

ИОННЫЙ СОСТАВ ЖЕЛЕЗА В ПОТОКАХ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В КОРОНЕ СОЛНЦА И ГЕЛИОСФЕРЕ

© 2023 г. Ф. Ф. Горяев¹, *, В. А. Слемзин¹, Д. Г. Родькин¹, Ю. С. Шугай²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*goryaev_farid@mail.ru

Поступила в редакцию 07.03.2022 г.

После доработки 11.05.2022 г.

Принята к публикации 18.07.2022 г.

Анализ распределений ионов Fe по стадиям ионизации в плазме солнечного ветра (СВ) дает ценную информацию о формировании потоков СВ и процессах нагрева плазмы, а также для идентификации источников СВ на Солнце. При прохождении плазмы СВ через корону ее ионный состав эволюционирует и в конце концов “замораживается” на расстояниях порядка нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца, оставаясь далее практически неизменным в гелиосфере. Это дает возможность по зарядовому состоянию СВ получать информацию о физических условиях в его источнике и солнечной короне. Обычно используемый для характеристики распределений ионов Fe средний заряд Q_{Fe} не учитывает всех особенностей эволюции ионного состава, что не позволяет извлекать более детальную информацию о состоянии плазмы СВ. В настоящей работе для описания зарядового состояния ионов Fe введены три параметра $q4$, $q8$ и $q12$, характеризующие относительные фракции ионов с зарядами $Z = 0-7$, $8-11$ и $12-20$, соответственно, и условно соответствующие “холодной”, “средней” и “горячей” компонентам плазмы СВ. По данным измерений ионного состава Fe в 2010 г. на КА *STEREO-A* приводятся характерные значения этих параметров для разных типов потоков СВ. Рассматривается задача моделирования ионных распределений в плазме СВ по данным диагностики параметров корональных источников. На примере события, связанного с корональным выбросом массы 18.VIII.2010, показано, что рассчитанные по модельным распределениям параметры зарядового состояния ионов Fe в пределах ошибок хорошо согласуются с данными измерений.

DOI: 10.31857/S002342062301003X, EDN: FICEMK

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования ионного состава солнечного ветра (СВ) началось со времени его открытия и первых исследований на советских КА *Луна-2*, *Луна-3* (1959 г., [1]), на американской станции *Маринер-2* (1962 г., [2]) и советской станции *Венера-3* (1965 г.). Систематические исследования параметров СВ во внутренней гелиосфере проводились на околосолнечных КА *Helios-1* (1974–1986 гг.) и *Helios-2* (1976–1980 гг.) [3], а также в полярных областях на КА *ULYSSES* (1994–1995, 2000–2001 и 2006–2007 гг.) [4–8]. Регулярные измерения ионного состава СВ с 1997 г. проводятся в точке Лагранжа L1 прибором SWICS на КА *ACE* [9] и с 2006 г. на околосолнечной орбите приборами PLASTIC на КА *STEREO-A* и *-B* (до 2015 г.) [10]. В настоящее время измерения параметров ионов СВ в гелиосфере на разных расстояниях от Солнца выполняются на КА *Parker Solar Probe* (запущен в 2018 г., [11]) и *Solar Orbiter* [12].

В 1968 г. Хундхаузен и др. [13] обосновали предположение, что состояние ионизации СВ “замораживается” в короне на некоторой высоте от поверхности Солнца из-за расширения плазмы и падения ее плотности, и потом практически не меняется при движении в гелиосфере. Это позволяет по количеству ионов высокой кратности в СВ оценить температуру плазмы в нижних слоях короны. Однако, позже в работе [14] вывод о прямом соответствии ионного состава СВ корональной температуре был поставлен под сомнение. Начиная с 1990-х гг., с накоплением данных об ионном составе СВ на специализированных аппаратах *ACE*, *ULYSSES*, *STEREO* и др., была реализована возможность использования ионного состава СВ для широкого круга задач, включая определение элементного и зарядового состава в различных типах потоков СВ и идентификацию их типа и солнечных источников, изучение физических процессов в областях ускорения и нагрева плазмы СВ, исследование процессов взаимодей-

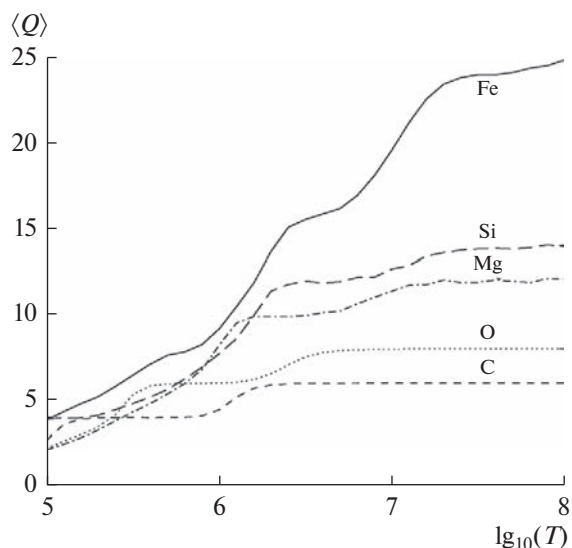


Рис. 1. Средние заряды ионов C, O, Mg, Si и Fe в термодинамически равновесной плазме как функции электронной температуры.

ствия потоков СВ в гелиосфере. Например, в работе [15] среди характерных признаков межпланетных корональных выбросов массы (МКВМ) были названы средний заряд ионов Fe $Q_{Fe} > 12$ и наличие ионов с высоким зарядом $Z \geq 16$.

В результате проведенных в работах [16–19] исследований эволюции ионного состава исходящих потоков плазмы, формирующих разные типы СВ, было показано, что в процессе ускорения зарядовый состав плазмы в короне изменяется в зависимости от скорости плазмы, плотности и температуры электронов, причем переходы между ионами с разным зарядом определяются соответствующими скоростями рекомбинации и ионизации. С учетом этих факторов, в работах [20, 21] было проведено моделирование ионного состава корональных выбросов массы (КВМ) на основании предположений о вариации с высотой плотности и температуры эруптирующей плазмы, которое показало качественное соответствие расчетов с измерениями. Следующим шагом в моделировании ионного состава КВМ в работе [22] было использование в качестве исходных радиальных профилей плотности и температуры плазмы, полученных в результате магнитогидродинамического расчета формирования магнитного жгута. В работе [23] в качестве исходных использовались плотность и температура электронов, полученные в результате анализа дифференциальной меры эмиссии (ДМЭ) плазмы, рассчитанной по многоволновым изображениям телескопа *SDO/AIA*. Хотя в работах [22, 23] рассчитанный по модели средний заряд Q_{Fe} в пределах ошибок лучше согласовался с измеренным в СВ, чувстви-

тельность рассчитанного Q_{Fe} к условиям в корональной плазме оказалась невысокой. Использование среднего заряда в качестве характеристики распределения ионов Fe приводит к потере информации о форме этого распределения, которое, помимо параметров плазмы, зависит также от скоростей рекомбинации/ионизации ионов. Соотношение между этими скоростями для ионов с разными Z может приводить к “замораживанию” плотностей ионов на разной высоте и отличию результирующего зарядового распределения плазмы СВ от распределений, которые соответствуют условиям ионизационного равновесия при определенной температуре. В настоящей работе рассматривается метод моделирования непосредственно зарядового распределения ионов Fe в плазме СВ с использованием параметров источников в солнечной короне, которые определяются с помощью анализа ДМЭ, восстанавливаемой по изображениям телескопа *SDO/AIA*. Пример такого моделирования продемонстрирован для события, связанного с КВМ 18.VIII.2010 [24], распространявшегося в направлении *STEREO-A*, на котором 20–23.VIII было зарегистрировано соответствующее возмущение СВ.

2. АНАЛИЗ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОВ Fe В СВ ПО ДАННЫМ *STEREO-A*

Среди элементов, преобладающих в плазме СВ, железо является наиболее подходящим для характеристики физических условий в корональных источниках, поскольку значительное число ионов Fe разных стадий ионизации перекрывает практически весь диапазон корональных температур от спокойных областей до вспышек. На рис. 1 показана зависимость среднего заряда ионов ряда элементов, наиболее распространенных в короне Солнца и используемых в анализе состояния СВ, от температуры в стационарной равновесной плазме. Средний заряд ионов C, O, Mg, Si и Fe в функции от температуры был рассчитан с помощью базы атомных данных CHIANTI Version 10 (<https://www.chiantidatabase.org>). Из рис. 1 видно, что состояние ионов Fe изменяется в наиболее широком интервале температурных условий в плазме. Следует также отметить, что ионный состав Fe “замораживается” на больших высотах, чем ионы других тяжелых элементов, распространенных в СВ. Поэтому распределения ионов Fe лучше характеризуют состояние плазмы СВ.

В работе [25] была рассмотрена связь между параметром Q_{Fe} и соответствующими распределениями ионов Fe по данным прибора PLASTIC, установленного на борту космического аппарата *STEREO-A*, за период с января 2010 по июль 2011. PLASTIC представляет собой времяпролетный масс-спектрометр и предназначен для изучения параметров протонов, альфа-частиц и тяжелых

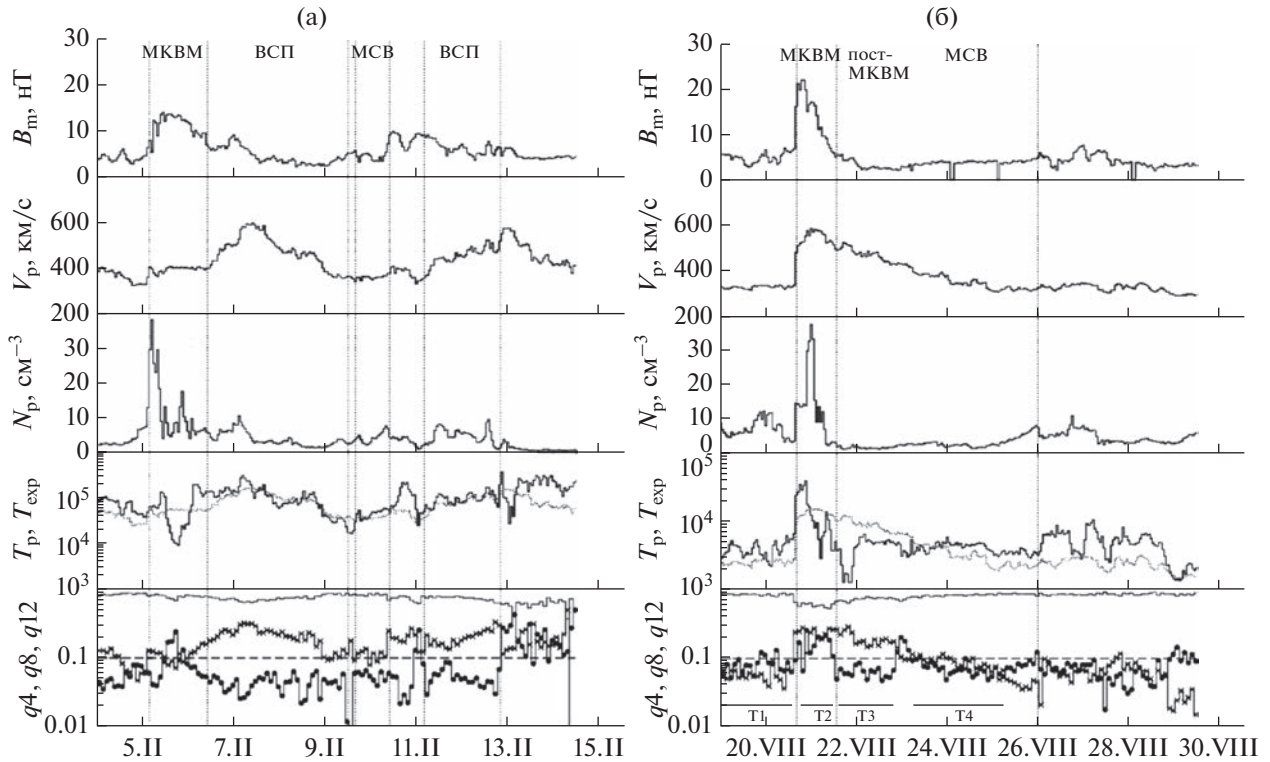


Рис. 2. Временные зависимости параметров СВ, зарегистрированных на PLASTIC/STEREO-A, и профили параметров $q4$, $q8$ и $q12$, рассчитанные по зарядовым распределениям ионов Fe для периодов 4.II–15.II.2010 (а) и 19.VIII–30.VIII.2010 (б). Сверху вниз показаны: модуль напряженности межпланетного магнитного поля B_m , скорость протонов V_p , плотность протонов N_p , температура протонов T_p и ожидаемая температура T_{exp} (пунктир), значения параметров зарядового распределения ионов Fe $q4$ (кресты), $q12$ (кружки) и $q8$ (сплошная линия).

ионов в плазме СВ. Прибор измеряет элементный состав, заряд, спектр и анизотропию гелиосферных ионов в области энергий от 0.3 до 80 кэВ/е. При обработке данных была учтена особенность построения гистограммы зарядового распределения ионов N_Z по бинам выходного сигнала B_Z (B_Z – число отсчетов в бине между зарядами Z и $Z+1$) с пересчетом по формуле $N_Z = (B_Z + B_{Z+1})/2$.

Для более детального анализа формы распределений в [25] был определен параметр $q12$, равный доле высокозарядных состояний ионов Fe с зарядами $Z \geq 12$ в плазме СВ. Было показано, что параметр $q12$ можно эффективно использовать для идентификации как крупномасштабных событий типа МКВМ с образованием горячей плазмы, так и горячих фрагментов в плазме СВ, которые могут быть связаны с мелкомасштабными проявлениями солнечной активности в различных корональных структурах. Также в [25] была дана интерпретация часто наблюдаемой бимодальной формы зарядового распределения ионов Fe в МКВМ. В настоящей статье, в развитие идей работы [25] мы вводим в рассмотрение три параметра $q4$, $q8$ и $q12$ по формулам:

$$\begin{aligned} q4 &= \sum_{0 \leq Z \leq 7} N_Z / \sum_{0 \leq Z \leq 20} N_Z, & q8 &= \sum_{8 \leq Z \leq 11} N_Z / \sum_{0 \leq Z \leq 20} N_Z, \\ q12 &= \sum_{12 \leq Z \leq 20} N_Z / \sum_{0 \leq Z \leq 20} N_Z, & q4 + q8 + q12 &= 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_Z – плотность ионов с зарядом Z , а указанные параметры соответствуют условно “холодной”, “средней” и “горячей” частям распределения ионов Fe в СВ. Дифференциация распределения ионов Fe по параметрам $q4$, $q8$, $q12$ позволяет извлечь более детальную информацию о состоянии плазмы СВ и выяснить, каким образом оно формируется в короне.

На рис. 2а и 2б приведены временные зависимости параметров СВ, зарегистрированных прибором PLASTIC [10] на STEREO-A 4.II–14.II.2010 и 19.VIII–29.VIII.2010, включая временные профили параметров $q4$, $q8$ и $q12$, с указанием типа потока СВ. На диаграмме с температурой протонов T_p пунктиром указана расчетная ожидаемая температура T_{exp} , соответствующая скорости протонов V_p [26]: $T_{exp} = (0.031V_p - 5.1)^2$ для $V_p < 500$ км/с, $T_{exp} = (0.51V_p - 142)$ для $V_p \geq 500$ км/с. Понижение температуры протонов ниже $0.5T_{exp}$ является од-

ним из признаков МКВМ [27]. Положения МКВМ указаны по каталогу событий STEREO-A (https://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/data/ins_data/impact/level3/ICMEs.pdf), а высокоскоростных потоков (HSS – ВСП) по каталогу STEREO A/B SIR (Stream Interaction Regions – https://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/data/ins_data/impact/level3/SIRs.pdf). Значения параметров q_4 , q_8 и q_{12} рассчитаны по зарядовым распределениям ионов Fe с двухчасовым усреднением, остальные параметры – с часовым усреднением.

На рис. 2 наглядно выделяются три типа крупномасштабных структур СВ: МКВМ, высокоскоростные потоки (ВСП) и потоки медленного СВ (МСВ), для которых профили параметров q_4 и q_{12} заметно различаются. Для МКВМ характерно значительное возрастание q_{12} выше условной границы 0.1 из-за присутствия горячей плазмы, при этом q_4 может быть как меньше, так и больше q_{12} . Профили ВСП отличаются значительным возрастанием q_4 выше 0.1 и падением q_{12} ниже 0.1, что связано с доминированием холодной компоненты в истекающем из короны потоке. Для потоков МСВ оба параметра близки к 0.1. Параметр q_8 дополняет сумму q_4 и q_{12} до 1 и характеризует разбалансированность зарядового распределения в сторону холодной или горячей компонент (или обоих сразу).

В настоящей работе был проведен расчет ионных параметров q_4 , q_8 и q_{12} для всех МКВМ и ВСП, зарегистрированных на КА STEREO-A в 2010 г. Всего было зарегистрировано 16 МКВМ длительностью от 10 до 90 часов и 42 ВСП длительностью от 18 до 224 часов при 2-х часовом усреднении. Статистический анализ показал, что для МКВМ средние по всем событиям значения q_4 и q_{12} примерно одинаковы (0.134 и 0.138, соответственно, при количестве точек 237), при этом среднее значение их отношения $\langle q_4/q_{12} \rangle = 1.44$. Корреляция между q_4 и q_{12} внутри МКВМ по всем значениям этих параметров практически отсутствует (коэффициент -0.05). Для ВСП средние значения по событиям составляют $\langle q_4 \rangle = 0.206$, $\langle q_{12} \rangle = 0.055$ при более заметной тенденции к антикорреляции (-0.4), причем $\langle q_4/q_{12} \rangle = 4.86$ (число точек 1603). В периоды отсутствия в СВ признаков МКВМ и ВСП, которые можно отнести к МСВ, средние значения равны $\langle q_4 \rangle = 0.081$, $\langle q_{12} \rangle = 0.085$ при слабой антикорреляции (-0.28 , число точек 2495). Такое соотношение соответствует максимуму распределения потока СВ, $V_p N_p$, по параметру q_{12} за период 2010 г. [25].

В следующих разделах более подробно обсуждается, что различия в параметрах q_4 и q_{12} для потоков разного типа определяются в первую очередь влиянием условий, в которых эти потоки формируются в солнечной короне – временными и высотными профилями скорости, плотности и

температуры, которые в свою очередь зависят от процессов нагрева и охлаждения плазмы.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОВ Fe В ПЛАЗМЕ КВМ И ВСП ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

При прохождении плазмы СВ через корону ее ионный состав эволюционирует в процессе изменения температуры, плотности и скорости и, в конце концов, из-за падения плотности в процессе расширения “замораживается” на расстояниях порядка нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца. Эволюция ионного состава в движущейся плазменной структуре СВ в короне может быть рассчитана с помощью уравнений баланса для плотностей ионов N_Z рассматриваемого элемента:

$$\frac{\partial N_Z}{\partial t} = N_e [N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e)], \quad (2)$$

где N_e и T_e – электронная плотность и температура; C_Z – скорость ионизации для перехода $N_Z \rightarrow N_{Z+1}$; R_Z – полная (радиационная и диэлектронная) скорость рекомбинации для перехода $N_{Z+1} \rightarrow N_Z$. Для решения системы уравнений баланса (2) и нахождения с их помощью “замороженного” распределения ионов, требуется знать зависимости от времени параметров плазмы $N_e(t)$, $T_e(t)$, а также массовую скорость $V(t)$ плазмы СВ. Эти параметры определяются процессами нагрева и ускорения, влияющими на состояние плазмы СВ, и геометрией ее расширения в короне. Обычно временные профили этих параметров моделируются исходя из типичных условий в короне, например, по источникам СВ, таким как КВМ, корональные дыры (КД) или стримеры, либо определяются из измерений с помощью методов спектроскопической диагностики плазмы (см., например, [20, 23]).

Ионизационное состояние плазмы СВ определяется соотношением между двумя временными масштабами: временем расширения плазмы, $\tau_{\text{exp}} = N_e / (V dN_e/dr)$, и временем ионизации/рекомбинации, $\tau_{\text{ir}} = 1 / (C_Z + R_{Z-1}) N_e$, иона с зарядом Z (см., например, [13, 28]). Вблизи поверхности Солнца, при малых скоростях V и относительно большой электронной плотности N_e , где выполняется условие $\tau_{\text{exp}} \gg \tau_{\text{ir}}$, ионизационное состояние плазмы СВ соответствует ионизационному равновесию при температуре расширяющейся плазменной структуры. В процессе движения и расширения падает плотность и увеличивается скорость движения плазмы, в результате чего начинает нарушаться ионизационное равновесие. В первую очередь это проявляется для ионов с

меньшими скоростями рекомбинации, что приводит к более раннему “замораживанию” их плотностей и отклонению распределения ионов по стадиям ионизации от равновесного. Когда условие $\tau_{\text{exp}} \ll \tau_{\text{ir}}$ достигается для всех ионов рассматриваемого элемента, ионизационное состояние плазмы СВ “замораживается” и в дальнейшем остается практически неизменным (“замороженным”) при движении в межпланетном пространстве.

Замораживание ионного состава СВ в короне Солнца проверяется численно путем решения системы уравнений баланса (2) с заданными профилями параметров плазмы. Интегрирование обычно продолжается до расстояний, когда плотности ионов выходят практически на предельные значения при выполнении условия $\tau_{\text{exp}} \ll \tau_{\text{ir}}$. Тем не менее, вопрос о том, насколько может меняться ионный состав СВ при дальнейшем движении в гелиосфере требует отдельного рассмотрения. Для наших целей мы ограничиваемся рассмотрением потока СВ до орбиты Земли. Примем время движения СВ от Солнца до земной орбиты $t_{\text{au}} \approx 3-4$ сут $\approx 3 \cdot 10^5$ с. Расчеты и оценки показывают, что условие $\tau_{\text{ir}} \sim t_{\text{au}}$ начинает выполняться в пределах $\approx 5-10 R_{\text{sun}}$ (R_{sun} – радиус Солнца) для ионов Fe (см., например, [23]). Для ионов O это условие удовлетворяется еще ближе, на расстояниях $\approx 1-2 R_{\text{sun}}$. Дальнейшее падение плотности плазмы в потоке СВ на 3–4 порядка при удалении от Солнца до орбиты Земли приводит к пропорциональному увеличению параметра τ_{ir} , при этом “замороженное” распределение ионов по заряду практически не меняется. Этот вывод подтверждается хорошим согласием в пределах точности метода расчетов ионного состава КВМ по параметрам плазмы в короне Солнца, с измерениями в СВ [22–24].

Следует также указать на разницу в распределениях ионов по стадиям ионизации для плазмы КВМ и ВСП в потоках СВ, которая связана с условиями нагрева в короне. Источники СВ, связанные с КВМ и часто с сопутствующими им вспышками, содержат заметное количество горячей плазмы, что проявляется в наблюдаемых “горячих” частях ионных распределений и значениях параметра $q_{12} > 0.1$. В ВСП отсутствует дополнительный нагрев выше средней температуры в короне, поэтому эти потоки демонстрируют пониженное содержание “горячих” ионов, при этом значения $q_{12} < 0.1$. Чтобы строго учесть нагрев плазмы корональными источниками в теоретических моделях, требуются сложные и трудоемкие МГД расчеты. Можно, однако, строить упрощенные полуэмпирические модели для нагрева, использующие степенные законы для температурных режимов с подбираемыми показателями степени, чтобы согласовать модельный расчет с наблюдаемыми данными (см., например, [22]).

4. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ КВМ ПО ТЕМПЕРАТУРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ДМЭ

Спектроскопическая диагностика по температурным распределениям дифференциальной меры эмиссии (ДМЭ) является одним из широко используемых методов для изучения солнечной плазмы на основе данных ВУФ излучения короны Солнца. Этот метод представляет собой решение обратной задачи восстановления температурной и плотностной структуры излучающей равновесной плазмы по разнотемпературным спектральным линиям или полосам (каналам) излучения. ДМЭ описывает количество плазмы вдоль луча зрения, как функцию от температуры – $DEM(T)$. Функция $DEM(T)$ связана с потоком интенсивности в канале выражением:

$$F_i = \int_T G_i(T) DEM(T) dT, \quad (3)$$

где F_i – интенсивность в i -ом канале, $G_i(T)$ – функция температурного отклика для данного канала. Существует множество алгоритмов расчета ДМЭ на основе ВУФ изображений (см., например, [29–31]). Более подробное сравнение различных методов можно найти в [32].

По восстановленной ДМЭ можно получить оценку взвешенной по ДМЭ температуры (так называемой “эффективной температуры”; см., например, [33, 34]):

$$T_{em} = \int_T T DEM(T) dT / EM, \quad (4)$$

где T – электронная температура, $EM = \int DEM(T) dT$ – полная мера эмиссии (МЭ). Оценка электронной плотности плазмы получается в предположении, что толщина (L) изучаемой структуры вдоль луча зрения равна ее видимой ширине по данным изображений (см., например, [33]). Тогда для электронной плотности получаем оценку: $N_e = \sqrt{EM/L}$.

В данной работе при восстановлении ДМЭ применялся код и алгоритм, описанный в статье [31]. В качестве исходных данных было использовано 6 ВУФ каналов телескопа *SDO/AIA* (94Å, 131Å, 171Å, 193Å, 211Å и 335Å), которые дополнительно обрабатывались при помощи стандартного набора программ из пакета *SSW* (Solar Soft Ware https://www.lmsal.com/solarsoft/ssw_install.html). В результате данной обработки устраняются дефектные пиксели, проводится очищение от треков загрязненных частиц и делается поправка на дрожание изображения и рассеяние света. При высокой скорости движения потока плазмы важное значение при восстановлении ДМЭ имеет компенсация сдвига рассматриваемой структуры в различ-

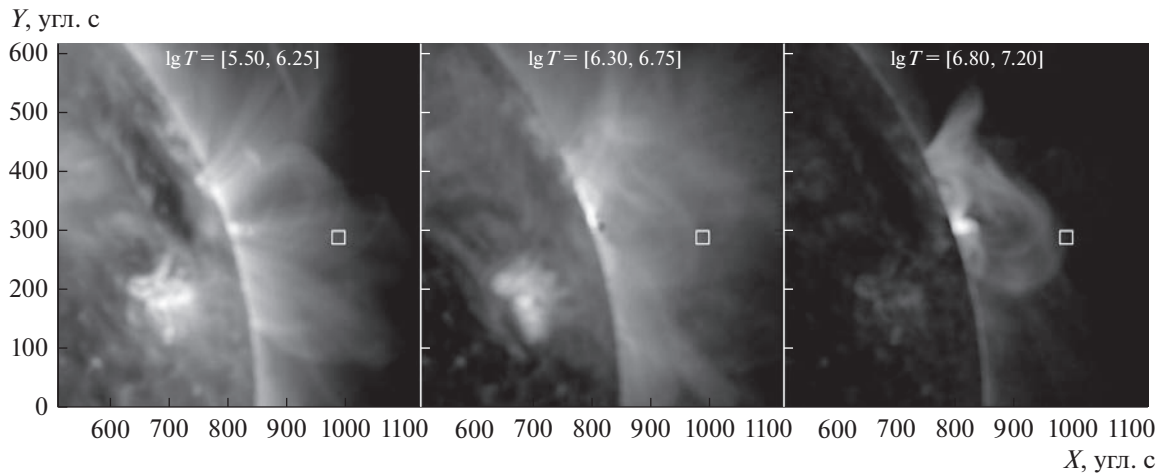


Рис. 3. Карты МЭ для трех температурных диапазонов (см. текст) в момент начала формирования КВМ (05.20). Прямоугольниками выделена область, в которой вычислялись параметры плазмы.

ных каналах [23], но в данном случае в этом нет необходимости, т.к. скорость потока была ≈ 100 км/с на высоте $1.2 R_{\text{sun}}$. При этом, различие во времени регистрации изображений в разных каналах до 12 с соответствовало их относительному сдвигу менее 1200 км, что меньше размера пикселя разрешения в ДМЭ ~ 1400 км ($1.2''$).

С помощью анализа ДМЭ было исследовано событие 18.VIII.2010 [24], во время которого в активной области АО 11093 произошел мощный КВМ, видимый с Земли на западном лимбе. Было рассчитано температурное распределение ДМЭ для области в пределах $1.15 \pm 0.02 R_{\text{sun}}$ по высоте и $73^\circ \pm 1^\circ$ по углу, что соответствует наибольшей МЭ во время развития эрупции (время 05.20; все моменты времени указаны в UT), для трех температурных диапазонов: 1) “холодного” – $\lg_{10} T = [5.5, 6.25]$, 2) “среднего” – $\lg_{10} T = [6.3, 6.75]$ и 3) “горячего” – $\lg_{10} T = [6.8, 7.2]$ (см. рис. 3 и 4). Дополнительно профили ДМЭ были получены для момента до начала выброса (04.00) и для пост-эруптивного потока (10.00) (см. рис. 4.). С помощью распределений ДМЭ для данных трех моментов времени были получены усредненные значения параметров плазмы (МЭ, электронные плотность и температура).

По сравнению с моментом до эрупции (04.00), во время выброса (05.20) величина МЭ сильно изменилась (на порядок) в “среднем” и “горячем” температурных диапазонах (см. рис. 4) из-за потока плазмы из АО и образования димминга – области пониженной яркости после ухода КВМ. В “холодном” диапазоне значение МЭ понизилось менее чем в 3 раза. Такое относительно малое падение в МЭ можно объяснить тем, что присутствовал дополнительный приток холодной плазмы за счет пересоединения между холодными петлями и открытыми силовыми линиями магнитного жгута, а также перетекания вещества холодного волокна в сторону эрупции. В период после эрупции (10.00) МЭ всех трех температурных составляющих плазмы понизилась из-за ухода вещества КВМ из солнечной короны. В дальнейшем, параметры плазмы – электронная плотность и температура (см. табл. 1), полученные путем анализа ДМЭ, были использованы при моделировании ионного состава СВ.

5. ПАРАМЕТРЫ ИОННОГО СОСТАВА Fe: РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЯ

Введенные в разделе 2 параметры q_4 , q_8 и q_{12} характеризуют относительные фракции ионов Fe

Таблица 1. Усредненные значения электронной плотности и температуры плазмы для трех моментов времени в трех температурных диапазонах

Время	$\lg_{10} T = [5.5, 6.25]$		$\lg_{10} T = [6.3, 6.75]$		$\lg_{10} T = [6.8, 7.2]$	
	$N_e (10^8), \text{см}^{-3}$	$T_{em}, \text{МК}$	$N_e (10^8), \text{см}^{-3}$	$T_{em}, \text{МК}$	$N_e (10^8), \text{см}^{-3}$	$T_{em}, \text{МК}$
04.00	1.0 ± 0.1	1.5 ± 0.4	4.8 ± 0.5	3.4 ± 0.7	3.7 ± 0.2	–
05.20	1.3 ± 0.1	1.4 ± 0.3	3.3 ± 0.2	3.6 ± 0.3	5.2 ± 1.0	10.6 ± 4.5
10.00	0.8 ± 0.1	1.4 ± 0.3	2.0 ± 0.4	3.3 ± 0.9	2.5 ± 0.6	–

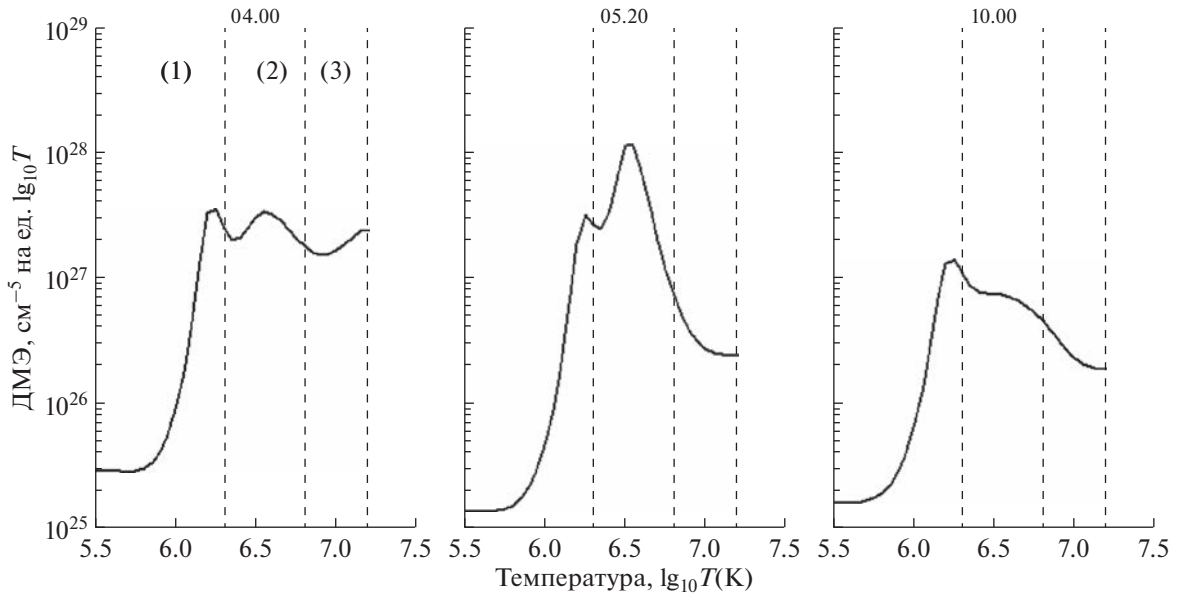


Рис. 4. Профили ДМЭ для трех моментов времени: 04.00, 05.20 и 10.00. Вертикальные пунктирные линии разделяют три температурных диапазона: (1) “холодный”, (2) “средний”, (3) “горячий”.

в их распределении по стадиям ионизации с зарядами $Z = 0-7$ (“холодная” часть), $8-11$ (“средняя”) и $12-25$ (“горячая”) и дают более детальную информацию о процессах в плазме СВ по сравнению с средним зарядом Q_{Fe} . В этом разделе мы приводим расчеты этих параметров и сравнение с измерениями. В качестве примера мы рассмотрели событие, связанное с межпланетным корональным выбросом массы (МКВМ) 18.VIII.2010 и с сопутствовавшей эрупции вспышкой C4.5 (04.45–09.30 UT) [24]. Потоки СВ, связанные с этой эрупцией, наблюдались с 20 по 25.VIII приборами *STEREO-A*. На основе введенных параметров q_4 , q_8 , q_{12} было выполнено моделирование зарядовое распределение ионов Fe в СВ от источника до области “замораживания” на разных стадиях эрупции и затем было проведено сравнение полученных значений с измеренными на *STEREO-A*.

Для анализа МКВМ, связанного с КВМ 18.VIII.2010, рассматривалось 4 временных интервала в период с 19 по 25.VIII, приведенных на рис. 26: (1) до-эруптивный поток СВ 19.VIII.2010, 00.00–20.VIII.2010, 14.00 (интервал T1), (2) эрупция, соответствующая прохождению МКВМ 20.VIII.2010, 18.00–21.VIII.2010, 12.00 (интервал T2), (3) пост-эруптивный поток СВ 21.VIII.2010, 14.00–22.VIII.2010, 20.00 (интервал T3), и (4) вернувшийся в доэруптивное состояние поток СВ 23.VIII.2010, 06.00–25.VIII.2010, 06.00 (интервал T4).

Для КВМ события 18.VIII.2010 г., связанного с рассматриваемым МКВМ, было проведено численное моделирование эволюции ионного состава Fe в плазме СВ при ее движении от источника

до области “замораживания”. Для этого решались уравнения баланса (2) с заданными профилями параметров N_e , T_e и V как функций расстояния (см. [22, 23] для деталей). Было выполнено три расчета, соответствующих начальным временам и данным из табл. 1: до эрупции 04.00 UT (далее “случай 1”), во время эрупции 05.20 UT (случай 2) и после эрупции 10.00 UT (случай 3). Скорость потока СВ, V , для всех случаев была получена из кинематических измерений. Для электронной плотности N_e мы использовали наиболее вероятную геометрию расширения плазмы СВ в корону: $N_e \sim 1/h^2$ (где h – высота над солнечной поверхностью) для случаев 1 и 3 (медленный СВ из стримеров) и $N_e \sim 1/r^3$ (где r – расстояние от центра Солнца) для случая 2 (КВМ в виде магнитного жгута). Начальные значения для температуры T_e даны в табл. 1, а профиль со степенным законом подгонялся так, чтобы согласовать расчет с измерениями. Похожая процедура также использовалась в работе [18] для моделей корональной дыры и экваториального стримера. Наши расчеты показали хорошее согласие полученных плотностей и температур с результатами работы [18] для случаев 1 и 3, а также с численными МГД расчетами [35] для магнитного жгута КВМ для случая 2. Процедура, использованная для получения “замороженного” ионного состава Fe, и детали соответствующих расчетов могут быть найдены в работе [24].

На рис. 5 представлено сравнение рассчитанных относительных (нормированных на 1) распределений ионов Fe с измеренными и усреднен-

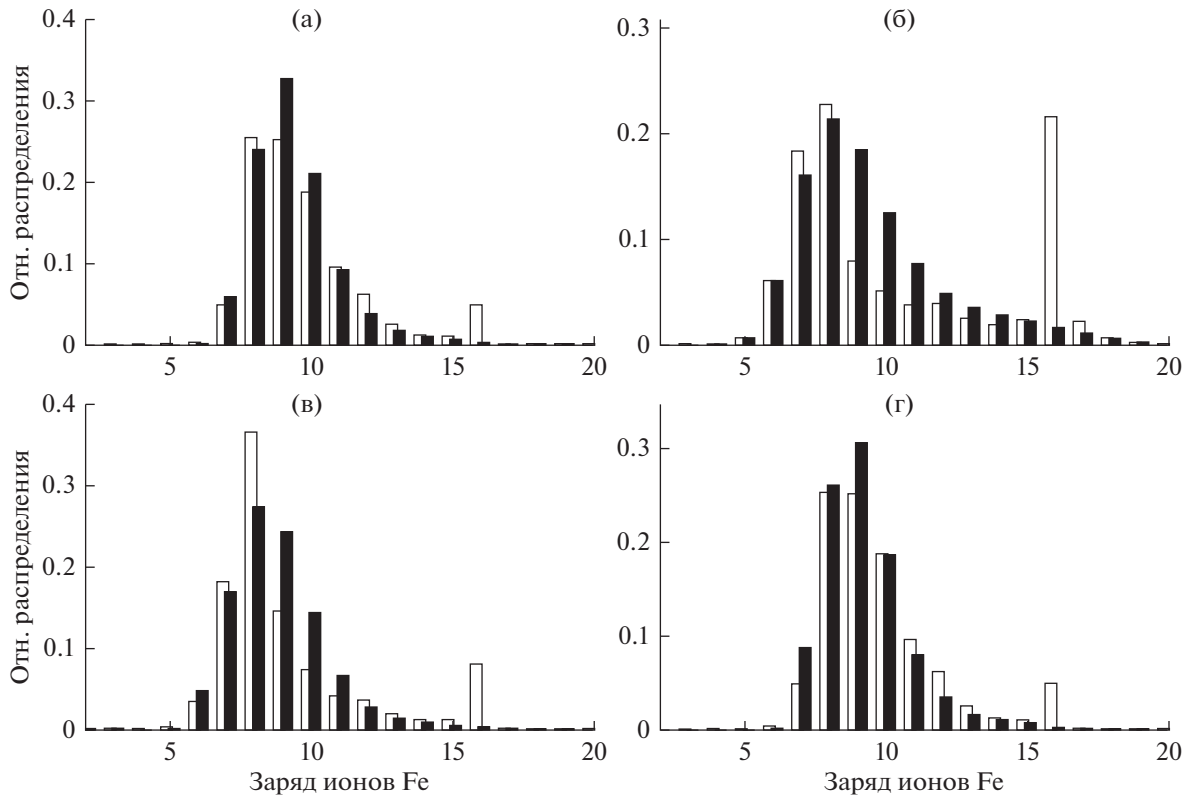


Рис. 5. Сравнение измеренных относительных распределений ионов Fe (черные столбцы), связанных с МКВМ, с модельными распределениями (белые столбцы). Расчет: (а) для случая 1 и интервала Т1; (б) для случая 2 и интервала Т2; (в) для случая 3 и интервала Т3; (г) для случая 1 и интервала Т4.

ными по интервалам Т1–Т4. Из рис. 5 видно, что модельные распределения хорошо согласуются с измеренными. Однако, следует отметить, что модельные распределения переоценивают количество ионов с большими зарядами $Z \geq 16$ для всех случаев 1–3, особенно для случая 2, связанного с МКВМ. Это, по-видимому, связано с переоценкой горячей части температурных распределений ДМЭ, восстанавливаемых по изображениям SDO/AIA. Значительное количество ионов Fe¹⁶⁺ связано с малыми скоростями рекомбинации для ионов с $Z \geq 16$ в сравнении с ионами низких зарядов (см. [25] для деталей).

Из модельных и измеренных распределений были получены параметры q_4 , q_8 и q_{12} , усреднен-

ные по временным интервалам Т1–Т4, которые приводятся в табл. 2. Сравнение показывает, что рассчитанные параметры q_4 и q_8 хорошо согласуются с измеренными в пределах ошибок измерений, тогда как модельные значения q_{12} переоценены примерно в 2 раза по указанной выше причине, связанной с горячей частью ДМЭ. Рис. 6, на котором представлены измеренные и модельные значения параметров q_4 , q_8 и q_{12} , также демонстрирует эти выводы.

Кроме того, моделирование позволяет дать возможную интерпретацию заметной разницы в параметрах q_4 и q_{12} для интервалов Т1 (до-эруптивный поток СВ) и Т3 (пост-эруптивный поток СВ). Модельный расчет показал, что интервалу Т1 по-

Таблица 2. Измеренные зарядовые параметры q_4 , q_8 и q_{12} и их расчетные значения, усредненные по интервалам Т1–Т4

Интервал времени	q_4		q_8		q_{12}	
	измерение	расчет	измерение	расчет	измерение	расчет
Т1	0.059 ± 0.020	0.053 ± 0.013	0.864 ± 0.207	0.789 ± 0.094	0.077 ± 0.041	0.158 ± 0.107
Т2	0.229 ± 0.035	0.250 ± 0.112	0.600 ± 0.083	0.395 ± 0.019	0.171 ± 0.040	0.354 ± 0.130
Т3	0.217 ± 0.049	0.218 ± 0.016	0.722 ± 0.144	0.623 ± 0.095	0.061 ± 0.028	0.159 ± 0.111
Т4	0.089 ± 0.028	—	0.836 ± 0.199	—	0.074 ± 0.038	—

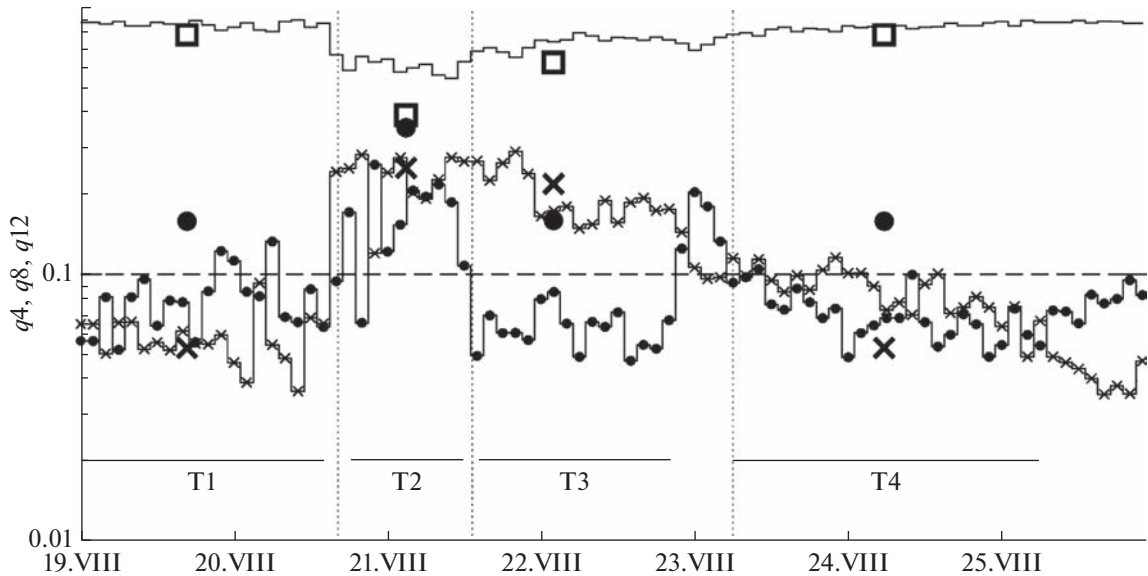


Рис. 6. Измеренные временные профили параметров $q4$ (линия и маленькие крестики), $q8$ (сплошная линия) и $q12$ (линия и маленькие кружки) для события, связанного с МКВМ 19.VIII–25.VIII.2010. Рассчитанные значения параметров соответствуют данным из табл. 2: параметр $q4$ – большие крестики, $q8$ – квадраты, $q12$ – большие кружки.

сле замораживания ионного состава соответствовала температура $T_e \approx 1$ МК, что типично для медленного СВ, тогда как для интервала Т3 (пост-эруптивное состояние) $T_e \approx 0.5$ МК. Преобладание в последнем случае “холодной” плазмы можно объяснить не только падением плотности “горячей” плазмы после эрупции, но также и отсутствием нагрева после окончания вспышки.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены особенности формирования зарядового распределения ионов Fe в различных типах потоков СВ с помощью введения относительных параметров зарядового состояния $q4$, $q8$ и $q12$, отвечающих “холодной”, “средней” и “горячей” частям распределения. Анализ данных СВ, зарегистрированных приборами КА *STEREO-A* в 2010 г. показывает, что временные профили этих параметров в крупномасштабных потоках СВ различного типа существенно отличаются. В областях МСВ $q4$ и $q12$ близки: $\langle q4 \rangle = 0.081$, $\langle q12 \rangle = 0.085$ при среднем значении их отношения $\langle q4/q12 \rangle = 1.44$, что соответствует максимуму распределения потока всего СВ за период 2010 г. В участках ВСП наблюдается сильное расхождение $q4$ и $q12$: $\langle q4 \rangle = 0.21$, $\langle q12 \rangle = 0.055$, среднее значение их отношения $\langle q4/q12 \rangle = 4.86$. В МКВМ $\langle q4 \rangle$ и $\langle q12 \rangle$ примерно одинаковы (0.134 и 0.138), среднее значение их отношения $\langle q4/q12 \rangle = 1.44$, однако в пределах конкретных событий наблюдаются значительные вариации параметров в ту и другую сторону, что, возможно, связано с формированием потока из нескольких частей с разной температурой. Кор-

реляция между параметрами $q4$ и $q12$ отсутствует или слабо отрицательна, что может быть объяснено двумя причинами: неравновесностью состояния плазменных потоков в области замерзания из-за различия в скоростях рекомбинации ионов с разными зарядами и/или формированием этих потоков из нескольких источников с разной температурой [24].

В работе также рассмотрены принципы численного моделирования зарядового распределения ионов Fe в плазме ВСП и МКВМ на основе решения уравнений баланса для плотностей ионов с разными зарядами, которые изменяются в процессе рекомбинации и ионизации в типичных условиях ускорения и нагрева плазмы СВ при ее движении в короне. В качестве исходных данных используются электронные температура и плотность, которые определяются с помощью анализа температурных распределений ДМЭ, восстанавливаемой по ВУФ-изображениям телескопа *SDO/AIA*. В качестве примера, для КВМ события 18.VIII.2010 было проведено восстановление распределений ДМЭ, численное моделирование эволюции ионного состава Fe от источника до области “замораживания” и расчет средних значений параметров $q4$, $q8$ и $q12$ зарядового распределения в СВ для разных стадий эрупции: до прихода эруптивного потока, в МКВМ и после эрупции. Сравнение модельных распределений ионов Fe с измеренными показало хорошее согласие в пределах ошибок. Отмечено превышение в расчете доли ионов с зарядами $Z \geq 16$ примерно в 2 раза по сравнению с данными измерений, особенно в интервале, связанном с МКВМ.

Это, по-видимому, связано с переоценкой высокотемпературной части ДМЭ из-за недостаточной точности температурных откликов каналов *SDO/AIA* при температурах более 10 МК.

Моделирование параметров зарядового состояния ионов Fe в потоках плазмы позволяет идентифицировать источники потоков СВ и понять термодинамику их формирования, что важно для развития методов решения задач прогнозирования параметров СВ по данным солнечных наблюдений.

Авторы благодарят коллективы *STEREO/PLASTIC* и *SDO/AIA* за политику открытых данных. Эксперимент *PLASTIC* является совместным проектом США, Швейцарии и ФРГ с участием Университета г. Нью Гэмпшир, Университета г. Берн, Института Макса-Планка внеземной физики, Кристиан-Альбрехт Университета г. Киль, НАСА (Центр космических полетов Годдард), Калифорнийского Университета г. Беркли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gringauz K.I.* The structure of the ionized gas envelope of Earth from direct measurements in the USSR of local charged particle concentrations // *Planetary and Space Science*. 1963. V. 11. P. 281–296. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(63\)90030-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(63)90030-8)
2. *Snyder C.W., Neugebauer M.* Interplanetary solar-wind measurements by Mariner II. Space Research Conference, 1964.
3. *Schwenn R.* Large-Scale Structure of the Interplanetary Medium / Eds.: Schwenn R., Marsch E. // *Physics of the Inner Heliosphere I*, XI Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1990. P. 99. https://doi.org/10.1007/978-3-642-75361-9_3
4. *McComas D.J., Barraclough B.L., Funsten H.O. et al.* Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 10419. <https://doi.org/10.1029/1999JA000383>
5. *McComas D.J., Goldstein R., Gosling J.T., Skoug R.M.* Ulysses' Second Orbit: Remarkably Different Solar Wind // *Space Sci. Rev.* 2001. V. 97. P. 99. <https://doi.org/10.1023/A:1011826111330>
6. *Wang Y.-M., Sheely N.R., Jr.* Sources of the Solar Wind at Ulysses during 1990-2006 // *Astrophys. J.* 2006. V. 653. P. 708. <https://doi.org/10.1086/508929>
7. *von Steiger R., Schwadron N.A., Fisk L.A. et al.* Composition of quasi-stationary solar wind flows from Ulysses/Solar Wind Ion Composition Spectrometer // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 27217. <https://doi.org/10.1029/1999JA000358>
8. *Richardson I.G.* Identification of Interplanetary Coronal Mass Ejections at Ulysses Using Multiple Solar Wind Signatures // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 3843. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0540-8>
9. *Gloeckler G., Cain J., Ipavich F.M. et al.* Investigation of the composition of solar and interstellar matter using solar wind and pickup ion measurements with SWICS and SWIMS on the ACE spacecraft // *Space Sci. Rev.* 1998. V. 86. P. 497. <https://doi.org/10.1023/A:1005036131689>
10. *Galvin A.B., Kistler L.M., Popecki M.A. et al.* The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 136. P. 437. <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9296-x>
11. *Perrone D., Bruno R., D'Amicis R. et al.* Coherent Events at Ion Scales in the Inner Heliosphere: Parker Solar Probe Observations during the First Encounter // *Astrophysical Journal*. 2020. V. 905:142. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc480>
12. *Mason G.M., Ho G.C., Allen R.C. et al.* Quiet-time low energy ion spectra observed on Solar Orbiter during solar minimum // *Astronomy & Astrophysics*. 2021. V. 656. Article id. L5. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140540>
13. *Hundhausen A.J., Gilbert H.E., Bame S.J.* Ionization state of the interplanetary plasma // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. P. 5485. <https://doi.org/10.1029/JA073i017p05485>
14. *Owocki S.P., Holzer T.E., Hundhausen A.J.* The solar wind ionization state as a coronal temperature diagnostic // *Astrophysical J.* 1983. V. 275. P. 354–366. <https://doi.org/10.1086/161538>
15. *Zurbuchen T.H., Richardson I.G.* In-situ solar wind magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections // *Space Science Reviews*. 2006. V. 123. P. 31–43. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-9010-4>
16. *Landi E., Gruesbeck J.R., Lepri S.T. et al.* Charge State Evolution in the Solar Wind. II. Plasma Charge State Composition in the Inner Corona and Accelerating Fast Solar Wind // *Astrophysical J.* 2012. V. 761. Is. 1. Article id. 48. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/48>
17. *Landi E., Gruesbeck J.R., Lepri S.T. et al.* Charge State Evolution in the Solar Wind. Radiative Losses in Fast Solar Wind Plasmas // *Astrophysical J.* 2012. V. 758. Is. 1. Article id. L21. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/1/L21>
18. *Landi E., Gruesbeck J.R., Lepri S.T., Zurbuchen T.H.* New Solar Wind Diagnostic Using Both in Situ and Spectroscopic Measurements // *Astrophysical J.* 2012. V. 750. Is. 2. Article id. 159. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/2/159>
19. *Landi E., Alexander R.L., Gruesbeck J.R. et al.* Carbon Ionization Stages as a Diagnostic of the Solar Wind // *Astrophysical J.* 2012. V. 744. № 2. Article id. 100. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/744/2/100>
20. *Gruesbeck J.R., Lepri S.T., Zurbuchen T.H., Antiochos S.K.* Constraints on Coronal Mass Ejection Evolution from in Situ Observations of Ionic Charge States // *Astrophysical J.* 2011. V. 730. № 2. Article id. 103. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/2/103>
21. *Lepri S.T., Laming J.M., Rakowski C.E., von Steiger R.* Spatially Dependent Heating and Ionization in an ICME Observed by Both ACE and Ulysses // *Astrophysical J.* V. 760. Is. 2. Article id. 105. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/760/2/105>
22. *Rodkin D., Goryaev F., Pagano P. et al.* Origin and Ion Charge State Evolution of Solar Wind Transients

- during 4–7 August 2011 // *Solar Physics*. 2017. V. 292. № 7. Article id. 90.
<https://doi.org/10.1007/s11207-017-1109-0>
23. *Grechnev V.V., Kochanov A.A., Uralov A.M. et al.* Development of a Fast CME and Properties of a Related Interplanetary Transient // *Solar Physics*. 2019. V. 294. Article id. 139.
<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1529-0>
 24. *Slemzin V., Goryaev F., Rodkin D.* Formation of Coronal Mass Ejection and Posteruption Flow of Solar Wind on 2010 August 18 Event // *Astrophysical J.* 2022. V. 929. Id. 146.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac5901>
 25. *Goryaev F., Slemzin V., Rodkin D.* Identification of Hot Plasma Anomalies in Solar Wind Using Fe Ion Charge Distributions // *Astrophysical J. Lett.* 2020. V. 905. Is. 2. Article id. L17.
<https://doi.org/10.3847/2041-8213/abcc76>
 26. *Lopez R.E.* Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. P. 11189–11194.
<https://doi.org/10.1029/JA092iA10p11189>
 27. *Richardson I.G., Cane H.V.* Identification of interplanetary coronal mass ejections at 1 AU using multiple solar wind plasma composition anomalies // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. A09104.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010598>
 28. *Ko Y.-K., Fisk L.A., Geiss J. et al.* An empirical study of the electron temperature and heavy ion velocities in the south polar coronal hole // *Solar Physics*. 1997. V. 171. P. 345–361.
<https://doi.org/10.1023/A:1004943213433>
 29. *Hannah I.G., Kontar E.P.* Differential emission measures from the regularized inversion of Hinode and SDO data // *Astronomy&Astrophysics*. 2012. V. 539. Article id. A146.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117576>
 30. *Plowman J., Kankelborg C., Martens P.* Fast Differential Emission Measure Inversion of Solar Coronal Data // *Astrophysical J.* 2013. V. 771. № 1. Article id. 2.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/2>
 31. *Plowman J., Caspi A.* A Fast, Simple, Robust Algorithm for Coronal Temperature Reconstruction // *Astrophysical J.* 2020. V. 905. № 1. Article id. 17.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc260>
 32. *Aschwanden M.J., Boerner P., Caspi A. et al.* Benchmark Test of Differential Emission Measure Codes and Multi-thermal Energies in Solar Active Regions // *Solar Physics*. 2015. V. 290. P. 2733–2763.
<https://doi.org/10.1007/s11207-015-0790-0>
 33. *Cheng X., Zhang J., Saar S.H. et al.* Differential Emission Measure Analysis of Multiple Structural Components of Coronal Mass Ejections in the Inner Corona // *Astrophysical J.* 2012. V. 761. № 1. Article id. 62.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/62>
 34. *Sagri J., Veronig A.M., Heinemann S.G. et al.* Differential Emission Measure Plasma Diagnostics of a Long-Lived Coronal Hole // *Solar Physics*. 2020. V. 295. № 1. Article id. 6.
<https://doi.org/10.1007/s11207-019-1570-z>
 35. *Lynch B.J., Reinard A.A., Mulligan T. et al.* Ionic Composition Structure of Coronal Mass Ejections in Axisymmetric Magnetohydrodynamic Models // *Astrophysical J.* 2011. V. 740. № 2. Article id. 112.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/740/2/112>