

# Форбуш-понижение космических лучей в тороидальной модели магнитного облака

А. С. Петухова, И. С. Петухов<sup>1)</sup>, С. И. Петухов

Институт космических исследований и аэронавтики им. Шафера СО РАН; 677980 Якутск, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2015 г.

Рассчитана временная динамика функции распределения частиц в магнитном облаке, имеющем в начальный момент времени форму сегмента тора с характерной (бессиловой) структурой магнитного поля. Форма облака при последующем распространении в межпланетном пространстве определяется на основе кинематической модели. Магнитное поле облака рассчитывается с использованием условия вмороженности. Выявлено существенное влияние областей, соединяющих магнитное облако с Солнцем, на распространение частиц в области возмущения. Результаты расчета плотности числа частиц и анизотропии интенсивности, в общем, соответствуют измерениям. Представленные результаты свидетельствуют об определяющей роли характерной структуры магнитного поля облака во временной динамике форбуш-понижения космических лучей.

DOI: 10.7868/S0370274X15230010

**1. Введение.** Межпланетные возмущения, порожденные выбросами вещества солнечной короны, оказывают наиболее сильное воздействие на состояние околоземного пространства, геомагнитную активность и интенсивность космических лучей (КЛ). В качестве причин понижения интенсивности КЛ в области возмущения (форбуш-понижения, ФП) рассматривают: 1) повышенную напряженность магнитного поля [1, 2]; 2) повышенный уровень турбулентности магнитного поля [3]; 3) повышенную скорость течения и потери энергии частиц в расширяющемся объеме [4]. В настоящее время неизвестно, чем обусловлено понижение интенсивности КЛ в области возмущения: совокупностью перечисленных причин либо одной доминирующей причиной. Особый интерес представляют магнитные облака (МО), которые являются частью выброса. Установлено, что двухступенчатые ФП наблюдаются в выбросах, содержащих МО. В теоретических исследованиях ФП в МО изучаются на основе решений уравнения переноса частиц в диффузионном приближении. В работе [5] МО представлено в виде бесконечно протяженного цилиндра с постоянным радиусом, движущегося в межпланетном пространстве, а в [6] учитывается расширение такого цилиндра. В работе [7] установлено, что модель ФП, в которой МО имеет форму расширяющегося цилиндра, удовлетворительно воспроизводит измерения интенсивности КЛ в некоторых событиях.

В данной работе ФП в МО, имеющем форму сегмента тора, рассчитано в рамках кинематической модели. Из нижеприведенных результатов следует, что поведение интенсивности КЛ в МО определяется главным образом характерной структурой магнитного поля.

**2. Модель.** Для расчета динамики МО используем кинематическое приближение, согласно которому скорость лагранжевых частиц течения сохраняется [8]. Применимость приближения основана на том, что: 1) магнитное поле МО является бессильным и его влияние на динамику МО мало ( $\mathbf{j} \times \mathbf{V} \ll 1$ ); 2) кинетическая энергия течения значительно превышает тепловую энергию ( $M^2 = u^2/c_s^2$ ). Здесь  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{V}$  – ток и напряженность магнитного поля МО;  $M = u/c_s$  – звуковое число Маха;  $u$ ,  $c_s$  – скорости течения и звука.

Будем предполагать, что в начальный момент времени МО имеет форму сегмента тора, а его магнитное поле удовлетворяет решению [9]. Зададим градиент скорости течения вещества тора. Изменение первоначальной формы МО определяется на основе кинематической модели. Компоненты соответствующего магнитного поля рассчитываются из условия вмороженности, представленного в виде сохранения магнитного потока через площадки, связанные с лагранжевыми частицами течения. Модель динамики магнитного поля, в общем, соответствует измерениям, поскольку в событиях распределение скорости лагранжевых частиц потока вещества МО, как правило, находится в ограниченном диапазоне,

<sup>1)</sup>e-mail: i\_van@ikfia.sbras.ru

что является причиной сохранения магнитной структуры МО.

Для сегмента тора, использованного в иллюстративном расчете, приняты следующие параметры начального состояния: радиус сечения тора  $0.16 r_e$  (где  $r_e$  – астрономическая единица); ось тора расположена в плоскости солнечного экватора на расстоянии  $0.47 r_e$  от Солнца; угловая ширина сегмента  $\pi/2$ ; компоненты магнитного поля удовлетворяют решению [9]; напряженность магнитного поля на оси тора  $20$  нТ; магнитная структура имеет SWN-тип; расширение тора при его радиальном движении производится сферически-симметричным выбросом, скорости лагранжевых частиц которого распределены в пределах тора линейно по радиусу от  $600$  до  $400$  км/с. Магнитное облако окружает паркеровский солнечный ветер. Взаимодействие МО с солнечным ветром не учитывается.

В отсутствие рассеяний функция распределения сохраняется вдоль траекторий частиц, являющихся характеристиками уравнения Больцмана (теорема Лиувилля). В этом случае посредством расчета множества траекторий частиц в электромагнитном поле можно определить функцию распределения в произвольной точке внутри тора. При расчете используются прямые и обратные траектории [10]. Прямыми мы называем траектории, начальные условия которых задаются в источнике, т.е. в области, где функция распределения задана. Соответственно обратные траектории в источнике заканчиваются. Различие в решении системы уравнений движения частиц для прямых и обратных траекторий состоит в знаке шага по времени. При расчете прямых траекторий шаг положителен, при расчете обратных – отрицателен. Мы полагаем, что за пределами тора функция распределения однородна в пространстве и изотропна по углам.

Модельное МО имеет форму сегмента тора. Реальные МО соединены с Солнцем посредством магнитных силовых линий, и форму тора имеют их центральные части. Квазибессильная структура магнитного поля МО (направление поля меняется от перпендикулярного к оси тора на поверхности до продольного в центре поперечного сечения) определяет распространение частиц. В результате частицы из окружающего пространства заполняют только часть внутренней области сегмента тора. При этом существенная доля частиц приходит к его торцам. Заполнение частицами области, прилегающей к оси тора, может происходить при их возвращении в сегмент после перераспределения по магнитным силовым линиям в областях, соединяющих МО с

Солнцем. Поток частиц, возвращающихся обратно в сегмент через торец, зададим соотношением  $I_2 = I_1 \alpha$ , где  $I_1$  и  $I_2$  – полные потоки частиц, выходящих и возвращающихся в сегмент через торец,  $\alpha$  – коэффициент возвращения. При этом примем, что функция распределения возвращающихся частиц изотропна по углам и однородна по площади торца. Принятые свойства потока возвращающихся частиц могут быть обусловлены более сильным полем (отражение) и их дрейфом в сильно неоднородном магнитном поле (изотропия и однородность) в области, соединяющей МО с Солнцем.

Отмеченная особенность в распространении частиц в сегменте тора не согласуется с диффузионной моделью ФП [6], в соответствии с которой частицы из окружающего пространства заполняют весь объем цилиндра. Различие объясняется тем, что в нашей модели МО представлено сегментом тора, тогда как в диффузионной модели оно является бесконечно протяженным цилиндром.

Расчет функции распределения частиц в сегменте тора от торцов производится следующим образом. С использованием обратных траекторий рассчитывается поток частиц, приходящих из окружающего пространства к каждому из торцов. Определяется поток возвращающихся частиц. Далее с помощью прямых траекторий рассчитывается поток частиц, которые переходят от одного торца к другому. При переходе поток уменьшается, поскольку часть частиц выходит в окружающее пространство. Таким образом, мы получаем рекуррентное соотношение между потоками частиц в последовательных переходах между торцами. Сумма потоков определяет вклад каждого торца.

Для расчета функции распределения в произвольной точке, расположенной внутри сегмента тора, с помощью обратных траекторий определим их источник (торцы или окружающее пространство) и учтем его вес.

Функцию распределения  $f(\mathbf{p})$  можно представить в виде  $f(\mathbf{p}) = f_0(p) + \mathbf{n}f_1$ , где  $f_0, f_1$  – изотропная и анизотропная части функции распределения,  $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$  – единичный вектор направлений. Отсюда следует выражение для анизотропии:  $\mathbf{A} = -\mathbf{f}_1/f_0$ . Для известной функции распределения посредством нескольких интегрирований можно получить плотность и анизотропию функции распределения в МО:  $f_0 = 1/4\pi \int f d\Omega$ ;  $f_{1z} = 3/4\pi \int f \cos \theta d\Omega$ ;  $f_{1x} = 2/\pi^2 \int f \cos \varphi d\Omega$ ;  $f_{1y} = 2/\pi^2 \int f \sin \varphi d\Omega$ , где  $d\Omega$  – дифференциал телесного угла. Углы  $\theta, \varphi$  отсчитываются от осей  $Z$  и  $X$  гелиоцентрической системы координат соответственно.

**3. Результаты расчета и обсуждения.** На рис. 1 представлены временные зависимости ампли-

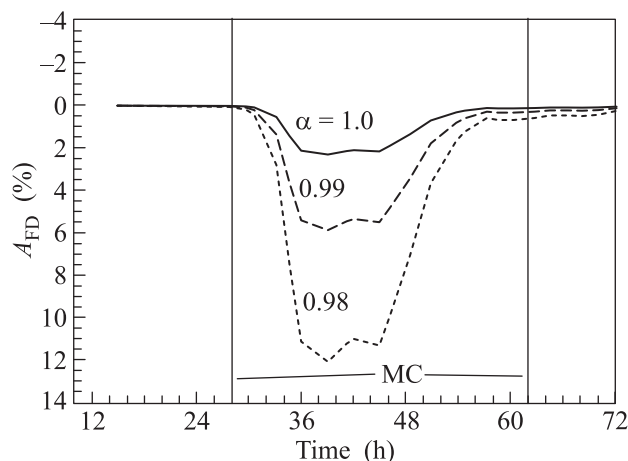


Рис. 1. Плотность числа частиц в зависимости от времени для разных значений коэффициента отражения от торцов сегмента тора. Вертикальные линии обозначают границы сегмента

туды ФП  $A_{FD} = (F_0 - F_{00})/F_{00} \cdot 100\%$ , где  $F_0 = \int f_0 d\Omega$ ,  $F_{00} = \int f_{00} d\Omega$ ,  $f_{00}$  – функция распределения частиц в окружающем пространстве. Величина  $A_{FD}$  рассчитана для точки с координатами  $x = 1r_e$ ,  $y = z = 0$  в гелиоцентрической системе координат. При этом отмеченная точка расположена в плоскости, делящей сегмент на равные части. Кинетическая энергия частиц  $\epsilon_k = 10$  ГэВ. Временной шаг между значениями 3 ч. Кривые соответствуют набору значений  $\alpha = 1, 0.99, 0.98$ . Выбранная точка находится внутри МО в течение 30 ч в промежутке от 28 до 62 ч. Видно, что спад ФП более резкий по сравнению с восстановлением. Максимальная величина  $A_{FD}$  меняется от 2 до 12%. При этом чем больше потери частиц на торцах сегмента, тем больше  $A_{FD}$ . На рис. 2 приведена зависимость от времени компонент и модуля анизотропии функции распределения при  $\alpha = 1$ . На рис. 3 представлена экваториальная компонента анизотропии ( $A_x, A_y$ ). Как видно из рисунков, при входе в МО плотность быстро уменьшается, а анизотропия растет. При выходе из МО плотность и анизотропия возвращаются к фоновым значениям постепенно. Асимметрия их поведения обусловлена тем, что в области между МО и Солнцем плотность частиц меньше фоновой вследствие экранировки области МО.

Поведение анизотропии во времени от величины  $\alpha$  не зависит. От нее зависит амплитуда анизотропии: чем меньше  $\alpha$ , тем больше анизотропия. Каждая компонента анизотропии имеет особенность в по-

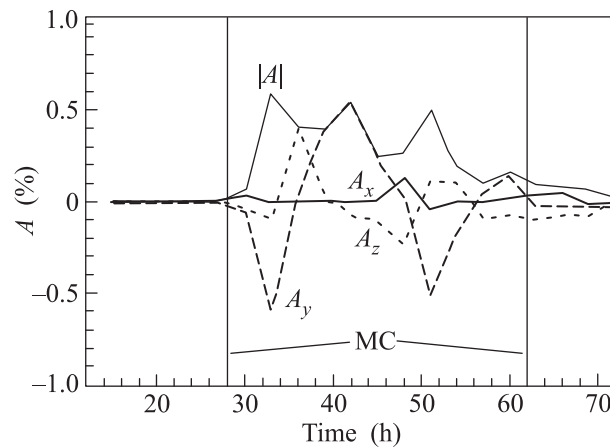


Рис. 2. Компоненты анизотропии функции распределения в зависимости от времени для  $\alpha = 1$ . Вертикальные линии обозначают границы сегмента

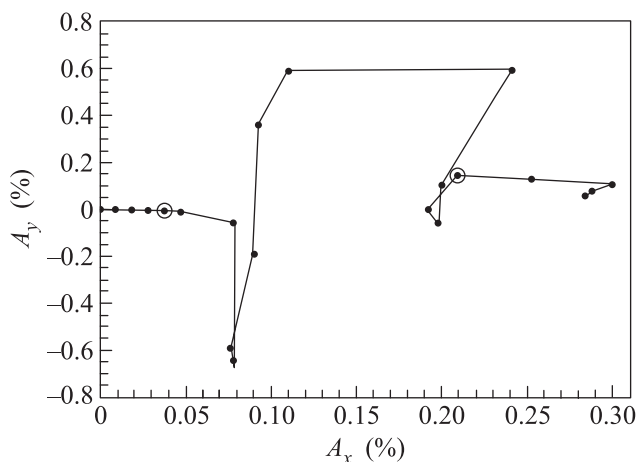


Рис. 3. Экваториальная компонента анизотропии функции распределения в зависимости от времени для  $\alpha = 1$ . Выделенные символы обозначают границы сегмента

ведении. Компонента  $A_x$  – самая маленькая. Компонента  $A_y$  – самая большая. Она два раза меняет знак при прохождении через МО. Компонента  $A_z$  меняет знак один раз в окрестности центра МО. Экваториальная компонента анизотропии демонстрирует вращение. Во временном поведении анизотропии прослеживается асимметрия: длительность интервала времени от начала изменения анизотропии до центра МО значительно меньше интервала от центра до ее возвращения к невозмущенному значению. Максимальная величина  $A_{FD}$  и ее изменение во времени зависят от энергии частиц и напряженности магнитного поля тора. Для частиц с энергией 30 ГэВ при  $B = 20$  нТ и  $\alpha = 1$  имеем  $A_{FD} \approx 1\%$ . При этом снижение и восстановление  $A_{FD}$  во времени симметричны. При  $B = 40$  нТ,  $\alpha = 1$  и  $\epsilon_k = 10$  ГэВ величина  $A_{FD} \approx 3\%$ .

В работе [11] приведены результаты анализа поведения плотности и анизотропии космических лучей с жесткостью 10 GV (9 ГэВ) в 99 событиях 23-го и 24-го солнечных циклов, в которых было установлено присутствие МО. В исследованной выборке наблюдается большое разнообразие в скорости движения, градиенте скорости течения внутри МО, распределении и величине магнитного поля в МО. Поведение во времени плотности и анизотропии космических лучей также разнообразно. Тем не менее в данной выборке выделено характерное поведение плотности и анизотропии в МО: максимальная величина  $A_{FD}$  заключена в пределах 1–12%; спад плотности резкий, а ее восстановление более плавное; анизотропия существенно меняется при входе и/или выходе из МО; внутри МО часто наблюдается систематическое изменение анизотропии; для экваториальной компоненты характерно вращение; северо-южная компонента  $A_z$  часто меняет знак в окрестности центра МО.

Как видно из результатов, представленных на рис. 1–3, модельные расчеты, в общем, воспроизводят наблюдаемое в МО поведение плотности и анизотропии КЛ.

**4. Заключение.** 1. Предложена модель для определения динамики МО, расположенного в неоднородном потоке вещества, и расчета компонент магнитного поля в нем.

2. Предложен и реализован метод расчета функции распределения частиц в МО с использованием их траекторий.

3. Выявлено влияние областей, соединяющих МО с Солнцем, на распределение частиц в МО. Сформулирован способ учета этого влияния.

4. Рассчитана временная динамика плотности и анизотропии функции распределения частиц в МО, в общем согласующаяся с измерениями.

Полученные результаты свидетельствуют об определяющем влиянии структуры магнитного поля МО на динамику ФП.

Работа поддержана грантом РФФИ # 15-42-05085 р-восток-а, и грантом Президента Российской Федерации по государственной поддержке ведущих научных школ НШ 3269.2014.2.

1. E. Parker, *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience Publisher, N.Y. (1963), 272 p.
2. J. A. Lockwood, *Space Sci. Rev.* **12**, 658 (1971).
3. A. Wawrzynczak and M. V. Alania, *Adv. Space Res.* **45**, 622 (2010).
4. G. F. Krymsky, P. A. Krivoshepin, V. P. Mamrukova, and S. K. Gerasimova, *Astron. Lett.* **35**, 696 (2009).
5. H. V. Cane, I. G. Richardson, and G. Wibberenz, *Proc. 24th ICRC* **4**, 377 (1995).
6. K. Munakata, S. Yasue, C. Kato, J. Kota, M. Tokumaru, M. Kojima, A. A. Darwish, T. Kuwabara, and J. W. Bieber, *Adv. Geosci.* **2**, 115 (2006).
7. T. Kuwabara, J. W. Bieber, P. Evenson, K. Munakata, S. Yasue, C. Kato, A. Fushishita, M. Tokumaru, M. L. Duldig, J. E. Humble, M. R. Silva, A. Dal Lago, and N. J. Schuch, *J. Geophys. Res.* **114**, A05109 (2009).
8. I. S. Petukhov and S. I. Petukhov, *Bull. RAS: Phys.* **77**, 523 (2013).
9. G. Miller and L. Turner, *Phys. Fluids* **24**, 363 (1981).
10. I. S. Petukhov and S. I. Petukhov, *Astron. Lett.* **35**, 701 (2009).
11. А. А. Абуни, М. А. Абунина, А. В. Белов, Е. А. Ершенико, В. А. Оленева, В. Г. Янке, Т. Папаиоану, Е. Мавромичалаки, *Труды Всероссийской конференции по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е. Степанова*, Институт солнечно-земной физики СО РАН (2013), с. 11.