

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В КОРОНЕ СОЛНЦА ПО ЗАРЯДОВОМУ СОСТОЯНИЮ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2024 г. Ф.Ф. Горяев^{1*}, В.А. Слемзин^{1**}

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

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.

После доработки 06.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Термодинамика плазмы солнечного ветра (СВ) в короне Солнца определяется энергетическим обменом с внешними источниками и может быть изучена, если известна информация о физических параметрах плазмы, таких как температура, плотность, скорости потоков СВ и др. Ранее Паркер показал, что в рамках одножидкостной модели состояние плазмы СВ может быть описано с помощью политропной функции, в которой давление p и плотность ρ связаны соотношением $p/\rho^\gamma = \text{const}$ с индексом политропы γ . В современных МГД-моделях применение политропной функции вместо приближенного описания механизмов нагрева плазмы значительно ускоряет расчет. Значения индекса γ могут быть получены с помощью параметров плазмы СВ, но для потоков СВ, движущихся в направлении Земли, измерение таких параметров представляет определенные трудности. В настоящей работе рассматривается метод определения индекса политропы γ для потоков СВ на стадии расширения в короне по измеряемым “in situ” ионным параметрам плазмы СВ: среднему заряду ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} . Связь между ионными параметрами и индексом γ устанавливается на основе решения уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ. По гистограммам ионных параметров СВ, измеренных прибором ACE/SWICS в 2010 г., получены средние значения γ в короне на высотах $\approx 1-7$ солнечных радиусов для потоков медленного СВ, быстрого СВ из корональных дыр и межпланетных корональных выбросов массы.

Ключевые слова: солнечный ветер, солнечная корона, ионный состав солнечного ветра.

DOI: 10.31857/S0320010824060042, EDN: МХУСА1

1. ВВЕДЕНИЕ

В процессе формирования потоков солнечного ветра (СВ) в короне происходит динамическое изменение параметров плазмы СВ под влиянием обмена энергией с внешними источниками. Информация об этих процессах важна как в теоретическом плане, так и для практических применений, прежде всего, для моделирования параметров СВ и прогнозирования его воздействия на околоземную космическую среду. Трудность моделирования СВ в короне Солнца связана, в первую очередь, с особенностями структур, из которых формируется поток СВ, и сложностью оценки локальных параметров плазмы внутри короны, которые, в основном, определяются по спектральному излучению этих структур. Для источников на солнечном диске данные оптических измерений соответствуют интегральным интенсивностям вдоль линии наблюдения, поэтому локальные значения параметров плазмы в короне могут быть определены только косвенно через решение обратной задачи деконволюции, которая относится к классу некорректных задач, или путем сопоставления интегральных модельных параметров с экспериментально измерен-

ными (см., например, Лловерас и др., 2020). Отдельные прямые измерения локальных параметров плазмы внутри короны на минимальном расстоянии менее 20 солнечных радиусов стали возможны в последнее время благодаря наблюдениям с помощью Солнечного зонда “Паркер” (Parker Solar Probe: Мозер и др., 2023; Николау и др., 2020).

Среди подходов, разработанных для моделирования энергетического баланса СВ, часто используется рассмотренная еще Паркером (Паркер, 1958, 1965) политропная модель СВ — гидродинамическая одномерная модель радиального истечения плазмы из короны с политропным законом расширения, которая описывает переход от дозвукового течения плазмы в короне к сверхзвуковому в гелиосфере. В рамках этой модели соотношение между давлением p и массовой плотностью ρ одноатомного идеального газа описывается соотношением $p/\rho^\gamma = \text{const}$, где γ — показатель (индекс) политропы.

В первоначальной модели Паркера считалось, что плазма в короне изотермическая, что соответствует значению $\gamma = 1$. В гелиосфере, при отсутствии источников нагрева, показатель политропы расширяющейся и охлаждающейся плазмы СВ полагался равным адиабатическому значению $\gamma = 5/3$. Такая модель

* Электронный адрес: goryaev_farid@mail.ru

** Электронный адрес: slemzinva@lebedev.ru

качественно описывала формирование стационарного потока СВ, однако параметры плазменного потока около Земли заметно отличались от измеряемых. Согласование модельных параметров у Земли с измерениями температуры и плотности околосолнечной плазмы, опирающимися на оптические наблюдения солнечных затмений, привело к значению γ в короне, близкому к значению 1.1 (Паркер, 1965). Соответствующий поток энергии в короне, по Паркеру, обусловлен теплопроводностью электронной компоненты. В дальнейшем, гидродинамические модели стационарного СВ развивались за счет включения энергетических соотношений в различных модификациях, содержащих разные типы источников энергии и тепла. Однако эти модели, основанные на использовании теоретически предполагаемых значений параметров плазмы в короне, как и учет магнитного давления (Тоттен и др., 1995), не устранили расхождений модельных расчетов температуры, плотности и скорости в СВ с реально измеряемыми вблизи Земли (Хундхаузен, 1976). Частично согласование между плотностью и температурой потоков плазмы в рамках одножидкостной сферически симметричной модели улучшалось за счет самосогласованного рассмотрения условий в нижней короне и СВ в гелиосфере с волновыми источниками энергии—импульса и радиальным магнитным полем (Зеленый, Веселовский, 2008; Кутузов, Чашей, 1998).

Эпизодические измерения параметров СВ в гелиосфере с помощью космических аппаратов показали, что на разных масштабах расстояний индексы политропы могут различаться. В работе Тоттен и др. (1995) рассматривались значения индекса γ , получаемые из соотношения между температурой и плотностью СВ, измеренных на космическом аппарате Helios на расстояниях от Солнца 0.3–1 а.е. (а.е. — астрономическая единица). Среднее значение индекса γ составило 1.46 ± 0.04 без учета магнитного давления и 1.58 ± 0.06 с учетом магнитного давления. При этом диапазон значений γ слабо зависел от скорости потока СВ. Измерения на зонде Паркер (Николау и др., 2020) показали, что в среднем на интервале расстояний 0.2–0.8 а.е. значение γ близко к адиабатическому. В то же время, на промежуточных участках размером порядка 0.1 а.е. были отмечены волнообразные колебания с максимальным значением $\gamma \approx 2.7$, что может быть связано с изменением степеней свободы или какими-то дополнительными механизмами диссипации энергии протонов. В работе Ливадиотис (2018) приведены данные измерений на космическом аппарате Wind на расстоянии 1 а.е., по которым в период двух последних солнечных циклов (1995–2017 гг.) было получено значение γ , близкое к 1.86. Измерения радиальных зависимостей температуры и плотности для быстрого СВ на зонде Паркер (0.1 а.е.) и обсерватории Solar Orbiter (0.9 а.е.) в период между 15 июля и 15 октября 2020 г. привели к значению $\gamma = 1.517$. Отличие индек-

са от адиабатического авторы связывают с дополнительным нагревом за счет альвеновских флуктуаций (Перроне и др., 2022).

Для построения моделей формирования СВ в солнечной короне необходимо знать значения параметров плазмы на расстояниях нескольких солнечных радиусов от поверхности Солнца. Поскольку возможности прямых измерений в короне затруднены, в большинстве случаев моделирование СВ выполняется по упрощенной схеме: сначала определяются параметры плазмы в точке максимума температуры в короне, которые далее используются как исходные для продолжения расчета в гелиосферной части, где расширение потока СВ рассматривается как адиабатическое. Такая схема расчета позволяет получить параметры СВ по порядку величины на расстоянии 1 а.е., близкие к среднестатистически измеряемым по всему потоку СВ, но не учитывает различий для разных типов СВ. Более точный расчет может быть выполнен, если для данного типа потока определены радиальные профили параметров СВ в короне или их связь, описываемая с помощью индекса политропы.

Упомянутые выше гидродинамические модели лучше всего пригодны для описания квазистационарных потоков СВ: фонового медленного СВ (МСВ) и высокоскоростного СВ (ВСВ) из корональных дыр. Для описания межпланетных корональных выбросов массы (МКВМ) разрабатываются более сложные численные МГД-модели (см., например, Ашванден, 2005). Такие МГД-модели как WSA-Enlil+Cone (Майс и др., 2015) и EUPHORIA (Помоелл, Поедтс, 2018) рассматривают по отдельности две стадии образования СВ: корональную и гелиосферную. В корональной части рассматривается формирование и ускорение плазмы СВ в условиях расширяющегося потока магнитного поля, рассчитываемого в потенциальном или бессиловом приближении (см., например, Родькин и др., 2017). При этом в расчет включаются различные механизмы нагрева плазмы: электронная теплопроводность, обмен энергией между ионами и электронами, нагрев за счет диссипации альвеновских волн и турбулентности и др. (см. обзор Кранмер и др., 2007). Учет в МГД-моделях СВ потоков массы и энергии с помощью соответствующих уравнений, включающих указанные механизмы, значительно усложняет численное моделирование. Однако без потери точности приближенные описания механизмов нагрева и охлаждения могут быть заменены политропной функцией, связывающей давление и плотность плазмы, существенно упрощающей и ускоряющей расчет (Якобс, Поедтс, 2011), что важно для оперативного прогнозирования параметров СВ на выходе из короны.

Для использования политропной модели необходимо знание ее индекса γ для разных типов СВ в конкретных условиях. Работы по экспериментальному определению параметра γ в корональной плазме на

расстояниях менее 0.1 а.е. немногочисленны. Наряду с подходом Паркера, в качестве примера можно привести работу Ван Доорсселаера и др. (2011), в которой с помощью спектрометра EIS на спутнике Hinode наблюдались медленные МГД-волны в корональной петле вблизи поверхности Солнца и было показано, что эффективное значение индекса политропы совпадает с значением Паркера $\gamma_{\text{eff}} = 1.10 \pm 0.02$, причем нагрев плазмы описывался спитцеровской теплопроводностью.

В настоящей работе рассмотрен метод определения индекса политропы γ плазмы СВ на участке расширения в короне на высотах от 1 до 5–7 солнечных радиусов по измеряемым “in situ” вблизи Земли ионным параметрам СВ: среднему заряду ионов Fe и отношению плотностей ионов кислорода O^{7+}/O^{6+} . Эти ионные параметры сравниваются с модельными ионными параметрами, которые рассчитываются по радиальным профилям температуры и плотности с помощью уравнений баланса для процессов ионизации и рекомбинации ионов в плазме СВ. В разделе 2 дается описание модели расчета ионных параметров СВ в короне. В разделе 3 описан метод определения индекса политропы по ионным параметрам для разных типов СВ. В разделе 4 приводятся примеры радиальных распределений индекса политропы γ в короне для типовых квазистационарных потоков СВ. В разделе 5 обсуждаются полученные результаты и подводятся заключительные итоги исследования. И, наконец, в Приложении рассмотрены основные особенности и параметры политропной модели.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ СВ В КОРОНЕ

Ионный состав плазмы СВ, т.е. распределение ионов различных элементов по стадиям ионизации, эволюционирует при движении через корону вместе с изменениями физических характеристик плазмы (температуры, плотности и скорости потока) из-за влияния конкурирующих процессов ионизации и рекомбинации в ион-электронных столкновениях. В процессе расширения ионный состав “замораживается” на расстояниях нескольких солнечных радиусов, когда плазма становится бесстолкновительной из-за быстрого падения плотности, и практически не меняется при дальнейшем движении в гелиосфере (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997; Родькин и др., 2017; Гречнев и др., 2019; Горяев и др., 2020). Эволюция ионного состава данного химического элемента в движущейся плазменной структуре СВ может быть найдена путем решения уравнений баланса для плотностей ионов N_Z (Z — заряд соответ-

ствующего иона), которые имеют вид

$$\frac{dN_Z}{dt} = N_e \left[N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e) \right], \quad (1)$$

где N_e и T_e — плотность и температура электронов в плазме СВ; C_Z — скорость ионизации для перехода $N_Z \rightarrow N_{Z+1}$; R_Z — скорость рекомбинации для перехода $N_{Z+1} \rightarrow N_Z$. Для расчета зарядового состояния ионов в движущейся плазменной структуре СВ в короне с помощью уравнений баланса (1) и определения итогового “замороженного” распределения ионов по стадиям ионизации, требуется информация о временных зависимостях параметров плазмы $N_e(t)$, $T_e(t)$, а также скорости потока СВ $V(t)$. Эти параметры зависят от условий нагрева и ускорения, влияющих на состояние плазмы СВ, и от геометрии ее расширения в короне. Соответствующие временные профили обычно моделируются исходя из типичных условий в короне, например, по источникам СВ, либо находятся из измерений с помощью спектроскопических методов (см., например, Гречнев и др., 2019).

В настоящей работе мы рассматриваем квазистационарные условия в выделенном расширяющемся объеме плазмы СВ. В этом случае частная производная в левой части (1) равна нулю ($\partial N_Z / \partial t = 0$) и при движении плазмы СВ в радиальном направлении уравнение (1) принимает вид (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997):

$$V \frac{dN_Z}{dr} = N_e \left[N_{Z-1} C_{Z-1}(T_e) - N_Z (C_Z(T_e) + R_{Z-1}(T_e)) + N_{Z+1} R_Z(T_e) \right]. \quad (2)$$

В этом случае предполагается, что в каждый момент времени ионный состав плазмы определяется только процессами ионизации и рекомбинации при заданных параметрах плазмы.

Зарядовое состояние ионов в плазме СВ определяется двумя конкурирующими процессами с характерными временными масштабами (см., например, Хундхаузен и др., 1968; Ко и др., 1997). Первый процесс связан с расширением потока СВ в окружающее пространство и характеризуется временем расширения $\tau_{\text{exp}} = N_e / (V dN_e / dr)$. Второй процесс характеризуется временем ионизации/рекомбинации $\tau_{\text{ir}} = 1 / (C_Z + R_{Z-1}) N_e$ иона с зарядом Z в плазме СВ. На начальной стадии ускорения и формирования потока СВ вблизи поверхности Солнца, где скорость движения потока мала и плотность плазмы относительно высокая, выполняется условие $\tau_{\text{exp}} \gg \tau_{\text{ir}}$ и ионный состав соответствует ионизационному равновесию при текущей температуре движущейся плазменной структуры. В процессе дальнейшего движения и расширения увеличивается скорость потока и быстро падает плотность плазмы, в результате чего

ионизационное равновесие нарушается. Это проявляется в том, что плотности ионов с меньшими скоростями рекомбинации “замораживаются” раньше и ионный состав отклоняется от равновесного. В пределе $\tau_{\text{exp}} \ll \tau_{\text{ir}}$ для всех ионов данного элемента зарядовое состояние плазмы СВ “замораживается” и при дальнейшем движении в межпланетном пространстве практически не меняется.

На рис. 1 представлено сравнение характерных временных масштабов τ_{exp} и τ_{ir} для ионов $\text{O}^{6+} - \text{O}^{8+}$ и $\text{Fe}^{12+} - \text{Fe}^{19+}$, где для расчета этих времен использовались параметры плазмы КВМ из работ Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Для скоростей рекомбинации и ионизации ионов кислорода и железа использовались атомные данные из базы CHIANTI (Дере и др., 2009). Из рис. 1 можно видеть, что ионный состав элемента O “замораживается” уже на расстояниях порядка двух солнечных радиусов от центра Солнца, тогда как зарядовый состав элемента Fe “замораживается” в среднем на расстояниях 4–8 R_{sun} . Это связано с тем, что скорости рекомбинации для ионов железа заметно превосходят соответствующие скорости для ионов кислорода, что приводит к обратному соотношению для времен рекомбинации этих ионов.

В настоящей работе мы исследуем значения индекса политропы γ для различных типов СВ. Для этого решаются уравнения баланса (2) для ионов элементов O и Fe в рамках подхода, использованного ранее в работах Родькин и др. (2017), Гречнев и др. (2019), Горяев и др. (2020), Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Мы рассматриваем модель, где плазма СВ расширяется по политропному закону $T_e \propto N_e^{\gamma-1}$ (см. Приложение) из области в короне с максимальной начальной температурой и равновесным распределением ионов при этой температуре. Начальное положение плазмы СВ в момент времени $t = 0$ обычно находится на высотах $\approx 0.1 - 0.3 R_{\text{sun}}$, где достигается максимальная температура и в рамках рассматриваемой модели начинается стадия охлаждения. Как упоминалось выше, при малых скоростях и высоких плотностях на начальной стадии движения вблизи солнечной поверхности выполняются условия ионизационного равновесия. Отклонения от ионизационного равновесия начинаются выше этих высот, и поэтому конечный “замороженный” ионный состав практически не зависит от выбора начальной точки движения, если она находится вблизи поверхности Солнца. Для радиальных профилей электронной плотности $N_e(r)$ использовалась наиболее вероятная геометрия расширения плазмы СВ в корону: $N_e \propto 1/h^2$ (где h — высота над поверхностью Солнца) для быстрого и медленного СВ и $N_e \propto 1/r^3$ (r — расстояние от центра Солнца) для СВ типа КВМ (см., например, Слемзин и др., 2022; Горяев и др., 2023). Для численного моделирования эволюции ионного состава элементов O и Fe при движении потока СВ от начальной точки до области “замораживания” решались уравнения ба-

ланса (2) с заданными профилями параметров плазмы $N_e(r)$, $T_e(r)$ и $V(r)$. Наконец, по найденным распределениям ионов O и Fe определяются ионные параметры $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$. Меняя индекс политропы, можно получить зависимость параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ от γ . В разделе 3 эта процедура используется для определения параметра γ для разных типов СВ с помощью сравнения рассчитанных ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ с измеренными распределениями.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ СВ ПО ИОННЫМ ПАРАМЕТРАМ $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ И $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$

Для анализа статистики ионных параметров плазмы СВ, относящихся к разным крупномасштабным типам СВ и регистрируемых на расстоянии 1 а.е., были построены гистограммы среднего заряда ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и отношения ионов кислорода $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ и по ним получены средние значения этих параметров и их дисперсии. Для этого использовались данные прибора SWICS на космическом аппарате ACE (Глоеклер и др., 1998) за 2010 г., разграниченные по времени по типам потоков СВ в соответствии с каталогом ИКИ (<http://www.iki.rssi.ru/omni/catalog/>). Этот период соответствует спокойной солнечной короне в начальной стадии роста активности 24-го солнечного цикла. Далее в этом разделе приводятся гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ для квазистационарных потоков по классификации каталога ИКИ: медленного СВ (SWslow), быстрого СВ (SWfast, CIR) и нестационарных потоков КВМ типа магнитных облаков (MC — magnetic clouds) и EJECTA.

Эти эмпирические данные сравниваются с модельными расчетами ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ как функций индекса γ , где по средним значениям и дисперсиям этих параметров определяются средние величины γ и их разброс для разных типов СВ. При моделировании ионных параметров с помощью уравнений (2) для физических характеристик плазмы СВ (плотности, температуры и скорости потока) использовались данные из работ Ко и др. (1997) (быстрый СВ) и Слемзин и др. (2022) (медленный СВ и КВМ). В работе Ко и др. (1997) исследовались физические условия в полярной корональной дыре. В работе Слемзин и др. (2022) рассматривалось событие 18 августа 2010 г., связанное с формированием КВМ и постэруптивным потоком СВ.

3.1. Медленный СВ (SWslow)

На рис. 2 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ (верхние рисунки) для потоков медленного СВ (SWslow). На нижних рисунках приведены соответствующие модельные расчеты зависимости индекса γ от ионных параметров. При моделировании ионных параметров в качестве исходной информации для плотности, температуры и ско-

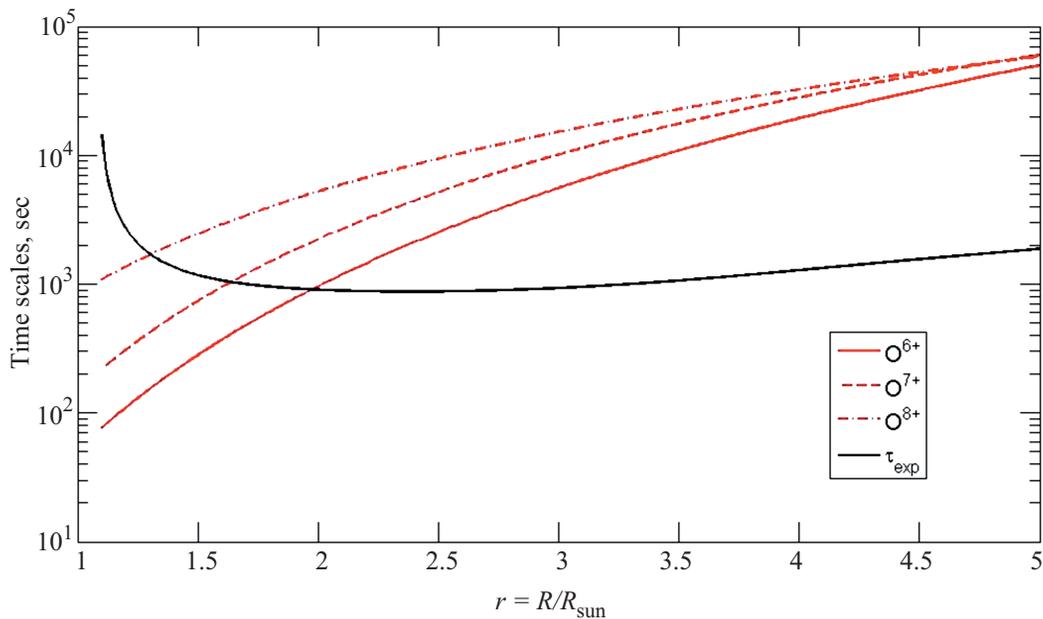


Рис. 1. Сравнение времени расширения плазмы τ_{exp} с временами ионизации/рекомбинации τ_{ir} для ионов O^{6+} – O^{8+} (вверху) и Fe^{12+} – Fe^{19+} (внизу). Для расчета масштабов времен использованы параметры плазмы для КВМ из работ Слемзин и др. (2022) и Горяев и др. (2023). Расстояние $r = R/R_{\text{sun}}$ отсчитывается от центра Солнца, т.е. $r = 1$ соответствует поверхности Солнца.

рости потока использовались данные из работы Слемзин и др. (2022), соответствующие временным интервалам Т1 (до-эруптивный поток СВ 19.08.2010 г.–20.08.2010 г.) и Т4 (вернувшийся в доэруптивное состояние поток СВ 23.08.2010 г.–25.08.2010 г.).

3.2. Быстрый СВ (SWfast, CIR)

Гистограммы для быстрого СВ представлены на рис. 3 (SWfast) и рис. 4 (CIR). При моделировании ионных параметров быстрого СВ, как типа SWfast, так и CIR, в качестве исходных данных использовались радиальные профили плотности, температуры и скорости потока для СВ из полярных областей Солнца, приведенные в работе Ко и др. (1997). Соответствующие расчетные зависимости индекса γ от ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ представлены в нижних частях рис. 3 и 4.

3.3. МКВМ (MC, EJESTA)

На рис. 5 и 6 представлены гистограммы ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ для МКВМ типа MC (рис. 5) и EJESTA (рис. 6). При моделировании ионных параметров МКВМ типа MC в качестве исходных данных для физических характеристик плазмы СВ использовались результаты работы Слемзин и др. (2022) для временного интервала Т2 (эрупция, соответствующая распространению МКВМ 20.08.2010 г.–21.08.2010 г.), а при моделировании потоков типа EJESTA — из той же работы Слемзин и др. (2022) для интервала Т3 (пост-эруптивный

поток СВ 21.08.2010 г.–22.08.2010 г.). В работе Слемзин и др. (2022) интервал Т3 по соотношению “холодной” (относящейся к низкозарядным ионам в распределении по ионному заряду Z) и “горячей” (относящейся к высокозарядным ионам в распределении по Z) частей зарядового распределения ионов Fe в плазме СВ (в Слемзин и др. (2022) они обозначены параметрами $q4$ и $q12$ соответственно) рассматривается как пост-эруптивный поток, но по общим характеристикам плазмы этот интервал можно отнести к типу EJESTA.

Полученные из гистограмм на рис. 2–6 средние значения и дисперсии ионных параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$, а также средние значения и дисперсии значений индекса γ , найденные при сопоставлении распределений на гистограммах с результатами моделирования приведены в табл. 1. Отметим, что в табл. 1 не указаны границы значений γ , соответствующие отклонению параметра $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ от среднего на величину дисперсии, поскольку они выходят за границы применимости данной модели.

4. РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСА ПОЛИТРОПЫ В КОРОНЕ ДЛЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ СВ

Если из измерений или других данных известны распределения температуры и плотности плазмы СВ в короне, то по ним также можно найти распределение индекса γ в рамках политропной модели (см. формулу (П2) в приложении). На рис. 7 показаны примеры

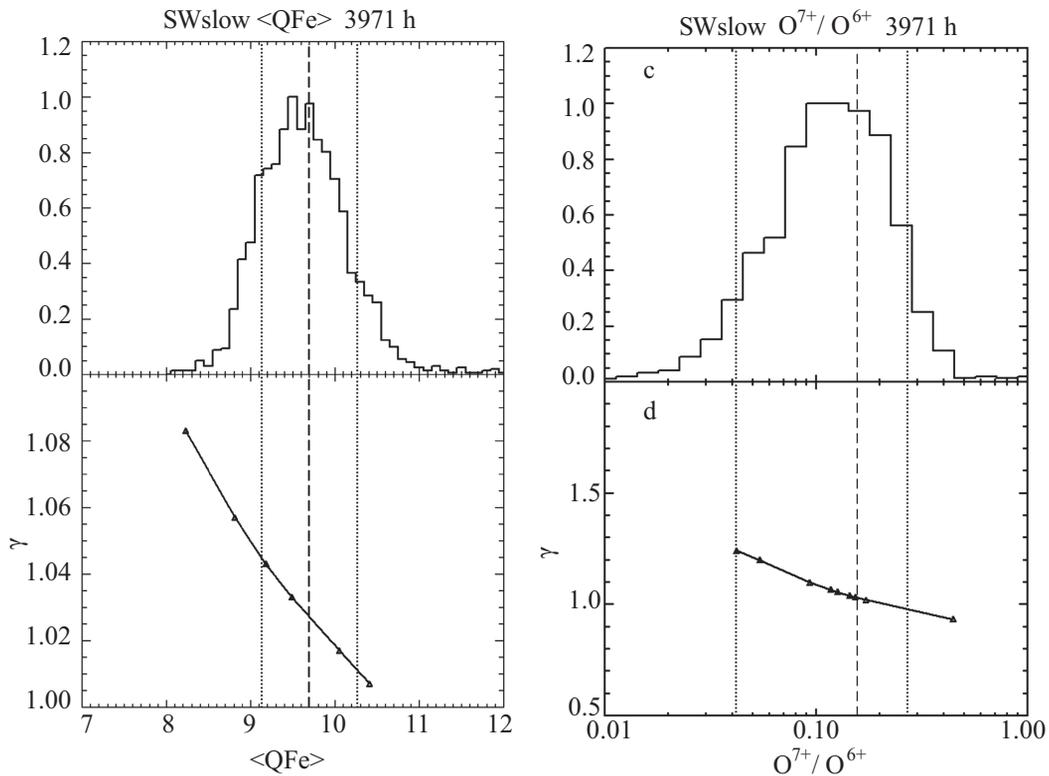


Рис. 2. Гистограммы ионных параметров $\langle Q_{Fe} \rangle$ (a) и O^{7+}/O^{6+} (c) для потоков медленного СВ (SWslow), (b) и (d) — модельные зависимости ионных параметров от индекса γ . Пунктирные линии соответствуют средним значениям параметров, точечные — отклонениям от среднего на величину дисперсии параметра при построении гистограммы. В заголовках указаны типы параметров и общее количество часовых интервалов данного типа СВ по каталогу ИКИ (см. текст) за 2010 г.

Таблица 1. Средние значения и дисперсия ионных параметров СВ по данным ACE/SWCS за 2010 г. Типы СВ указаны в соответствии с классификацией по каталогу ИКИ

Тип СВ	Ионный параметр	Среднее значение и дисперсия ионных параметров	Среднее значение индекса γ
SWslow	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.70 ± 0.57	1.03 ± 0.02
	O^{7+}/O^{6+}	0.156 ± 0.114	1.03
SWfast	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.42 ± 0.44	1.14 ± 0.04
	O^{7+}/O^{6+}	0.0446 ± 0.0446	1.14
CIR	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.47 ± 0.46	1.13 ± 0.05
	O^{7+}/O^{6+}	0.125 ± 0.112	0.77
MC	$\langle Q_{Fe} \rangle$	11.37 ± 1.22	1.21 ± 0.03
	O^{7+}/O^{6+}	0.475 ± 0.256	2.10
EJECTA	$\langle Q_{Fe} \rangle$	9.89 ± 0.67	1.21 ± 0.02
	O^{7+}/O^{6+}	0.177 ± 0.127	0.90

радиальных распределений индекса γ для квазистационарных потоков СВ, полученных по данным модельных расчетов и из измерений температуры и плотности плазмы в короне при низкой солнечной актив-

ности в работах Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Ко и др. (1997), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). Распределение индекса γ на рис. 7(a) соответствует профилям характеристик плазмы из работ

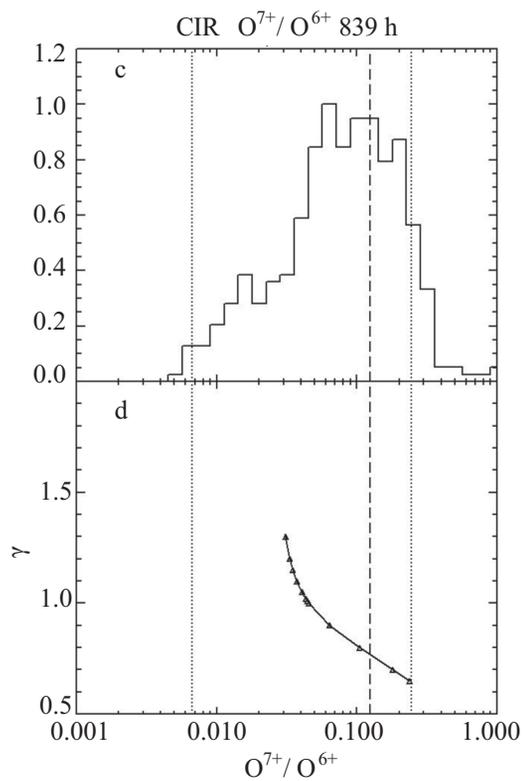
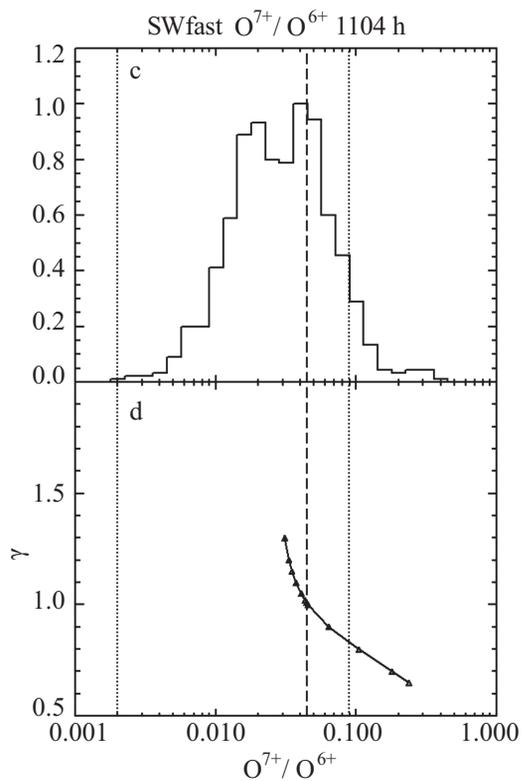
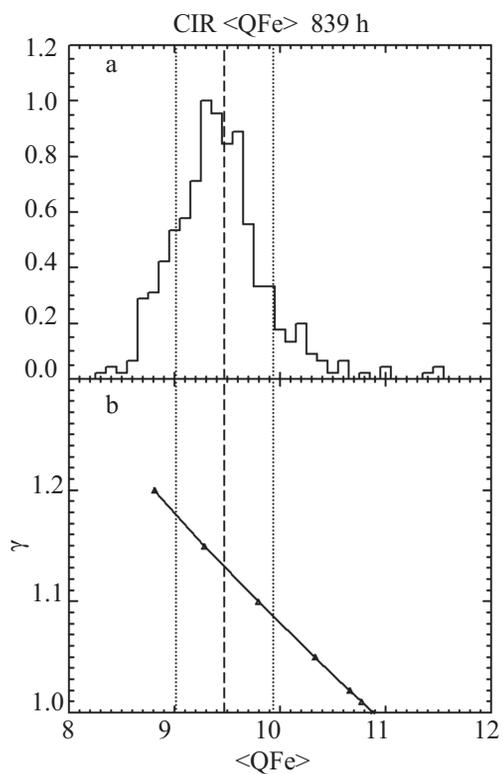
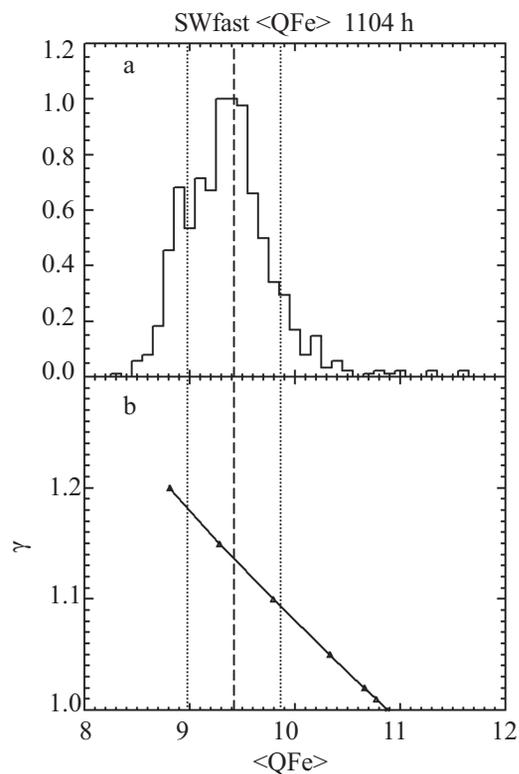


Рис. 3. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для быстрого СВ (SWfast). Обозначения такие же, как на рис. 2.

Рис. 4. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для рекуррентных потоков СВ (CIR). Обозначения такие же, как на рис. 2.

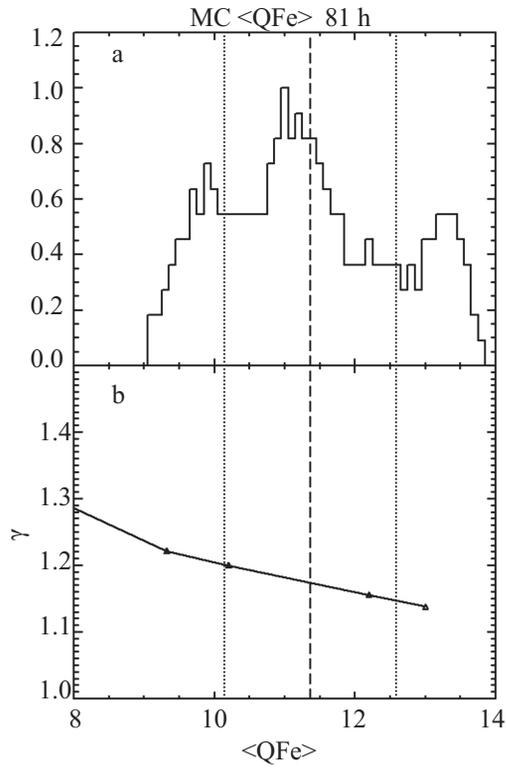


Рис. 5. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа магнитных облаков (МС). Обозначения такие же, как на рис. 2

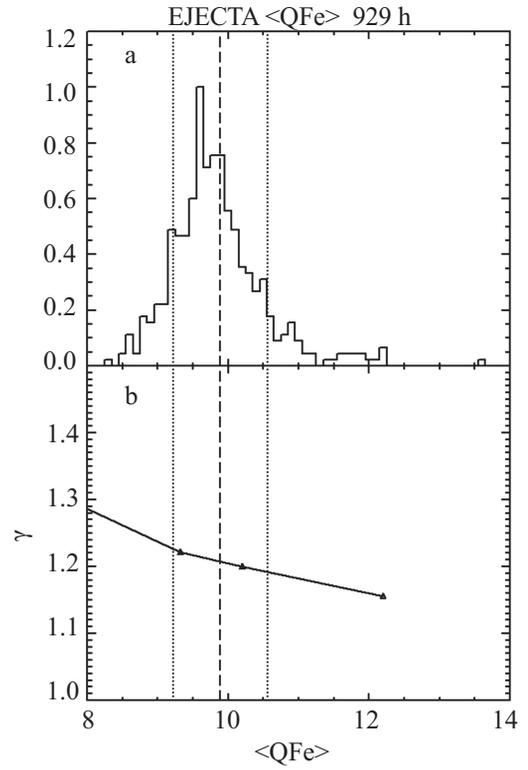


Рис. 6. Гистограммы ионных параметров и модельные значения γ для МКВМ типа ЕЈЕСТА. Обозначения такие же, как на рис. 2.

Кранмер и др. (2007) и Ланди и др. (2012) для медленного СВ. На рис. 7(b) представлено распределение γ для медленного СВ из стримеров по данным работ Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014). И наконец, рис. 7(c) демонстрирует профили индекса политропы для быстрого СВ из полярных корональных дыр, полученные по данным работ Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). Для сравнения с значениями индекса политропы, полученными из распределений ионных параметров согласно табл. 1, радиальные профили γ усреднялись и соответствующие результаты приведены в табл. 2.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе по результатам моделирования ионных параметров СВ и их сопоставления с измеренными значениями зарядового состояния ионов железа $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и кислорода O^{7+}/O^{6+} получены “in situ” усредненные значения индекса политропы крупномасштабных потоков СВ для спокойной короны (2010 г.) на высотах $\approx 1-7R_{\text{sun}}$.

Отметим следующие особенности полученных результатов. Для обоих ионных параметров большие значения индекса γ соответствуют меньшим значениям параметров СВ, т.е. более низким температурам “замерзания” ионного состава и наоборот.

Для квазистационарных потоков типа медленного СВ (SWslow) и высокоскоростного СВ (SWfast) средние значения γ , найденные из анализа гистограмм ионов железа и кислорода, практически совпадают, что говорит об их формировании на малых высотах от поверхности Солнца $\leq 1R_{\text{sun}}$.

Основные максимумы гистограмм для высокоскоростных потоков типа SWfast и CIR соответствуют экваториальным КД. Предположительно, наличие второго (меньшего) по высоте максимума в гистограммах связано с тем, что в некоторые периоды в центральной части солнечного диска, помимо экваториальных КД, присутствовали низкоширотные участки полярных КД, для которых поток СВ имеет более низкую температуру. В 2010 г. наблюдалось 49 высокоскоростных потоков СВ, из которых в 32 событиях источниками были только экваториальные корональные дыры, а в 17 наблюдались низкоширотные области полярных дыр. Однако в нашем случае эти особенности не влияют заметно на результат определения индекса политропы по используемым зарядовым параметрам, поскольку различия в средних значениях параметров $\langle Q_{\text{Fe}} \rangle$ и O^{7+}/O^{6+} для СВ из экваториальных и полярных корональных дыр находятся в пределах их дисперсий.

Для нестационарных потоков СВ типа CIR, MC, EJESTA значения γ , полученные по отношению ионов кислорода, отличаются от значений, найденных по ионам железа, и имеют большую дисперсию. Это означает, что термодинамика потоков

СВ на промежуточных высотах от 1 до $2R_{\text{sun}}$ и на больших высотах различна. Для CIR и EJESTA значения индексов γ , полученные по отношению O^{7+}/O^{6+} , меньше 1, что указывает на то, что плазма еще находится в стадии нагрева. Для MC значение $\gamma > 2$, что указывает на существование дополнительного канала расхода тепловой энергии сверх охлаждения в ходе адиабатического расширения.

Из приведенных результатов можно сделать вывод, что формирование температурного режима квазистационарных потоков медленного и быстрого СВ происходит ниже высот $1-1.5R_{\text{sun}}$, где зарядовый состав ионов кислорода “замораживается”. Для нестационарных потоков режим политропы, связанный с расширением и охлаждением плазмы, формируется выше этого уровня, но ниже высот $\approx 5-7R_{\text{sun}}$, на которых происходит “замораживание” зарядового состава ионов железа.

В целом, значения индекса γ , рассчитываемые по средним значениям ионных параметров методом моделирования варьируемых радиальных распределений температуры, согласуются в пределах дисперсии ионных параметров с значениями этого индекса, полученными из радиальных профилей температуры и плотности. Результаты работы показывают возможность исследования термодинамики СВ в короне по данным об ионном составе плазмы СВ.

ПРИЛОЖЕНИЕ: ПОЛИТРОПНАЯ МОДЕЛЬ СВ В КОРОНЕ СОЛНЦА

Основным параметром политропной модели является индекс γ , который можно выразить через теплоемкости при постоянном давлении c_p , постоянном объеме c_v и теплоемкость политропического процесса c (все теплоемкости в пересчете на единичную плотность):

$$\gamma = \frac{c_p - c}{c_v - c}. \quad (\text{П1})$$

При $c = 0$, что соответствует адиабатическому процессу, имеем показатель адиабаты $\gamma = c_p/c_v = \frac{5}{3} = \alpha$. В случае потока плазмы СВ в короне удобнее оперировать переменными температуры T и плотности n , в которых уравнение политропы имеет вид

$$Tn^{1-\gamma} = \text{const} \equiv C. \quad (\text{П2})$$

Из измерений радиальных профилей температуры и плотности параметр политропы может быть получен с помощью уравнения:

$$\ln(T) = (\gamma - 1) \ln(n) + \ln(C). \quad (\text{П3})$$

Дифференцируя (П3) по высоте r , получим зависимость между радиальными градиентами температуры и плотности:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dr} = (\gamma - 1) \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (\text{П4})$$

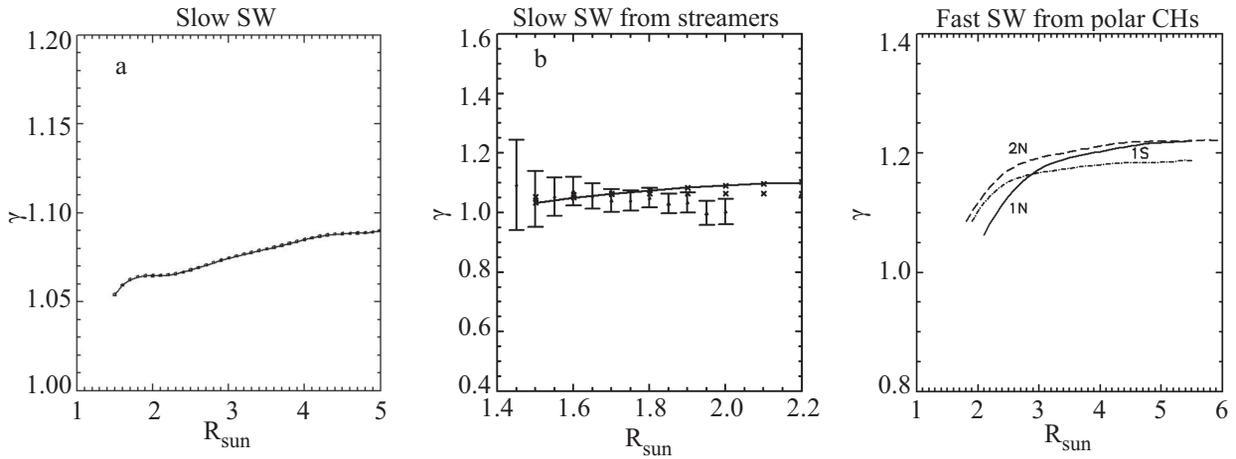


Рис. 7. Значения индекса γ , полученные из радиальных профилей температуры и плотности для разных типов СВ из работ Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012), Гибсон и др. (1999), Горяев и др. (2014), Ко и др. (1997), Фишер, Гухатакурта (1995). (a) медленный СВ (Кранмер и др., 2007; Ланди и др., 2012); (b) медленный СВ из стримеров: сплошная линия по данным Гибсон и др. (1999), точки с ошибками измерений по данным Горяев и др. (2014); (c) быстрый СВ из полярных корональных дыр: северной 1N и южной 1S по данным Фишер, Гухатакурта (1995) и северной 2N по данным Ко и др. (1997).

Таблица 2. Значения индекса γ для медленного и быстрого СВ, усредненные по радиальным распределениям индекса

Тип СВ	Диапазон, R_{sun}	Среднее значение γ	Исходные данные
Медленный	1.5–5	1.076 ± 0.010	Кранмер и др. (2007), Ланди и др. (2012)
Медленный (из стримера)	1.45–2	1.043 ± 0.026	Горяев и др. (2014)
Медленный	1.5–2.2	1.075 ± 0.024	Гибсон и др. (1999)
Быстрый (из северной ПКД)	2–6	1.196 ± 0.034	Ко и др. (1997)
Быстрый (из северной ПКД)	2–5.5	1.183 ± 0.042	Фишер, Гухатакурта (1995)
Быстрый (из южной ПКД)	1.9–5.5	1.167 ± 0.024	Фишер, Гухатакурта (1995)

где r — высота от поверхности Солнца. Если положить, что температура зависит от высоты по степенному закону $T \propto r^{-\delta}$, а плотность $n \propto r^{-\beta}$, то для индекса политропы получаем соотношение (Тоттен и др., 1995):

$$\gamma = 1 + \frac{\delta}{\beta}. \quad (\text{П5})$$

Согласно модели Паркера (Паркер, 1958, 1965), в нижней короне при относительно высокой плотности плазма находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой при постоянной температуре, чему соответствует индекс политропы $\gamma = 1$. Значение $\gamma < 1$ означает, что при расширении в корону температура плазмы растет, в то время как плот-

ность падает. Этот режим описывает начальную “нагревную” стадию формирования СВ до максимальной температуры. В другом пределе, который отвечает режиму сверхзвукового течения в гелиосфере при низкой плотности, отсутствует взаимодействие плазмы СВ с окружающей средой, когда невозмущенная стационарно истекающая плазма расширяется и охлаждается адиабатически с $\gamma = \alpha = 5/3$. В средней короне значения индекса политропы, удовлетворяющие условию $1 < \gamma < \alpha$, соответствуют расширению плазмы СВ с одновременным охлаждением в присутствии некоторого притока энергии, который уменьшает снижение температуры по сравнению с адиабатическим режимом. Значения индекса $\gamma > \alpha$ озна-

чают, что температура плазмы с падением плотности уменьшается сильнее, чем это происходит в адиабатическом режиме, то есть помимо работы на расширение в плазме СВ имеется дополнительный канал диссипации тепловой энергии.

Зная показатель политропы и радиальные зависимости температуры и плотности, поток энергии ε (на единицу объема), нагревающий расширяющуюся в короне плазму при изменении температуры на величину dT на участке dr за время dt , можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= cn \frac{dT}{dt} k_B = \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dt} nk_B = \\ &= \frac{3\gamma - \alpha}{2\gamma - 1} \frac{dT}{dr} Vnk_B = \frac{3}{2}(\gamma - \alpha) \frac{dn}{dr} Vnk_B, \quad (\text{П6})\end{aligned}$$

где k_B — постоянная Больцмана, V — скорость потока.

Согласно Тоттену и др. (1995), для учета влияния магнитного поля в уравнение политропы к газовому давлению $p_g = nk_B T$ нужно добавить магнитное давление $p_m = B^2/2\mu_0$:

$$(p_g + p_m)n^{-\gamma} = k_B T(1 + 1/\beta_{\text{пл}})n^{1-\gamma} = \text{const}, \quad (\text{П7})$$

где $\beta_{\text{пл}} = p_g/p_m$ — плазменная бета. Если радиальная функция $K_M = 1 + 1/\beta_{\text{пл}}$ в некотором диапазоне высот r может быть представлена как $K_M \sim r^\mu$, то с учетом магнитного давления в соответствии с (П5) получим:

$$\gamma = \gamma_g - \frac{\mu}{\beta}, \quad (\text{П8})$$

где γ_g — индекс, соответствующий только газовому давлению. В настоящей работе мы определяем индекс политропы по измеренным ионным параметрам СВ, которые на основе моделирования связаны с реальными радиальными распределениями температуры и плотности, в результате чего влияние магнитного давления учитывается автоматически.

Наконец, в отношении политропного соотношения (П2) следует отметить, что плотность корональной плазмы складывается из плотности протонов и электронов, т.е. $n \approx N_p + N_e$. В то же время, как указано в разделе 2, при анализе ионного состава используются плотность и температура электронов. С достаточной для исследуемой модели точностью можно считать, что в пределах рассматриваемых высот до $\approx 4-5R_{\text{sun}}$ (где R_{sun} — радиус Солнца) плазма СВ находится в термодинамическом равновесии, что отражается в приближенном равенстве $T_p \approx T_e$ (где T_p и T_e — температура протонов и электронов, соответственно), а плотности протонов и электронов даются соотношениями $N_p \approx N_e$ и $n \approx 2N_e$. Из уравнения (П3) следует, что удвоение плотности, так же как и кратное изменение температуры при сохранении формы радиальных профилей, не влияют на зна-

чение индекса политропы, поэтому приведенные выше соотношения сохраняются при замене переменных (n, T) на (N_e, T_e) .

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность команде прибора ACE/SWICS и сотрудникам ACE Science Center за предоставление данных об ионном составе солнечного ветра, а также Ю.И. Ермолаеву и сотрудникам Лаборатории солнечного ветра ИКИ РАН за предоставление данных каталога крупномасштабных структур солнечного ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден М., *Физика солнечной короны* [Aschwanden M.J., *Physics of the Solar Corona* (Springer Berlin, Heidelberg, 2005)], гл. 17.
2. Ван Доорсселаере и др. (T. Van Doorselaere, N. Wardle, G. Del Zanna, K. Jansari, E. Verwichte, and V.M. Nakariakov), *Astrophys. J. Lett.* **727**, id. L32 (2011).
3. Гибсон и др. (S.E. Gibson, A. Fludra, F. Bagenal, D. Biesecker, G. del Zanna, and B. Bromage), *J. Geophys. Res.* **104**, 9691 (1999).
4. Глоеклер и др. (G. Gloeckler, J. Cain, F.M. Ipavich, E.O. Tums, P. Bedini, L.A. Fisk, T.H. Zurbuchen, P. Bochsler, et al.), *Space Sci. Rev.* **86**, 497 (1998).
5. Горяев и др. (F. Goryaev, V. Slemzin, L. Vainshtein, and D.R. Williams), *Astrophys. J.* **781**, id 100 (2014).
6. Горяев и др. (F.F. Goryaev, V. Slemzin, and D. Rodkin), *Astrophys. J. Lett.* **905**, L17 (2020).
7. Горяев Ф.Ф., Слемзин В.А., Родькин Д.Г., Шугай Ю.С., *Космич. исслед.* **61**, 10 (2023) [F.F. Goryaev, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, and Yu.S. Shugai, *Cosmic Res.* **61**, 8 (2023)].
8. Гречнев и др. (V.V. Grechnev, A.A. Kochanov, A.M. Uralov, V.A. Slemzin, D.G. Rodkin, F.F. Goryaev, V.I. Kiselev, and I.I. Myshyakov), *Solar Phys.* **294**, 139 (2019).
9. Дере и др. (K.P. Dere, E. Landi, P.R. Young, G. Del Zanna, M. Landini, and H.E. Mason), *Astron. Astrophys.* **498**, 915 (2009).
10. Зеленый Л.М., Веселовский И.С. (Ред.), *Плазменная гелиогеофизика* (М.: Физматлит, 2008), т. 1, гл. 3.
11. Ко и др. (Y.-K. Ko, L.A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, and M. Guhathakurta), *Solar Phys.* **171**, 345 (1997).
12. Кранмер и др. (S.R. Cranmer, A.A. van Ballegooijen, and R.J. Edgar), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **171**, 520 (2007).
13. Кутузов А.С., Чашей И.В., *Геомagnetизм и аэрон.* **38**, 1 (1998) [A.S. Kutuzov, I.V. Chashei, *Geomagnetism and Aeron.* **38**, 139 (1998)].
14. Ланди и др. (E. Landi, J.R. Gruesbeck, S.T. Lepri, and T.H. Zurbuchen), *Astrophys. J.* **750**, id 159 (2012).
15. Ливадиотис (G. Livadiotis), *Entropy* **20**, id. 799 (2018).
16. Лloverас и др. (D.G. Lloveras, A.M. Vasquez, F.A. Nuevo, C. Mac Cormack, N. Sachdeva, W. Manchester, B. Van der Holst, and R.A. Frazin), *Solar Phys.* **295**, id. 76 (2020).

17. Майс и др. (M.L. Mays, A. Taktakishvili, A. Pulkkinen, P.J. MacNeice, L. Rastatter, D. Odstrcil, L.K. Jian, I.G. Richardson, et al.), *Solar Phys.* **290**, 1775 (2015).
18. Мозер и др. (F.S. Mozer, O.V. Agapitov, J.C. Kasper, R. Livi, O. Romeo, and I.Y. Vasko), *Astron. Astrophys.* **673**, L3 (2023).
19. Николау и др. (G. Nicolaou, G. Livadiotis, R.T. Wicks, D. Verscharen, and B.A. Maruca), *Astrophys. J.* **901**, id. 26 (2020).
20. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
21. Паркер Е.Н., *Динамические процессы в межпланетной среде* (М.: Мир, 1965).
22. Перроне и др. (D. Perrone, S. Perri, R. Bruno, D. Stansby, R. D'Amicis, V.K. Jagarlamudi, R. Laker, S. Toledo-Redondo, et al.), *Astron. Astrophys.* **668**, id. A189 (2022).
23. Помеелл, Поедтс (J. Pomoell and S. Poedts), *J. Space Weather and Space Clim.* **8**, id. A35 (2018).
24. Родкин и др. (D. Rodkin, F. Goryaev, P. Pagano, G. Gibb, V. Slemzin, Y. Shugay, I. Veselovsky, and D.H. Mackay), *Solar Phys.* **292**, id. 90 (2017).
25. Слемзин и др. (V. Slemzin, F. Goryaev, and D. Rodkin), *Astrophys. J.* **929**, Id. 146 (2022).
26. Тоттен и др. (T.L. Totten, J.W. Freeman, and S. Arya), *J. Geophys. Res.* **100**, 13 (1995).
27. Фишер, Гухатакурта (R. Fisher and M. Guhathakurta), *Astrophys. J.* **447**, L139 (1995).
28. Хундхаузен и др. (A.J. Hundhausen, H.E. Gilbert, and S.J. Vame), *Astrophys. J. Lett.* **152**, L3 (1968).
29. Хундхаузен А., *Расширение короны и солнечный ветер* (М.: Мир, 1976), гл. 3.
30. Якобс, Поедтс (C. Jacobs and S. Poedts), *Adv. Space Res.* **48**, 1958 (2011).