

Многочастотное просвечивание возмущенной звездной короны сигналами дискретных космических источников

© А.Б. Танаев, Н.Т. Афанасьев, Д.С. Лукьянцев

Иркутский государственный университет,
664003 Иркутск, Россия
e-mail: tanaev.ab@yandex.ru, spacemaklay@gmail.com, smeofs1997@mail.ru

Поступило в Редакцию 30 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 14 июля 2024 г.
Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Для диагностики локализованных плазменных выбросов звездной короны по данным многочастотного электромагнитного просвечивания сигналами дискретных космических источников решена краевая траекторная задача. В качестве исходной взята система лучевых уравнений в трехмерном случае, дополненная уравнением для расчета групповой задержки сигналов. Решение получено в приближении метода возмущений с учетом сильных вариаций траектории. Сделан вывод функциональных соотношений, связывающих групповые задержки сигналов просвечивания на различных рабочих частотах с параметрами трехмерной структуры звездного коронального выброса. Показана возможность определения плотности регулярной фронтальной части выброса по данным многочастотных измерений групповых задержек сигналов просвечивания. Для оценки параметров коронального выброса рекомендуется использовать данные измерений групповых задержек сигналов просвечивания в радиодиапазоне, а также данные оптических наблюдений.

Ключевые слова: звездная корона, дискретные источники, просвечивание, плазменные возмущения, диагностика, геометрическая оптика.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59244.342-24

Введение

В последнее время для целостного исследования объектов дальнего Космоса успешно применяются методы многоканальной астрономии [1]. Благодаря интенсивному развитию всеволнового прецизионного оборудования наземных и космических сегментов стали возможными наблюдения звездных плазменных выбросов [2,3]. Значительные результаты в этом направлении ранее были достигнуты для ближайшей звезды — Солнца. Характеристики солнечных корональных выбросов массы (КВМ) в основном были получены с помощью коронографов белого света, установленных на борту космических обсерваторий (SOHO, SDO, PSP, Solo и др.). Дополнительной возможностью для исследования КВМ являлись результаты радиопросвечивания с космических аппаратов и данные наблюдений проходящего через корону радиоизлучения удаленных космических источников. Чтобы определять параметры солнечных КВМ, были получены приближенные аналитические формулы для различных характеристик просвечивания, представляющие собой интегралы вдоль прямолинейных лучевых траекторий.

В настоящей работе для диагностики звездного КВМ по данным многочастотного просвечивания сигналами дискретных космических источников получены функциональные соотношения, учитывающие значительные искривления траекторий просвечивания, что позволяет в совокупности с данными оптических наблюдений определять параметры звездного выброса с большим градиентом его переднего фронта.

1. Исходные функциональные соотношения и модели

Для восстановления параметров коронального выброса по данным просвечивания рассматривался криволинейный интеграл по траектории для групповой задержки сигнала на различных рабочих частотах:

$$\tau(f) = \frac{1}{c} \int_{(s)} \frac{dS}{\sqrt{\varepsilon(R, \varphi, \delta, f)}}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(R, \varphi, \delta, f)$ — диэлектрическая проницаемость околозвездной плазмы; R, φ, δ — соответственно радиальная и угловые координаты луча; c — скорость света; f — рабочая частота дискретного источника. В сферической системе координат с началом в центре звезды элемент дуги dS имеет вид

$$dS = dR \sqrt{1 + R^2(d\varphi/dR)^2 + R^2(d\delta/dR)^2}.$$

Траектории просвечивания являются решением системы лучевых уравнений [4]:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\varphi} &= R \operatorname{ctg} \beta, \\ \frac{d\beta}{d\varphi} &= \frac{1}{2\varepsilon} (1 + \sin^2 \beta \operatorname{tg}^2 \alpha) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} \operatorname{ctg} \beta - R \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} \right) - 1, \\ \frac{d\delta}{d\varphi} &= \operatorname{tg} \alpha, \\ \frac{d\alpha}{d\varphi} &= \frac{1}{2\varepsilon} (1 + \cos^2 \alpha \operatorname{ctg}^2 \beta) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} \operatorname{tg} \alpha \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь β, α — углы рефракции луча. Диэлектрическая проницаемость возмущенной звездной короны представлялась в виде суммы:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(R) + \varepsilon_1(R, \varphi, \delta),$$

где функция ε_0 описывает невозмущенную корону звезды, ε_1 характеризует плазменный выброс. В качестве модели ε_0 использовалась зависимость

$$\varepsilon_0 = 1 - \left(\frac{f_{pl}}{f}\right)^2 \left(\frac{R_m}{R}\right)^2. \quad (3)$$

Для оценки возможности диагностики КВМ по данным просвечивания на первом этапе рассматривалось стационарное плазменное возмущение вида

$$\varepsilon_1 = \mu \left(\frac{f_{pl}}{f}\right)^2 \left(\frac{R_m}{R}\right)^2 \exp \left[-\left(\frac{R - R_L}{a_R}\right)^2 - \left(\frac{\varphi - \varphi_L}{a_\varphi}\right)^2 - \left(\frac{\delta - \delta_L}{a_\delta}\right)^2 \right], \quad (4)$$

где $R_m = 5R_s$ (R_s — радиус звезды); f_{pl} — плазменная частота на уровне R_m ; $\mu, R_L, \varphi_L, \delta_L, a_R, a_\varphi, a_\delta$ — соответственно интенсивность, координаты локализации и масштабы плазменного выброса.

2. Определение плотности фронтальной части коронального звездного выброса

Вариация групповой задержки сигнала дискретного источника, вызванная воздействием плазменного выброса, определялась в приближении метода возмущений. В уравнениях (1), (2) использовались разложения:

$$\tau = \tau_0 + \tau_1, \quad R = R_0 + R_1, \quad \delta = \delta_0 + \delta_1,$$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1, \quad \alpha = \alpha_0 + \alpha_1,$$

где $\tau_0, R_0, \delta_0, \beta_0, \alpha_0$ — характеристики сигнала в невозмущенной короне; $\tau_1, R_1, \delta_1, \beta_1, \alpha_1$ — их вариации. С учетом краевых условий на вариацию траектории $R_1(\varphi)$ в пунктах приема и излучения $R_1(\varphi_n = 0) = R_1(\varphi_k) = 0$ (здесь φ_n, φ_k — угловые координаты дискретного источника и приемника соответственно), в первом приближении для возмущения групповой задержки сигнала просвечивания из уравнения (1) имеем

$$\tau_1(f) = \frac{1}{c} \int_0^{\varphi_k} \left(\frac{2 \sin \beta_0}{\sqrt{\varepsilon_0(R_0)}} \left(1 + \frac{d\beta_0}{d\varphi} \right) R_1 - \frac{R_0}{2 \sin \beta_0} \times \frac{\varepsilon_1(R_0, \varphi, \delta_0)}{\varepsilon_0(R_0) \sqrt{\varepsilon_0(R_0)}} \right) d\varphi. \quad (5)$$

Как видно из (5), для расчета вариации групповой задержки необходимо учитывать изменение траектории $R_1(\varphi)$. Эта добавка была определена методом возмущений:

$$R_1 = -\frac{1}{Y_1(\varphi_k)} \left[Y_1(\varphi) \int_\varphi^{\varphi_k} DY_2(\varphi) \frac{R_n}{R_0} d\varphi + Y_2(\varphi) \times \int_0^\varphi DY_1(\varphi) \frac{R_n}{R_0} d\varphi \right], \quad (6)$$

где

$$D = \frac{1}{2} \left[\operatorname{ctg} \beta_0 \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\varepsilon_1(R_0, \varphi, \delta_0)}{\varepsilon_0(R_0)} \right) - R_0 \frac{\partial}{\partial R_0} \left(\frac{\varepsilon_1(R_0, \varphi, \delta_0)}{\varepsilon_0(R_0)} \right) \right],$$

$$Y_1 = \frac{\partial R_0}{\partial \beta_n}(\varphi), \quad Y_2 = \frac{\partial R_0}{\partial \beta_n}(\varphi_k - \varphi),$$

β_n — угол падения луча на звездную корону; R_n — радиальная координата дискретного источника. Полагая, что пространственные масштабы плазменной среды между дискретным космическим источником и приемником значительно превосходят масштабы звездного КВМ, интеграл (5) с учетом (6) можно приближенно вычислить методом Лапласа:

$$\tau_1 = \left[B_1(\varphi_s) + 2 \frac{B_2(\varphi_s)}{a_R^2} (R_0(\varphi_s) - R_L) \right] \mu \left(\frac{f_{pl}}{f}\right)^2 \times \left(\frac{R_m}{R_0(\varphi_s)}\right)^2 \exp \left[-\left(\frac{R_0(\varphi_s) - R_L}{a_R}\right)^2 - \left(\frac{\varphi_s - \varphi_L}{a_\varphi}\right)^2 \right] \times \sqrt{\pi \left(a_\varphi^{-2} + a_R^{-2} \left(\left(\frac{dR_0(\varphi_s)}{d\varphi} \right)^2 + (R_0(\varphi_s) - R_L) \left(\frac{d^2 R_0(\varphi_s)}{d\varphi^2} \right) \right) \right)^{-1}}, \quad (7)$$

где φ_s — угловая координата наибольшего вклада;

$$P_1(\varphi) = F_1(\varphi)Y_1(\varphi), \quad P_2(\varphi) = F_1(\varphi)Y_2(\varphi),$$

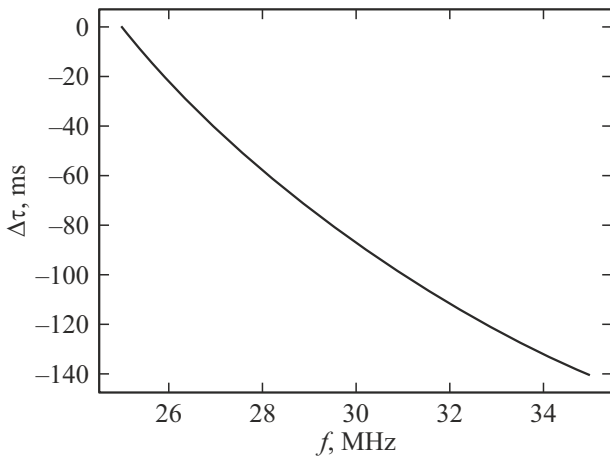
$$F_1(\varphi) = \frac{2 \sin \beta_0}{\sqrt{\varepsilon_0(R_0)}} \left(1 + \frac{d\beta_0}{d\varphi} \right),$$

$$F_2(\varphi) = \frac{R_0}{2 \sin \beta_0 \varepsilon_0(R_0) \sqrt{\varepsilon_0(R_0)}},$$

$$B_1 = F_2 + VQ, \quad B_2 = \frac{VR_2}{2\varepsilon_0 \sin^2 \beta_0},$$

$$V = \frac{1}{Y_1(\varphi_k)R_0} \left(Y_2(\varphi) \int_0^\varphi P_1(\varphi') d\varphi' + Y_1(\varphi) \int_\varphi^{\varphi_k} P_2(\varphi') d\varphi' \right),$$

$$Q = \frac{1}{2} \frac{R_0}{\varepsilon_0^2} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial R_0}.$$



Относительные групповые задержки сигналов просвечивания КВМ солнцеподобной звезды на различных частотах радиодиапазона.

Входящие в (7) пространственные параметры КВМ можно определить на основе данных оптических наблюдений. Тогда просвечивание выброса сигналами на различных частотах радиодиапазона позволяет по разности групповых задержек определить параметр μ , характеризующий максимальное возмущение выброса. В условиях сильного градиента передней части выброса эта разность не будет нулевой, поскольку волны радиодиапазона испытывают значительную рефракцию на фронте возмущения. Что касается характеристик невозмущенных траекторий, входящих в (7), то они могут быть рассчитаны с помощью лучевых уравнений (2) при заданной модели невозмущенной звездной короны (3). Из формулы (7) следует, что вариация времени группового запаздывания уменьшается с ростом рабочей частоты. На более низких частотах возникают максимальные вариации τ_1 , соответствующие траекториям, проходящим вблизи переднего фронта коронального выброса. Рост вариаций групповой задержки непосредственно следует из формулы (5), куда входит возмущение траектории $R_1(\varphi)$ и функция диэлектрической проницаемости выброса $\varepsilon_1(R_0, \varphi, \delta_0)$. Интеграл по траектории от возмущения ε_1 зависит от длины пути луча внутри плазменного выброса и растет при ее увеличении. Поправка $R_1(\varphi)$ зависит от функции $D(\varphi)$, которая, в свою очередь, определяется пространственными градиентами $\varepsilon_1(R_0, \varphi, \delta_0)$. Для модели коронального возмущения (4) наибольшая вариация $R_1(\varphi)$ возникает в случае просвечивания выброса вблизи его переднего фронта, а не внутри него, где градиент диэлектрической проницаемости существенно меньше.

В качестве примера на рисунке приведены результаты расчетов разностей вариаций групповых задержек сигналов просвечивания КВМ солнцеподобной звезды на различных частотах и вариации задержки сигнала на некоторой опорной частоте $f = 25$ МГц. Задавались следующие параметры моделей (3), (4): $f_{pl} = 15$ МГц; $\mu = 1.7$; $R_L = 5R_s$ (R_s — радиус звезды); $\varphi_L = 0.4$ рад;

$a_R = 0.15R_s$; $a_\varphi = 0.63$ рад. Угловая координата приемника составляла $\varphi_k = 1.74$ рад.

Нетрудно заметить, что относительные групповые задержки радиосигналов существенно различаются даже в рамках узкого частотного диапазона 25–35 МГц. Это указывает на большую чувствительность сигналов радиопросвечивания к параметрам КВМ.

Заключение

Решена краевая траекторная задача просвечивания звездного КВМ сигналами дискретных космических источников. Получены приближенные аналитические соотношения, связывающие групповые задержки сигналов с параметрами КВМ. Показана возможность определения плотности регулярной фронтальной части выброса по данным многочастотных измерений групповых задержек сигналов просвечивания в радиодиапазоне. Совместное использование данных оптических наблюдений пространственной структуры звездного КВМ и радиоизмерений групповых задержек сигналов просвечивания позволяет оценить параметры возмущения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проекты, FZZE-2023-0004, FZZE-2024-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.М. Черепашук (ред.) *Многоканальная астрономия* („Век 2“, Фрязино, 2019)
- [2] C. Argiroffi, F. Reale, J.J. Drake, A. Ciaravella, P. Testa, R. Bonito, M. Miceli, S. Orlando, G. Peres. *Nature Astronomy*, **3**, 742 (2019). DOI: 10.1038/s41550-019-0781-4
- [3] J.D. Alvarado-Gómez, J.J. Drake, O. Cohen, S.P. Moschou, C. Garraffo. *Astronom. J.*, **862** (2), 12 (2018). DOI: 10.3847/1538-4357/aacb7f
- [4] Yu.A. Kravtsov, Yu.I. Orlov. *Geometrical Optics of Inhomogeneous Medium* (Springer-Verlag, Berlin, 1990)