

РАДИОДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕК НА ОСНОВЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА В ОГРАНИЧЕННОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

RADIO DIAGNOSTICS OF FLARES BASED ON FREQUENCY SPECTRUM IN A LIMITED RANGE OF FREQUENCIES

Smirnov D.A., Melnikov V.F.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

This paper analyzes the results of microwave diagnostics of two model radio sources with different preset parameters. The aim of the study is to determine the accuracy of the reconstruction of plasma and accelerated particle parameters using different sections of the frequency spectrum. We apply the forward fitting method for the reconstruction.

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-277-280>

Введение

Наблюдения Солнца на Сибирском радиогелиографе и других инструментах не всегда перекрывают весь частотный диапазон вокруг частоты спектрального максимума f_{peak} от низких ($f < f_{peak}$) до высоких частот ($f > f_{peak}$). В ряде случаев он ограничен некоторым, относительно узким, участком.

Встает вопрос о том, насколько точно можно провести радиодиагностику и восстановить параметры магнитного поля, плазмы и энергичных электронов внутри радиоисточника при использовании данных в ограниченном частотном диапазоне.

Методы решения

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 (рисунок).

Таблица 1. Параметры модельных радиоисточников

№ модели	T_0, K	$n_0, \text{см}^{-3}$	$B, \text{Гс}$	$\theta, \text{град}$	$n_b, \text{см}^{-3}$	$E_{break}, \text{МэВ}$	δ_1	δ_2
Модель № 1	1e7	1e10	350	85	8e6	0.3	4	8
Модель № 2		5e10	200	65		0.5	3	5

В первом случае восстановление велось на основе данных только в диапазоне спектра до f_{peak} (участок 1). Обычно в этом диапазоне доминирует самопоглощение или эффект Ризина. Во втором случае диапазон включает также область в окрестности f_{peak} , где источник уже частично

оптически тонкий (участки 1, 2). В третьем случае рассматривается диапазон, включающий область вблизи f_{peak} и область спектра, где источник оптически тонкий (участки 2, 3). В четвертом – только диапазон $f > f_{peak}$ (участок 3). В пятом — все диапазоны (участки 1, 2, 3).

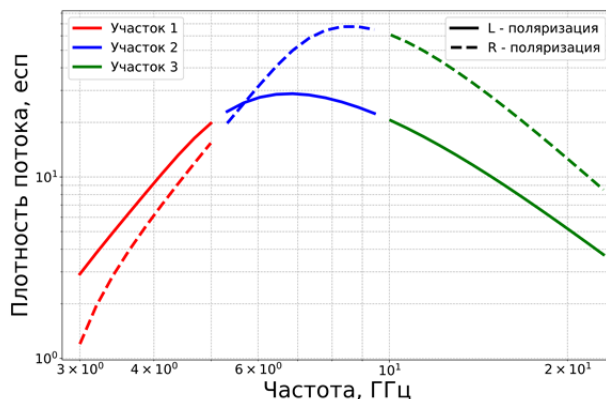


Рисунок.

При проведении восстановления по модельным источникам считалось, что радиогелиограф имеет достаточно высокое угловое разрешение; радиоисточник разрешается на всех частотах и в пределах диаграммы направленности он однороден по всем своим параметрам (напряженность и ориентация магнитного поля, плотность плазмы, энергетический спектр нетепловых электронов, и т. д.).

Были выбраны следующие условия. Распределение энергичных электронов по pitch-углу изотропное. Энергетический спектр электронов задавался с изломом на энергии E_{break} , т. е. состоял из двух частей ($E < E_{break}$, $E > E_{break}$), где как высокоэнергичная, так и низкоэнергичная части описывались степенными законами с разными показателями спектра δ_1 и δ_2 .

Отличие второй модели от первой состоит, прежде всего, в значительном увеличении отношения электронной концентрации плазмы n_0 к напряженности магнитного поля B (в 8.75 раз). Это сделано для того, чтобы усилить эффекта Разина и оценить его роль при проведении диагностики.

Для каждой из двух моделей проведен расчет интенсивностей излучения в правой и левой поляризации на различных частотах. Значения этих интенсивностей были приняты за наблюдаемые. Затем, согласно процедуре подгонки (фитирования) теоретически рассчитанных и наблюдаемых значений, описанной в работе [1], эти наблюдаемые значения были использованы для восстановления заданных 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

$$\delta = \frac{A_d - A}{A} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где A_d – восстановленный параметр; A – модельный параметр.

Таблица 2. Относительные отклонения восстановленных величин от заданных для модели № 1

Использованные участки спектра	n_0	B	θ	n_b	E_{break}	δ_1	δ_2
1 (3–8.3 ГГц)	41.1%	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	θ	n_b	E_{break}	δ_1	δ_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%

Результаты

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 восстановлении параметров 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 [2] 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

$$F_f \propto N(E > E_0) B (\sin \theta)^{-0.43+0.65\delta} \times (f/f_b)^{1.22-0.90\delta} L S_s, \quad (2)$$

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 ($F_f \propto B^{0.9\delta-0.22}$) и от угла зрения для любых разумных значений δ .

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

$$F_f \propto (\sin \theta)^{-0.36-0.06\delta} f^2 (f/f_b)^{0.50+0.085\delta} S_s, \quad (3)$$

т.е. она становится обратной. Для зависимости от магнитного поля получаем $F_f \propto B^{-0.5-0.085\delta}$.

Как следует из табл. 2, 3, погрешность восстановления параметров источника для некоторых модельных параметров – магнитного поля B , угла зрения θ , показателя спектра электронов δ_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_{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 , θ и δ_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_{break} и δ_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.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00308.

Литература

1. 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.
2. Dulk G. Radio emission from the Sun and stars // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985. Vol. 23. P. 169–224.