
**ОСОБЕННОСТИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ КРИВЫХ
СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА****FEATURES OF CORRELATION CURVES
OF THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH**

А.М. Уралов*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, uralov@iszf.irk.ru***С.В. Лесовой***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, svlesovoi@gmail.com***В.В. Гречнев***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, grechnev@iszf.irk.ru***М.В. Глоба***Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, globa@iszf.irk.ru***A.M. Uralov***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, uralov@iszf.irk.ru***S.V. Lesovoi***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, svlesovoi@gmail.com***V.V. Grechnev***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, grechnev@iszf.irk.ru***M.V. Globa***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, globa@iszf.irk.ru*

Аннотация. Корреляционные кривые многочастотного Сибирского радиогелиографа (СРГ) — чувствительный индикатор и наглядная форма мониторинга микроволновой жизни активного Солнца. В статье приводится вывод оценочных соотношений и кратко обсуждается вклад в корреляционный отклик радиогелиографа спокойного Солнца, активных областей, радиовсплесков, спутников и атмосферного поглощения. Оценки получены в предположении, что центры активности и спокойное Солнце являются однородными дисками разных размеров и яркости. Чувствительность корреляционных кривых к слабым источникам малых угловых размеров обусловлена их широким пространственным спектром. Широкий спектр означает появление заметного интерферометрического отклика у каждой пары антенн, поэтому суммарный отклик существенен. Корреляционные кривые позволяют оценить пространственные размеры источника радиовсплеска на разных частотах, но не позволяют рассчитать форму его радиоспектра. Изменчивость во времени содержания воды в атмосфере создает колебания величины принимаемого потока солнечного радиоизлучения. Корреляционный отклик в значительно меньшей степени подвержен влиянию данного фактора.

Ключевые слова: Солнце, микроволновое излучение, радиогелиограф, корреляции.

Abstract. Correlation curves of the multi-frequency Siberian Radioheliograph (SRH) provide a sensitive indication and demonstrative representation of monitoring the microwave life of the active Sun. We derive approximate relationships and briefly discuss the contribution of the quiet Sun, active regions, radio bursts, satellites, and atmospheric absorption to the radioheliograph's correlation response. The estimates are obtained under the assumption that the activity centers and the quiet Sun are homogeneous disks of different sizes and brightness. The sensitivity of the correlation curves to weak sources of small angular sizes is due to their wide spatial spectrum. The wide spectrum means that each pair of antennas produces a noticeable interferometric response, so the total response is significant. The correlation curves allow us to estimate spatial sizes of the radio burst source at different frequencies, but do not allow us to calculate the shape of its radio spectrum. Variability in the atmospheric water content over time creates fluctuations of the received solar radio flux. The correlation response is much less susceptible to this factor.

Keywords: Sun, microwave emission, radioheliograph, correlations.

ВВЕДЕНИЕ

В конце 2023 г. Сибирский радиогелиограф (СРГ) в полном объеме принят в эксплуатацию. СРГ состоит из трех многоэлементных интерферометров, регистрирующих микроволновое излучение Солнца [Алтынцев и др., 2020]. Один интерферометр работает в диапазоне 3–6 ГГц, второй — 6–12 ГГц, третий — 12–24 ГГц. Каждый интерферометр обеспечивает параллельный апертурный синтез (фурье-синтез) радиоизображений Солнца на 16 частотах, что дает

возможность получения на каждой частоте с интервалом 3.5 с пары солнечных снимков: в общей интенсивности (параметр Стокса I) и в круговой поляризации (параметр Стокса V).

Потенциальный поток информации от СРГ столь велик, что отбор интервалов для анализа проявлений солнечной активности (или, наоборот, спокойных периодов) едва ли возможен без наличия простого временного ряда какого-либо параметра, характеризующего уровень солнечного радиоизлучения.

Общепринятой количественной характеристикой уровня солнечной активности является интегральный поток мягкого рентгеновского излучения, регистрируемый американскими спутниками серии GOES и представляемый в реальном времени на сайте [https://www.swpc.noaa.gov/]. Однако при общей прямой статистической связи между интенсивностями мягкого рентгеновского излучения солнечной вспышки и связанного с ней микроволнового всплеска более интенсивному излучению в мягком рентгене может соответствовать более слабый микроволновый всплеск и наоборот [Fleishman et al., 2011]. Кроме того, по данным мягкого рентгена невозможно судить о текущем состоянии радиогелиографа. Поэтому нужен параметр, формируемый из данных самого СРГ.

Наиболее очевидная характеристика уровня солнечного микроволнового излучения — его интегральный поток, который получается суммированием сигналов от всех антенных элементов СРГ. Еще одна характеристика — корреляционный отклик СРГ, получаемый суммированием корреляционных откликов различных пар антенн радиогелиографа. Эволюция во времени корреляционного отклика СРГ представляется корреляционной кривой. Корреляционные кривые использовались на японском Радиогелиографе Нобеяма (Nobeyama Radioheliograph, NoRH [Nakajima et al., 1994]), работавшем с 1992 по 2020 г. В случае NoRH для формирования корреляционных кривых использовались достаточно длинные базы (8- и 16-кратные минимальному расстоянию между антеннами), поэтому соответствующие графики практически не содержали вклада спокойного солнечного диска, реагируя на вариации интенсивности только достаточно ярких и компактных источников.

Как показано в [Лесовой, Кобец, 2017], формирование корреляционных кривых с использованием всевозможных пар антенн радиогелиографа позволяет достичь чувствительности, многократно превышающей чувствительность, достигаемую при использовании интегрального потока. В этом случае существенным становится вклад в корреляционную кривую излучения радиоисточников практически всех пространственных масштабов и интенсивностей, включая спокойный солнечный диск и чрезвычайно слабые радиовсплески. По этой причине корреляционные кривые воспринимаются как микроволновые индикаторы активности Солнца более четкие и чувствительные, чем кривые изменения интегрального потока. С одной стороны, так оно и есть, и в этом нетрудно убедиться, просматривая сайт [https://badary.iszf.irk.ru/], где эти кривые представлены в реальном времени. С другой стороны, повседневное использование корреляционных кривых в мониторинге и предварительном анализе спектральных и временных характеристик микроволнового Солнца требует опыта и осторожности. Для ознакомления рядового пользователя с простейшими особенностями корреляционных кривых СРГ написана эта статья, которая, в свою очередь, является полезным дополнением к статьям [Лесовой, Кобец, 2017, 2018], содержащим формулировку и моделирование корреляционных кривых СРГ. Литературным источником используемых базовых сведений по ра-

диоастрономии выбраны монографии [Zheleznyakov, 1970; Томпсон и др., 2003].

1. ФОРМИРОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ОТКЛИКА СРГ

1.1. Справочная информация

Отклик радиогелиографа представляет собой комбинацию N пар откликов параболических антенн. Число этих пар равно $N=n(n-1)/2$ при использовании n антенн. Облучатель каждой антенны является преобразователем в электрический ток или напряжение V индукции электрического поля E собранной зеркалом антенны электромагнитной волны. Эти величины пропорциональны друг другу, но, опуская размерные коэффициенты такого преобразования, будем ставить между ними знак равенства. В двумерном случае для пары идентичных антенн 1 и 2 и при плоском фронте однородной по интенсивности падающей на обе антенны волны $V_1=E\cos(\omega t)$, $V_2=E\cos(\omega t+\varphi)$, где φ — набег фаз, равный в случае точечного источника $\varphi=2\pi B\sin\theta_0/\lambda$. Здесь B — расстояние между антеннами (база); $\theta_0=\theta_0(t)$ — зенитное расстояние, выраженное в радианах; ω — круговая частота принимаемого радиоизлучения; λ — длина его волны.

В радиоастрономии обычно работают с плотностью потока электромагнитной энергии — величиной, пропорциональной среднему по времени квадрату напряженности электрического поля радиоволны. Формальное сложение электрических сигналов от двух антенн, возведение в квадрат и усреднение по времени (угловые скобки) дает известный результат их интерференции

$$R = \langle (V_1 + V_2)^2 \rangle = \langle V_1^2 \rangle + \langle V_2^2 \rangle + 2\langle V_1 V_2 \rangle = E^2/2 + E^2/2 + E^2 \cos \varphi. \quad (1)$$

Слагаемые $\langle V_{1,2}^2 \rangle = E^2/2$ пропорциональны потокам излучения F , собираемым каждой из антенн и имеющим размерность мощности. Замена пропорциональности этих величин их равенством означает $E^2/2=F$. Интерференционный множитель $\langle V_1 V_2 \rangle$ — среднее по времени от произведения сигналов антенн — характеризует их ковариацию и является предметом дальнейшего интереса. Приборами, работающими на основе аддитивного соотношения (1), являются оптическая дифракционная решетка с линзой или решетка из антенн, соединенных волноводами, совокупность которых играет роль линзы. Таким прибором в свое время являлся Сибирский солнечный радиотелескоп последовательного апертурного синтеза. Принцип работы СРГ как системы параллельного апертурного синтеза иной, и прямого сложения электрических сигналов антенн не требуется. Тем не менее, при переходе от точечного к протяженному радиоисточнику и многоэлементному интерферометру оставим соотношение (1). Оно содержит всю информацию, необходимую для построения представленных на сайте [https://badary.iszf.irk.ru/] графи-

ков зависимости от времени интегрального радиопотока, радиоизображений активного Солнца и их взаимосвязи в виде корреляционных кривых.

Протяженный источник рассматривается как мозаика из малых (точечных) элементов с индексом j . Выражение для набег фазы на i -й паре антенн от каждого такого элемента перепишем в виде

$$\varphi_{ij} = 2\pi B_i \sin(\theta_0 + \Delta\theta_j) / \lambda = (2\pi B_i / \lambda) \times (\sin \theta_0 \cos \Delta\theta_j + \cos \theta_0 \sin \Delta\theta_j). \quad (2)$$

Здесь $\theta_0 = \theta_0(t)$ — зенитное расстояние избранного центра движущегося по небу радиоисточника (в нашем случае таким центром предполагается центр солнечного диска, положение которого рассчитывается); $\Delta\theta_j$ — угловое расстояние j -го элемента мозаики от центра радиоисточника. Вводя обозначения $\varphi_0 = 2\pi B_i \sin \theta_0 / \lambda$, $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_{ij} - \varphi_0$ и используя разложение по $\Delta\theta_j \ll 1$ с точностью до линейных членов, находим $\Delta\varphi_{ij} = (2\pi B_i \cos \theta_0 / \lambda) \Delta\theta_j$. Произведение $B_i \cos \theta_0$ — база антенной пары, видимая из центра радиоисточника. Соотношение (2) всего с одним направляющим углом соответствует учебной плоской картинке, когда антенная пара, точка зенита и радиоисточник лежат в одной плоскости.

Обобщение соотношения (2) на трехмерный случай в векторной форме таково:

$$\begin{aligned} \varphi_{ij} &= 2\pi (\vec{B}_i \vec{\theta}_j) / \lambda = \varphi_0 + \Delta\varphi_{ij}, \quad \vec{\theta}_j = \vec{\theta}_0 + \vec{\Delta\theta}_j, \\ \varphi_0 &= 2\pi (\vec{B}_i \vec{\theta}_0) / \lambda, \quad \Delta\varphi_{ij} = 2\pi (\vec{B}_i \vec{\Delta\theta}_j) / \lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\vec{\theta}_0$ и $\vec{\theta}_j$ — единичные векторы направлений на центр источника и его малый элемент с индексом j ; $\vec{\Delta\theta}_j$ — угловое расстояние между этими направлениями; $\vec{B}_i$ — вектор базы i -й пары антенн.

При наблюдении протяженного объекта формальное соотношение (1), справедливое для точечного источника, заменяется подобным соотношением для i -й пары антенн

$$\begin{aligned} R_i &= \left\langle \left(\sum_j V_1^j + \sum_{j'} V_2^{j'} \right)^2 \right\rangle = \\ &= \left\langle \sum_j (V_1^j)^2 \right\rangle + \left\langle \sum_j (V_2^j)^2 \right\rangle + 2 \left\langle \sum_j (V_1^j V_2^j) \right\rangle = \quad (4) \\ &= 2 \sum_j \frac{1}{2} E_j^2 + \sum_j E_j^2 \cos \varphi_{ij} = 2F + 2r_i. \end{aligned}$$

Здесь $F = \sum_j \frac{1}{2} E_j^2$ — интегральный поток излучения, принимаемый одной антенной; $r_i = \langle V_1 V_2 \rangle =$

$\left\langle \sum_j (V_1^j V_2^j) \right\rangle = \sum_j \frac{1}{2} E_j^2 \cos \varphi_{ij}$ — интерферометрический отклик или ковариация, получаемая для каждой пары антенн устройством, которое называется коррелятором. В выражении (4) опущены все слагаемые вида $\langle V_*^j V_*^{j'} \rangle$, где звездочки обозначают ком-

бинации из 1 и 2. Такие слагаемые обращаются в нуль при $j \neq j'$ (в противном случае задача апертурного синтеза нерешаема). Такое представление отклика i -й антенной пары на поток излучения протяженного объекта возможно только в рамках предположения о том, что все элементарные j -источники взаимно некогерентны. Предположение о взаимной некогерентности соответствует реальности. Совокупность независимых солнечных радиоисточников может работать как один когерентный источник, когда все они располагаются внутри размера первой зоны Френеля $a_{\text{Fr}} \simeq \sqrt{z\lambda}$, если смотреть со стороны наблюдателя, удаленного от Солнца на расстояние z . Размер a_{Fr} можно считать физическим определением точечного источника. Для частоты наблюдений 10 ГГц $a_{\text{Fr}} \simeq 70$ км, т. е. $\simeq 0.1''$, что на два порядка меньше углового разрешения, достижимого на СРГ. Такое предельное разрешение гипотетически достижимо при размерах интерферометра, сопоставимых с a_{Fr} , но в этом случае для самой длинной его базы нарушится используемое в апертурном синтезе приближение дальнего волнового поля — условная граница между ближней и дальней волновой зоной дотянется до Солнца.

Переход в выражениях для F и r_i (4) от суммирования по дискретно расположенным j -элементам к непрерывному интегрированию по всем направлениям $\vec{\theta}$ означает исчезновение индекса j и в соотношениях (3): $\vec{\theta}_j \rightarrow \vec{\theta}$, $\varphi_{ij} \rightarrow \varphi_i$. Для протяженного объекта значения F и r_i теперь определяются формулами

$$\begin{aligned} F &= \Delta v A \int_{\Omega} D(\nu, \vec{\theta}) I(\nu, \vec{\theta}) d\Omega \\ r_i &= \Delta v A \int_{\Omega} D(\nu, \vec{\theta}) I(\nu, \vec{\theta}) \cos \varphi_i d\Omega. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $d\Omega$ — элемент телесного угла, по которому ведется интегрирование; $I(\nu, \vec{\theta}) = \frac{k}{\lambda^2} T_b(\nu, \vec{\theta})$ — угловое распределение интенсивности падающего излучения [Вт/(м²·Гц·ср)] для одной моды круговой поляризации; $T_b(\nu, \vec{\theta})$ — соответствующее данной моде угловое распределение яркостной температуры; $D(\nu, \vec{\theta})$ — диаграмма направленности одиночной антенны по мощности (антенна сопровождает источник при его движении по небу); k — постоянная Больцмана; A — эффективная площадь антенны; Δv — полоса частот принимаемого канала. Верхний интеграл в (5) — спектральная плотность принимаемого одиночной антенной потока излучения. Подстановка в (5) соотношений (3) (индекс j опускаем) дает

$$\begin{aligned} r_i &= \Delta v A \int_{\Omega} D(\nu, \vec{\theta}) I(\nu, \vec{\theta}) \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi_i) d\Omega = \\ &= a_i \cos \varphi_0 + b_i \sin \varphi_0 = \sqrt{a_i^2 + b_i^2} \cos(\varphi_0 + \psi_i), \\ \psi_i &= \arctg(b_i / a_i); \quad (6) \\ a_i &= \Delta v A \int_{\Omega} D(\nu, \vec{\theta}) I(\nu, \vec{\theta}) \cos \Delta\varphi_i d\Omega, \\ b_i &= -\Delta v A \int_{\Omega} D(\nu, \vec{\theta}) I(\nu, \vec{\theta}) \sin \Delta\varphi_i d\Omega. \end{aligned}$$

В радиоинтерферометрии выражение (3) для дополнительного набег фазы $\Delta\varphi_i = 2\pi(\vec{B}_i \vec{\Delta\theta})/\lambda$ записывается в локальной системе координат, привязанной к центру радиоисточника θ_0 . В данной системе $\Delta\varphi_i$ эквивалентно φ_{ij} (3) при $\theta_0=0$. Тогда при условии $\sin \Delta\theta \approx \Delta\theta$ и в общепринятых обозначениях

$$\begin{aligned}\Delta\varphi_i &= (\vec{\kappa}_i \vec{\Delta\theta}) = 2\pi(u_i l + v_i m), \\ \vec{\kappa}_i &= 2\pi \vec{B}_i / \lambda = 2\pi(\vec{u}_i + \vec{v}_i), \\ \kappa_i &= 2\pi\sqrt{u_i^2 + v_i^2}.\end{aligned}$$

Здесь l, m — углы в радианах, отсчитываемые от центра источника вдоль направлений $\vec{u}_i$ и $\vec{v}_i$, где $u_i\lambda$ и $v_i\lambda$ — проекции видимой со стороны источника антенной базы на ортогональные оси, совпадающие в нашем случае с направлениями плеч СРГ.

В новых обозначениях соотношение (6) запишется в виде:

$$\begin{aligned}r_i &= r_{\cos} + r_{\sin} = a_i \cos(\vec{\kappa}_i \vec{\theta}_0) + b_i \sin(\vec{\kappa}_i \vec{\theta}_0), \\ a_i &= \Delta v A \int_{\Omega} D(v, \vec{\theta}) I(v, \vec{\theta}) \cos(\vec{\kappa}_i \vec{\Delta\theta}) d\Omega, \\ b_i &= \Delta v A \int_{\Omega} D(v, \vec{\theta}) I(v, \vec{\theta}) \sin(\vec{\kappa}_i \vec{\Delta\theta}) d\Omega.\end{aligned}\quad (7)$$

Коэффициенты a, b имеют вид коэффициентов ряда Фурье для пространственной гармоники с волновым вектором $\vec{\kappa}_i$ в угловом распределении функции $D(v, \vec{\theta}) I(v, \vec{\theta})$. Данная функция близка к истинному распределению интенсивности $I(v, \vec{\theta})$, поскольку ширина по половинной мощности главного лепестка диаграммы направленности одиночных антенн СРГ в 2–4 раза превышает угловой диаметр Солнца. Поэтому с известной точностью далее полагаем $D(v, \vec{\theta})=1$.

Соотношения (6) и (7) можно переписать, используя формализм комплексных величин:

$$\begin{aligned}r_i &= \langle V_1 V_2^* \rangle = r_{\cos} + i r_{\sin} = \\ &= a_i \cos(\vec{\kappa}_i \vec{\theta}_0) + i b_i \sin(\vec{\kappa}_i \vec{\theta}_0).\end{aligned}$$

В данном случае интерферометрический отклик r_i называется комплексной функцией видности или комплексной видностью протяженного радиоисточника данной антенной парой. Модуль функции видности $\sqrt{a_i^2 + b_i^2}$ имеет размерность потока излучения и равен амплитуде спектральной гармоники $\cos(\vec{\kappa}_i \vec{\theta}_0 + \psi_i)$ в угловом распределении интенсивности радиоисточника, положение центра которого перемещается по небу вместе с вектором $\vec{\theta}_0$.

В идеале совокупность комплексных видностей всех антенных пар СРГ представляет собой изображение небесного радиоисточника в интенсивности. Мгновенной интегральной характеристикой пространственного спектра и яркости этого изображе-

ния является точка корреляционной кривой СРГ $C(t)$. Однако при построении корреляционных кривых СРГ используются не сами видности, а модули родственных величин — комплексных коэффициентов корреляции сигналов C_i , получаемых каждой i -й парой антенн. Коэффициент корреляции удобен тем, что не имеет размерности и по определению равен $C_i = \langle V_1 V_2^* \rangle / \sqrt{\langle V_1^2 \rangle \langle V_2^2 \rangle} = r_i / F_i$. Последнее соотношение есть следствие используемой нами идеализации $\langle V_1^2 \rangle = \langle V_2^2 \rangle = F_i$, где F_i — поток излучения, принимаемый отдельной антенной. Антенные элементы и точность их наведения на Солнце также полагаются идентичными, а значение $F_i = F$ одинаковым.

Таким образом, корреляционная кривая СРГ представляет собой зависимость от времени суммы модулей коэффициентов корреляции C_i всех антенных пар

$$\begin{aligned}C(t, v) &= \frac{1}{N} \sum_i^N |C_i(t, v)| = \\ &= \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{|r_i|}{F_i} = \frac{1}{NF} \sum_i^N \sqrt{a_i^2 + b_i^2}.\end{aligned}\quad (8)$$

Иными словами $C(t, v)$ — нормированная сумма амплитуд (видностей $|r_i|$) N пространственных гармоник спектрального ряда. На перпендикулярной лучу зрения небесной плоскости этому ряду соответствует двумерная периодическая последовательность изображений Солнца в главных максимумах дифракционной диаграммы направленности СРГ, отстоящих друг от друга на углы, не превышающие $(u_{\min}^{-1}; v_{\min}^{-1})$ радиан.

1.2. Чувствительность корреляционных кривых к слабым событиям

Чувствительность корреляционных кривых $C(t, v)$ к слабым событиям не следует путать с чувствительностью радиогелиографа к потоку принимаемого излучения. Различие этих понятий видно на примере двух источников, потоки излучения которых равны, а угловые размеры существенно различаются. Корреляционный отклик радиогелиографа на излучение источника малых размеров существенно выше отклика на источник больших размеров. И наоборот, корреляционные отклики на оба источника могут быть сопоставимыми, когда поток излучения малого по размерам источника будет существенно меньше, чем поток излучения большого. В этом смысле и следует понимать чувствительность корреляционных кривых.

Эта чувствительность к слабым событиям малых угловых размеров определяется их видностями в (8) и проще иллюстрируется на примере гипотетического точечного радиоисточника, электромагнитную волну от которого можно считать плоской на масштабе гелиографа. В этом случае $C(t, v) = C_i(t, v) = 1$ и сумма $\sum_i^N |r_i|$ модулей видностей прямо пропорциональна числу антенных пар интерферометра и равна

$FN = \frac{n-1}{2}Fn$. С ростом числа антенн и при $n-1 \gg 1$ чувствительность корреляционных кривых $C(t, \nu)$ к слабым компактным радиоисточникам растет как Fn^2 , т. е. значительно быстрее, чем Fn — поток излучения, принимаемый всеми антеннами интерферометра. Это обстоятельство повторяет известное свойство эквидистантной дифракционной решетки, состоящей из n щелей: угловое перераспределение электромагнитного поля плоской волны, прошедшей решетку, таково, что в максимумах дифракционной картины интенсивность волны в n^2 раз выше, чем интенсивность от отдельной щели [Яворский, Детлаф, 1965].

Таким образом, чувствительность корреляционных кривых к слабым источникам малых угловых размеров $\delta\theta$ обусловлена их широким пространственным спектром $\Delta\kappa \sim 1/(\delta\theta)$. В интервал $\Delta\kappa$ попадает практически весь набор волновых чисел κ_i спектральных гармоник, каждая из которых соответствует i -й паре антенн. Таким образом, обеспечивается появление у каждой антенной пары радиогелиографа заметного интерферометрического отклика. Множество из N откликов формирует суммарный сигнал.

1.3. Оценка значений корреляционной кривой

Значения корреляционной кривой (8) определяются коэффициентами a и b , представляющими в выражении (7) видности $r_{\cos}$ и $r_{\sin}$ каждой антенной пары. Априори видности оценить невозможно, поскольку они зависят не только от интенсивности излучения спокойного солнечного диска, но и в значительной мере от взаимного расположения и размеров ярких форм радиоисточников, присутствующих на солнечном диске и над лимбом. Тем не менее, можно сделать оценки общего характера, упростив реальную картину. Первое упрощение состоит в замене радиоисточников разного размера дисками однородной интенсивности $I(\Omega) = I_s$. Второе упрощение состоит в условном размещении всех таких дисков в фазовом центре — центре солнечного диска. В этом случае $b=0$, $\psi=0$; в выражениях (6), (7) остается только четная косинусная составляющая функции видности, и тогда

$$C(t, \nu) \Rightarrow C_{\cos}(t, \nu) = \frac{1}{NF} \sum_i^N |a_i|. \quad (9)$$

Полезно заметить, что хотя $\sum_i^N |a_i|$ и $\sum_i^N \sqrt{a_i^2 + b_i^2}$ имеют размерность потока энергии, они не претендуют на роль энергетического инварианта, характеризующего суммарную излучательную способность спокойного Солнца и расположенных на нем радиоисточников. Такой инвариант не зависит от перестановки источников. Инвариантом является не сумма модулей амплитуд всех пространственных гармоник, как в (8) или в (9), а сумма квадратов их амплитуд.

После упрощений от (7) остается следующее выражение для коэффициента a_i круглого однородного источника радиусом θ_s :

$$\begin{aligned} a_i &= \Delta v A I_s \int_{\Omega} \cos(\vec{\kappa}_i \cdot \vec{\Delta\theta}) d\Omega = \\ &= \Delta v A I_s \int_0^{\theta_s} 4\sqrt{\theta_s^2 - (\Delta\theta)^2} \cos(\kappa_i \Delta\theta) d(\Delta\theta) = \\ &= F_s \frac{2J_1(x_i)}{x_i}; \\ x_i &= \kappa_i \theta_s, \kappa_i = 2\pi\sqrt{u_i^2 + v_i^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Последний интеграл в (10) — табличный ([Градштейн, Рыжик, 1971], с. 433). $F_s = \Delta v A I_s \Omega_s$ [Вт] — поток излучения от источника S , принимаемый одной антенной; $\Omega_s = \pi\theta_s^2$ — телесный угол источника, J_1 — функция Бесселя первого рода. Как следует из (10), видность каждой составляющей пространственного спектра источника целиком определяется только его размером и яркостью. Поток излучения активного Солнца складывается из потоков излучения источников трех пространственных масштабов: спокойного солнечного диска радиусом $\theta_s = \theta_{\odot}$, $F_s = F_{\odot}$; «спокойных» активных областей (АО, англ. AR), $\theta_s = \theta_{AR}$, $F_s = F_{AR}$; радиовсплесков, угловые размеры источников которых $\theta_s = \theta_{burst}$ порядка или заметно меньше углового размера θ_{beam} диаграммы направленности СРГ, $F_s = F_{burst}$. Для оценки значений точек на корреляционной кривой перепишем (9):

$$\begin{aligned} C &\Rightarrow C_{\cos} = C_{\odot} + C_{AR} + C_{burst}, \\ C_{\odot} &= \frac{F_{\odot}}{NF} \sum_i^N \left| \frac{2J_1(\kappa_i \theta_{\odot})}{\kappa_i \theta_{\odot}} \right|, \\ C_{AR} &= \frac{F_{AR}}{NF} \sum_i^N \left| \frac{2J_1(\kappa_i \theta_{AR})}{\kappa_i \theta_{AR}} \right|, \\ C_{burst} &= \frac{F_{burst}}{NF} \sum_i^N \left| \frac{2J_1(\kappa_i \theta_{burst})}{\kappa_i \theta_{burst}} \right|, \\ F &= F_{\odot} + F_{AR} + F_{burst}. \end{aligned} \quad (11)$$

Перед обсуждением относительного вклада этих источников в корреляционные кривые определим из множества баз $B_i = \lambda\kappa_i/(2\pi) = \lambda\sqrt{u_i^2 + v_i^2}$ среднюю

базу как $\bar{B} = \frac{1}{N} \sum_i^N B_i$. Практически все антенны

в плечах Т-образных интерферометров СРГ расположены эквидистантно с шагом $B_{\min}$. При этом из N пар антенных баз половина расположена в плечах интерферометра, вторая половина — перекрестные базы ортогональных плеч. Имея в виду грубую оценку $\bar{B}$, заменим Т-образный интерферометр линейным с шагом $B_{\min}$ и сохранением полного числа антенн n . В этом случае число эквивалентных антенных пар линейно уменьшается с ростом базы — от $(n-1)$ с базой $B_{\min}$ до 1 с максимальной базой $B_{\max} = (n-1)B_{\min}$. Нетрудно убедиться, что в этом случае для средней базы и среднего волнового числа $\bar{\kappa}$ получаются соотношения

$$\begin{aligned} \bar{B} &= \frac{1}{N} \sum_i^N B_i = \frac{n(n^2-1)}{6N} B_{\min} = \frac{(n+1)}{3} B_{\min}, \\ \frac{2\pi}{\bar{\kappa}} &= \frac{\lambda}{\bar{B}} \approx \frac{3\lambda}{nB_{\min}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для линейного интерферометра отношение $\frac{\lambda}{(n-1)B_{\min}} \approx \frac{\lambda}{nB_{\min}}$ равно угловому размеру диаграммы направленности θ_{beam} . При сохранении полного числа антенн n интерферометр, состоящий из двух ортогональных линейных, имеет почти в два раза большее значение $\theta_{\text{beam}} \approx \frac{\lambda}{(n/2)B_{\min}}$. Поэтому, возвращаясь к Т-образной форме СРГ, для $\bar{\kappa}$ имеем оценку

$$\frac{2\pi}{\bar{\kappa}} \approx 6\theta_{\text{beam}}, \quad \bar{\kappa} \approx \frac{1}{\theta_{\text{beam}}}. \quad (13)$$

Эти прикидки пригодятся для грубой оценки вклада в корреляционные кривые излучения спокойного Солнца и активных областей.

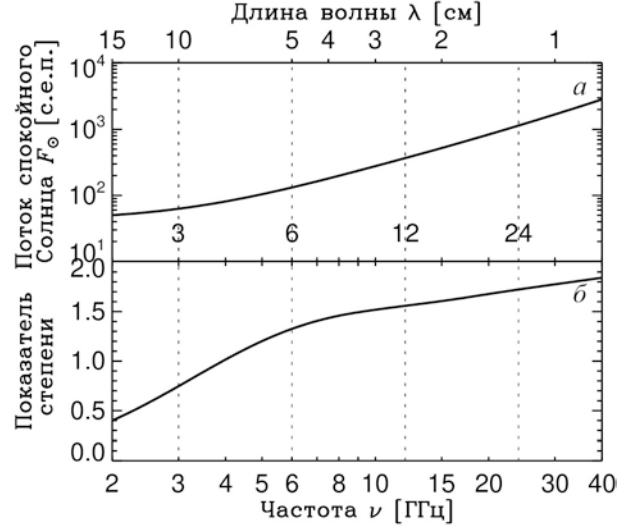
Таким образом, соотношения (11) являются основой аддитивной оценки значений корреляционных кривых активного Солнца. Центры активности и спокойное Солнце представлены однородными дисками разных размеров и яркости. Их взаимное расположение не учтено.

1.4. Отличие спектрального индекса потока излучения от измеренного по корреляционным кривым

Еще одно замечание касается осторожности в предварительной оценке спектрального индекса потока излучения источника S по корреляционным кривым $C(t, \nu)$. Такой соблазн присутствует на этапе предварительного анализа интегральных спектров слабых радиовсплесков. Как видно из (11), значение $C(t, \nu)$ определено произведением F_s/F и интерференционного множителя, содержащего функции Бесселя. Оба множителя зависят от частоты ν . Интерференционный множитель не искажает интегральный спектр источника излучения только при условии $\theta_s \propto 1/\nu$, что весьма приближенно соответствует реальности ($2\theta_s$ — угловой диаметр радиоисточника). Однако даже при выполнении этого условия искажение реального спектра значительно. Знаменатель первого множителя существенным образом содержит монотонный спектр спокойного Солнца $F_\odot$, приведенный на панели *a* рисунка. На панели *b* показано распределение спектрального индекса α в локальной аппроксимации $F_\odot \propto \nu^\alpha$ разных участков этого спектра. Спектры F_s гирорезонансных источников над пятнами и гиросинхротронных во всплесках сильно отличаются по этим показателям от $F_\odot$.

Сказанное поясняется примером слабого радиовсплеска $F_s = F_{\text{burst}} \ll F \approx F_\odot$, участок спектра которого — степенная функция $F_{\text{burst}} \propto \nu^\delta$. В этом случае $C_{\text{burst}}(\nu) \propto F_{\text{burst}}(\nu)/F_\odot(\nu) \propto \nu^{\delta-\alpha}$. Спектральный индекс $\delta-\alpha$, получающийся из корреляционных кривых, существенно отличается от истинного δ .

Таким образом, корреляционные кривые позволяют оценить спектральный диапазон радиовсплеска, но не форму его спектра.



Зависимость потока радиоизлучения спокойного Солнца от частоты. Использованы данные наблюдений [Borovik, 1994; Zirin et al., 1991]

2. СПЕЦИАЛЬНЫЕ СЛУЧАИ

2.1. Спокойное Солнце

В этом случае $F = F_\odot$ и согласно (11)

$$C_{\text{cos}} = C_\odot = \frac{1}{N} \sum_i^N \left| \frac{2J_1(\kappa_i \theta_\odot)}{\kappa_i \theta_\odot} \right|. \quad (14)$$

Использование всех составляющих пространственного спектра в расчете корреляционных кривых СРГ означает, что значения аргумента $\kappa_i \theta_\odot$ под знаком суммы могут принимать значения как ≤ 1 , так и $\gg 1$. Это обстоятельство осложняет анализ выражения (14). Спектральные составляющие, соответствующие самым коротким базам антенных пар, вносят наибольший индивидуальный вклад в $C_\odot$. Однако число таких низкочастотных составляющих существенно меньше, чем высокочастотных, индивидуальный вклад которых невелик. Первый грубый шаг качественной оценки «кто кого» — использование соотношения (13). Определяющим параметром оказывается отношение углового радиуса Солнца $\theta_\odot$ к длине волны средней пространственной гармоники $2\pi/\bar{\kappa}$, угловой размер которой примерно в шесть раз превышает диаграмму направленности СРГ θ_{beam} . Использование соотношения (13) в данном контексте соответствует равенству вкладов в $C_\odot$ всех баз, что справедливо лишь для точечного источника. Тем не менее, в силу условия $\bar{\kappa}\theta_\odot \gg 1$ разумно воспользоваться в (14) асимптотическим представлением функции Бесселя при $\kappa\theta_\odot \gg 1$. Данное представление позволяет сделать следующую оценку значений функции $C_\odot$:

$$C_\odot \geq \frac{1}{N} \sum_i^N \left| x_i^{-3/2} \cos\left(x_i + \frac{\pi}{4}\right) \right|, \quad (15)$$

$$x_i = \kappa_i \theta_\odot.$$

Отдавая предпочтение не точности численного значения $C_\odot$, а зависимости $C_\odot$ от длины волны λ при-

нимаемого радиоизлучения и углового разрешения СРГ θ_{beam} , заменим κ_i и $\left| \cos \left(x_i + \frac{\pi}{4} \right) \right|$ в (15) их средними значениями $\langle \kappa_i \rangle = \bar{\kappa}$ (13) и $\langle |\cos| \rangle = 2/\pi$, что, по-видимому, справедливо только при большом числе антенн:

$$C_{\odot} \geq \frac{2}{\pi} (\bar{\kappa} \theta_{\odot})^{-3/2} \approx 0.6 \left(\frac{\theta_{\text{beam}}}{\theta_{\odot}} \right)^{3/2} \propto \left(\frac{\lambda}{B} \right)^{3/2}. \quad (16)$$

Здесь мы пренебрегли зависимостью $\theta_{\odot}$ от λ . Значения $C_{\odot}$ определяются размером диаграммы направленности θ_{beam} , которая изменяется со временем года и в течение дня соответственно положению Солнца. Дневной ход определяет общую вогнутость графика $C(t, \nu) = C_{\odot}$ с минимумом в полдень и его плавные неоднородности, расположенные симметрично относительно полуденного минимума. Значение $C_{\odot} \propto \nu^{-3/2}$, поэтому, чем выше частота ν , тем ниже и гуще располагаются корреляционные кривые СРГ, соответствующие набору эквидистантных частот. Полагая в (16) $\theta_{\odot} = 900''$ и оценку минимальных значений $\theta_{\text{beam}}(\nu) \approx (3/\nu_{\text{ГГц}}) 32''$, находим

$$C_{\odot}(\nu) \geq 4 \cdot 10^{-3} (3/\nu_{\text{ГГц}})^{3/2}, \quad C_{\odot}(24_{\text{ГГц}}) \geq 1.8 \cdot 10^{-4}.$$

Присутствие на солнечном диске активных областей вносит существенные коррективы, определяемые их угловыми размерами и соотношением потоков $F_{\odot}$ и F_{AR} . Данное соотношение, в свою очередь, отражает различие показателей степени частотных спектров потоков микроволнового излучения АО и спокойного Солнца. Угловые размеры ярких гирорезонансных радиоисточников внутри АО также существенным образом зависят от частоты, чего нет в приближении однородного солнечного диска. Отмеченные обстоятельства повышают численное значение и изменяют взаимное расположение корреляционных кривых $C(t, \nu)$.

Таким образом, соотношения (15), (16) дают представление о величине и дневном тренде значений корреляционных кривых, когда Солнце спокойно и на нем нет активных областей.

2.2. Активные области

Квазистационарные источники в активных областях ответственны за медленно меняющийся S-компонент солнечного радиоизлучения [Zlotnik, 1968]. Микроволновое излучение АО в наибольшей степени определяется ее фотосферной магнитограммой, которая многомасштабна. Ее основной пространственный размер совпадает с характерным размером флоккульных площадок, которые существуют в хромосфере и нижней короне с момента выхода магнитного потока до исчезновения АО. Радиоизлучение флоккула определяет характерный размер микроволнового изображения АО в интенсивности. Внутри этого масштаба выделяются яркие и компактные гирорезонансные радиоисточники над солнечными пятнами. В интенсивности потоки излучения радиофлоккула и пятенных источников могут быть сопо-

ставимы. Поэтому модуль функции видности АО в простейшем варианте определяется суммой видностей источников двух разных пространственных масштабов. Тем не менее, начнем рассмотрение с подмены каждой АО некоей эффективной с одним пространственным масштабом.

В этом случае из выражения (11) следует $C = C_{\odot} + C_{\text{AR}}$. Формальное использование соотношения (16) с заменой $\theta_{\odot} \Rightarrow \theta_{\text{AR}}$ дает

$$C_{\text{AR}} \geq \frac{F_{\text{AR}}}{F} 0.6 \left(\frac{\theta_{\text{beam}}}{\theta_{\text{AR}}} \right)^{3/2} = \frac{F_{\text{AR}}}{F_{\odot} + F_{\text{AR}}} C_{\odot} \left(\frac{\theta_{\odot}}{\theta_{\text{AR}}} \right)^{3/2}. \quad (17)$$

Это соотношение справедливо как для одной АО, так и для произвольного числа АО, но в предположении, что все АО имеют одинаковые размеры θ_{AR} и эффективные яркостные температуры T_{b}^{AR} . Изменение числа АО или значения T_{b}^{AR} автоматически учитывается изменением F_{AR} .

В годы активного Солнца суммарные спектральные плотности потока излучения АО и спокойного Солнца сопоставимы в частотном диапазоне СРГ, так что для ориентировочных оценок положим $F_{\odot} \approx F_{\text{AR}}$. В этот период, как показывают наблюдения, значения C_{AR} в несколько раз превосходят значения $C_{\odot}$. Полагая в (17) $C_{\text{AR}}/C_{\odot} = m \sim 5$, получим весьма условную оценку размера эффективной АО $\theta_{\text{AR}}^{\text{eff}} \approx (2m)^{-2/3} \theta_{\odot} \sim \theta_{\odot}/5$. Активные области таких размеров существуют, но являются исключением из правил. Тем не менее, неравенство $\theta_{\text{AR}}^{\text{eff}} \gg \theta_{\text{beam}}$ оправдывает использование разложения при больших аргументах функции Бесселя в (11) для оценки, по крайней мере, радиофлоккульной составляющей C_{AR} . Значения $\theta_{\text{AR}}^{\text{eff}}$, превосходящие типичные размеры развитых АО, указывают на необходимость отдельного учета вклада в корреляционную кривую компактных радиоисточников над солнечными пятнами.

Таким образом, соотношения (17) показывают оценку вклада некомпактных $\theta_{\text{AR}} \gg \theta_{\text{beam}}$ солнечных активных областей в корреляционные кривые СРГ.

2.3. Компактный радиоисточник

Отклик интерферометра на компактный радиоисточник количественно близок к отклику на точечный источник, когда для всех антенных пар

$$x_i = \kappa_i \theta_s \ll 1 \quad \text{в (10)} \quad \frac{2J_1(x_i)}{x_i} = 1. \quad \text{Приближение точечного источника неплохо работает и при } x_i = 1, \text{ так как в этом случае } \frac{2J_1(x_i)}{x_i} = 0.88. \quad \text{Поскольку макси-}$$

мальному волновому числу пространственного спектра соответствует значение $\kappa_i \approx 2\pi/\theta_{\text{beam}}$, условием точечности источника для всех антенных пар является $2\pi\theta_s \leq \theta_{\text{beam}}$. Антенная пара с самой

длинной базой всего одна, а число антенных пар с наименьшими базами велико, поэтому при оценке реального вклада в корреляционную кривую компактных источников следует использовать среднее значение волнового числа (13) $\bar{\kappa} \approx 1/\theta_{\text{beam}}$. Тогда условием компактности источника $\bar{\kappa}\theta_s \leq 1$ становится известное и интуитивно понятное неравенство $\theta_s \leq \theta_{\text{beam}}$. При этом условии вклад компактного источника в корреляционные кривые главным образом определяется спектральным потоком F_s , который, в свою очередь, может быть функцией углового размера источника излучения:

$$C_s \approx \frac{F_s}{F}. \quad (18)$$

Таким образом, соотношение (18) дает оценку корреляционного отклика на радиоисточник размером $\theta_s \leq \theta_{\text{beam}}$. Это же соотношение с достаточной точностью следует из (17) при $\theta_s \simeq \theta_{\text{beam}}$, хотя (17) получено при условии $\theta_s \gg \theta_{\text{beam}}$. В этой связи отметим следующее обстоятельство. В стационарной ситуации практически невозможно как измерение F_s , так и обнаружение по корреляционным кривым $C(t, \nu)$ активных областей вместе с компактными радиоисточниками. Их присутствие на корреляционных кривых можно ощутить лишь 1) по отклонению суточного тренда спокойного Солнца от расчетного, поскольку у компактных источников такой тренд отсутствует, и 2) по уменьшению характерного для однородного солнечного диска эффекта сгущения корреляционных кривых СРГ с эквидистантным приростом частоты.

2.4. Радиовсплески и спутники

Наилучшим образом компактные источники проявляются в структуре нестационарных событий, к которым относятся радиовсплески и появление спутников в диаграмме направленности СРГ. В этом случае $F_s = F_{\text{burst}}$ и $C_s = C_{\text{burst}}$ (11). Здесь $F_{\text{burst}} = F - (F_{\odot} + F_{\text{AR}})$ — прирост радиопотока во всплеске, $F_{\odot} + F_{\text{AR}}$ — предвсплесковые значения радиопотока F ; $C_{\text{burst}} = C - (C_{\odot} + C_{\text{AR}})$ и $C_{\odot} + C_{\text{AR}}$ — предвсплесковые значения точек корреляционных кривых $C = C(t, \nu)$. В случае идеального точечного источника и при отсутствии инструментальных погрешностей $C_s F / F_s = 1$. Поэтому показателем компактности $\eta(\nu)$ источника микроволнового всплеска может служить произведение

$$\eta(\nu) = C_{\text{burst}} F / F_{\text{burst}} \approx \frac{2J_1(\theta_{\text{burst}} / \theta_{\text{beam}})}{(\theta_{\text{burst}} / \theta_{\text{beam}})}. \quad (19)$$

Чем ближе это соотношение к единице, тем компактнее радиоисточник. Значениям $\theta_{\text{burst}} / \theta_{\text{beam}} = 1, 2, 3$ соответствуют $\eta(\nu) \approx 0.88, 0.58, 0.23$.

Геостационарные спутники в отличие от далекого Солнца вращаются вместе с Землей. Антенны интерферометра следят за Солнцем. Поэтому иногда такие спутники пересекают диаграмму направленности одиночных антенн в составе СРГ. В этом случае ситуация подобна ситуации с радиовсплеском. Длительность такого радиовсплеска, его профиль

и амплитуда определены скоростью вращения Земли, сечением главного и боковых лепестков диаграммы направленности одиночной антенны и мощностью радиопередатчика на спутнике. Геостационарные спутники расположены на высоте 36 тыс. км от земной поверхности и, если бы они наблюдались в зените, это было бы их минимальным расстоянием до СРГ. Максимальная высота Солнца над СРГ 61° . Поэтому попадающие в диаграмму направленности СРГ геостационарные спутники находятся на удалении не менее 40 тыс. км. Являясь практически точечными радиоисточниками, такие спутники, наблюдаемые на частотах ≤ 17 ГГц, заведомо располагаются в дальней волновой зоне СРГ, условная граница которой $\simeq 2B_{\text{max}}^2 / \lambda$, где B_{max} — максимальная база интерферометра. По этим причинам для таких спутников должно выполняться равенство $\eta(\nu) = 1$, которое можно использовать как условие нормировки значений $\eta(\nu)$ солнечных радиовсплесков. Заметим, что для спутников, расположенных на средних и низких орбитах, приближение дальнего волнового поля СРГ не выполняется. Появляется несоответствие между полученными в этом приближении соотношениями (10), (11) и аппаратурно измеренными значениями корреляционного сигнала C_{burst} .

Таким образом, пространственную компактность источника радиовсплеска $\eta(\nu)$ (19) можно оценить без анализа двумерных изображений непосредственно из корреляционных кривых $C(t, \nu)$ и записей интегрального потока $F(t, \nu)$. Ожидаемый разброс значений этого параметра существенно меньше разброса значений остальных параметров, связанных с радиовсплеском, — радиопотока, рентгеновского и оптического балла вспышки.

2.5. Вторичные вариации $C(t, \nu)$ инструментального происхождения

Значения точек корреляционной кривой C в (11) являются функциями спектрального потока F , набора κ_i пространственных гармоник СРГ и угловых размеров источников излучения θ , так что $C = C(F, \theta, \kappa_i)$ (взаимное расположение и разнообразие форм радиоисточников не учтено). Все эти факторы, в свою очередь, являются функциями времени t и частоты ν . Нас интересует производная по времени сложной функции $C(t, \nu)$:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = C'_F \frac{\partial F}{\partial t} + C'_\theta \frac{\partial \theta}{\partial t} + \sum C'_{\kappa_i} \frac{\partial \kappa_i}{\partial t}, \quad (20)$$

где апостроф означает частную производную от $C = C(F, \theta, \kappa_i)$. Ситуация со спокойным Солнцем, когда первое и второе слагаемые в этом выражении обращаются в нуль, обсуждалась в 2.1. В этом случае естественен дневной тренд корреляционных кривых $C_{\odot}$ с минимумом в полдень. Однако на фоне плавного дневного тренда наблюдаются квазипериодические вариации, воспринимаемые как вариации

интенсивности потока излучения. Такие вторичные вариации имеют чисто инструментальное происхождение и обусловлены внутрендовыми вариациями диаграммы направленности СРГ при неизменных угловом размере и потоке излучения радиисточника [Лесовой, Кобец, 2018].

Во время короткого радиовсплеска можно пренебречь изменениями диаграммы направленности, полагая третье слагаемое в (20) равным нулю. Если размеры и форма источника всплеска постоянны, вариация $\delta C \propto \delta F$ всплеска целиком обусловлена вариацией его яркостной температуры. В ходе радиовсплеска нередко появление новых центров излучения или быстрый рост эффективного размера одиночного радиисточника — быстро удлиняющейся аркады вспышечных петель. Изменение размера можно учесть предполагаемой связью $F = F(\theta)$. Однако неучтенным останется вклад в $C(t, \nu)$ второго слагаемого в (20).

Суть эффекта переменного углового размера известна из примера с интерферометром из пары антенн. Видность радиисточника одной антенной парой определяется всего одним слагаемым под знаком суммы в (11). Рост θ означает квазипериодическое уменьшение видности, особенно заметное при соизмеримых угловых размерах источника и пространственной гармоник. Радиогелиограф состоит из набора разномасштабных интерферометров, суммарное действие которых ретуширует вклад такого эффекта в корреляционную кривую. Сразу заметим, что этот вклад практически неощутим при использовании всех антенных баз СРГ. Однако при выборочном использовании для построения корреляционных кривых, например только корреляций высокочастотных пространственных гармоник, такой вклад может привести к ложным пульсациям C_{burst} с быстрым частотным дрейфом.

Таким образом, квазипериодические вариации корреляционного отклика $C(t, \nu)$, не имеющие аналога на кривых интегрального потока $F(t, \nu)$, имеют инструментальное происхождение.

2.6. Атмосферное поглощение и корреляционный отклик

Опыт наблюдений показал, что интенсивные осадки и плотные дождевые облака вызывают существенное ослабление потока $F(\nu)$ принимаемого солнечного излучения практически во всем диапазоне частот СРГ. Ослабление обусловлено поглощением и рассеянием микроволнового излучения парами и капельками воды ([Альперт и др., 1953], [Степаненко и др., 1987]). Фактор поглощения микроволнового излучения в земной атмосфере существенно превышает фактор рассеяния, поэтому достаточно говорить только о поглощении. Один из максимумов молекулярного поглощения приходится на частоту 22 ГГц. Примерно на этой частоте максимальны понижения потока, обнаружимые на СРГ в дождливую погоду. По этой причине в дождливые, снежные и пасмурные дни измерения спектральных потоков солнечного излучения грешат ошибками, иногда весьма большими.

В свою очередь, корреляционный отклик в гораздо меньшей степени подвержен влиянию атмосферного поглощения, как, впрочем, и иным факторам несолнечного происхождения. В идеализированной ситуации отсутствия собственных шумов приемной системы радиогелиографа такого влияния просто нет. Это утверждение следует из соотношений (11). Факторы поглощения и рассеяния в равной мере уменьшают значения потоков излучения F , $F_{\odot}$, F_{AR} , F_{burst} , стоящих в числителе и знаменателе этих соотношений, и поэтому влияние вариаций поглощения на корреляционный отклик компенсируется. В реальной ситуации степень влияния на корреляционный отклик внешних факторов зависит от соотношения сигнал/шум ([Лесовой, Кобец, 2017]) и особенно сильно проявляется в условиях выпадения осадков, вплоть до исчезновения отклика СРГ на регистрируемый поток и его корреляционного отклика.

Таким образом, ослабление потока $F(t, \nu)$ солнечного радиоизлучения, обусловленное поглощением в атмосфере, оказывает существенное влияние на корреляционный отклик $C(t, \nu)$ только в относительно редких случаях выпадения интенсивных осадков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное значение каждой точки на корреляционной кривой $C(t, \nu)$ пропорционально сумме амплитуд функций видности r всех антенных пар Сибирского радиогелиографа. По этой причине информационный потенциал кривых $C(t, \nu)$ занимает промежуточное положение между кривыми интегрального потока излучения $F(t, \nu)$ и последовательностью двумерных изображений активного Солнца. Зависимость корреляционных кривых от величин интегрального потока, взаимного расположения, угловых размеров и яркости индивидуальных радиисточников имеет свои плюсы и минусы.

Учет угловых размеров источников излучения является причиной перераспределения корреляционного отклика в пользу источников, компактных относительно диаграммы направленности $\theta_{beam}(t, \nu)$. По этой же причине уменьшается вклад протяженных источников. Такое перераспределение определяет 1) высокую чувствительность корреляционных кривых к слабым и достаточно компактным источникам; 2) быстрое уменьшение с ростом частоты корреляционного отклика СРГ на спокойное Солнце.

Отмеченные обстоятельства, а также нормировочное деление амплитуд функций видности на интегральный поток в выражениях (8) и (11) препятствуют корректной оценке по корреляционным кривым спектральных характеристик радиовсплеска. Вариации $\theta_{beam}(t, \nu)$ в интервале наблюдений (день, год) определяют вариации и тренд значений $C(t, \nu)$, которые не имеют отношения к процессам на Солнце.

Соотношения (11) можно использовать для оценки вклада в корреляционные кривые СРГ солнечного диска, активных областей и радиовсплесков. Представляет интерес параметр пространственной компактности источника радиовсплеска $\eta(\nu)$ (19), который несложно оценить по корреляционным кривым

$C(t, \nu)$ и кривым интегрального потока $F(t, \nu)$ без анализа двумерных изображений. Максимальным значениям этого параметра соответствуют геостационарные спутники.

Погодные вариации содержания воды в атмосфере могут вызывать существенные вариации потока солнечного радиоизлучения $F(t, \nu)$. Корреляционный отклик $C(t, \nu)$ в значительно меньшей степени подвержен влиянию погодных факторов.

Авторы весьма признательны рецензентам, замечания и предложения которых повысили качество статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. СРГ является Уникальной научной установкой «Радиогелиограф» [<https://ckp-rf.ru/catalog/usu/4138190/>].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Многоволновый Сибирский радиогелиограф. *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 2. С. 37–50. DOI: [10.12737/szf-62202003](https://doi.org/10.12737/szf-62202003) // Altyntsev A.T., Lesovoi S.V., Globa M.V., Gubin A.V., Kochanov A.A., Grechnev V.V., Ivanov E.F., et al. Multiwave Siberian Radioheliograph. *Solar-Terrestrial Physics*. 2020, vol. 6, iss. 2, pp. 30–40. DOI: [10.12737/stp62202003](https://doi.org/10.12737/stp62202003).

Альперт Я.Л., Гинзбург В.Л., Фейнберг Е.Л. *Распространение радиоволн*. М.: ГИТТЛ, 1953. 884 с.

Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*. М.: Наука, 1971. 1108 с.

Лесовой С.В., Кобец В.С. Корреляционные кривые Сибирского радиогелиографа. *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 17–21. DOI: [10.12737/23588](https://doi.org/10.12737/23588) // Lesovoi S.V., Kobets V.S. Correlation plots of the Siberian Radioheliograph. *Solar-Terrestrial Physics*. 2017. Vol. 3, iss. 1. P. 19–25. DOI: [10.12737/article_58f96eeb8fa318.06122835](https://doi.org/10.12737/article_58f96eeb8fa318.06122835).

Лесовой С.В., Кобец В.С. Модель отклика Сибирского радиогелиографа на спокойное Солнце. *Солнечно-земная физика*. 2018. Т. 4, № 4. С. 106–113. DOI: [10.12737/szf-44201811](https://doi.org/10.12737/szf-44201811) // Lesovoi S.V., Kobets V.S. Simulating Siberian Radioheliograph response to the quiet Sun. *Solar-Terrestrial*

Physics. 2018. Vol. 4, iss. 4. P. 82–87. DOI: [10.12737/stp-44201811](https://doi.org/10.12737/stp-44201811).

Степаненко В.Д., Щукин Г.Г., Бобылев Л.П., Матросов С.Ю. *Радиотеплокация в метеорологии*. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 280 с.

Томпсон А.Р., Моран Дж.М., Свенсон Дж.У. *Интерферометрия и синтез в радиоастрономии*. М.: Физматлит, 2003. 624 с.

Яворский Б.М., Детлаф А.А. *Справочник по физике для инженеров и студентов вузов*. М.: Наука, 1965. 850 с.

Borovik V.N. Quiet sun from multifrequency radio observations on RATAN-600. *Adv. Solar Phys.* 1994. Vol. 432. P. 185–190.

Fleishman G., Kontar E., Nita G., Gary D. *Cold, Tenuous Solar Flare: Acceleration Without Heating*. *Astrophys. J. Lett.* 2011. Vol. 731, no. 1. P. L19. DOI: [10.1088/2041-8205/731/1/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/731/1/L19).

Nakajima H., Nishio M., Enome S., et al. The Nobeyama radioheliograph. *IEEE Proc.* 1994. Vol. 82. P. 705–713.

Zheleznyakov V.V. Radio emission of the sun and planets. International Series of Monographs in Natural Philosophy, Oxford: Pergamon Press, 1970.

Zirin H., Baumert B.M., Hurford G.J. The microwave brightness temperature spectrum of the quiet Sun. *Astrophys. J.* 1991. Vol. 370. P. 779. DOI: [10.1086/169861](https://doi.org/10.1086/169861).

Zlotnik E.Ya. Theory of the Slowly Changing Component of Solar Radio Emission. I. *Soviet Astronomy*, 1968. Vol. 12. P. 245.

URL: <https://www.swpc.noaa.gov/> (дата обращения 12 августа 2024 г.).

URL: <https://badary.iszf.irk.ru/> (дата обращения 12 августа 2024 г.).

URL: <https://ckp-rf.ru/catalog/usu/4138190/> (дата обращения 12 августа 2024 г.).

Как цитировать эту статью:

Уралов А.М., Лесовой С.В., Гречнев В.В., Глоба М.В. Особенности корреляционных кривых Сибирского радиогелиографа. *Солнечно-земная физика*. 2025. Т. 11, № 1. С. 88–97. DOI: [10.12737/szf-111202510](https://doi.org/10.12737/szf-111202510).