

УДК 523.98

Свойства механизма генерации солнечных шумовых бурь

Ю. Ф. Юровский, Ю. Ю. Юровский

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 июня 2007 г.

Аннотация. Разработана методика анализа случайной функции времени путем совместного использования ее временного и спектрального описания. Показано, что модуляция радиоизлучения в солнечной атмосфере волновыми процессами или неоднородностями пучка возбуждающих частиц, а также резонансные колебания “вмороженной” плазмы в магнитных арках активной области приводят к распределениям длительности и спектрам, отличающимся от наблюдаемых характеристик шумовых бурь, т. е. эти механизмы не объясняют их происхождение. Выяснено, что квадратичное распределение длительности всплесков шумовой бури и ее гиперболический спектр могут быть следствием случайной рефракции радиоволн на неоднородностях турбулентной корональной плазмы.

PROPERTIES OF THE MECHANISM OF SOLAR NOISE STORMS EMISSION, by *Y.F. Yurovsky and Y.Y. Yurovsky*. The technique of analysis of stochastic time function is developed by using its time and spectral description. It is shown, that modulation of radio emission in the solar atmosphere due to wave processes or by inhomogeneities of stimulating particle beam, and also the resonant fluctuations of “frozen” plasma in magnetic arches of active regions produces the laws of duration distribution and spectra which are distinguished from observed characteristics of noise storms, i.e. these mechanisms do not explain their origin. It was found out that square-law distribution of bursts duration of noise storm and its hyperbolic spectrum may result from random refraction of radio waves on the inhomogeneities of turbulent coronal plasma.

Ключевые слова: солнечные шумовые бури, распределение длительности, спектр всплескового компонента

1 Введение

Типичным проявлением солнечной активности в радиодиапазоне являются шумовые бури (ШБ) на метровых волнах, представляющие собой повышенное, сильно флуктуирующее радиоизлучение, продолжающееся от нескольких часов до нескольких суток (Железняков, 1966). Однако использование наблюдаемых свойств ШБ для целей диагностики корональной плазмы и прогноза солнечной активности затруднено из-за недостаточно полного понимания природы их происхождения.

Обычно предполагается, что флуктуации ШБ состоят из короткоживущих всплесков I типа (см., например, обзор Элгароя, 1977 и ссылки там). Если бы всплесковый компонент ШБ действительно состоял из коротких всплесков, то его спектр Фурье должен был бы быть плоским подобно спектру “дробового” шума вакуумного диода, ток которого состоит из коротких импульсов каждого



Рис. 1. Временное и спектральное описание случайной функции времени

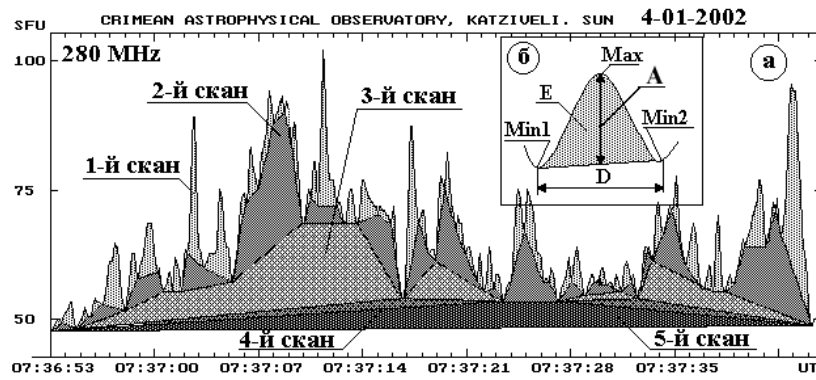


Рис. 2. Иллюстрация разложения случайного сигнала на импульсы произвольной длительности

электрона. Однако анализ спектров ШБ (Юровский, 2003) показал, что спектр мощности ШБ имеет гиперболический характер, а не плоский. При этом энергия короткоживущих всплесков длительностью 0.1–1 с составляет менее 1 % суммарной энергии всплескового компонента. Таким образом, выяснено, что существующие гипотезы происхождения ШБ, ориентированные на объяснение генерации короткоживущих всплесков, не подтверждаются результатами наблюдений.

В связи с этим требуется найти такой физический процесс, который был бы способен генерировать излучение с параметрами, аналогичными наблюдаемым параметрам ШБ. Поскольку ШБ представляют собой случайные флуктуации интенсивности, то их характеристики описываются такими статистическими закономерностями, как распределение длительности компонент и их спектр. Известно, однако, что процессы, существенно различные по своей физической природе, могут иметь одинаковый спектр (например, плоский спектр имеет “дробовой” шум и сумму “синусоид” со случайной фазой). Следовательно, по отдельности распределение длительности или спектр недостаточно полно описывают свойства изучаемого явления.

В связи с изложенным, в данной работе рассматривается возможность совместного использования этих характеристик для получения более детальных сведений о свойствах изучаемого процесса. Для этого во втором разделе аналитическим путем выясняется связь закона распределения длительности с видом спектра и показано, как эти характеристики зависят от свойств исходного процесса. Затем в третьем разделе приводятся результаты вычисления распределения и спектра по наблюдениям шумовых бурь. В четвертом разделе показано, что процесс рассеяния радиоволн приводит к образованию закона распределения и к виду спектра, соответствующих наблюдаемым свойствам ШБ. Следовательно, этот физический процесс может быть ответственным за генерацию всплескового компонента ШБ.

В заключение перечисляется, в чем полученные результаты уточняют общепринятое представление о свойствах солнечных шумовых бурь.

2 Методика исследования случайных сигналов

Рассмотрим два способа описания случайной функции времени. Некоторый сигнал, например, “белый” свет, в координатах время-интенсивность можно представить как наложение импульсов излучения каждого электрона. Тогда свойства этого излучения будут описываться распределением длительности флуктуаций $w(D)$, образованных налагающимися импульсами. Если излучение проходит через спектральное устройство (например, через призму, рис. 1), то результат разложения того же сигнала описывается распределением интенсивности в зависимости от частоты (спектром) $G(F)$. Связь между этими характеристиками одного и того же сигнала определяется функциональной зависимостью $D = 1/F$. Далее мы воспользуемся этими двумя способами описания случайной

функции времени для получения более подробных сведений о свойствах механизма, создавшего исследуемый сигнал.

2.1 Разложение случайного сигнала на импульсы

Для реализации временного представления случайного процесса необходимо сначала как-то выделить импульс на записи, т. е. назвать “импульсом” локальное во времени изменение интенсивности. Эта процедура и является *разложением* исходного сигнала на импульсные компоненты.

Будем полагать, что переменная составляющая излучения ШБ состоит из взаимно *налагающихся* импульсов *произвольной* длительности. Отдельным импульсом будем считать любой максимум, лежащий между двумя минимумами (рис. 2, панель б). Если запись является суммой отдельных компонент, то вычитание из начальной кривой импульсов какой-либо одной длительности никак не влияет на количество импульсов другой длительности. На этом основан разработанный нами алгоритм разложения случайного сигнала на импульсы (Юровский, Юровский, 2007). Иллюстрация способа разложения приведена на рис. 2.

При первом проходе (скане) на записи сигнала отыскивается очередной импульс, определяется и запоминается его длительность D и амплитуда A , после чего он вычитается из исходной кривой. Затем отыскивается следующий импульс, измеряются его параметры и т. д. до конца реализации. После этого скан по реализации повторяется с ее начала. Повторение сканов производится до тех пор, пока не выявится последний импульс, почти равный длине реализации (см. рис. 2, панель а). При таком способе разложения обеспечивается полная воспроизводимость результатов и включение в анализ компонент любой длительности.

2.2 Взаимосвязь свойств спектра и распределения длительности

Спектральный анализ представляет непериодический сигнал $f(t)$ в виде суммы бесконечно большого числа колебаний с непрерывно меняющейся частотой и бесконечно малой амплитудой (Бронштейн, Семендяев, 1986). Практическое вычисление каждой составляющей спектра на частоте F производится в конечной полосе частот ΔF анализатора спектра, зависящей от продолжительности наблюдений t_Σ : $\Delta F \approx 1/t_\Sigma$. Вычисляется конечное число компонент, амплитуды которых находятся как коэффициенты Фурье:

$$A(F) = \frac{2}{t_\Sigma} \int_0^{t_\Sigma} f(t) \cos(2\pi F \cdot t) dt$$

(для упрощения изложения коэффициенты $B(F)$ здесь не записаны).

Входящий в коэффициенты Фурье интеграл можно представить как площадь, равную произведению средней амплитуды $A(F)$ спектрального компонента на продолжительность его действия $\Delta t(F)$. При стандартном Фурье-анализе обычно вычисляется не спектр амплитуд, а спектр мощности колебаний, пропорциональный квадрату амплитуды:

$$G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F). \quad (1)$$

Поскольку это выражение содержит два множителя, то один и тот же характер спектра может быть получен при их различной зависимости от F . Например, спектр будет плоским при $A^2(F) = const$ и $\Delta t(F) = const$, и при $A^2(F) \sim c \times F$ и $\Delta t(F) \sim c/F$. Следовательно, вид спектра не определяет однозначно характер процесса, создавшего исследуемый сигнал.

Как упомянуто выше, спектральную составляющую можно характеризовать не только частотой F , но и функционально связанным параметром $D = 1/F$, который является длительностью одного колебания, имеющего частоту F . Будем рассматривать это одно колебание как один импульс длительностью D , из суммы которых состоит весь спектральный компонент.

Но если изучаемый процесс состоит из импульсов, то он может быть охарактеризован статистическим распределением длительности $w(D)$ этих импульсов. Амплитуда импульсов в этом случае

не имеет значения, во внимание принимается только их длительность. Эмпирическая оценка распределения находится как

$$w(D) = n_D / (N_\Sigma \times \Delta D), \quad (2)$$

где n_D – количество (пакет) импульсов, длительность D которых попадает в интервал $D + \Delta D$, N_Σ – полное количество импульсов, произошедших за время наблюдений t_Σ , ΔD – размер интервала длительности, в котором подсчитывается количество импульсов n_D (Тихонов, 1982). Однако спектральная плотность $G(F)$ вычисляется в полосе частот ΔF , а не в диапазоне длительностей ΔD . Поэтому для определения распределения $w(F)$ произведем замену переменной D на $F = 1/D$ по общим правилам (Тихонов, 1982) и получим выражение: $w(F) = w(D) \times |(\partial D / \partial F)| = w(D) / F^2$, значение которого пропорционально количеству импульсов, попадающих в частотный диапазон $F + \Delta F$. Если это количество импульсов умножить на их длительность $D = 1/F$, то получим продолжительность пакета импульсов $\Delta t(F)$, имеющих частоту F и попадающих в полосу частот ΔF :

$$\Delta t(F) \sim w(F) \times D = w(D) / F^3. \quad (3)$$

Следовательно, по результатам наблюдений неизвестного сигнала можно определить амплитуды его спектральных составляющих $A(F)$, длительность пакетов импульсов $\Delta t(F)$ на каждой частоте F и вычислить спектр мощности $G(F)$. При этом спектр $G(F)$ зависит как от средней амплитуды компонент, так и от их времени действия, а распределение длительности $w(D)$ не чувствительно ни к величине амплитуды, ни к форме огибающей импульсов, на которые разлагается исходный сигнал. Покажем, как совместное использование этих двух статистических характеристик позволяет оценивать свойства физического процесса, генерирующего изучаемый сигнал. Для этого рассмотрим несколько механизмов генерации случайного сигнала.

2.3 Математическое моделирование случайных сигналов

Так как средние за время наблюдений статистические характеристики не зависят от момента возникновения каждого импульса, то после разложения сигнала на импульсы расположим их в порядке уменьшения длительности. Полученная последовательность называется вариационным рядом (Тихонов, 1982), начальная и конечная части которого показаны на рис. 3, панели 1–4. Расположение импульсов на оси времени в порядке убывания (или возрастания) их длительности наводит на мысль о возможности описания этой ранжированной последовательности синусоидальной функцией нарастающей (убывающей) частоты, если импульсом считать один период синусоиды:

$$f(t) = A(t) \sin[\varphi(t)].$$

Такое представление является полезным при анализе механизма происхождения случайных сигналов и для разработки программ обработки данных наблюдений.

Функция $f(t)$ не периодическая, так как первая половина “периода” “синусоиды” не равна второй половине периода. Поэтому применение терминов “период” и “частота” в данном случае условно из-за их непрерывного изменения. Далее эти термины будут употребляться в не менее условном смысле “мгновенного” периода $D(t)$ и “мгновенной” частоты $F(t)$ в некоторый момент времени t .

Синус принимает одинаковые значения при изменении его аргумента $\varphi(t)$ на 2π . Поэтому аргумент выражается через мгновенный период $D(t)$ в виде:

$$\varphi(t) = \int \frac{2\pi}{D(t)} dt,$$

а мгновенная частота равна $\varphi'(t) = 2\pi / D(t)$.

Таким образом, функция, описывающая изменение упорядоченной последовательности импульсов со временем, имеет вид:

$$f(t) = A(t) \sin \left(\int \frac{2\pi}{D(t)} dt \right).$$

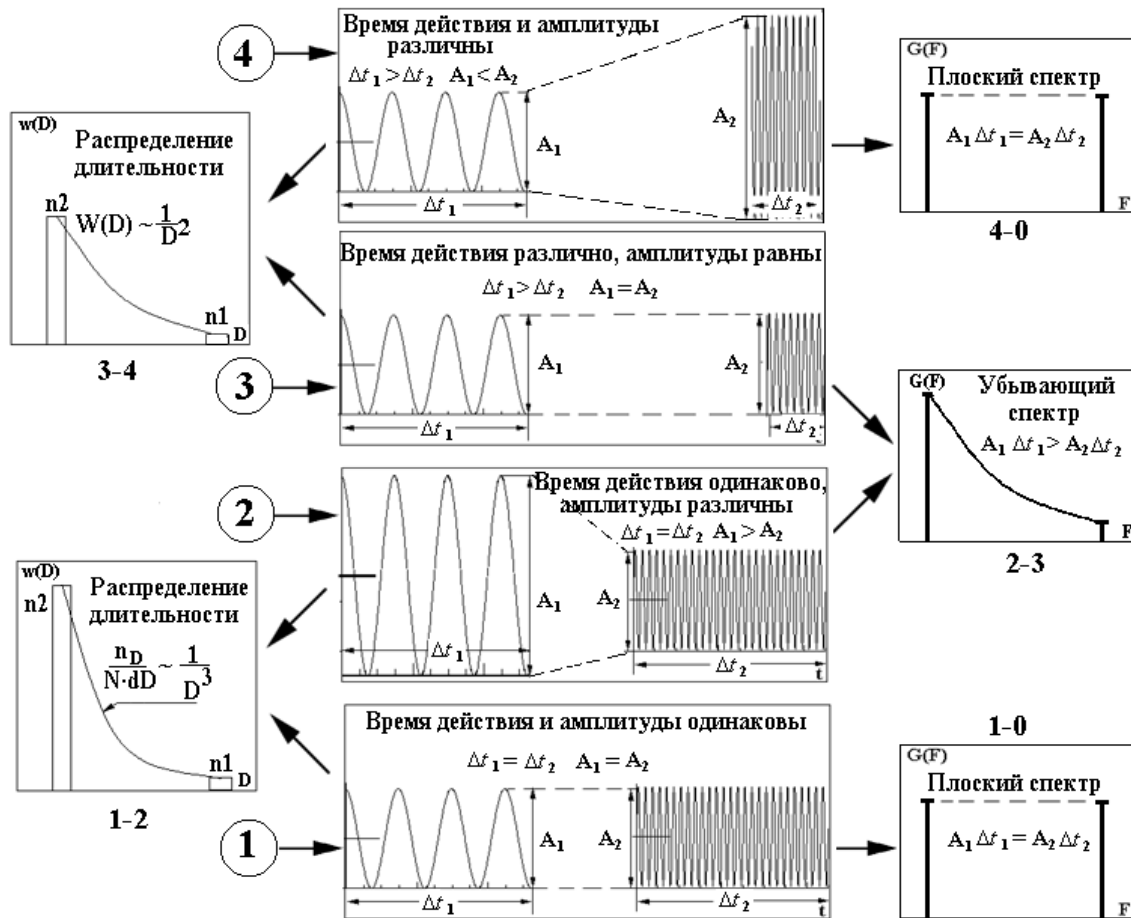


Рис. 3. Связь характера физического процесса с распределением длительности и спектром

2.4 Модель 1

Предположим, что каждый импульс произвольной длительности генерируется в отдельном источнике излучения (см., например, обзор Элгароя (1977)). Если вероятность излучения импульсов каждым источником одинакова, то суммарное время их существования также будет одинаковым $\Delta t(F) = const$. Уменьшение длительности импульсов ранжированной последовательности данных эквивалентно непрерывному нарастанию частоты синусоиды со скоростью $b = 2\pi(F_k - F_o)/(t_k - t_o)$.

Обозначим здесь и далее:

$\omega_o = 2\pi F_o$, $\omega_k = 2\pi F_k$ – начальная и конечная частоты заданного диапазона частот;

t_o и t_k – начальный и конечный моменты времени на оси t , причем примем $t_o = 0$;

$A(t)$ – текущая амплитуда синусоиды, для модели 1 $A(t) = const$.

При принятых обозначениях “синусоида” записывается в виде:

$$f(t) = A(t) \sin \left(\frac{(\omega_o + b \cdot t)^2}{2 \cdot b} \right).$$

Производная аргумента по t (текущая “частота”) равна $\varphi' = (\omega_o + b \cdot t)$, т.е. линейно нарастает со временем со скоростью b от начального значения ω_o .

Полное количество периодов синусоиды за время от t_o до t_k равно суммарному набегу фазы при изменении частоты от ω_o до ω_k , деленному на 2π :

$$N_{tot} = \left(\frac{(\omega_o + b \cdot t_k)^2}{2 \cdot b} - \frac{(\omega_o + b \cdot t_o)^2}{2 \cdot b} \right) / 2\pi = \frac{(F_k^2 - F_o^2)}{b}.$$

Количество периодов в момент времени t в примыкающем интервале произвольно малой величины $\Delta t = t_2 - t_1$ равно

$$n = \frac{1}{b}(F_2 - F_1) \left(\frac{F_2 + F_1}{2} \right).$$

Полусумма частот $\left(\frac{F_2 + F_1}{2} \right)$ равна средней частоте F_m интервала Δt . В предельном случае при $\Delta t \rightarrow 0$ частоты сближаются, $F_2 \rightarrow F_1$, и средняя частота стремится к текущей: $F_m \rightarrow F = 1/D$

При этом разность частот принимает вид: $(F_2 - F_1) = 1/D_2 - 1/D_1 = \frac{D_1 - D_2}{D_1 D_2} = \frac{\Delta D}{D^2}$.

С учетом этого находим, что $n = \frac{1}{b} \frac{\Delta D}{D^3}$.

Теперь можно записать выражение для плотности распределения длительности колебаний синусоиды с линейно нарастающей частотой (эквивалентное распределению длительности импульсов) в виде:

$$W(D) = \frac{n}{N_{tot} \Delta D} = \frac{2}{F_k^2 - F_o^2} \frac{1}{D^3}.$$

Множитель $\frac{2}{F_k^2 - F_o^2} = const$ для заданного диапазона частот, в пределах которого проводятся вычисления, поэтому плотность распределения принимает вид (рис. 3, панель 1–2): $w(D) \sim c/D^3$. Это степенная функция гиперболического типа, которую мы будем называть кубической гиперболой. Продолжительность пакета импульсов равна $\Delta t(F) = w(D)/F^3 \sim const$ и при $A(t) = const$ спектр получается плоским (рис. 3, панель 1–0): $G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F) \sim const$.

2.5 Модель 2

Допустим, что по каким-то физическим причинам интенсивность импульсов убывает обратно пропорционально их частоте по закону: $A(t) = A_o \times \sqrt{\frac{F_o}{F}}$, где $A_o = const$ – произвольная начальная амплитуда, F – текущая частота. При этом нечувствительное к амплитуде распределение длительности будет описываться, как и в модели 1, гиперболой в 3-й степени: $W(D) \sim c/D^3$. Но площадь под кривыми низкочастотных компонент из-за относительного увеличения их амплитуды окажется больше площади, занимаемой высокочастотными компонентами (рис. 3, панель 2). В результате огибающая спектра будет убывать обратно пропорционально частоте и спектр окажется гиперболическим $G(F) = \frac{A_o^2 F_o}{F} \times \Delta t(F) \sim c/F$ (рис. 3, панель 2–3).

2.6 Модель 3

Как следует из выражения (1), спектр получится гиперболическим также и в том случае, если интенсивность импульсов неизменна $A^2(F) = const$, а убывает время действия компонент (длительность пакета импульсов) обратно пропорционально их частоте $\Delta t(F) \sim c/F$ (рис. 3, панель 3). Предположим, например, что излучение источника проходит через турбулентную область короны, содержащую неоднородности электронной плотности. В результате случайной рефракции на этих неоднородностях в точку приема может приходиться несколько лучей, сумма которых образует импульс принимаемого сигнала. Так как большая неоднородность содержит больше вещества и имеет большую протяженность, чем маленькая, то понятно, что время образования и разрушения неоднородности пропорционально ее размерам. По этой причине количество источников, возникающих в

результате рефракции на случайных неоднородностях, обратно пропорционально отношению неизменной площади видимого источника к площади рассеивающей неоднородности. А так как отношение площадей пропорционально квадрату линейного размера, то отношение количества импульсов в двух интервалах гистограммы длительности будет определяться выражением $n = \frac{n_o D_o^2}{D^2}$.

Интервал времени Δt , занимаемый на оси t всплесками одного бина гистограммы, равен $\Delta t = nD = \frac{n_o D_o^2}{D}$. Проинтегрировав обе части этого выражения получим:

$$t = \int \frac{n_o D_o^2}{D} dD = n_o D_o^2 \ln(D) + C. \quad (4)$$

Постоянная интегрирования при начальных условиях $t = 0$ и $D = D_o$ равна $C = -n_o D_o^2 \ln(D_o)$, поэтому $t = n_o D_o^2 \ln\left(\frac{D}{D_o}\right)$. Подстановка конечных условий $t = t_k$, $D = D_k$ позволяет определить коэффициент $b = \frac{\ln\left(\frac{D_k}{D_o}\right)}{t_k}$ и получить $t = \frac{1}{b} \ln\left(\frac{D}{D_o}\right)$, откуда $D = D_o e^{bt}$.

Далее находим аргумент синусоиды $\varphi(t) = \int \frac{2\pi}{D_o e^{b \cdot t}} dt = \frac{\pi}{b \cdot D_o e^{b \cdot t}}$ и выражение, описывающее синтезированный сигнал модели 3:

$$f(t) = A(t) \sin\left(\frac{\pi}{b \cdot D_o e^{b \cdot t}}\right).$$

Выполнив выкладки, подобные описанным выше для модели 1, получим выражение для распределения длительности в виде $w(D) \sim c/D^2$, подтверждающее, что синтезированный сигнал действительно имеет распределение длительности, пропорциональное квадратичной гиперболе, а не кубической, как в моделях 1 и 2. В этом случае продолжительность пакета импульсов гиперболическая $\Delta t(F) = w(D)/F^3 \sim c/F$ и при $A(t) = const$ спектр получается также гиперболическим: $G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F) \sim c/F$ (рис. 3, панель 3–4).

2.7 Модель 4

В литературе, посвященной шумовым бурям, предполагается, что они состоят из многочисленных налагающихся короткоживущих всплесков. Несколько импульсов при случайном наложении могут следовать друг за другом с интервалом, приблизительно равным длительности исходного импульса, и в таком случае их сумма образует один длинный импульс. В противоположном случае исходные импульсы могут почти точно наложиться друг на друга. Тогда длительность суммы будет приблизительно равна длительности исходного короткого импульса, а амплитуда возрастет пропорционально корню квадратному из числа суммирующихся импульсов (спектральные компоненты разных импульсов имеют случайную фазу). Если моменты появления исходных импульсов равновероятны, то интенсивность суммарных импульсов будет увеличиваться по закону $A(t) = A_o \times e^{-bt/2}$, а продолжительность пакета импульсов $\Delta t(F) \sim c/F$ будет убывать обратно пропорционально частоте F . В результате спектр окажется плоским $G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F) \sim const$. (рис. 3, панель 4–0). При этом распределение длительности получается пропорциональным квадратичной гиперболе $w(D) \sim c/D^2$ (рис. 3, панель 3–4).

2.8 Модель 5

Большая группа гипотез происхождения ШБ основана на механизме возбуждения плазменных волн в солнечной атмосфере движущимся возмущением (см., например, обзор: Элгарей, 1977). Физическая природа возмущения в данном случае не имеет значения. Это может быть поток ускоренных электронов или МГД-волн. Пусть каждый максимум возмущения производит повышение интенсивности излучения, которое будем рассматривать как отдельный импульс сигнала. Длительность D излученного импульса в таком случае будет пропорциональна времени прохождения максимума

возмущения через источник $D = D_o + b \cdot t$, где b – скорость изменения длительности, D_o – некоторая начальная длительность. Количество импульсов n получается обратно пропорциональным их длительности D : $n = n_o D_o / D$. Далее аналогично (4) находим

$$t = \int n_o D_o dD = n_o D_o D + C.$$

По начальным условиям $t = 0$ и $D = D_o$ определяем постоянную интегрирования $C = -n_o D_o D_o$, откуда $t = n_o D_o (D - D_o)$. По конечным условиям $t = t_k$ и $D = D_k$ находим $n_o D_o = t_k / (D_k - D_o)$, или, вводя более наглядное понятие скорости нарастания длительности, запишем $b = (D_k - D_o) / t_k$ и окончательно получим $D(t) = D_o + bt$.

Аргумент синусоиды равен $\varphi(t) = \int \frac{2\pi}{D_o + bt} dt = 2\pi \ln(D_o + bt) / b + \varphi_0$. Для упрощения выкладок будем полагать, что начальный отсчет времени t_n выбран так, чтобы начальная фаза $\varphi_0 = 0$. Текущая “частота” в момент времени t равна производной аргумента синуса: $\varphi' = (2\pi \ln(D_o + bt) / b)' = \frac{2\pi}{D_o + bt}$, а выражение, описывающее синтезируемый сигнал, имеет вид:

$$f(t) = A(t) \sin \left(\frac{2\pi}{b} \ln(D_o + bt) \right),$$

и является синусоидой с линейно изменяющимся *периодом* в отличие от синусоиды линейно изменяющейся *частоты* в модели 1. Распределение длительности при этом получается гиперболическим: $w(D) \sim c/D$, что отличает модель 5 от всех ранее рассмотренных моделей, продолжительность пакета импульсов оказывается квадратно-гиперболической $\Delta t(F) = w(D)/F^3 \sim c/F^2$, и при неизменной амплитуде импульсов $A(F) = const$ спектр получается также пропорциональным квадрату гиперболы: $G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F) \sim c/F^2$.

2.9 Свойства сигнала, состоящего из наложения коротких импульсов

Приведенное выше математическое описание моделей основано на использовании детерминированных функций и не содержит какого-либо случайного параметра. Это упрощает анализ сигналов, но остается неясным вопрос о том, насколько адекватными являются разработанные нами методы и алгоритмы при изучении случайных сигналов. Поэтому дополним описание методики примером исследования “дробового” шума.

Поскольку формирование ШБ из коротких импульсов является наиболее популярным предположением, то синтезируем подобный сигнал и исследуем его свойства. Создадим шум из 25000 налагающихся импульсов длительностью $D_o = 1$ с одинаковой амплитуды $A_o = 100$ условных единиц, расположенных случайно на реализации 1 час при частоте отсчетов 11 Гц. Пусть форма огибающей элементарного импульса будет “синусоидальной”: $a(t) = A[1 - \sin(\pi t / D_o)]$, где $-D_o < t < D_o$. В диапазоне частот $0 < F < 0.25 / D_o$ спектр такого сигнала отклоняется от плоского не более, чем на 10 % (Юровский, 2003).

Для получения средних оценок было синтезировано 10 таких реализаций шума, отличавшихся только тем, что генератор случайных чисел выдавал различные моменты появления каждого импульса на оси времени. Результаты разложения этих сигналов на импульсы и вычисленные распределения показаны на рис. 4 в виде налагающихся нормированных графиков. Сплошной линией на графиках изображены ожидаемые зависимости, характер которых предопределялся известными свойствами синтезированного сигнала.

Как видно на приведенных графиках, огибающие эмпирических гистограмм достаточно близко соответствуют ожидаемым зависимостям. На этом основании можно сделать следующие выводы.

1. Распределение длительности флуктуаций шума, образованного наложением коротких импульсов, обратно пропорционально квадрату длительности этих флуктуаций $w(D) \sim c/D^2$ (рис. 4, панель а).

2. Интенсивность флуктуаций (квадрат амплитуды) прямо пропорциональна их частоте $A^2(F) \sim c \times F$ (рис. 4, панель б).

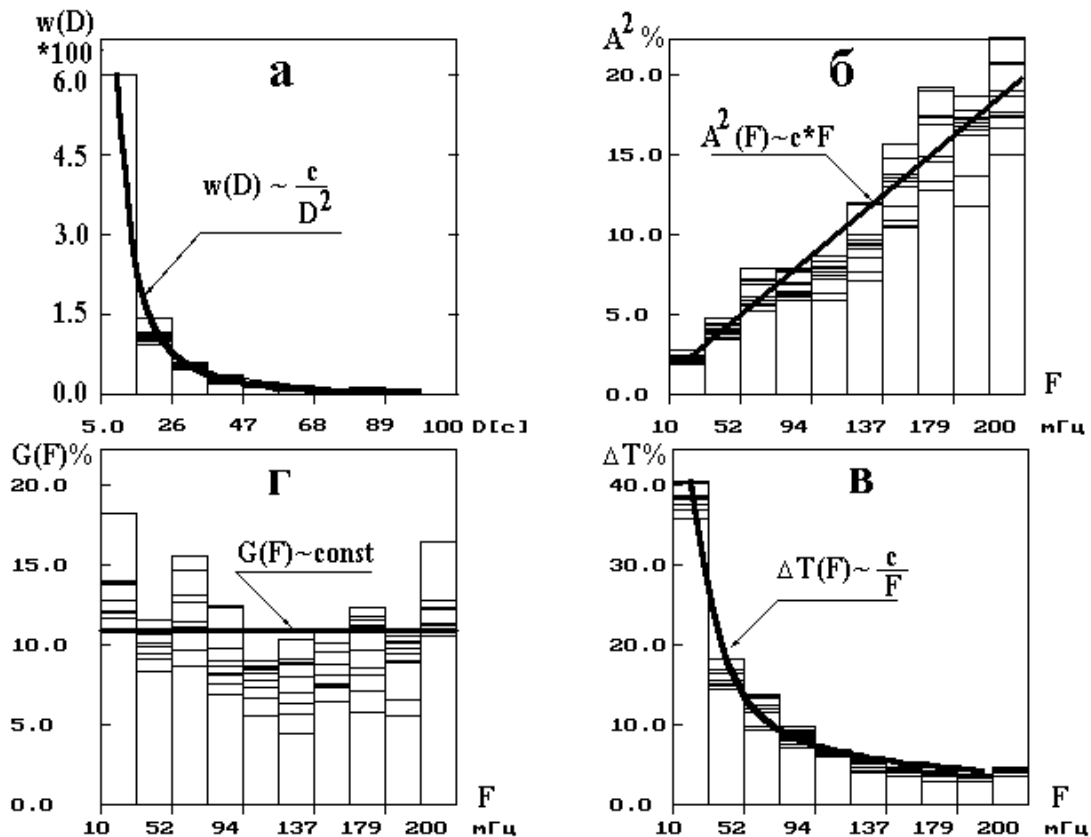


Рис. 4. Распределение длительности (панель а), интенсивности флуктуаций (панель б), продолжительности пакетов (панель в) и спектр мощности (панель г) сигнала, состоящего из коротких налагающихся элементарных импульсов

3. Продолжительность пакета флуктуаций, попадающих в диапазон частот $F + \Delta F$, обратно пропорциональна частоте F : $\Delta t(F) \sim c/F$ (рис. 4, панель г).

4. Спектр мощности флуктуаций плоский $G(F) \sim const$ (рис. 4, панель в).

Следовательно, если неизвестный исследуемый сигнал обладает перечисленными свойствами, то он может быть образован в результате наложения коротких импульсов. Например, гауссовский шум, созданный стандартной программой MathCad2001, дает подобное распределение длительности, продолжительности пакетов, изменения интенсивности флуктуаций и плоский спектр. Поэтому его можно рассматривать как предельный случай образования флуктуаций из дельта-импульсов.

Таким образом, анализ “дробового” шума подтвердил адекватность разработанных программ для исследования случайных сигналов, одним из которых является излучение ШБ. Совместное использование спектра и распределения длительности однозначно определяет, какими свойствами должен обладать механизм генерации исследуемого сигнала и позволяет оценить, какую часть времени наблюдений физический процесс затрачивает на излучение импульсов разной продолжительности и одинакова или различна их средняя амплитуда. Далее необходимо выяснить, какой из рассмотренных моделей соответствуют свойства реальных наблюдаемых ШБ.

3 Результаты наблюдений ШБ

Следующим шагом исследования является выяснение вопроса о том, какой модели из перечисленных выше соответствуют наблюдаемые характеристики солнечных шумовых бурь.

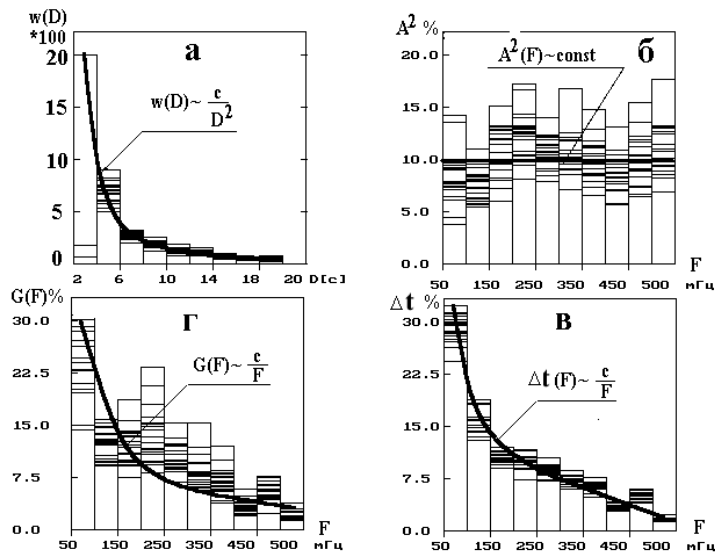


Рис. 5. Распределение длительности флуктуаций ШБ (панель *a*), их интенсивность (панель *б*), продолжительность пакетов флуктуаций (панель *в*) и спектр мощности 20-ти записей шумовых бурь на частотах 280 и 300 МГц (панель *з*)

Аппаратура. Наблюдения ШБ проводились на двухканальном радиотелескопе КрАО, настроенном на частоты 280 и 300 МГц. Регистрировался интегральный поток радиоизлучения от всего диска Солнца. Так как во многих случаях излучение ШБ значительно превышало излучение спокойного Солнца, то вариации потока во время ШБ фактически представляли собой результат излучения ее источника, а вклад остальной части диска и шумов аппаратуры был пренебрежимо мал. Частота отсчетов уровня сигнала каждого канала составляла 10 Гц. Для устранения фрагментации кратковременных интенсивных всплесков ШБ применялась логарифмическая шкала, обеспечивавшая динамический диапазон 30 дБ. Квантование сигнала производилось на ± 512 уровней, точность регистрации при постоянной времени 0.1 с составляла около 2–3 % потока невозмущенного Солнца.

Селекция наблюдений. Для анализа были отобраны 10 ШБ, происходивших в 2001–2002 годах и разделенных промежутком времени более месяца. Это давало основание полагать, что результаты относятся к различным ШБ, а не к одной и той же длительно существовавшей ШБ. Наличие синхронных записей на близких частотах 280 и 300 МГц позволяло сравнивать характеры ШБ на этих частотах. Запись разделялась по времени на два равных фрагмента, для каждого из которых вычислялось среднее значение и дисперсия. Если эти значения отличались не более, чем на величину статистических флуктуаций, то ШБ считалась стационарной на выбранном участке и запись принималась к обработке. Интервал стационарности был различным для каждой ШБ, поэтому отобранные записи оказались продолжительностью от 30 мин до 175 мин.

По результатам наблюдений этих 10-ти ШБ было установлено, что закон распределения длительности флуктуаций ШБ в диапазоне $0.2 < D < 400$ с описывается квадратичной гиперболой $W(D) \sim const/D^2$ (Юровский Ю.Ф. и Юровский Ю.Ю., 2007), а спектр ШБ в диапазоне частот $0.001 < F < 0.1$ Гц является гиперболическим $\bar{G}(F) \sim const/F$ (Юровский, 2003). Однако время действия (продолжительность пакетов) импульсов и их амплитуда в зависимости от параметра $F = 1/D$ в этих работах не исследовались. Поэтому приведем результаты вычисления этих параметров для тех же 10-ти ШБ.

Процедура разложения ШБ на импульсы выявила более 200000 импульсов, длительность которых была в диапазоне от 2 до 20 с (соответствующий диапазон частот 50–500 мГц). Этот диапазон разбивался на 10 равновеликих интервалов, внутри которых подсчитывалось среднее значение искомой величины. Для получения сравнимых оценок вычисленные характеристики разных ШБ были

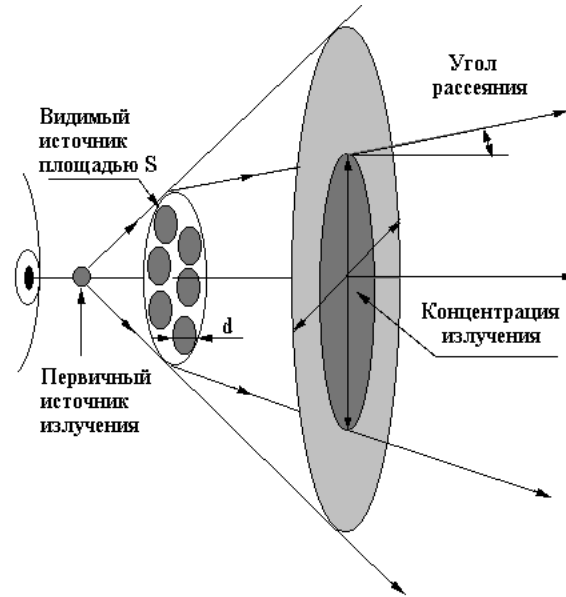


Рис. 6. Эскиз, поясняющий образование флуктуаций ШБ одинаковой интенсивности с квадратичным законом распределения длительности и гиперболическим спектром

приведены к одному масштабу, представлявшему собой выраженное в процентах отношение найденной в заданном диапазоне частот измеряемой величины к суммарной величине, определенной для всех событий, вошедших в график. Результаты вычислений показаны на рис. 5 в виде наложения графиков, полученных по записям всех исследованных ШБ. Сплошными линиями обозначены аппроксимирующие зависимости, вычисленные методом наименьших квадратов по усредненным данным каждого графика.

Как видно на графиках, ШБ обладают устойчивыми свойствами. Распределение длительности флуктуаций (рис. 5, панель *a*) аппроксимируется степенной функцией гиперболического типа: $w(D) = 2348 \times D^{-1.8}$. Функционально связанная с этим распределением зависимость продолжительности пакетов на каждой частоте F (рис. 5, панель *в*) описывается гиперболой $\Delta t(F) \sim 1.4 \times F^{-1.2}$. Распределение интенсивности флуктуаций (квадрат амплитуды) в среднем почти не зависит от частоты $A^2(F) = 10 - 0.14 \times F$. Спектр мощности флуктуаций близок к гиперболическому $G(F) = 1.5 \times F^{-1.17}$. Результаты аппроксимации отличаются от аналитически ожидаемых закономерностей модели 3 на 15–20 %. Учитывая шумовой характер исходных данных можно заключить, что это отклонение не является существенным.

Таким образом, эмпирические характеристики стационарных участков ШБ соответствуют механизму излучения, при котором интенсивность флуктуаций не зависит от их частоты $A^2(F) \sim const$, а продолжительность пакетов колебаний в полосе частот $F + \Delta F$ убывает с ростом частоты F по гиперболическому закону $\Delta t(F) \sim c/F$. Спектр мощности колебаний, определенный как произведение их интенсивности на время действия, получается гиперболическим $G(F) = A^2(F) \times \Delta t(F) \sim c/F$ и его характер совпадает со спектром ШБ, найденным путем стандартного Фурье-анализа записей.

4 Возможная природа происхождения шумовых бурь

Итак, эмпирические характеристики ШБ совпадают только с одним механизмом генерации, описываемом моделью 3. Основой этой модели служит предположение о том, что колебания интенсивности возникают в результате распространения радиоволн через неоднородную преломляющую среду, параметры которой меняются со временем из-за перемещения частиц среды в пространстве.

Существование рассеяния радиоволн в корональной плазме обнаружено давно (Виткевич, 1956) и используется для объяснения видимых размеров источников ШБ (Стейнберг и др., 1971). Однако влияние неизбежно возникающей при этом амплитудной модуляции сигнала на свойства спорадического радиоизлучения подробно не рассматривалось, хотя “мерцание” дискретных радиоисточников активно используется для изучения внешней короны.

Видимый источник рассеянного излучения представляет собой некоторую площадку, с поверхности которой лучи попадают в точку наблюдения в результате случайной рефракции (рис. 6). Максимальный угол рассеяния составляет около $\pm 12^\circ$ (Каробалос, Стейнберг, 1974). Излучение, выходящее из первичного источника, распространяется по всем направлениям, и в отсутствие на его пути неоднородностей в точку приема попадает, условно говоря, лишь один луч. Но если на пути волнового фронта встречаются неоднородности коэффициента преломления, то в точку приема может попасть несколько лучей, сумма которых будет превосходить интенсивность одного луча. Наблюдатель будет “видеть” не первичный источник, а его рассеянное изображение, занимающее некоторую площадь S . Энергия, падающая на эту площадку со стороны первичного источника, будет концентрироваться в более узкий телесный угол в направлении на наблюдателя и ее плотность возрастет. Этот эффект можно назвать спорадической фокусировкой излучения. Размеры и положение видимого источника в течение нескольких часов существенно не изменяются (Бужере, 1973), хотя в течение этого времени в точке приема регистрируются флуктуации разной длительности. На основании этого можно заключить, что яркостная температура видимого источника не зависит от длительности существования неоднородностей и, следовательно, $A(F) = const$. Независимость квадрата амплитуды флуктуаций от частоты (рис. 5, панель б) является существенной особенностью ШБ, отличающей их от процесса, образованного наложением коротких импульсов, при котором квадрат амплитуды линейно убывает при понижении частоты флуктуаций (рис. 5, панель б).

Из-за различия в длине пути, проходимого частицами, для образования протяженной неоднородности требуется больше времени, чем для образования маленькой. Поскольку каждая неоднородность создает некоторое повышение интенсивности, то количество максимумов, возникающих в течение фиксированного интервала времени, оказывается пропорционально отношению площади, занимаемой одной неоднородностью, к площади всего видимого источника. А так как длительность и размер неоднородности взаимосвязаны, то в результате количество максимумов становится обратно пропорционально квадрату их длительности. Например, если на площади видимого источника умещалось 4 неоднородности диаметром d , на образование которых требовалось время t , то при сокращении вдвое их размера до $d/2$ на их образование потребуется вдвое меньше времени, а количество увеличится до 16 (пропорционально изменившемуся отношению площадей). Следовательно, в случае реализации описываемого процесса распределение длительности должно описываться законом $w(D) \sim c/D^2$. При этом согласно выражению (3) продолжительность пакетов флуктуаций получается обратно пропорциональна частоте: $\Delta t(F) = w(D)/F^3 \sim c/F$. Именно такая гиперболическая зависимость получена по данным наблюдений ШБ.

Таким образом, модель 3, основанная на эффектах случайной рефракции радиоволн на неоднородностях корональной плазмы, удовлетворительно объясняет наблюдаемые свойства ШБ, выявленные путем совместного рассмотрения двух статистических параметров наблюдаемого радиоизлучения.

5 Выводы

1. По наблюдениям установлено, что распределение длительности всплесков ШБ описывается степенным законом $w(D) \sim c/D^2$, а спектр всплескового компонента гиперболический $G(F) \sim c/F$.
2. Разработан способ совместного использования этих двух взаимодополняющих характеристик исходного сигнала, который показал, что ШБ может быть следствием случайной рефракции радиоволн на неоднородностях турбулентной корональной плазмы.
3. Модуляция излучения волновыми процессами или неоднородностями пучка возбуждающих частиц, резонансные колебания “вмороженной” плазмы в магнитных арках активной области и рас-

пространенная гипотеза об образовании всплескового компонента ШБ из короткоживущих всплесков длительностью порядка секунды не подтверждаются результатами наблюдений, так как эти механизмы приводят к распределениям длительности и спектрам, отличающимся от наблюдаемых характеристик ШБ.

Литература

- Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. // Справочник по математике. М.: Наука. ГРФМЛ. 1986.
- Бужере (Bougeret J.L.) // *Astron. Astrophys.* 1973. V. 24. P. 53.
- Виткевич В.В. // *Астрон. журн.* 1956. Т. 33. №. 1. С. 62.
- Железняков В.В. // *Радиоизлучение Солнца и планет.* М.: Наука. 1964.
- Каробалос, Стейнберг (Caroubalos C., Steinberg J.L.) // *Astron. Astrophys.* 1974. V. 32. P. 245.
- Стейнберг и др. (Steinberg J.L., Auber-Giraud M., Leblanc Y., Boischot A.) // *Astron. Astrophys.* 1971. V. 10. P. 362.
- Тихонов В.И. *Статистическая радиотехника.* М.: Радио и связь. 1982.
- Элгарой (Elgaroy Q.) // *Solar Noise Storms.* Pergamon Press. 1977.
- Юровский Ю.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв.* 2003. Т. 99. С. 92.
- Юровский Ю.Ф., Юровский Ю.Ю. // *Кинематика и физика небесных тел.* 2007. Т. 23. №. 1. С. 40.