

---

---

## МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ФИТИРОВАНИЯ ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА MICROWAVE DIAGNOSTICS OF FLARE PLASMA BY THE DIRECT FITTING METHOD BASED ON DATA FROM THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH

---

---

**Д.А. Смирнов**

*Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия, dmitriy.smirnov@unn.ru  
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория  
РАН,  
Санкт-Петербург, Россия*

**В.Ф. Мельников**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория  
РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, v.melnikov@gaoran.ru*

**D.A. Smirnov**

*N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
Nizhny Novgorod, Russia, dmitriy.smirnov@unn.ru  
Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS,  
St. Petersburg, Russia*

**V.F. Melnikov**

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS,  
St. Petersburg, Russia, v.melnikov@gaoran.ru*

**Аннотация.** В настоящей работе проведен анализ изображений и частотного спектра излучения в максимуме яркости радиоисточников во вспышках 20 января 2022 и 16 июля 2023 г., зарегистрированных Сибирским радиогелиографом в диапазонах 3–6 ГГц и 6–12 ГГц. Полученные данные о спектре использовались для радиодиагностики напряженности и ориентации магнитного поля, плотности плазмы и параметров ускоренных частиц в радиоисточнике. Радииодиагностика проводилась методом, основанным на минимизации функционала, содержащего интенсивности теоретически рассчитываемых и наблюдаемых частотных спектров левополяризованного и правополяризованного излучения. Поскольку форма такого многомерного функционала довольно сложна и минимизировать его стандартными подходами не представляется возможным, использовался генетический метод минимизации. В результате проведенной радиодиагностики определены особенности динамики напряженности и ориентации магнитного поля, а также концентрации и показателя энергетического спектра нетепловых электронов в области максимальной яркости радиоисточника. Установлено, что на фазе роста основных пиков излучения магнитное поле уменьшается, а на фазе спада, наоборот, увеличивается. Скорость этих изменений варьирует от нескольких единиц до 11 Гс/с для вспышки 20 января 2022 г. и составляет около 1 Гс/с для вспышки 16 июля 2023 г.

**Ключевые слова:** солнечные вспышки, радиогелиограф, радиодиагностика, магнитное поле.

**Abstract.** In this paper, we analyze images and the frequency spectrum of microwave emission in the maximum of brightness distribution in the January 20, 2022 and July 16, 2023 flares recorded by the Siberian Radioheliograph in the 3–6 GHz and 6–12 GHz ranges. We use the obtained spectrum data for radio diagnostics of magnetic field strength and orientation, plasma density, and parameters of accelerated particles in a radio source. The radio diagnostics is carried out by a method based on minimizing the functional containing the intensities of theoretically calculated and observed frequency spectra of left-polarized and right-polarized emission. Since the form of such a multidimensional functional is quite complex, and it is not possible to minimize it by standard approaches, we employ a genetic minimization method. The radio diagnostics allows us to determine features of the dynamics of the magnetic field intensity and orientation, as well as the density and the energy spectral index of non-thermal electrons in the region of maximum brightness of the radio source. We have found that during the growth phase of the main radiation peaks the magnetic field decreases, whereas during the decay phase, on the contrary, it increases. The rate of these changes varies from a few G/s to 11 G/s for the January 20, 2022 flare and is about 1 G/s for the July 16, 2023 flare.

**Keywords:** solar flares, radioheliograph, radio diagnostics, magnetic field.

---

---

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие методов радиодиагностики солнечных вспышек стало чрезвычайно актуальной темой в последнее время. Особенно важной является возможность получения с помощью этих методов детальной информации о корональном магнитном поле и электронах умеренно релятивистских энергий, что недости-

жимо в других областях электромагнитного спектра. Задача измерения динамики магнитного поля в корональных радиоисточниках, в частности, скорости изменения его напряженности, имеет прямое отношение к скорости диссипации свободной магнитной энергии во время вспышки, а следовательно, к механизму энерговыделения и ускорения частиц во вспышках.

Для решения этой задачи используется метод определения параметров плазмы вспышечных петель, основанный на развитой теории гиротронного (ГТ) излучения [Fleishman, Melnikov, 2003] и создании быстрых компьютерных кодов [Fleishman, Kuznetsov, 2010]. Этот метод радиодиагностики позволяет фитировать расчетные и наблюдаемые спектры излучения и, таким образом, получать данные о напряженности и ориентации магнитного поля, плотности плазмы и параметрах потоков энергичных электронов в радиисточнике. Метод был предложен и исследован на модельных источниках в [Fleishman et al., 2009; Gary et al., 2013]. В [Morgachev et al., 2014] метод был применен к анализу конкретной вспышки 19.07.2012, зарегистрированной на радиогелиографе Нобейма (NoRH). В результате анализа были восстановлены параметры плазмы и магнитного поля внутри вспышечной петли, а также установлен факт продольной питч-угловой анизотропии излучающих высокоэнергичных электронов. Применение метода к солнечной вспышке 10.09.2017, зарегистрированной на интерферометре-спектрометре EOVSA [Fleishman et al., 2020, 2022], выявило неожиданно большую скорость уменьшения магнитного поля в области наиболее яркого микроволнового источника излучения. Это позволило авторам сделать заключение о высокой скорости диссипации магнитной энергии, способной привести к возникновению супердрейсеровского электрического поля и к очень эффективному нагреву плазмы и ускорению частиц. Интересно отметить, что прямо противоположная динамика напряженности поля, а именно, его рост в верхней части петли, предсказывается известной моделью ускорения электронов [Somov, Kosugi, 1997; Vogachev, Somov, 2005] бетатронным механизмом в результате коллапса силовых линий, пересоединившихся в токовом слое.

К сожалению, такого рода радиодиагностика проведена для слишком малого числа вспышек (авторам известны только два опубликованных события). Необходимы новые наблюдения и соответствующая диагностика других вспышек. В последнее время для этого открываются новые перспективы. Они связаны, прежде всего, с созданием многочастотных радиогелиографов, которые приходят на смену NoRH, до 2019 г. проводившему пространственно-разрешенные наблюдения вспышек на частотах 17 и 34 ГГц. К настоящему времени начаты наблюдения на Сибирском многочастотном радиогелиографе (СРГ, 3–6, 6–12, 12–24 ГГц) [Алтынцев и др., 2020] и Китайском спектрогелиографе (MUSER, 0.4–2, 2–15 ГГц) [Yan et al., 2021]. Ведутся регулярные наблюдения на 13-элементном американском солнечном интерферометре-спектрометре EOVSA (1–18 ГГц) [Gary et al., 2018].

Целью данной работы является микроволновая диагностика вспышечной плазмы методом фитирования по данным СРГ о вспышках 20 января 2022 г. и 16 июля 2023 г. В разделе 1 описан алгоритм восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц. В разделе 2 метод применен к диагностике параметров модельного радиисточника. В разделах 3–5 проводится анализ данных наблюдений СРГ и восстановление параметров в радиисточниках

вспышек 20 января 2022 г. и 16 июля 2023 г. В заключении приводится сводка полученных результатов и обсуждаются возможные причины обнаруженных значительных вариаций магнитного поля в области максимальной яркости радиисточников.

## 1. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ

Разработанный алгоритм проведения радиодиагностики заключается в подгонке рассчитываемых с помощью FastGS Codes [Fleishman, Kuznetsov, 2010] значений интенсивностей ГТ-излучения к наблюдаемым значениям на наборе частот, на которых имеются данные наблюдений.

Математически задачу можно описать как минимизацию функционала, записываемого следующим образом:

$$K = \sum_{i=1}^n \left| \left( I_L^i(x_1, x_2, \dots, x_n) + I_R^i(x_1, x_2, \dots, x_n) \right) j - \left( I_{L_{\text{obs}}}^i + I_{R_{\text{obs}}}^i \right) j \right|, \quad (1)$$

где  $I_L$  и  $I_R$  — интенсивности левополяризованного и правополяризованного теоретически рассчитываемого излучения;  $I_{L_{\text{obs}}}$  и  $I_{R_{\text{obs}}}$  — интенсивности левополяризованного и правополяризованного наблюдаемого в источнике излучения;  $x_1, x_2, \dots, x_n$  — значения параметров среды внутри радиисточника.

Поскольку подобный функционал, особенно при большом количестве параметров  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , имеет очень сложную форму и применить для его минимизации стандартные методы не представляется возможным, мы использовали концепцию генетического алгоритма минимизации, предложенную в [Morgachev et al., 2014], однако сам алгоритм был несколько видоизменен. Опишем этот алгоритм по шагам.

Сначала производится генерация указанного количества точек (наборов параметров плазмы внутри источника) в некоторой области многомерного пространства параметров. Область выбирается исходя из оценок параметров, полученных первичной ручной подгонкой. Генерация проводится случайным образом по нормальному или логнормальному распределениям. Использование логнормального распределения необходимо для получения однородного заполнения у параметров, имеющих большой диапазон возможных значений (несколько порядков).

Затем в соответствие каждому набору параметров рассчитываются значения интенсивностей излучения на разных частотах, а также значения функционалов. Выбирается некоторое количество точек с наименьшим значением функционала, и дальнейшая генерация происходит вокруг них случайно по нормальному распределению с шириной, зависящей от расстояния до ближайших точек с наименьшим функционалом в пространстве параметров. Описать математически плотность вероятности данного распределения можно следующим образом:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(rC)^2} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2(rC)^2}\right),$$

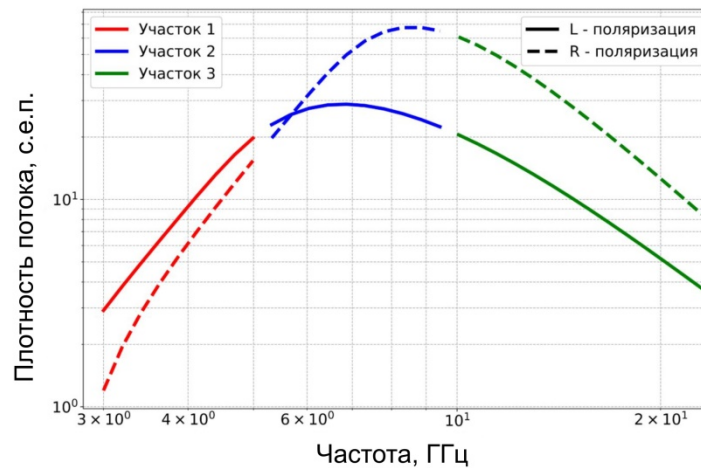


Рис. 1. Разделение частотного спектра на участки для проведения исследования модельных источников

где  $\mu$  — координаты выбранной точки;  $r$  — усредненное расстояние до ближайших выбранных точек;  $C$  — задаваемый коэффициент;  $rC$  имеет смысл стандартного отклонения  $\sigma$ . Данный процесс отбора и генерации повторяется до тех пор, пока значение функционала не перестанет снижаться. Отметим, что это может быть связано с нахождением как истинного решения и наименьшего значения расчетной функции, так и максимально правильного решения в рамках существующих погрешностей измерений наблюдаемого частотного спектра радиоизлучения.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛЬНОГО ИСТОЧНИКА

Наблюдения на СРГ не всегда перекрывают весь частотный диапазон вокруг частоты спектрального максимума  $f_{\text{peak}}$  от низких ( $f < f_{\text{peak}}$ ) до высоких ( $f > f_{\text{peak}}$ ) частот. Бывает, что он ограничен некоторым относительно узким участком. Поэтому для проверки возможности восстановления параметров магнитного поля, плазмы и энергичных электронов внутри радиоисточника на основе данных о частотном спектре в ограниченном диапазоне частот был проведен анализ двух модельных радиоисточников с разными заданными параметрами (табл. 1) для следующих характерных случаев (рис. 1). В первом восстановлении велось на основе данных только в диапазоне спектра до  $f_{\text{peak}}$  (участок 1). Обычно в этом диапазоне доминирует самопоглощение или эффект Разина [Разин, 1960; Kuznetsov, Melnikov 2012]. Во втором случае диапазон включает также область в окрестности  $f_{\text{peak}}$ , где источник уже частично оптически тонкий (участки 1, 2). В третьем случае рассматривается диапазон, включающий область вблизи  $f_{\text{peak}}$  и область спектра, где источник оптически тонкий (участки 2, 3). В четвертом — только диапазон  $f > f_{\text{peak}}$  (участок 3). В пятом — все диапазоны (участки 1, 2, 3).

При проведении восстановления по модельным источникам считалось, что радиогелиограф имеет достаточно высокое угловое разрешение и радиоисточник разрешается на всех частотах. Более того, мы предполагали, что в пределах диаграммы направленности он однороден по всем своим параметрам

(напряженность и ориентация магнитного поля, плотность плазмы, энергетический спектр нетепловых электронов, и т. д.). Это упрощенный подход, но он позволяет выяснить некоторые особенности.

Были выбраны следующие условия. Распределение энергичных электронов по pitch-углу изотропное. Энергетический спектр электронов задавался с изломом на энергии  $E_{\text{break}}$ , т. е. состоял из двух частей ( $E < E_{\text{break}}$ ,  $E > E_{\text{break}}$ ), где как высокоэнергичная, так и низкоэнергичная части описывались степенными законами с разными показателями спектра  $\delta_1$  и  $\delta_2$ . Минимальный и максимальный пределы в энергетических распределениях электронов  $E_{\text{min}}$  и  $E_{\text{max}}$  составляют 30 кэВ и 10 МэВ соответственно. Граница конуса потерь задана равной  $10^\circ$ .

Анализируемые однородные участки модельных источников имели одинаковую глубину  $D = 3 \cdot 10^8$  см, площадь  $S = 2.76 \cdot 10^{17}$  см<sup>2</sup>, концентрацию нетепловых электронов  $n_b(E > 0.1 \text{ МэВ}) = 8 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup> и температуру фоновой плазмы. Однако другие параметры (электронная концентрация фоновой плазмы  $n_0$ , напряженность магнитного поля  $B$ , угол между направлением магнитного поля и лучом зрения  $\theta$ , энергия излома  $E_{\text{break}}$  и показатели спектра  $\delta_1$  и  $\delta_2$ ) в моделях различаются (см. табл. 1).

Отличие второй модели от первой состоит, прежде всего, в значительном увеличении отношения электронной концентрации плазмы и напряженности магнитного поля (в 8.75 раз). Это сделано для того, чтобы усилить эффекта Разина и оценить его роль при проведении диагностики. Согласно расчетам ГС-излучения на основе быстрых ГС-кодов [Fleishman, Kuznetsov, 2010], в модели № 1 частота спектрального максимума оказалась равной 10.2 ГГц для левополяризованного излучения и 12.1 ГГц для правополяризованного, а для модели № 2 эти величины составили соответственно 6.8 и 8.6 ГГц.

Для каждой из двух моделей проведен расчет интенсивностей излучения в правой и левой поляризации на частотах, совпадающих с частотами, на которых ведется наблюдение на СРГ. Значения этих интенсивностей были приняты за наблюдаемые. Затем, согласно процедуре, описанной в разделе 1,

Таблица 1

Параметры модельных радиоисточников

№ модели	$T_0, K$	$n_0, \text{см}^{-3}$	$B, \text{Гс}$	$\theta, \text{град}$	$n_b, \text{см}^{-3}$	$E_{\text{break}}, \text{МэВ}$	$\delta_1$	$\delta_2$
Модель № 1	1e7	1e10	350	85	8e6	0.3	4	8
Модель № 2		5e10	200	65	8e6	0.5	3	5

Таблица 2

Относительные отклонения восстановленных величин от заданных для модели № 1

Использованные участки спектра	$n_0$	$B$	$\theta$	$n_b$	$E_{\text{break}}$	$\delta_1$	$\delta_2$
1 (3–8.3 ГГц)	41.5 %	0.2 %	3.2 %	0.2 %	64.9 %	0.01 %	47.4 %
1, 2 (3–13.8 ГГц)	2.6 %	0.07 %	0.1 %	0.04 %	4.3 %	0.1 %	17.2 %
2, 3 (8.8–23 ГГц)	267 %	55.2 %	32.3 %	64 %	233 %	13 %	325 %
3 (14.7–23 ГГц)	937 %	17.8 %	5.3 %	238 %	35.8 %	15.4 %	75.6 %
1, 2, 3 (3–23 ГГц)	0.7 %	0.1 %	0.09 %	0.4 %	2.0 %	0.03 %	3.9 %

Таблица 3

Относительные отклонения восстановленных величин от заданных для модели № 2

Использованные участки спектра	$n_0$	$B$	$\theta$	$n_b$	$E_{\text{break}}$	$\delta_1$	$\delta_2$
1 (3–5.7 ГГц)	32.5 %	5.5 %	10.0 %	3.5 %	144 %	1.8 %	432 %
1, 2 (3–8.3 ГГц)	0.7 %	0.8 %	1.2 %	5.7 %	65.5 %	1.1 %	904 %
2, 3 (5.7–23 ГГц)	31.6 %	47.9 %	22.8 %	1100 %	22.5 %	43.9 %	431 %
3 (13.8–23 ГГц)	34.8 %	34.3 %	14.0 %	2000 %	233 %	41.9 %	194 %
1, 2, 3 (3–23 ГГц)	6.2 %	3.8 %	1.3 %	13.3 %	4.8 %	3.1 %	1.3 %

эти наблюдаемые значения были использованы для восстановления перечисленных выше семи параметров среды и энергичных электронов внутри модельных радиоисточников, исходя из предположения, что их значения неизвестны. Ниже представлены таблицы с относительными отклонениями восстановленных величин от заданных для каждой из двух моделей радиоисточников. Отклонения рассчитывались по формуле

$$\delta = \frac{A_d - A}{A} \cdot 100 \%, \quad (2)$$

где  $A_d$  — восстановленный параметр;  $A$  — модельный параметр.

Из табл. 2 и 3 видно, что для случая, когда задействованы все участки спектра 1–3, погрешность оказалась очень низкой, не превышающей нескольких процентов для всех семи восстанавливаемых параметров. Этот результат вполне ожидаем, так как при минимизации функционала (1) в системе уравнений одновременно использовались выражения для интенсивности на частотах  $f < f_{\text{peak}}$  и  $f > f_{\text{peak}}$ , на которых эта характеристика излучения совершенно по-разному зависит от параметров радиоисточника. Уравнения в этих двух диапазонах оказываются независимыми. Именно это и обеспечивает низкую погрешность восстановления параметров. Для иллюстрации этого факта независимости рассмотрим упрощенные выражения [Dulk, 1985] для интенсивности излучения на частотах, где источник оптически толстый и оптически тонкий соответственно. На частотах  $f > f_{\text{peak}}$  плотность потока излучения  $F_f$  пропорциональна выражению

$$F_f \propto N(E > E_0) B (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta} \times (f/f_b)^{1.22-0.90\delta} L S_s, \quad (3)$$

где  $f_b = eB/(2\pi mc)$  — гирочастота;  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $L$  и  $S_s$  — глубина и площадь источника. Очевидна сильная прямая зависимость  $F_f$  от магнитного поля ( $F_f \propto^{-0.90\delta-0.22}$ ) и от угла зрения для любых разумных значений  $\delta$ .

На частотах  $f < f_{\text{peak}}$  зависимость от  $B$  и  $\theta$  совершенно другая:

$$F_f \propto (\sin \theta)^{-0.36-0.06\delta} \times f^2 (f/f_b)^{0.50+0.085\delta} S_s, \quad (4)$$

она становится обратной. Для зависимости от магнитного поля получаем  $F_f \propto B^{-0.5-0.085\delta}$ . Отметим, что при высоком отношении плотности плазмы к напряженности магнитного поля, в диапазоне частот  $f < f_R = 20n_0/B$ , когда существенно влияние эффекта Разина, зависимость  $F_f$  от параметров в источнике становится еще более сложной и сильно отличающейся от выражения (3).

Как следует из табл. 2, 3, погрешность восстановления параметров источника для некоторых модельных параметров — магнитного поля  $B$ , угла зрения  $\theta$ , показателя спектра электронов  $\delta_1$  — в случаях, когда при восстановлении задействованы не все участки спектра, возрастает, но все еще оказывается вполне приемлемой для всех рассмотренных случаев и моделей. В частности, в случае восстановления параметров по растущей части спектра (диапазон 1) погрешность не превышает 3.2 % для первой модели и 10 % для второй модели. Это является, на наш



взгляд, хорошим результатом, демонстрирующим потенциал проведения диагностики даже без оптически тонкой части спектра, что часто происходит на практике, когда частота спектрального максимума  $f_{\text{peak}}$  не входит в диапазон наблюдений. Ожидаемо уменьшается погрешность для случая использования диапазона 1–2, так как на верхней границе диапазона источник становится частично оптически тонким и при восстановлении параметров реализуется возможность использовать независимые уравнения.

С другой стороны, для диапазонов 2–3 и 3 погрешность восстановления параметров  $B$ ,  $\theta$  и  $\delta_1$  существенно возрастает (до ~30–50 %). Причина, по-видимому, заключается в высокой степени зависимости друг от друга уравнений на разных частотах, на которых источник является оптически тонким. Особенно это проявляется при восстановлении параметров  $n_b$  ( $E > 0.1$  МэВ),  $E_{\text{break}}$  и  $\delta_2$ . Обращает на себя внимание высокая погрешность определения плотности плазмы в первой модели по сравнению со второй. Причина в том, что в первой модели интенсивность излучения практически не зависит от плотности плазмы в большей части спектра из-за слабого, по сравнению со второй моделью, влияния эффекта Разина.

### 3. ВЫБОР СОБЫТИЙ И ИХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Для проведения радиодиагностики было отобрано два вспышечных события, наблюдавшихся на СРГ. Отбор осуществлялся на основе следующих критериев: а) наличие на временном профиле интегральной плотности потока излучения от вспышки одного или нескольких четких максимумов, а также хорошо выраженных фаз роста и спада; б) продолжительность всплеска, достаточная для проведения анализа динамики восстанавливаемых параметров; в) удовлетворительное качество синтезируемых по данным СРГ радиокарт.

Вспышечное событие 20 января 2022 г., произошедшее на северо-западной части солнечного лимба, имело GOES класс M5.5. Его источником являлась активная область (АО) NOAA № 12929 (рис. 2). На СРГ вспышка наблюдалась в диапазоне частот 6–12 ГГц. Временные профили радиоизлучения на частотах 6–12 ГГц, полученные по данным корреляционных амплитуд, показаны на рис. 3. Видно, что радиовсплеск состоит, по крайней мере, из трех пиков излучения, наложенных друг на друга. Общая продолжительность всплеска — около 15 мин. Для проведения радиодиагностики было выбрано восемь моментов времени: 4 — для максимумов всплеска, 2 — для фаз роста и 2 — для фаз спада. Эти моменты отмечены вертикальными линиями: сплошные — моменты максимумов отдельных пиков на временных профилях, штриховые — моменты на фазах роста, пунктирные — на фазах спада пиков. Динамика развития АО показана на рис. 4 для частоты 6.2 ГГц и на рис. 5 для 10.6 ГГц. Размер боксов для выбранного момента времени составляет  $98'' \times 98''$ .

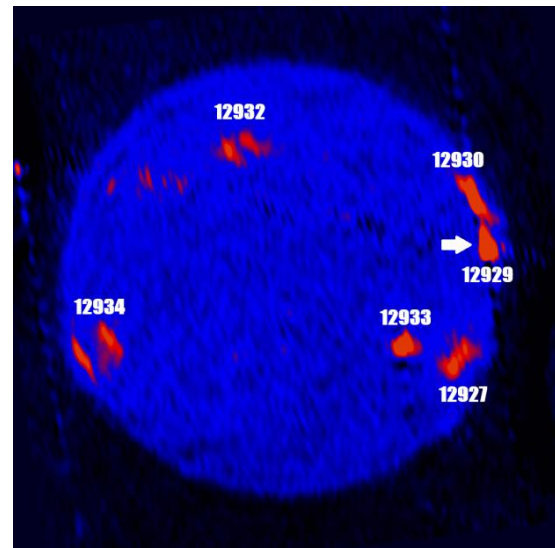


Рис. 2. Радиокарта Солнца 20 января 2022 г. на частоте 6.2 ГГц

Вспышечное событие 16 июля 2023 г., произошедшее на северо-восточной части солнечного диска, имело GOES класс M1.1. Его источником являлась АО NOAA № 13372 (рис. 6). На СРГ вспышка наблюдалась в диапазоне частот 3–12 ГГц, т. е. были задействованы две решетки: 3–6 и 6–12 ГГц. Временные профили радиоизлучения на частотах 6–12 ГГц показаны на рис. 7. Радиовсплеск короткий, около 2.5 мин, т. е. в шесть раз короче, чем во вспышке 20 января 2022 г. Однако он также состоит из нескольких пиков излучения, каждый из которых длится 30–50 с. Для проведения радиодиагностики было выбрано 10 моментов времени: 3 — для максимумов всплеска, 4 — для фаз роста и 3 — для фаз спада. Динамика развития АО показана на рис. 8 для частоты 6.2 ГГц и на рис. 9 для 10.6 ГГц. Размер боксов для каждого выбранного момента времени составляет  $49'' \times 49''$ .

Для обоих событий на рис. 4–5, 8–9 контурами показаны уровни яркостной температуры 0.5, 0.7, 0.9 от максимальной. Обращает на себя внимание, что 1) распределение яркостной температуры во время обеих вспышек имеет четко выраженный максимум на всем протяжении вспышки; 2) максимальное значение яркостной температуры для этих точек составляет  $4.6 \cdot 10^7$  К для вспышки 20 января 2022 г. и  $5.4 \cdot 10^7$  К для частот 6.2 и 10.6 ГГц соответственно. Для вспышки 13 июля 2023 г. —  $4.3 \cdot 10^7$  и  $5.5 \cdot 10^7$  К для частот 6.2 и 10.6 ГГц соответственно; 3) характерный размер источника на 6.2 ГГц почти вдвое больше, чем на 10.6 ГГц. Безусловно, определенную роль в этом должна играть разница ширин диаграммы направленности двух антенных решеток СРГ. Однако, учитывая, что для вспышки 16 июля 2023 г. размер диаграммы на половине амплитуды составляет  $23.1'' \times 16.5''$  и  $13.4'' \times 9.8''$  на 6.2 и 10.6 ГГц соответственно, можно считать, что источник является частично разрешенным, так как это соразмерно или несколько меньше соответствующих размеров источников ( $27.0'' \times 24.5''$  и  $14.7'' \times 12.3''$ ). То же можно сказать о вспышке 20 января 2022 г., где размер диаграммы на половине амплитуды составляет  $52.0'' \times 16.2''$ .

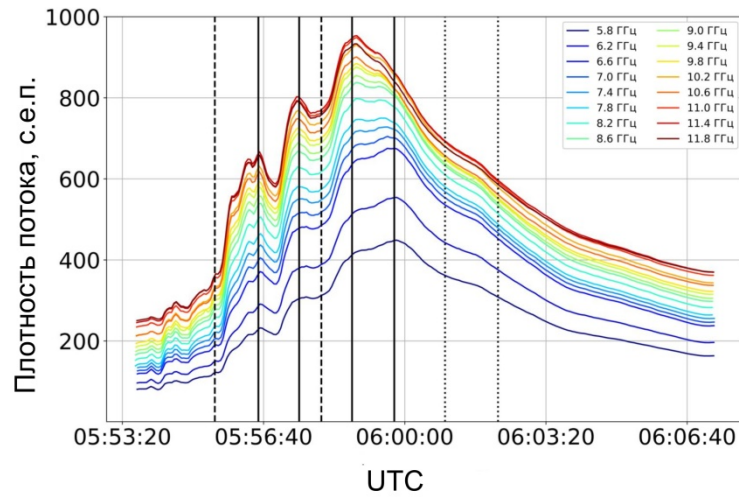


Рис. 3. Временные профили интегральной плотности потока радиоизлучения для вспышки 20 января 2022 г.

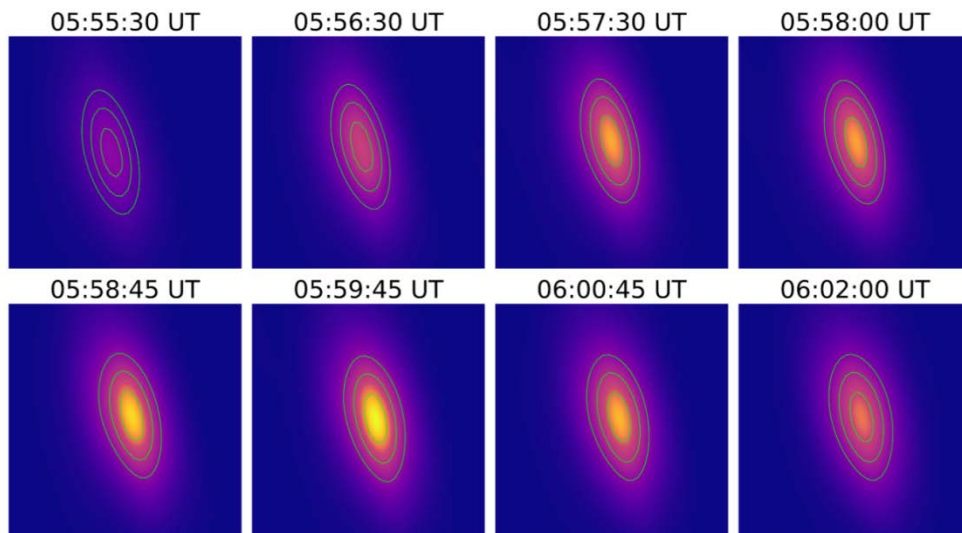


Рис. 4. Радиоизображения вспышки 20 января 2022 г. для различных моментов времени на частоте 6.2 ГГц. Контурами показаны уровни 0.5, 0.7, 0.9 от максимальной яркости

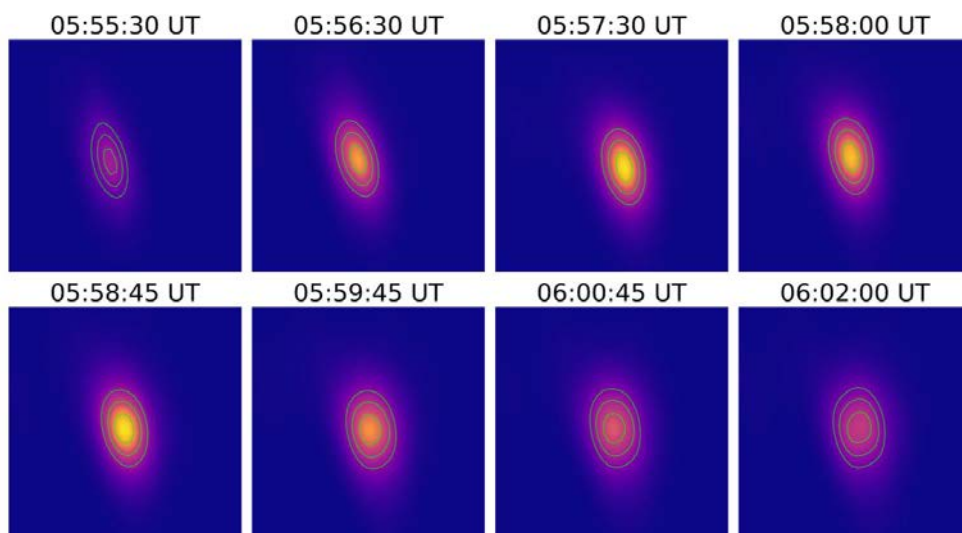


Рис. 5. То же на частоте 10.6 ГГц

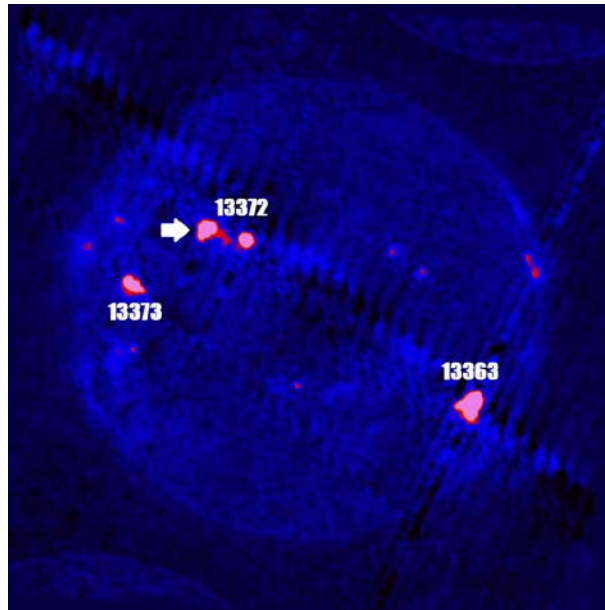


Рис. 6. Радиокарта Солнца 16 июля 2023 г. на частоте 6.2 ГГц

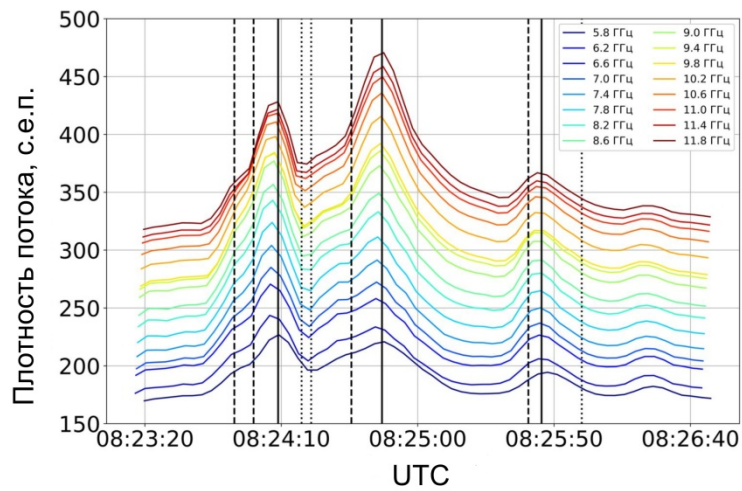


Рис. 7. Временные профили интегральной плотности потока радиоизлучения для вспышки 16 июля 2023 г.

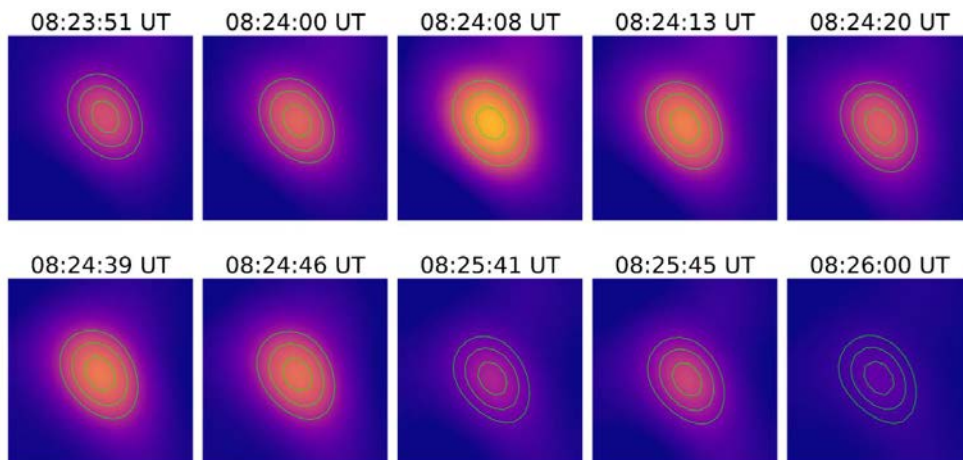


Рис. 8. Радиоизображения вспышки 16 июля 2023 г. для различных моментов времени на частоте 6.2 ГГц. Контурами показаны уровни 0.5, 0.7, 0.9 от максимальной яркости



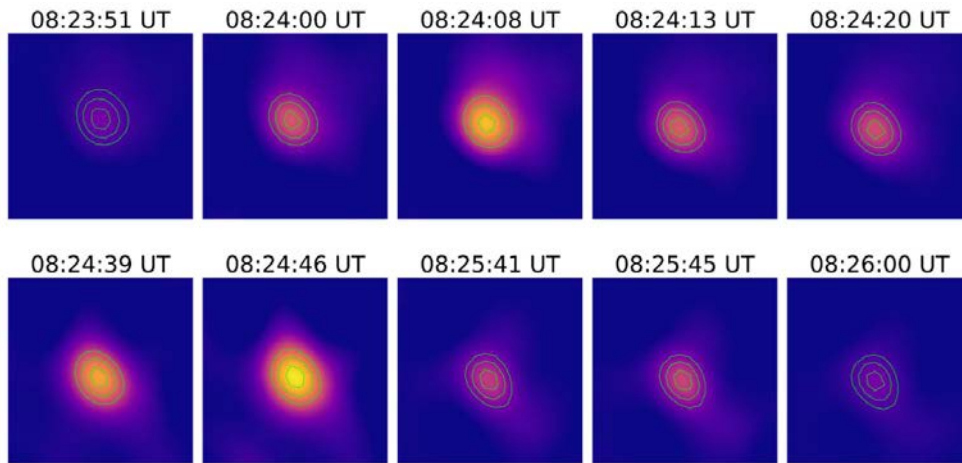


Рис. 9. То же на частоте 10.6 ГГц

и 13.4"×9.8" на 6.2 и 10.6 ГГц соответственно, а размеры источников — 51.5"×27.0" и 34.3"×19.6" соответственно.

#### 4. ПОСТРОЕНИЕ И КАЛИБРОВКА РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ

Перед процедурой получения частотного спектра с целью его дальнейшего восстановления с помощью разработанного нами метода необходимо провести комплекс мероприятий по подготовке радиоизображений. Во-первых, был проведен синтез радиоизображений на каждой частоте с использованием методики и пакета программ, разработанных в ИСЗФ СО РАН [Алтынцев и др., 2020]. В частности, на этапе синтеза изображений на каждой частоте изображения в R- и L-поляризациях были выравнены друг относительно друга путем минимизации линейных наклонов в разности фаз антенн в разных поляризациях. Поскольку эти фазы мало отличаются, можно увидеть линейный наклон в явном виде, так как он приводит к смещению всего изображения в фазовом спектре по теореме о сдвиге [Христиансен, Хегбом, 1988]. На практике такой метод часто дает ошибку, поэтому комбинируется с совмещением вручную путем подгонки изображения солнечного диска в левой поляризации к изображению в правой поляризации на основе построенного между ними разностного изображения, на котором хорошо видно смещение.

Во-вторых, была выполнена калибровка значений яркостной температуры всего изображения Солнца. Поскольку большую часть изображения занимают спокойные области, наиболее часто встречаемое значение яркостной температуры соответствует яркостной температуре в спокойных областях Солнца. Все значения в массиве данных округлялись до второго знака перед запятой, а затем находилось значение моды, которое было принято за яркостную температуру спокойного Солнца на данной частоте. Затем полученное значение соотносилось с теоретическим в соответствии с интерполированной функцией зависимости яркостной температуры от частоты, полученной на основе работы [Zirin et al., 1991]. По отклонению теоретического значения от наблюдаемого рассчитывался калибровочный ко-

эффициент и проводилось умножение на него распределения исходной измеренной яркостной температуры всего изображения Солнца.

Далее было проведено выравнивание изображений на различных частотах, так как оказалось, что положение центров яркости может сильно меняться от частоты к частоте. Это недопустимо для процедуры радиодиагностики, так как восстановление параметров вспышечной плазмы и энергичных электронов должно проводиться для одного и того же места в АО. Упомянутый выше метод выравнивания изображений не подходит для изображений на разных частотах, так как фазы антенн могут заметно отличаться на разных частотах. Поэтому выравнивание проводилось по некоторому удаленному от вспышки стабильному локальному радиоисточнику, в качестве которого мы выбрали компактный гирорезонансный микроволновый источник над единственным солнечным пятном. Характерное время его изменения довольно продолжительное, от часов до нескольких суток, что гораздо длительнее процессов, происходящих во вспышке. Изображения этого источника на разных частотах совмещались по координатам наиболее яркого пикселя и таким образом определялись отклонения. Затем эти отклонения учитывались как поправки в координатной сетке радиоизображения вспышки на каждой частоте.

Для восстановления параметров вспышечной плазмы в радиоисточнике мы использовали частотный спектр плотности потока от избранного участка радиоизображения вспышки размером от одного до нескольких пикселей. Частотный спектр рассчитывался путем пересчета яркостной температуры в этом участке в единицы плотности солнечного потока ( $1 \text{ с.е.п.} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ ) по формуле

$$F(f) = \left( \frac{2kT_b f^2}{c^2} \right) \Omega, \quad (5)$$

где  $k = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$  — постоянная Больцмана;  $T_b$  — значение яркостной температуры в кельвинах;  $f$  — частота наблюдений;  $c$  — скорость света в вакууме,  $\Omega$  — угловой размер исследуемого участка источника в стерadians:  $\Omega = \frac{\Delta x \Delta y}{R^2}$ , где  $\Delta x, \Delta y$  — размеры пикселя [см],  $R$  — расстояние от Земли до Солнца.



## 5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ 1-Й И 2-Й ВСПЫШЕК

С помощью описанного в разделах 1 и 2 метода было проведено восстановление параметров для отобранных нами вспышечных событий. Для этого использовались частотные спектры плотности потока излучения от участка радиоизображения вспышки, соответствующего площадке размером  $3 \times 3$  пикселя ( $1 \text{ пкс} = 2.5''$ ,  $S = 2.76 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$ ) в районе наиболее яркой точки в АО на частоте 8.6 ГГц. Полученный таким образом частотный спектр был аппроксимирован полиномиальной функцией для устранения разброса наблюдаемых значений, связанных с инструментальными погрешностями измерений. Отметим, что используемая яркостная температура  $T_b$  получается в результате свертки истинного распределения яркостной температуры с диаграммой направленности радиогелиографа. Поэтому она является величиной, усредненной по площади сечения диаграммы направленности. Считалось, что  $T_b$  на каждой частоте близка к истинной яркостной температуре в центре яркости источника, так как ширина диаграммы направленности радиоинтерферометра при наблюдениях была соразмерна или несколько меньше размера наблюдаемого источника (см. раздел 3). Для теоретических расчетов спектра ГС-излучения источника площадью  $S = 2.76 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$  использовалась простая модель однородного по глубине прямоугольного параллелепипеда со стороной  $h = 3 \cdot 10^8 \text{ см}$ . В реальном источнике искомые параметры, безусловно, в той или иной степени неоднородны. Поэтому в результате восстановления у нас получаются некоторые усредненные значения параметров.

Для вспышки 20 января 2022 г. область, включающая спектральный максимум  $f_{\text{peak}}$ , попала в частотный диапазон наблюдений 6–12 ГГц только для момента 05:55:30 UTC. Во все остальные моменты времени диапазон наблюдений находился исключительно в области  $f < f_{\text{peak}}$ . Для вспышки 16 июля 2023 г. диапазон наблюдений 3–12 ГГц включает в себя спектральный максимум  $f_{\text{peak}}$  для первых четырех временных отметок, т. е. для моментов времени 08:23:51–08:24:13 UTC.

При проведении радиодиагностики для каждой вспышки и для каждого момента времени требовалось различное количество поколений (от 10 до 40), в зависимости от скорости сходимости алгоритма. Как видно из рис. 10, скорость уменьшения функционала постепенно снижается и процесс минимизации останавливается в момент, когда уменьшение функционала прекращается на некотором уровне, который, в частности, обусловлен существующими погрешностями измерений наблюдаемого частотного спектра радиоизлучения.

Пример фитирования теоретических спектров к наблюдаемым в избранные моменты времени показан на рис. 11 для вспышки 20 января 2022 г. и на рис. 12 — для вспышки 16 июля 2023 г. Графики построены для полной (R+L) плотности потока, однако фитирование в соответствии с формулой (1) прово-



Рис. 10. Поведение функционала при проведении радиодиагностики для момента времени 05:56:30 вспышки 20 января 2022 г.

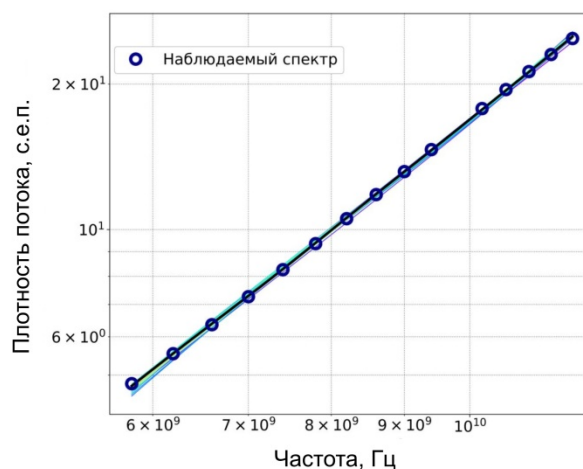


Рис. 11. Иллюстрация процесса фитирования теоретически рассчитываемых спектров к наблюдаемому для момента времени 05:58:00 вспышки 20 января 2022 г.

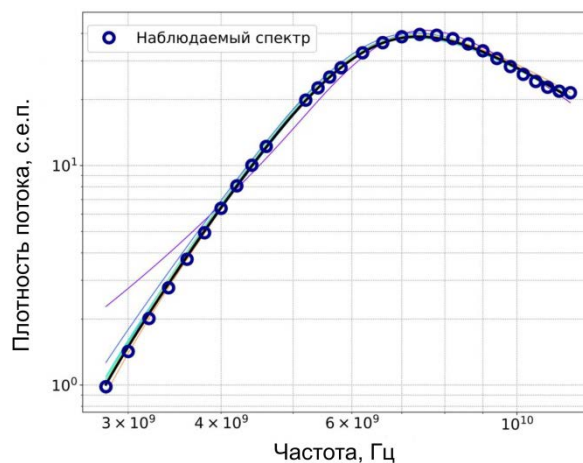


Рис. 12. То же для 08:23:51 вспышки 16 июля 2023 г.

дилось для L- и R-поляризаций отдельно. Черной линией отмечен итоговый спектр.

Из рис. 3 и 13 можно видеть, что в первые минуты вспышки 20 января 2022 г. на фазе роста плотности потока радиоизлучения наблюдается ослабление магнитного поля с  $\sim 990$  до  $\sim 360$  Гс. Это соответствует скорости уменьшения поля  $\Delta B/\Delta t \approx -11$  Гс/с. Затем после прохождения первого пика 05:56:30 UTC, поле

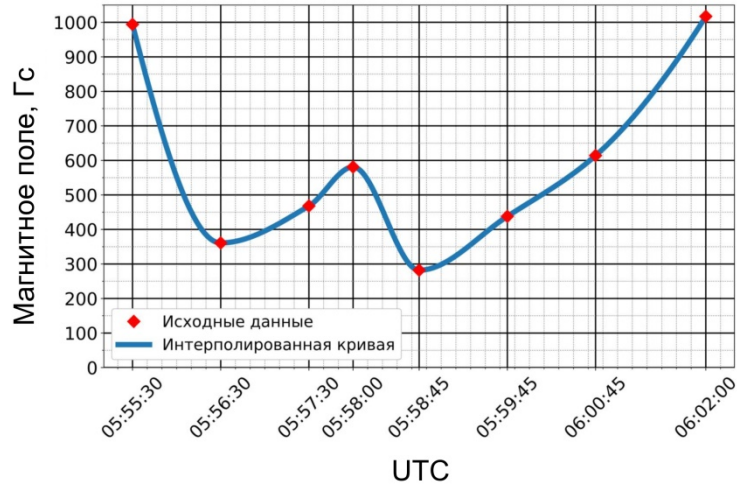


Рис. 13. Изменение магнитного поля в ходе вспышечного процесса 20 января 2022 г.

начинает расти. В минимуме между 2-м и 3-м пиками (05:58:00 UTC) поле достигает локального максимума 580 Гс и начинает ослабевать со скоростью  $\Delta B/\Delta t \approx -7$  Гс/с. В максимуме всплеска (3-й пик, 05:58:45 UTC) поле наименьшее ( $B=280$  Гс) и после его прохождения опять начинает расти со скоростью  $\Delta B/\Delta t \approx 3.6$  Гс/с в течение 3 мин, достигая в конце  $\sim 1020$  Гс. Таким образом, наблюдается следующая закономерность. В каждом пике всплеска поле уменьшается, а на фазе спада интенсивности пика растет, причем скорость этих изменений варьирует от единиц до десяти Гс/с.

В целом для данного события энергетический спектр электронов необычно крутой, показатель спектра  $\delta_1$  уменьшается на фазе роста, начиная от 22 и достигая 8.5 в максимуме всплеска, а на фазе спада главного пика излучения (05:59:45–06:02:00 UTC) увеличивается до 10.8. Отметим также, что на этом интервале времени происходит монотонный рост угла  $\theta$  (от  $113^\circ$  до  $174^\circ$ ), означающий, что угол между лучом зрения и направлением силовых линий уменьшается от  $67^\circ$  до  $6^\circ$ .

Для вспышки 16 июля 2023 г. значения параметров  $B$ ,  $\theta$  и  $\delta_1$  (табл. 4) довольно сильно отличаются от соответствующих параметров для вспышки 20.01.2022 (табл. 5). Магнитное поле меньше на порядок, а показатель энергетического спектра меньше в 2–4 раза. Сильных изменений параметров  $\theta$  и  $\delta_1$  зафиксировано не было. Однако относительные вариации  $B$  также значительны.

В целом характер изменения магнитного поля похож на динамику поля в радиоисточнике вспышки 20.01.2022. По крайней мере, это проявляется для двух наиболее интенсивных пиков излучения. Для первого пика ( $t_{\max}=08:24:08$  UTC) на фазе роста поле слегка уменьшается от 84 до 78 Гс, а на фазе спада увеличивается. Наиболее заметно это уменьшение поля на фазе роста проявилось для второго пика ( $t_{\max}=08:24:39-08:24:46$  UTC): поле сначала уменьшается от 84 до 51 Гс, а затем увеличивается до 83 Гс. К сожалению, в промежутке 08:24:46–08:25:41 UTC нам не удалось восстановить значения поля. Поэтому мы ничего не можем сказать о его динамике на фазе

Таблица 4

Восстановленные параметры для вспышки 16 июля 2023 г.

UTC	$B$ , Гс	$\theta$ , град	$\delta_1$
08:23:51	84	135	4.97
08:24:00	79	143	4.78
08:24:08	78	132	4.97
08:24:13	84	137	3.95
08:24:20	78	139	4.26
08:24:39	51	137	3.99
08:24:46	70	136	4.28
08:25:41	83	126	4.60
08:25:45	104	130	4.30
08:26:00	147	130	3.98

Таблица 5

Восстановленные параметры для вспышки 20 января 2022 г.

UTC	$B$ , Гс	$\theta$ , град	$\delta_1$
05:55:30	994	92	22.1
05:56:30	361	105	10.2
05:57:30	468	124	9.9
05:58:00	581	119	8.8
05:58:45	282	113	8.5
05:59:45	438	116	9.7
06:00:45	614	130	10.1
06:02:00	1017	174	10.8

спада второго пика. Однако далее на фазе спада третьего пика ( $t_{\max}=08:25:41$  UTC) поле быстро увеличивается и достигает 147 Гс. В общем, после главного пика вспышки поле выросло в три раза, а средняя скорость его изменения составила  $\Delta B/\Delta t \approx 1.2$  Гс/с. Максимальная скорость уменьшения поля, наблюдаемая в 08:24:08–08:24:39 UTC,  $\Delta B/\Delta t \approx -1.2$  Гс/с.

К сожалению, наш подход пока не предусматривает оценки погрешностей для восстанавливаемых параметров. Точность восстановления оценивается методом относительного сдвига: меняя один параметр и оставляя другие неизменными, можно выяснить

вклад конкретного параметра в изменение спектра. Если вклад вариаций избранного параметра очень мал, считается, что точность его определения также мала.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведена микроволновая диагностика параметров вспышечной плазмы методом фитирования по данным Сибирского радиогелиографа на основе предложенного алгоритма восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц. Для проверки работоспособности метод применен к восстановлению параметров модельных радиосточников для случаев, когда имеется информация о частотном спектре в различных ограниченных диапазонах частот. Показано, что результаты диагностики могут быть вполне удовлетворительными даже в случае, когда диапазон частот при наблюдениях с пространственным разрешением не включает в себя участки спектра, где источник является оптически тонким.

Для диагностики были выбраны вспышки 20 января 2022 и 16 июля 2023 г. Для каждой вспышки были восстановлены следующие параметры, усредненные по области максимальной яркости радиосточника: электронная концентрация фоновой плазмы  $n_0$ , напряженность магнитного поля  $B$ , угол между направлением магнитного поля и лучом зрения  $\theta$  и показатель спектра энергичных электронов  $\delta_1$ . Для изучения динамики этих параметров восстановление проведено в избранные моменты времени на фазах роста, максимума и спада интенсивности отдельных пиков излучения.

Показано, что значения и динамика  $B$ ,  $\theta$  и  $\delta_1$  для двух вспышек довольно сильно отличаются друг от друга. Для вспышки 20.01.2022 г.  $\theta$  и  $\delta_1$  сильно изменяются. Показатель спектра на фазе роста интенсивности уменьшается от 22 до 8.5 в максимуме всплеска, а на фазе спада увеличивается до 10.8. На фазе спада главного пика угол между лучом зрения и направлением силовых линий уменьшается от  $67^\circ$  до  $6^\circ$ . Для вспышки 20.01.2022 г. магнитное поле достигает значений  $\sim 1000$  Гс. Для вспышки 16 июля 2023 г. магнитное поле меньше на порядок, а показатель энергетического спектра меньше в 2–4 раза; сильных изменений параметров  $\theta$  и  $\delta_1$  зафиксировано не было.

Для обеих вспышек имеют место значительные изменения магнитного поля в области максимальной яркости радиосточника. На фазе роста основных пиков излучения магнитное поле уменьшается, а на фазе спада, наоборот, увеличивается. Скорость этих изменений варьирует от нескольких единиц до 11 Гс/с для вспышки 20 января 2022 г. и составляет  $\sim 1$  Гс/с для вспышки 16 июля 2023 г. Эти величины сравнимы со скоростью уменьшения поля, полученные в работах [Fleishman et al., 2020, 2022] для вспышки 10 сентября 2017 г.

Мы считаем, что возможны, по крайней мере, две причины таких изменений.

Первая заключается в том, что обнаруженные изменения являются реальными изменениями поля в некотором локальном фиксированном объеме об-

ласти вспышки. Если принять эту гипотезу, из нее следуют далеко идущие выводы. Высокая скорость изменения поля в данном месте вспышки, согласно закону Фарадея, должна приводить к генерации очень сильного электрического поля, на несколько порядков превышающего поле Дрейсера и соответственно к мощному ускорению частиц и разогреву плазмы вне зависимости от того, уменьшается поле или увеличивается [Fleishman et al., 2020]. В работе [Fleishman et al., 2022] авторы объясняют обнаруженное ими быстрое уменьшение поля процессом диссипации электрических токов и связанной с ними свободной магнитной энергии поля (его вихревой компоненты). Быстрое увеличение поля на фазе спада пиков излучения вспышек, обнаруженное в нашей работе, не укладывается в эту схему. Вместе с тем необходимо отметить, что в литературе [Solov'ev, Kirichek, 2023] обсуждается возможность восстановления напряженности магнитного поля в области его быстрой диссипации за счет переноса (с альфвенской скоростью) вихревой компоненты поля  $B_\phi$  из нижней части скрученного магнитного жгута, где ее давление  $B_\phi^2/(8\pi)$  оказывается заметно выше, чем в области диссипации (эффект Паркера, [Parker, 1979]).

Вторая возможная причина заключается в том, что имеет место некоторое неразрешенное радиогелиографом перемещение центра яркости радиосточника из области с более сильным магнитным полем в область с более слабым и наоборот.

Такое перемещение центра яркости может быть связано с двумя или больше нестационарными источниками излучения в пределах диаграммы направлений радиогелиографа. Если яркость этих источников изменяется во времени несинхронно, возникающее при этом перераспределение радиояркости между радиосточниками с отличающимся по величине магнитным полем может восприниматься как изменяющееся во времени магнитное поле в одиночном источнике.

Также не исключено, что перемещение центра яркости может быть связано с динамикой распределения энергичных электронов в неоднородной по магнитному полю одиночной вспышечной петле. Такой характер перемещения максимума яркости вдоль вспышечной петли описан в работе [Reznikova et al., 2009], в которой проанализирована динамика распределения радиояркости во время многокомпонентного всплеска, наблюдавшегося на NoRH на 34 ГГц во вспышке 24 августа 2002 г. Авторы провели численные расчеты динамики пространственного распределения энергичных электронов и их ГС-излучения и показали, что рассчитанные перемещения максимума радиояркости между основаниями магнитной петли, где поле максимально, и вершиной петли, где поле минимально, полностью совпадают с наблюдаемыми. В нашем случае с данной схемой вполне согласуется динамика угла между направлением магнитного поля и лучом зрения для вспышки 20 января 2022 г. Смещение максимума радиояркости к основанию вспышечной петли вполне может сопровождаться уменьшением этого угла, если наблюдать вспышечную петлю сверху.



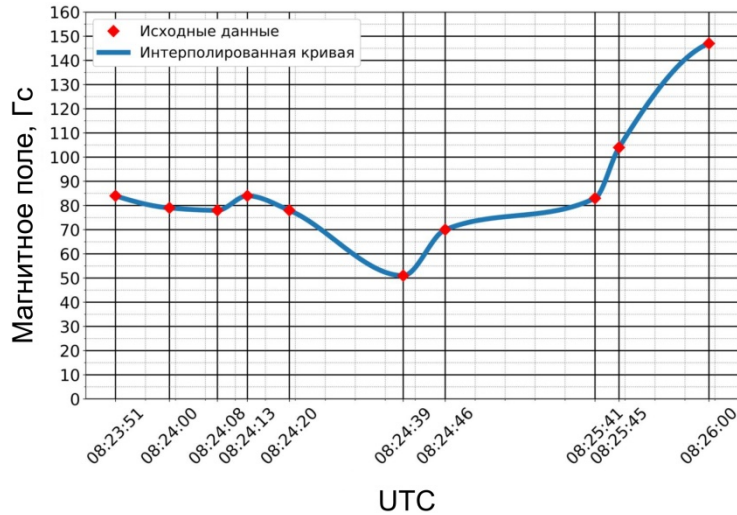


Рис. 14. Изменение магнитного поля в ходе вспышечного процесса 16 июля 2023 г.

Мы попытались измерить смещение центра яркости радиоисточника во время вспышки 16 июля 2023 г., для которой была проведена абсолютная координатная привязка к удаленному солнечному пятну. Для этого была использована известная методика позиционных интерферометрических измерений, позволяющая проводить отслеживание положения радиоисточника с погрешностью, существенно меньшей, чем ширина диаграммы направленности. Согласно методике, в случае большого отношения сигнал/шум ( $S/N$ ), погрешность позиционных измерений  $\sigma$ , основанных на нахождении центра тяжести в распределении радиояркости, оказывается существенно меньше полуширины диаграммы направленности  $\phi$  [Condon, 1997; Wu et al., 2024]:

$$\sigma \approx \frac{N}{S} \frac{\phi}{2\sqrt{\ln 2}}. \quad (6)$$

Для данных СРГ обычно  $S/N > 100$ , поэтому такая методика обеспечивает точность позиционных измерений лучше 1".

Результат вычислений смещения центра радиояркости для вспышки 16.07.2023 показан на рис. 15, на котором цифрами 1, 2, 3, ... 13 отмечены положения центра яркости на частоте 11.8 ГГц в те же моменты времени, что и на рис. 7 и 14. По сравнению с рис. 14, здесь добавлены моменты 8, 9, 10, для которых не удалось провести радиодиагностику. Красный квадрат на рис. 15 ограничивает область источника, для которой рассчитывался частотный спектр и проводилась диагностика магнитного поля. Факт смещения центра яркости в ходе вспышки отчетливо виден. Монотонное смещение происходит в интервале точек 1–6 от начала фазы роста первого пика до максимума второго пика. Вдоль направления север—юг максимальное смещение достигает 8", а в направлении восток–запад — около 2". При этом значительное уменьшение напряженности магнитного поля (от 80 до 50 Гс, см. рис. 14) происходит только в интервале между точками 4 и 6, соответствующем фазе роста второго пика во всплеске и смещению центра яркости на расстояние около 3.5".

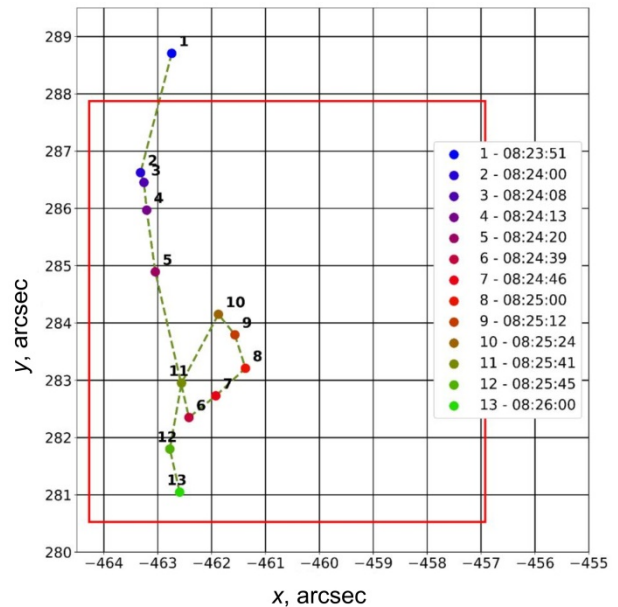


Рис. 15. Траектория движения центра яркости радиоисточника во время вспышки 16 июля 2023 г. по данным наблюдений СРГ на частоте 11.8 ГГц

Во время третьего пика всплеска (точки 11, 12, 13) также наблюдается монотонное смещение центра яркости с севера на юг, но магнитное поле при этом увеличивается от 70 до 140 Гс. Отметим, что при этом положения точек 6 (с минимальным полем) и 11–13 (с максимальным полем) расположены близко друг от друга ( $\leq 1''$ ).

Проведенный анализ показывает, что в настоящий момент мы не можем однозначно ответить на вопрос о том, происходят ли обнаруженные изменения магнитного поля локально в некоторой фиксированной области или же это эффект перераспределения радиояркости между областями сложного радиоисточника с разными напряженностями магнитного поля. Необходимы исследования новых вспышек, желательно с заметно большими размерами вспышечных петель, чтобы обеспечить их более надежное разрешение радиогелиографом. В декабре 2023 г. введена в работу



новая решетка СРГ в диапазоне 12–24 ГГц. Использование новых данных о вспышках в этом диапазоне позволит, по крайней мере, в два раза поднять точность позиционирования, а, следовательно, поможет в решении поставленного выше вопроса о причинах вариаций магнитного поля в радиоисточниках вспышек. Очевидно, что необходимо включить в анализ данные с высоким пространственным разрешением в ультрафиолетовом, жестком и мягком рентгеновском и оптическом диапазонах. Также имеет смысл совместить этот анализ с восстановлением структуры коронального магнитного поля в бессиловом приближении.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00308. Мы благодарны коллективу Сибирского радиогелиографа за доступ к данным о зарегистрированных на СРГ вспышках, а также всемерную помощь по их обработке и дружескую поддержку при выполнении этой работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алтынцева А.Т., Лесовой С.В., Globa M.B., 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).
- Разин В.А. К теории спектров радиоизлучения дискретных источников на частотах ниже 30 МГц. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1960. Т. 3, № 4. С. 584–594.
- Христиансен У., Хёгбом И. *Радиотелескопы*. М.: Мир, 1988. С. 294.
- Bogachev S.A., Somov B.V. Comparison of the Fermi and betatron acceleration efficiencies in collapsing magnetic traps. *Astrophys. J. Lett.* 2005. Vol. 31, no. 8. P. 537–545. DOI: [10.1134/1.2007030](https://doi.org/10.1134/1.2007030).
- Condon J.J. Errors in elliptical Gaussian fits. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. 1997. Vol. 109. P. 166–172. DOI: [10.1086/133871](https://doi.org/10.1086/133871).
- Dulk G. Radio emission from the Sun and stars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1985. Vol. 23. P. 169–224. DOI: [10.1146/annurev.aa.23.090185.001125](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.23.090185.001125).
- Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions. *Astrophys. J.* 2003. Vol. 587, no. 2. P. 823–835. DOI: [10.1086/368252](https://doi.org/10.1086/368252).
- Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast gyrosynchrotron codes. *Astrophys. J.* 2010. Vol. 721, no. 2. P. 1127–1141. DOI: [10.1088/0004-637X/721/2/1127](https://doi.org/10.1088/0004-637X/721/2/1127).
- Fleishman G.D., Nita G.M., Gary D.E. Dynamic magnetography of solar flaring loops. *Astrophys. J. Lett.* 2009. Vol. 698, no. 2. P. 183–187. DOI: [10.1088/0004-637X/698/2/L183](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/L183).
- Fleishman G.D., Gary D.E., Chen B., et al. Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare. *Science*. 2020. Vol. 367, no. 6475. P. 278–280. DOI: [10.1126/science.aax6874](https://doi.org/10.1126/science.aax6874).
- Fleishman G.D., Nita G.M., Chen B., et al. Solar flare accelerates nearly all electrons in a large coronal volume. *Nature*. 2022. Vol. 606. P. 674–677. DOI: [10.1038/s41586-022-04728-8](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04728-8).
- Gary D.E., Fleishman G.D., Nita G.M. Magnetography of solar flaring loops with microwave imaging spectropolarimetry. *Solar Phys.* 2013. Vol. 288, no. 2. P. 549–565. DOI: [10.1007/s11207-013-0299-3](https://doi.org/10.1007/s11207-013-0299-3).
- Gary D.E., Chen B., Dennis B.R., et al. Microwave and hard X-ray observations of the 2017 September 10 solar limb flare. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 863, no. 1. 9 p. DOI: [10.3847/1538-4357/aad0ef](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad0ef).
- Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Modeling the effect of dense plasma on the dynamics of the microwave spectrum of solar flaring loops. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. Vol. 52, no 7. P. 883–891. DOI: [10.1134/S0016793212070092](https://doi.org/10.1134/S0016793212070092).
- Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Radio diagnostics of the solar flaring loop parameters by direct fitting method. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2014. Vol. 54, no. 7. P. 933–942. DOI: [10.1134/S0016793214070081](https://doi.org/10.1134/S0016793214070081).
- Parker E.N. *Cosmical Magnetic Fields*. Part 1. Clarendon Press, Oxford, 1979.
- Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K., et al. 2002 August 24 limb flare loop: dynamics of microwave brightness distribution. *Astrophys. J.* 2009. Vol. 697. P. 735–746. DOI: [10.1088/0004-637X/697/1/735](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/1/735).
- Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Properties of the flare energy release in force-free magnetic flux ropes. *Astron. Lett.* 2023. Vol. 49, no. 5. P. 257–269. DOI: [10.1134/S1063773723050055](https://doi.org/10.1134/S1063773723050055).
- Somov B.V., Kosugi T. Collisionless reconnection and high-energy particle acceleration in solar flares. *Astrophys. J.* 1997. Vol. 485, no. 2. P. 859–868. DOI: [10.1086/304449](https://doi.org/10.1086/304449).
- Wu Zh., Kuznetsov A., Anfinogentov S., et al. A multipeak solar flare with a high turnover frequency of the gyrosynchrotron spectra from the loop-top source. *Astrophys. J.* 2024. Vol. 968, no. 1. 11 p. DOI: [10.3847/1538-4357/ad46ff](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad46ff).
- Yan Y., Chen Z., Wang W., et al. Mingantu spectral radioheliograph for solar and space weather studies. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. 2021. Vol. 8:584043. DOI: [10.3389/fspas.2021.584043](https://doi.org/10.3389/fspas.2021.584043).
- Zirin H., Baumert B.M., Hurford G.J. The microwave brightness temperature spectrum of the quiet Sun. *Astrophys. J.* 1991. Vol. 370. P. 779–783. DOI: [10.1086/169861](https://doi.org/10.1086/169861).

Статья подготовлена по материалам Девятнадцатой ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», 5–9 февраля 2024 г., ИКИ РАН, Москва.

Как цитировать эту статью:

Смирнов Д.А., Мельников В.Ф. Микроволновая диагностика вспышечной плазмы методом фитирования по данным Сибирского радиогелиографа. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 3. С. 27–39. DOI: [10.12737/szf-103202404](https://doi.org/10.12737/szf-103202404).