

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ КВМ

Ожередов В.А., Струминский А.Б.

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

STATISTICAL MODEL OF A CME ACCELERATION

Ozheredov V.A., Struminsky A.B.

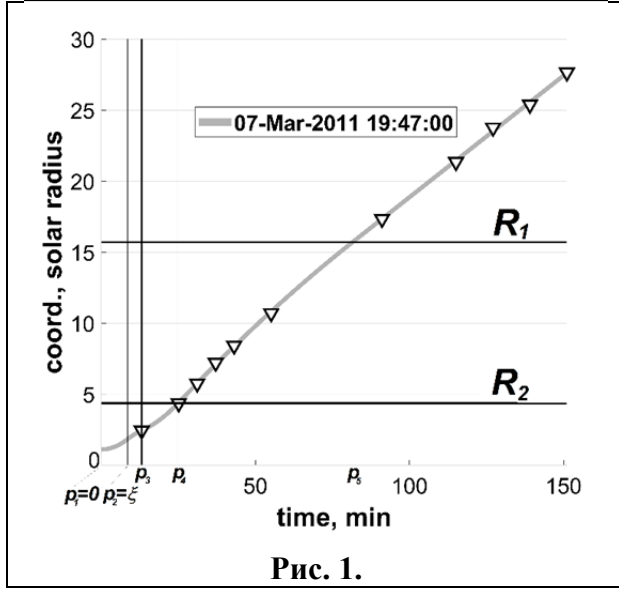
Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The aim of this work is to construct an algorithm for trajectory approximation of prominent fast CMEs using the LASCO database. For these purposes, LASCO professionals use linear or quadratic methods only, however, but the lack of their flexibility does not allow us to approximate the CME's trajectory over the entire movement interval from the starting point to the free flight phase. Developing the idea proposed by Struminsky about the presence of four acceleration phases in the CME motion interval, we offer an algorithm for fitting the parameters of a piecewise polynomial trajectory using swarm methods of optimization. In addition, the article proves that the minimax principle allows one to uniquely extrapolate the CME trajectory to a region with a complete lack of data. At the same time, at first glance, it turns out to be a pleasant paradox that a rather complex trajectory model does not require large amounts of data for correct operation: knowledge of the CME start moment and only four "coordinate-time" pairs allows you to completely restore the CME trajectory model, which means that evaluate the speeds and accelerations in all phases of movement and, in addition, find the changepoints at which these phases change.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-221-224

Задачей данной статьи является построение алгоритма аппроксимации траектории корональных выбросов массы (КВМ). Авторы из базы данных LASCO [1] отобрали несколько КВМ, связанных с хорошо известными солнечными вспышками. Моменты старта КВМ, обозначаются в дальнейшем за t_0 . Для этих вспышек на основе анализа наблюдений жесткого и мягкого рентгеновского излучения, а также радиоизлучения, согласно идеям [2-3], были найдены вероятные моменты и высоты старта КВМ. Согласно идеям работы [2], аппроксимация траектории представляет собой кусочно-полиномиальную функцию второго порядка. Разрабатываемый нами подход иллюстрирует событие 7 марта 2011 года. Рассмотрим траекторию его КВМ на рис. 1.

Мы назвали эту модель P4L, по числу сегментов, на которые делят траекторию changepoints, т.е. точки смены режимов движения (точки смены фаз). Эти точки мы обозначили за $\{p_1, p_2, p_3, p_4, p_5\}$ – первая соответствует точке старта и привязывается к нулю, вторая отвечает за точку перегиба экстраполяционного (где нет данных) участка траектории и обозначается также через ξ (без нее в общем случае невозможно гладкое сопряжение с интерполяционным участком, где есть данные).



Третья точка – это время первого наблюдения LASCO, а четвертая и пятая представляют наибольший интерес, поскольку, скорее всего, отвечают прохождению КВМ через диффузные границы раздела сред – после p_4 меняется ускорение, а после p_5 возникает фаза свободного полета. Согласно модели P4L, соответствующая зависимость координаты x от времени t выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} R_0 + \frac{A_1}{2}t^2, t \leq p_2 \equiv \xi, R_5 + V_5(t - p_5), t \geq p_5 \\ R_i + V_i(t - p_i) + \frac{A_i}{2}(t - p_i)^2, p_i \leq t \leq p_{i+1} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь R_0 обозначает высоту старта, которая может варьироваться от 1.1 до 1.25 солнечных радиусов. Имея, по крайней мере, два наблюдения LASCO (на рис. 1 это белые треугольники) правее p_5 , мы можем аппроксимировать фазу свободного полета. Гладкость траектории дает следующие условия сшивки на границе фаз:

$$R_i + V_i \delta p_i + \frac{A_i}{2} \delta p_i^2 = R_{i+1}, V_i + A_i \delta p_i = V_{i+1} \quad (2)$$

где $\delta p_i \equiv p_{i+1} - p_i$.

Пусть мы уже выполнили аппроксимацию на $(i+1)$ -м сегменте, т.е. на участке траектории $[p_i, p_{i+1}]$; тогда нам известны начальная координата R_{i+1} и скорость V_{i+1} на этом сегменте. Подставляя условия (2) в среднее уравнение (1), будем иметь:

$$x = R_{i+1} + V_{i+1}(t - p_i - \delta p_i) + \frac{A_i}{2}(t - p_i - \delta p_i)^2, p_i \leq t \leq p_{i+1} \quad (3)$$

Из (3) следует, что параметры аппроксимации предыдущего сегмента полностью определяются параметрами последующего сегмента (R_{i+1} и V_{i+1}) и еще одним неизвестным A_i , которое ищется методом наименьших квадратов (для этого, очевидно, сегмент $[p_i, p_{i+1}]$ обязан содержать хотя бы одну точку наблюдения). Таким образом, интерполяционные участки траектории аппроксимируются как бы «справа налево» – вначале появляется возможность смоделировать фазу свободного полета, затем последнюю и

затем предпоследнюю фазу ускорения. Экстраполяционный участок траектории, т.е. кривая на объединении сегментов $[p_1, p_2] \cup [p_2, p_3]$, называемом также нулевой областью, аппроксимируется отдельно (напомним, p_3 – точка первого наблюдения).

Введем обозначения (чтобы не таскать с собой индексы): $V_3 \equiv U$, $R_3 \equiv D$. Траектория в нулевой области аппроксимируется после процедуры backtracing, поэтому оба параметра к тому времени нам известны. Две фазы ускорения (см. рис. 1) разделены моментом времени ξ , и понятно, что конечная модель траектории в нулевой области сильно зависит от положения ξ . Однако принцип минимакса фиксирует единственный вариант траектории: в предположении реализуемости минимума максимального ускорения в нулевой области модель траектории единственна, если есть уверенность, что точка первого наблюдения не задержана слишком сильно из-за особенностей условий наблюдения. Для доказательства запишем уравнения траектории в нулевой области (согласно нашему предположению, КВМ стартуют без начальной скорости). Условия сшивки координаты и первой производной в точке ξ позволяют исключить из (1) параметры R_2 и V_2 :

$$\begin{cases} x = R_0 + \frac{A_1}{2}t^2, 0 \leq t \leq \xi \\ x = R_0 + \frac{A_1}{2}\xi^2 + A_1\xi(t - \xi) + \frac{A_2}{2}(t - \xi)^2, \xi \leq t \leq p_3 \end{cases}$$

Условия сшивки в точке первого наблюдения дают:

$$\frac{A_1}{2}\xi^2 + A_1\xi(p_3 - \xi) + \frac{A_2}{2}(p_3 - \xi)^2 = D - R_0, A_1\xi + A_2(p_3 - \xi) = U$$

откуда

$$A_1 = \frac{2D - 2R_0 - U(p_3 - \xi)}{p_3\xi}, A_2 = \frac{U\xi - 2D + 2R_0}{p_3(p_3 - \xi)} \quad (4)$$

Видно, что, во-первых, траектория в нулевой области полностью определяется моментом времени ξ , а во-вторых, ускорения (4) с ростом ξ на интервале $[0, p_3]$ меняются в противофазе. Отсюда следует, что искомая точка минимакса находится на пересечении графиков функций (4), и в силу монотонности каждой из этих функций эта точка единственна.

Теперь траектория полностью задается границами раздела фаз последнего ускорения и свободного полета, т.е. моментами времени p_4 и p_5 .

В итоге мы имеем двумерную задачу условной оптимизации невязки траектории относительно наблюдений по параметрам p_4 и p_5 , которая решается с помощью роевого алгоритма при следующих ограничениях: 1) модули всех четырех ускорений меньше 10 км/сек^2 ; 2) ускорение на

старте больше нуля; и 3) скорость на всей траектории больше нуля, исключая точку старта.

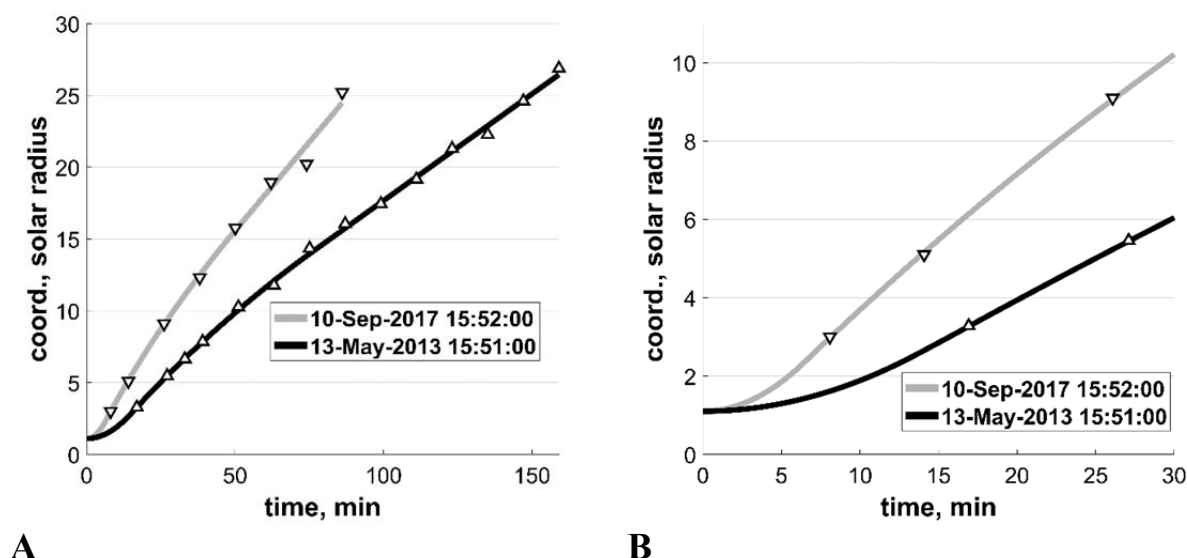


Рис. 2.

На рис. 2 показан пример применения предложенной модели для двух КВМ, в которых есть наблюдения ускорения в нулевой зоне – это 13 мая 2013 [4] и 10 сентября 2017 [5].

- Используется модель четырехфазного ускорения КВМ: результаты кусочно-полиномиальной аппроксимации данных LASCO с разным числом сегментов показали наличие двух режимов движения.
- Отсюда следуют две фазы ускорения на участке после первого наблюдения LASCO. Дополнительные две фазы ускорения на участке, где нет данных наблюдений, продиктованы условиями сшивки на правом и левом конце.
- Предложен алгоритм восстановления траектории в рамках четырехфазной модели ускорения КВМ.
- Нахождение момента старта для всех 12000 КВМ сделает возможным построить статистику скоростей, ускорений и положений границ смены режимов движения КВМ.

Литература

1. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/, дата обращения 12.10.2022
2. Струминский А.Б., И.Ю. Григорьева и др. // Геомаг. и аэр., 2021, т. 61, с. 683.
3. Григорьева И.Ю., А.Б. Струминский // Астрон. Ж., 2022, т.99, с.486.
4. Gou T., A.M. Veronig at al. // Astrophys. J., 2020, **897**, id. L36.
5. Gopalswamy N., Yashiro S. et al. // Astrophys. J., 2018, V. 863. P. L39.