дрейф действительно бывает и положительным, и отрицательным (Чернов, 2008а, 2008б; Месзаросова и др., 2008; Мельник и др., 2008). Скорость дрейфа может быть различной. Наклон полос меняется от 0 (полосы на спектре почти вертикальны) в районе  $\theta \approx 0$  до  $\pm 90$  град. (когда полосы почти горизонтальны) в районе  $\theta \approx \pm 90$  град.

В результате рефракции на случайных неоднородностях короны видимый источник может состоять из нескольких частей. Поэтому выражения (2.6) и (2.8) были обобщены для возможности расчета спектра при многолучевом распространении. При этом мы воспользовались приближенным представлением выходного сигнала многолучевого интерферометра в виде суммы сигналов двулучевых интерферометров с кратными значениями полной фазы (кратными частотами) (Васильев и Гуков, 1998).

Особенностью многолучевого интерферометра является сужение интерференционных максимумов и появление широких минимумов между ними по мере увеличения количества интерферирующих волн, описываемое формулой Эйри (Калитеевский, 1978, или Васильев и Гуков, 1998). Частота (период) следования максимумов интенсивности при этом остается неизменной.

В предположении одинаковой амплитуды лучей, равной единице ( $u = 1$ ), были получены следующие выражения:

1) модуляция сигнала по частоте в короне (частотный фильтр):

$$I_{cor}(f, t) = 1.6 + 2 \sum_{m=1}^N \frac{1}{m} \cos 2\pi \cdot m \left( \frac{(f - f_{min}) \cdot \Delta f}{\delta f_{min} \cdot \Delta f + (\delta f_{max} - \delta f_{min})(f - f_{min})} + \frac{t}{dt} + \varphi_{CR}(t) \right); \quad (2.9)$$

2) модуляция сигнала пространственными лепестками (пространственный фильтр):

$$I_{sp}(f, t) = 2 + 2 \sum_{m=1}^N \frac{1}{m} \cos \left\{ m \left[ \frac{2\pi \cdot d \cdot \sin(\theta_n + V \cdot t) \cdot f}{c} + \varphi_{SPR}(t) \right] \right\}, \quad (2.10)$$

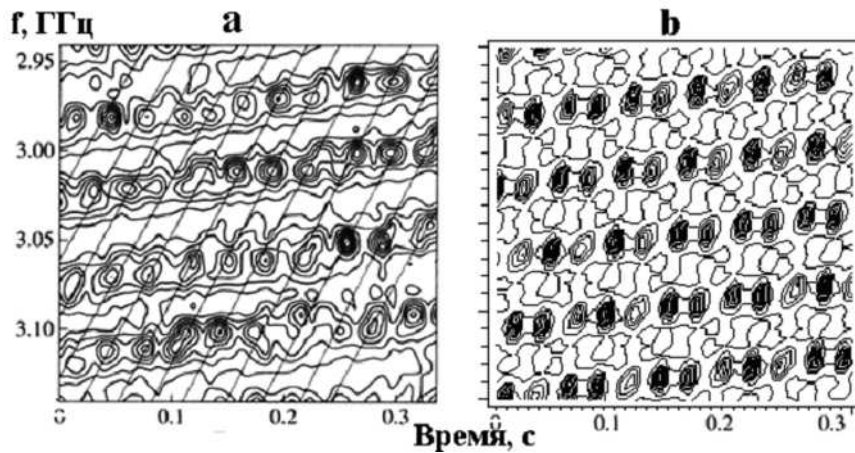
где  $N$  – количество суммируемых сигналов двулучевых интерферометров.

Выражение, описывающее динамический спектр с учетом эффектов распространения, получается перемножением выражений (2.9) и (2.10):

$$I(f, t) = I_{cor}(f, t) \times I_{sp}(f, t). \quad (2.11)$$

Совместное действие фильтров заключается в перераспределении интенсивности по диапазону частот и по направлению в пространстве при неизменной суммарной интенсивности исходного сигнала.





**Рис. 3.** а – фрагмент динамического спектра радиовсплеска 21 апреля 2002 г. содержит дрейфующие зebra-полосы, состоящие из спайков. б – спектр интерферирующих волн также содержит эти детали

### 2.3 Пример вычисления динамического спектра

Формула (2.11) является аналитическим описанием динамического спектра того конкретного события, численные параметры которого подставлены в эту формулу. Например, во время события, наблюдавшегося 21 апреля 2002 г. на спектрополяриметре Национальной астрономической обсерватории Китая в интервале частот от  $f_{min} = 2.6$  ГГц до  $f_{max} = 3.6$  ГГц с частотным разрешением 10 МГц и временным разрешением 8 мс (Фу и др., 2004), в течение 8.1 с регистрировалась зebra-структура из множества полос с минимальным интервалом между ними  $\delta f_{min} = 0.03$  ГГц, максимальным –  $\delta f_{max} = 0.07$  ГГц и расстоянием между максимумами по времени  $dt = 0.57$  с. На рис. 3а показан фрагмент этого события, опубликованный Кузнецовым (2007). Фрагмент свидетельствует о том, что полосы излучения состояли из “спайков”, следующих почти синхронно на соседних полосах с периодом  $P_S = 0.03$  с (Чернов, 2008б). Из-за пересечения спектра полосами корональной интерференции (zebra-полосами) определение частотного дрейфа полос пространственной интерференции получается неоднозначным. Автор публикации (Кузнецов, 2007), из которой заимствован рассматриваемый фрагмент динамического спектра, предположил, что максимумы в соседних zebra-полосах сдвинуты на один интервал  $dt$ , отметив при этом неоднозначность принятого решения. Однако вполне вероятно, что полосы пространственной интерференции проходят через соседние максимумы на zebra-полосах. В таком случае разность моментов пересечения точки наблюдения лепестком одного и того же порядка интерференции на краях диапазона волн составляет  $\Delta t \approx 0.031$  с.

Таким образом, данные спектра содержат все численные величины, необходимые для вычисления спектра по формуле (2.11). Вычислялась только центральная часть динамического спектра в пределах диапазона частот 2.95–3.15 ГГц и в интервале времени 0–0.33 с для того, чтобы спайковая структура zebra-полос нагляднее отображалась на графике. Количество суммируемых сигналов двулучевых интерферометров  $N$  было принято равным 2.

Результат расчета представляет собой матрицу, в строках которой содержится время  $t$ , в колонках записано значение частоты  $f$ , а на пересечении каждой строки и колонки указана интенсивность сигнала  $I(f, t)$ . Эта матрица является записью некоей трехмерной поверхности. Визуализация матрицы с помощью стандартной программы построения топографической (контурной) карты этой поверхности дает график динамического спектра, т. е. зависимость интенсивности от частоты и времени. Результат такого представления показан на рис. 3б. Подобие вычисленного и наблюдаемого спектров достаточно очевидно, несмотря на то, что при расчете использовались приближенные и идеализированные параметры, а в данных наблюдений присутствовали шумы, связанные с тур-

булентностью солнечной атмосферы. Подобие спектров свидетельствует о том, что зebra-структура может образоваться не в самом источнике излучения, а в результате распространения волн через неоднородную рефрагирующую среду. При этом наличие какой-либо регулярной структуры среды распространения не обязательно. Регулярность (периодичность) интерференции обеспечивается волновыми свойствами самого радиосигнала.

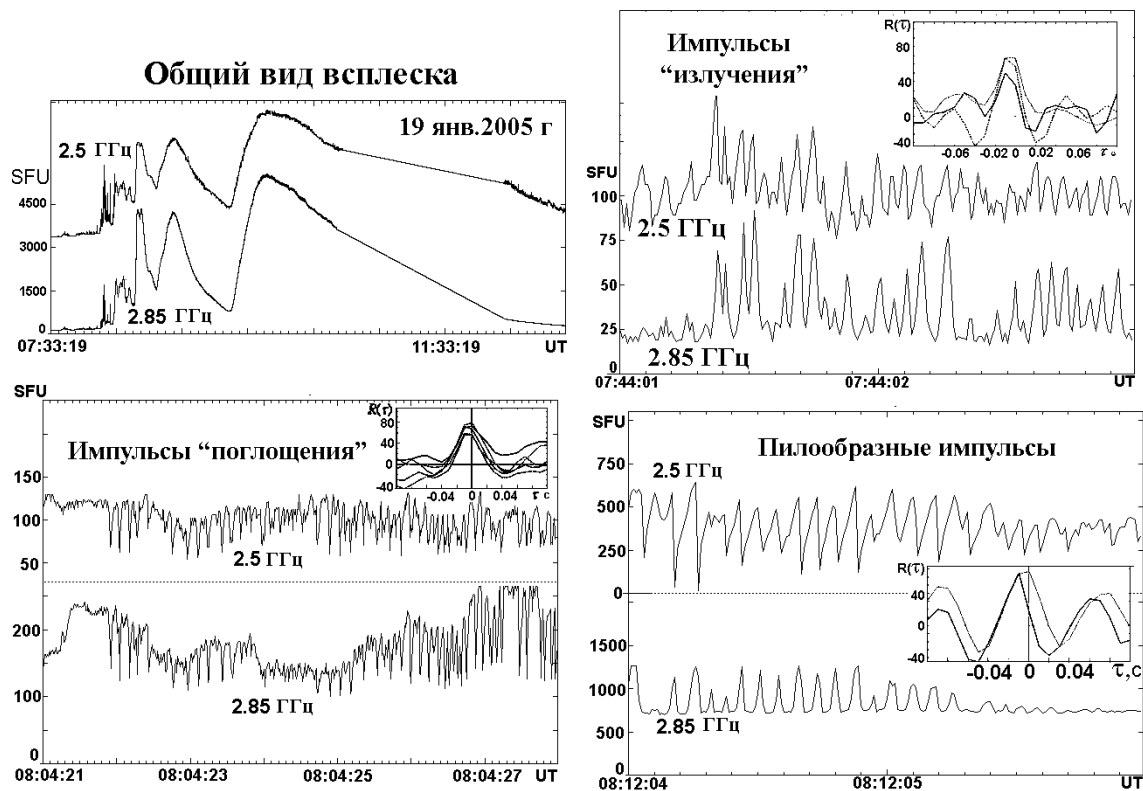


Рис. 4. Импульсы “излучения”, “поглощения” и пилообразные пульсации во время всплеска 19 янв. 2005 г.

Важным условием возникновения интерференции является когерентность лучей. Временная когерентность нарушается, если разность хода превышает длину волнового цуга. Геометрические размеры солнечных образований значительно превосходят длину изучаемых радиоволн, поэтому нарушение временной когерентности весьма вероятно. Другим условием возможности наблюдения интерференции является требование к точности первичного источника излучения, угловые размеры которого не должны превышать допустимую *апертуру интерференции*  $\gamma$  (угол между интерферирующими лучами). Связь между допустимыми размерами источника  $D$ , излучающего колебания с длиной волны  $\lambda$  и апертурой интерференции, определяется выражением  $2D \cdot \text{tg}(\gamma) \leq \lambda/4$  (Калитеевский, 1978). В противном случае интерференционные полосы от различных участков источника накладываются, и видимость интерференции ухудшается вплоть до полной невозможности ее обнаружения. По-видимому, условия когерентности реализуются в солнечной короне лишь в ограниченном диапазоне частот и в течение коротких интервалов времени, поэтому тонкая структура динамического спектра наблюдается в течение долей секунды или десятков секунд, хотя всплеск радиоизлучения может продолжаться даже несколько часов.

### 3 Сравнение аналитического описания (математической модели) динамического спектра с результатами наблюдений

К явлениям, во время которых наблюдается относительно устойчивая тонкая структура спектра, можно отнести зебра-полосы, жгуты волокон и “точечные” источники. Поскольку возникновение зебра-полос и их расщепление на спайки удовлетворительно интерпретируется как результат интерференции когерентных колебаний, то можно ожидать, что и другие свойства тонкой структуры динамических спектров также являются следствием интерференции волн.

#### 3.1 Временной профиль пульсаций (спайков) зебра-структуры

Временной профиль пульсаций определяется формой интерференционных лепестков, которая зависит от разности фаз интерферирующих волн  $\varphi_{SpR}(t)$  и описывается выражением (2.10). Вариации параметров плазмы, происходящие из-за турбулентности солнечной атмосферы, связаны с физическим перемещением масс коронального газа и поэтому происходят относительно медленно по сравнению с периодом колебаний на несущей частоте. Следовательно, фаза  $\varphi_{SpR}(t)$  изменяется медленно и на коротком интервале времени ее можно принять неизменной. В зависимости от величины  $\varphi_{SpR}(t)$  пульсации интенсивности зебра-структуры (спайки) могут выглядеть как импульсы “излучения” или “поглощения”, либо могут иметь пилообразную форму с медленным нарастанием и быстрым спадом (Юровский, 2009а). Такая форма пульсаций действительно наблюдается как в разных событиях (Алтынцев и др., 2005), так и в течение одного радиовсплеска (рис. 4). Это является дополнительным свидетельством в пользу того, что возникновение зебра-полос и их расщепление на спайки может иметь интерференционную природу происхождения.

#### 3.2 Волокна и жгуты волокон

Исторически зебра-структура была обнаружена сначала в метровом диапазоне волн и лишь позже, с усовершенствованием радиоаппаратуры она стала наблюдаться в микроволновом диапазоне. Наряду со сравнительно регулярными полосами зебра-структуры иногда наблюдаются всплески с промежуточным дрейфом частоты, которые называются волокнами (fiber bursts) (Крюгер, 1979; Слотье, 1981). В настоящее время имеются сведения о свойствах зебра-структуры и волокон на частотах от 50 до 3800 МГц.



Рис. 5. Эскиз, поясняющий обозначения параметров жгута волокон

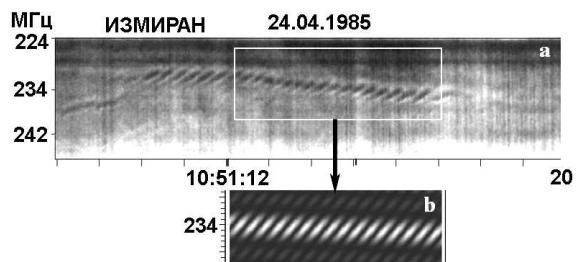


Рис. 6. Наблюдавшийся жгут волокон (a) и вычисленный динамический спектр интерферирующих волн (b)

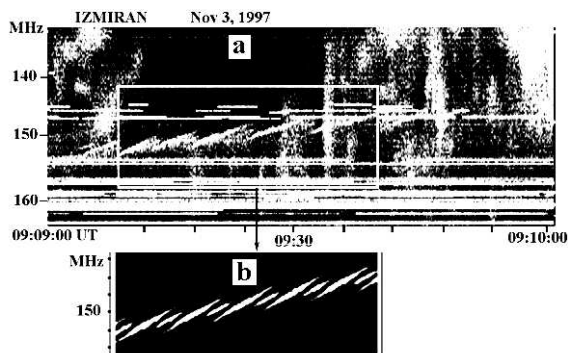
Обычно волокна наблюдаются в метровом диапазоне волн. Иногда они появляются группами и образуют последовательности, называемые жгутами волокон. Свойства жгутов детально обсуждаются в работе Чернова (2008а). Там же приведены динамические спектры нескольких событий,

причем автор любезно предоставил нам электронные варианты рисунков для их анализа. Эскиз жгута и обозначение его параметров представлены на рис. 5. В течение одного всплеска может появиться несколько жгутов, численные параметры которых существенно отличаются. Тем не менее эти события характеризуются следующими общими свойствами (Чернов, 2008а):

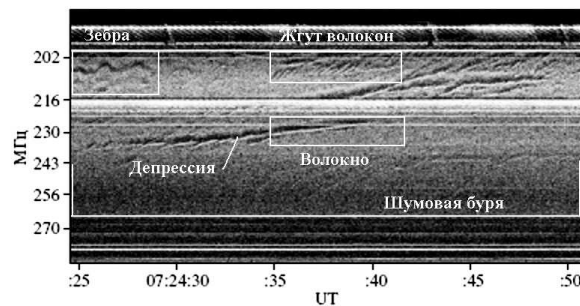
1. Волокна в составе жгута могут перекрываться как по времени, так и по частоте.
2. Частотный дрейф жгутов не является определяющим параметром: чаще он волнообразно меняется около нулевого значения. Частотный дрейф волокон в составе жгута более стабилен.
3. Большая часть жгутов происходит на фоне понижения континуального излучения.

Основные спектральные свойства зебра-полос и волокон, а также поляризация их излучения совпадают, что свидетельствует в пользу единого механизма их происхождения (Чернов, 2008б). Поскольку возникновение зебра-структуры удовлетворительно объясняется эффектами распространения радиоволн в неоднородной плазме, то кажется целесообразным применить разработанное выше аналитическое описание динамического спектра для анализа жгутов волокон.

Впервые жгуты были зарегистрированы в событии 24 апреля 1985 г. (рис. 6а) на спектрографе ИЗМИРАН (Аурас и др., 1987). Если полагать, что жгут представляет собой одну зебра-полосу, разделенную на волокна пространственной интерференцией, то вычисленный по формуле (2.11) спектр получается подобным наблюдавшемуся жгуту (рис. 6б).



**Рис. 7.** Наблюдаемый жгут волокон с расщеплением по частоте (а) и результат многолучевой интерференции волн (б)



**Рис. 8.** Зебра, жгуты и волокна происходят на фоне локального по частоте и по времени понижения интенсивности

Иногда волокна в составе жгута расщепляются на компоненты, перекрывающиеся по частоте и по времени (рис. 7а). Такое расщепление интерференционных максимумов возникает при пространственной интерференции нескольких лучей. Результат вычисления спектра многолучевой интерференции показан на рис. 7б. Удовлетворительное подобие спектров на рис. 6а,б и на рис. 7а,б можно рассматривать как свидетельство в пользу интерференционного происхождения жгута и составляющих его волокон.

Другая особенность наблюдаемого динамического спектра заключается в появлении тонкой структуры на фоне локального по частоте и по времени понижения интенсивности сигнала (депрессии) (рис. 6, рис. 8). Например, зебра-структура, жгут волокон и отдельные волокна наблюдались 18 июля 2000 г. (Чернов, 2008а) на фоне повышенного излучения шумовой бури, перекрывавшей весь исследуемый фрагмент динамического спектра (рис. 8). При этом каждое из перечисленных событий состояло из повышения радиояркости на фоне локального понижения интенсивности шумовой бури.

Такой характер спектра с точки зрения интерференционной гипотезы можно объяснить следующим образом. Излучение первичного источника, проходя через неоднородную корону, теряет

когерентность, и в точке приема наблюдается сумма некогерентных лучей. Этот рассеянный сигнал флуктуирует из-за непрерывного изменения количества лучей, направленных к наблюдателю, и вариации их амплитуды из-за “индикатрисы рассеяния”. Сумма множества случайных сигналов образует шум, регистрируемый как шумовая буря (диапазон 202–250 МГц на рис. 8). Из-за турбулентности короны в некоторые интервалы времени и на некоторых частотах часть лучей оказывается когерентной. Они интерферируют, т. е. происходит перераспределение их интенсивности по диапазону частот и в пространстве. Вместо шумовой бури в это время наблюдается интерференционная картина, содержащая максимумы интенсивности на фоне минимумов, соответствующих противофазному сложению колебаний когерентных лучей. Т. е. некогерентный шум уменьшается и вместо него появляется интерференционная составляющая. При этом мощность первичного источника остается неизменной, происходит лишь ее перераспределение в соответствии с уравнением (2.2) между когерентными и некогерентными колебаниями. Существенно отметить, что “депрессия” уровня сигнала во всех случаях наблюдений обязательно сопровождается образованием зебры, яркого волокна или жгута волокон.

Кроме того, размеры первичного источника излучения могут быть не точечными. Тогда возможно образование интерференционных картин от его различных участков и их взаимное наложение в плоскости наблюдений. Поэтому можно предполагать, что жгут волокон на частоте 205 МГц (рис. 8) в интервале времени 7:24:35–7:24:42 UT образовался от одной части источника, а одновременно наблюдавшиеся одиночные волокна на частотах 215 и 230 МГц возникли от излучения другой части протяженного источника.

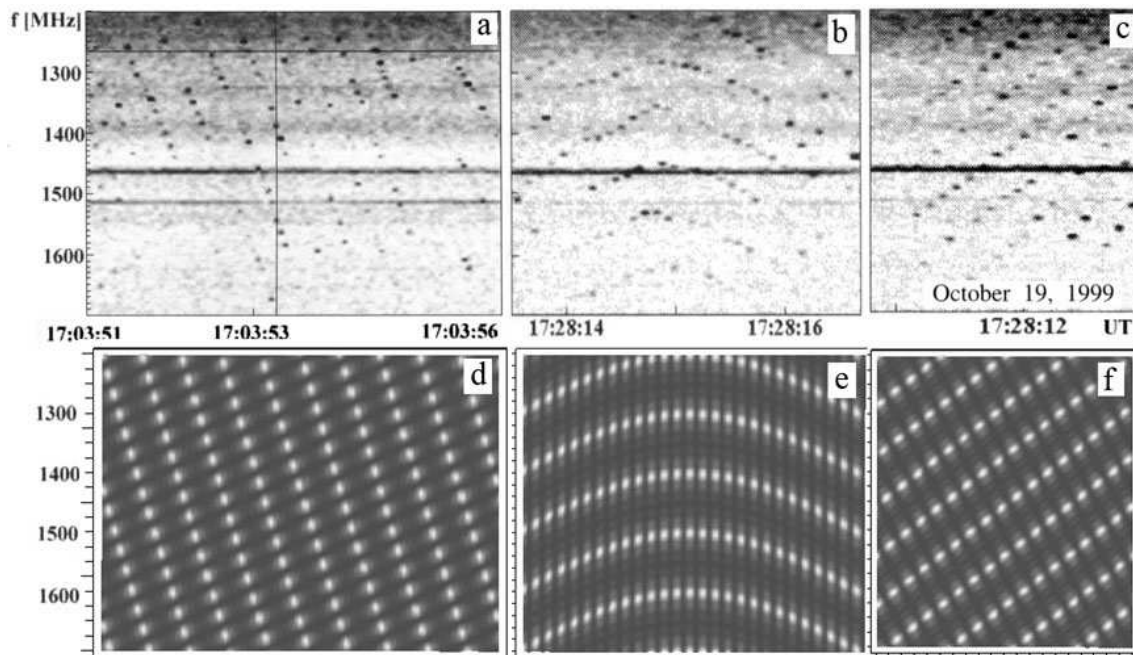
Так как условия когерентности довольно жесткие, то возникновение когерентности происходит лишь на короткое время и в ограниченном диапазоне частот. Однако в полученном нами математическом описании интерференции не учитываются условия возникновения когерентности лучей, и в этом смысле описание является приближенным.

### 3.3 Зебра-структура, содержащая точечные спайки (dot emissions)

В течение эволюции вспышки из-за турбулентности короны разность хода лучей, образующих видимый источник, может изменяться. Согласно выражению (2.9), это должно приводить к возникновению дрейфа интерференционных полос по частоте. Поскольку изменение параметров неоднородностей связано с перемещением коронального газа, то эти параметры меняются медленно по сравнению с периодом колебаний несущей частоты. Поэтому можно ожидать, что на протяжении коротких интервалов времени знак и величина дрейфа меняются мало. В результате на динамическом спектре могут появиться участки с почти неизменным частотным дрейфом полос. Согласно наблюдениям Месзаросовой и др. (2008), такие участки действительно существуют. При этом каждая частотная зебра-полоса состоит из последовательности ярких точек, называемых авторами “дециметровым точечным излучением” (dot emissions). Пример такого события, наблюдавшегося 19 октября 1999 г., показан на рис. 9*a, b, c*.

Динамика события заключалась в том, что в начальной фазе с 17:03:51 UT в течение 5 с яркие точки располагались на спектре вдоль почти параллельных полос, дрейфующих со скоростью +350 МГц/с (панель *a*). Затем, в 17:28:14 UT, образовалась типичная зебра-структура (панель *b*), которая в 17:28:36 UT опять трансформировалась в цепочки точек, но уже дрейфующих по частоте в противоположном направлении со скоростью –170 МГц/с (панель *c*). В течение некоторых других интервалов времени, например в 17:28:05–17:28:09 UT, яркие точки наблюдались, но какую-либо определенную регулярность в их расположении авторы не обнаружили.

Для того, чтобы максимумы интерференции выглядели яркими точками, необходимо предположить, что они являются результатом многолучевой интерференции. Тогда, согласно формуле Эйри, узкие максимумы интерференции будут разделены широкими минимумами и на пересечении частотных и пространственных полос появятся компактные яркие точки. В соответствии с этим, по формуле (2.11) были вычислены фрагменты динамических спектров с подстановкой параметров, найденных на каждом наблюдавшемся фрагменте. Результаты вычисления представлены на



**Рис. 9.** Пример наблюдаемого динамического спектра (панели a, b, c) и результат вычисления соответствующих интерференционных картин (панели d, e, f)

рис. 9d, e, f. Достаточно очевидно, что вычисленные спектры удовлетворительно совпадают с наблюдаемыми. При этом нужно учесть наличие шумов в данных наблюдений и отсутствие шумов на аналитически вычисленных спектрах. Подобие спектров свидетельствует о том, что “дециметровое точечное излучение” (dot emissions) также может объясняться как результат интерференции волн, прошедших через неоднородную корону.

## 4 Выводы

На основе классической теории интерференции волн разработано математическое описание динамического спектра излучения, прошедшего через неоднородную корону и межпланетное пространство. Выяснено, что такой спектр состоит из множества дрейфующих по частоте полос, подобных тонкой структуре солнечных радиовсплесков.

Показано, что наблюдаемое разделение полос зebra-структуры на отдельные спайки и временной профиль этих спайков является естественным следствием интерференции волн. Всплески с промежуточной скоростью частотного дрейфа (волокна) и их последовательности (жгуты волокон), а также разновидность тонкой структуры динамических спектров, называемой “точечными источниками” дециметрового диапазона, тоже удовлетворительно описываются разработанной математической моделью.

Так как радиоизлучение солнечной вспышки на своем пути к наблюдателю пересекает всю толщу неоднородной короны, то можно полагать, что зebra-структура и ее разновидности могут образовываться не в самом источнике излучения, а возникать в результате распространения радиоволн через неоднородную среду и межпланетное пространство.

## Литература

- Алтынцев и др. (Altyntsev A.T., Kuznetsov A.A., Meshalkina N.S., Rudenko G.V., Yan Y.) // *Astron. Astrophys.* 2005. V. 431. P. 1037.
- Афраимович (Afraimovich E.L.) // *Astron. Astrophys.* 1981. V. 97. P. 366.
- Аурас и др. (Aurass H., Klein K.-L., Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 410. P. 1001.
- Аурас и др. (Aurass H., Chernov G.P., Kurts J. et al.) // *Solar Phys.* 1987. V. 108. P. 131.
- Барта и Карлицкий (Barta M. and Karlicky M.) // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 450. P. 359.
- Васильев В.Н., Гуров И.П. // Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб.: БХВ-Санкт-Петербург. 1998.
- Власов и др. (Власов В.И., Чашей И.В., Шишов В.И., Шишова Т.Д.) // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1979. Т. 19. С. 401.
- Злобек и Карлицкий (Zlobec P., Karlicky M.) // *Solar Phys.* 2007. V. 246. P. 419.
- Злотник (Zlotnik E.Ya.) // *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* 2009. V. 33. P. 281.
- Изликер и Бенц (Isliker H., Benz A.O.) // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 104. P. 145.
- Калитеевский Н.И. // *Волновая оптика.* М.: "Высшая школа". 1978.
- Карлицкий и др. (Karlicky M., Barta M., Jiricka K., Meszarosova H., Fernandes F.C.R., Cecatto J.R.) // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 375. P. 638.
- Крюгер (Kruger A.) // *Introduction to solar radio astronomy and radio physics.* Dodrecht: D. Reidel Publ. Co. 1979.
- Кузнецов А.А. // *Письма в Астрон. журн.* 2007. Т. 33. С. 363.
- Кузнецов и Цап (Kuznetsov A.A., Tsap Yu.T.) // *Solar Phys.* 2007. V. 241. P. 127.
- Лаптухов и Чернов (Laptukhov A.I., Chernov G.P.) // *Plasma Physics Report* 32. 2006. P. 866.
- Леденев и др. (Ledenev V.G., Yan Y., Fu Q.) // *Solar Phys.* 2006. V. 233. P. 129.
- Меззаросова и др. (Meszarosova H., Karlicky M., Sawant H.S., Fernandes F.C.R., Cecatto J.R., de Andreade M.C.) // *Astron. Astrophys.* 2008. V. 491. P. 555.
- Мельник и др. (Melnik V.N., Konovalenko A.A., Rucker H.O., Dorovskyy V.V., Abranin E.P., Stanislavskyy A.A.) // *European Planetary Science Congress. EPSC Abstracts.* 2008. V. 3. EPSC2008-A-00382.
- Слотье (Slottje C.) // *Atlas of Fine Structures of Dynamic Spectra of Solar Type IV-dm and Some Type II Radio Bursts.* Utrecht Observ. 1981.
- Фу и др. (Fu Q., Ji H., Qin Z., Xu Z., Xia Z. et al.) // *Solar Phys.* 2004. V. 222. P. 167.
- Харкевич А.А. // *Спектры и анализ.* М.: ГИТЛ. 1952.
- Чернов Г.П. // *Письма в Астрон. журн.* 2008а. Т. 34. С. 536.
- Чернов Г.П. // *Астрон. вестник* 2008б. Т. 42. С. 463.
- Чернов и др. (Chernov G.P., Yan Y., Fu Q.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 406. P. 1071.
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 2008. Т. 104. С. 53.
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 2009а. Т. 105. С. 41.
- Юровский (Yurovsky Yu.F.) // *Solar Phys.* 2009b. V. 258. P. 267.