

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Современный взгляд на солнечный ветер
от микро- до макромасштабов

А.А. Петрукович, Х.В. Малова, В.Ю. Попов, Е.В. Маевский, В.В. Измоденов,
О.А. Катушкина, А.А. Виноградов, М.О. Рязанцева, Л.С. Рахманова, Т.В. Подладчикова,
Г.Н. Застенкер, Ю.И. Ермолаев, И.Г. Лодкина, Л.С. Чесалин

Солнечный ветер — поток плазмы, истекающий из солнечной короны, интересен и как переносчик солнечной активности, и как пример бесстолкновительной плазмы. Приведены основные результаты российских исследований последних лет. Оригинальная МГД-модель позволила интерпретировать раздвоение гелиосферного токового слоя в годы максимума активности как обусловленное квадрупольной компонентой гелиомагнитного поля. На масштабах порядка миллионов километров солнечный ветер состоит из солнечных транзитных образований. В этой части решена одна из фундаментальных проблем, обеспечивающих геомагнитный прогноз, — показано, что можно предполагать стабильность межпланетного магнитного поля на временах около трёх часов. На малых масштабах (сотни–тысячи километров) формируются локальные структуры, которые могут быть рассмотрены и индивидуально, и статистически, в рамках турбулентного каскада.

Ключевые слова: солнечный ветер, гелиосфера, турбулентность, космическая погода

PACS numbers: 96.50.Ci, 96.60. – j

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2019.06.038677>

Содержание

1. Введение (859).
2. Глобальная квазистационарная структура (861).
3. Среднемасштабные транзитные структуры солнечного ветра и их прогноз (864).

4. Мелкомасштабные вариации солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (866).
 5. Заключение (869).
- Список литературы (869).

1. Введение

Солнечный ветер — это поток плазмы (порядка 10^9 кг с⁻¹), истекающий из солнечной короны в межпланетное пространство и состоящий в основном из электронов, протонов и ядер гелия (последних в среднем ~ 4 %) [1–4]. Солнечный ветер вытесняет межзвёздную плазму из области радиусом порядка 100 а.е., формируя гелиосферу. Параметры истечения (прежде всего, скорость, плотность) контролируются магнитным полем и транзитными образованиями (выбросами массы, волками) над поверхностью Солнца.

Глобальная квазистационарная структура солнечного ветра изменяется в зависимости от фазы цикла солнечной активности [4–8]. Магнитное поле Солнца близко к дипольному в минимуме цикла. На высоких и средних гелиоширотах формируются так называемые корональные дыры (более тёмные области на УФ-снимках), в которых силовые линии гелиомагнитного поля уходят в бесконечность (рис. 1а). Из них истекает быстрый (скорость ~ 700 км с⁻¹) и разреженный ветер. Вне корональных дыр структура гелиомагнитного поля более сложная, формируются замкнутые силовые линии. Эти зоны являются источником "медленного" (скорость ~ 300–500 км с⁻¹) ветра. В годы максимума активности структура магнитного поля Солнца сильно усложняется, что

А.А. Петрукович^(1,а), Х.В. Малова^(1,2), В.Ю. Попов^(3,4,1),
Е.В. Маевский^(4,1), В.В. Измоденов^(1,4,5), О.А. Катушкина⁽¹⁾,
А.А. Виноградов⁽¹⁾, М.О. Рязанцева⁽¹⁾, Л.С. Рахманова⁽¹⁾,
Т.В. Подладчикова⁽⁶⁾, Г.Н. Застенкер⁽¹⁾, Ю.И. Ермолаев⁽¹⁾,
И.Г. Лодкина⁽¹⁾, Л.С. Чесалин⁽¹⁾

⁽¹⁾ Институт космических исследований РАН,

ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скобельцына,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Национальный исследовательский университет

"Высшая школа экономики",

ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
механико-математический факультет,

Ленинские горы 1, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁶⁾ Сколковский институт науки и технологий,

территория Инновационного центра Сколково,

Большой бульвар 30, стр. 1, 121205 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(а) apetruko@iki.rssi.ru

Статья поступила 5 июня 2019 г.

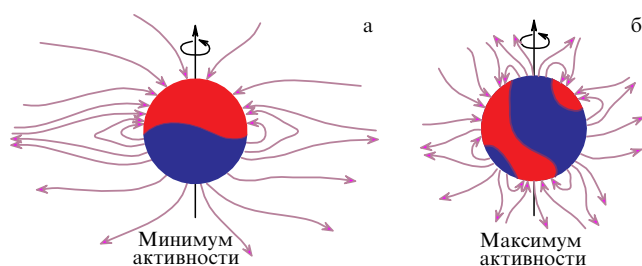


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Схема структуры крупномасштабного поля Солнца: растянутая квазидипольная конфигурация в минимуме цикла (а) и более сложная мультиполярная конфигурация в максимуме (б).

может быть представлено как появление квадрупольного компонента, а также мультиполей более высоких порядков. Корональные дыры и зоны быстрого ветра спускаются на низкие широты, а зоны замкнутых линий и медленного ветра появляются на высоких широтах (рис. 1б). Эта схематичная структура и, в частности, сопутствующая ей зависимость скорости солнечного ветра от гелиошироты была подтверждена данными космического аппарата (КА) "Улисс" [9–11].

Межпланетное магнитное поле (ММП) формируется как сумма поля Солнца и поля, создаваемого токовыми слоями, разделяющими зоны противоположно направленных (исходящих и входящих на Солнце в разных полушариях) магнитных полей. В целом крупномасштабный солнечный ветер может в значительной степени быть описан в рамках магнитной гидродинамики (МГД).

Фактически скорость солнечного ветра (за пределами зоны его ускорения в непосредственной близости от Солнца — около 10 млн км) постоянна, но изменяется в зависимости от "происхождения" от чуть менее 300 до 2000 км с⁻¹. Радиальные градиенты плотности и магнитного поля определяются простейшими соображениями

расширения. У орбиты Земли средняя плотность 6 частиц (ионов) в см³, а магнитное поле — 7 нТл и эти величины могут изменяться в десятки раз (1–100 частиц в см³ и 1–100 нТл). Тепловая энергия и энергия магнитного поля обычно составляют несколько процентов от энергии направленного движения. Время распространения солнечного ветра до Земли в среднем составляет трое суток, до границ гелиосферы — несколько месяцев. По мере удаления от Солнца происходит диссипация крупномасштабных неоднородностей ветра, он насыщается атомами и энергичными частицами плазмы межзвёздной среды.

На масштабах порядка миллионов километров (соответствующих длительности наблюдения на КА от десятков минут до десятков часов) в потоке солнечного ветра доминируют остатки различных транзитных солнечных структур. "Рядовые" вариации солнечного ветра обычно составляют порядка двойки от средних величин. Такой солнечный ветер, тем не менее, может при определённых условиях генерировать достаточно мощную геомагнитную активность в приполярной зоне (так называемые магнитные суббури, полярные сияния) [11, 12].

Кроме того, эпизодически формируются относительно устойчивые и объёмные магнитоплазменные структуры, вызываемые проявлениями солнечной активности. В зоне столкновения быстрого и медленного потоков (образующихся, соответственно, в областях открытого и закрытого магнитного поля на Солнце) солнечного ветра формируется так называемая коротящая область взаимодействия (рис. 2), которая может вращаться вместе с Солнцем на протяжении месяцев и характерна для фазы уменьшения и минимума активности. Она характеризуется высокой концентрацией плазмы, более 10 см⁻³, и флуктуирующим магнитным полем более 10 нТл [8, 13]. В период солнечного максимума появляются корональные выбросы массы, в основном связанные с солнечными вспышками. Магнитные облака, формирующиеся затем в гелиосфере, могут распространять

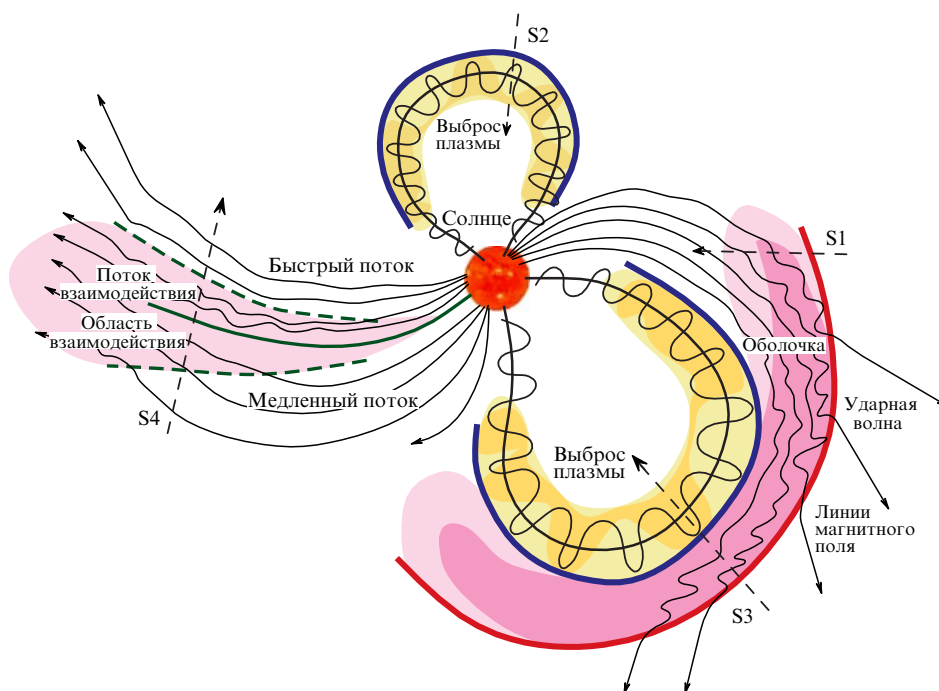


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Схема структур солнечного ветра, вызываемых солнечной активностью [6].

ся на фоне спокойного (фонового) солнечного ветра со скоростями до 2000 км с^{-1} и нести сильное упорядоченное (обычно скрученное в жгут) магнитное поле в десятки нТл. Быстрые магнитные облака, так же как и быстрые потоки в случае коротящей области взаимодействия, могут сжимать перед собой плазму невозмущенного солнечного ветра; и если скорость выброса превышает скорость основного потока на локальную скорость звука, то перед ним образуется ударная волна, в переходной области за которой магнитное поле усилено сжатием. Магнитные облака и коротящие области вызывают глобальные возмущения геомагнитного поля — магнитные бури [14], причём наиболее мощные бури ассоциируются со структурами, возникающими при столкновении двух и более подобных объектов [15–17].

Динамическое давление солнечного ветра формирует из дипольного магнитного поля Земли кометообразную структуру магнитосферы. Однако основным фактором, определяющим динамику магнитосферы, является ММП. Компоненты ММП, лежащие в плоскости эклиптики, в значительной степени определяются крупномасштабной спиральной структурой ММП, а вертикальный компонент изменяется более свободно и, соответственно, менее предсказуемо. Электродинамическая связь солнечного ветра с магнитосферой определяется в основном поперечным электрическим полем $E_y = VB_z$, причём геоэффективны только отрицательные величины B_z , направленные противоположно к земному магнитному полю. Здесь использована гео-солнечно-магнитосферная система координат с центром в центре Земли, осью x , направленной на Солнце, и осью z , отклоняющейся от направления в зенит синхронно с направлением геомагнитного диполя [18].

На масштабах от десятков до тысяч км (секунды и минуты в наблюдениях КА), сравнимых с характерными временами и длинами плазменной среды (гирорадиус протона составляет несколько сотен км, гиропериод — более 10 с), солнечный ветер обычно рассматривают в терминах собственной динамики локальной плазменной среды. Это глубоко бесстолкновительная плазма (характерные длины свободного пробега сравнимы с расстоянием от Земли до Солнца) с доминированием кинетической энергии потока, с развитой структурой вариаций плотности и магнитного поля [19–21].

С точки зрения экспериментальной физики солнечный ветер — это исключительно разреженная среда, невозпроизводимая в земной лаборатории. Дистанционное исследование крупномасштабной структуры в "ближней зоне" (несколько десятков млн км от Солнца) возможно по свечению в белом рассеянном свете или методом радиопросвечивания. Дистанционные наблюдения дальней гелиосферы, в частности параметров межзвёздной среды, возможны по данным потоков космических лучей, нейтральных атомов и УФ-свечений.

Локально солнечный ветер наблюдается космическими аппаратами. Впервые солнечный ветер был обнаружен на советских межпланетных станциях "Луна-1" и "Луна-2" в 1959 г. [22], спустя всего несколько лет после создания первой адекватной теории расширения солнечной короны [23]. С тех пор на орбите Земли измерения проводились или проводятся в общей сложности на десятках спутников. Начиная с 1997 г. в передней точке либрации системы Солнце–Земля работают космические аппараты, обеспечивающие непрерывный монито-

ринг солнечного ветра на удалении 1,5 млн км от магнитосферы Земли. В межпланетном пространстве солнечный ветер наблюдают на специализированных или пролётных (к планетам) космических аппаратах практически во всем диапазоне расстояний от Солнца (0,3 а.е. — 50 млн км в проекте "Ulysses") и вплоть до границ гелиосферы (КА "Pioneer" и "Voyager"). В 2018 г. запущен КА "Parker Solar Probe", который должен приблизиться к Солнцу на рекордные 10 млн км.

Стандартный набор измерений на космическом аппарате включает измерения (постоянного) магнитного поля, функций распределения ионов и электронов по скоростям и энергиям, массового состава ионов, а также плазменных волн (переменных электромагнитных полей) вплоть до максимально возможной плазменной частоты. Основной методической проблемой локальных измерений является их принадлежность только конкретному моменту времени и конкретной точке нахождения космического аппарата. Реальное пространственное распределение какого бы то ни было параметра непосредственно из измерений на одном КА без дополнительных предположений получено быть не может. В условиях явного недостатка знаний о пространственной структуре критическое значение приобретает численное моделирование всех аспектов, начиная от формирования солнечной короны и вплоть до взаимодействия солнечного ветра с межзвёздной средой.

В данном обзоре кратко представлены основные новые результаты российских исследований глобальной структуры солнечного ветра, проблем прогноза геомагнитной активности по измерениям ММП и локальных плазменных вариаций.

2. Глобальная квазистационарная структура

Ключевыми элементами глобальной структуры гелиосферы (в годы низкой солнечной активности) являются области быстрого солнечного ветра с разнонаправленным на разных полюсах магнитным полем и зона медленного солнечного ветра в низких широтах. Часто последнюю из-за повышенной плотности плазмы называют гелиосферным плазменным слоем [24, 25]. В него "вложен" существенно более локализованный по широтному размаху гелиосферный токовый слой (ГТС) [26], разделяющий противоположно направленные магнитные поля. Считается, что ГТС является продолжением пояса стримеров, окаймляющего нейтральную линию в короне Солнца [27–32].

Структура ГТС может эволюционировать в соответствии с 22-летним циклом солнечной активности [33, 34], когда дипольные гармоники гелиомагнитного поля сменяются квадрупольными и наоборот. В годы минимума активности Солнца ГТС наблюдается преимущественно на низких широтах (в интервале $\pm 15^\circ$ по широте), но в период максимума его отклонение от экваториальной плоскости может составлять 50° – 70° и более [30, 35]. Наблюдения ГТС на высоких широтах зачастую трактуются как существование нескольких ГТС конической формы в северном и южном полушариях [36, 37]. Моделированию гелиосферы с учётом квадрупольного магнитного поля посвящено сравнительно немного работ, большинство из которых полуэмпирические [36–39]. В них рассматривается возможность существования двух ГТС как следствие недипольного гелиомагнитного поля.

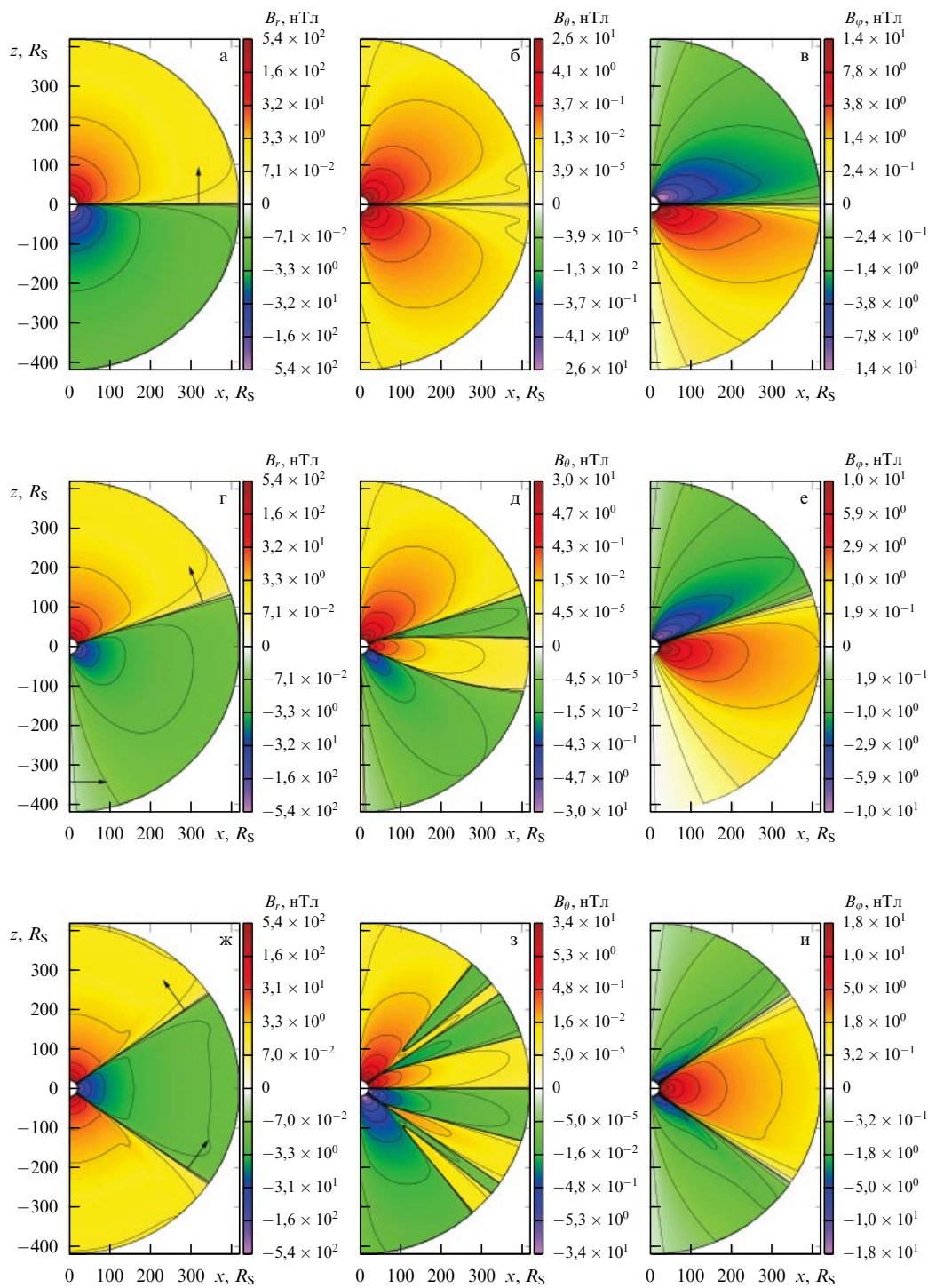


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Карты распределения значений магнитных компонент B_r , B_θ и B_ϕ при различных значениях относительного вклада квадрупольной составляющей $\tau = 0$ (а, б, в), $0,5$ (г, д, е), 1 (ж, з, и) в полное магнитное поле. Вертикальная ось z направлена по оси вращения Солнца, горизонтальная ось x лежит в экваториальной плоскости. Стрелками показано направление перемещения токовых слоёв при увеличении параметра τ . Цветом обозначена величина магнитного поля в нТл.

Для исследования именно крупномасштабной квазистационарной структуры солнечного ветра как самосогласованной системы электрических токов и магнитных полей была создана МГД-модель гелиосферы [40]. С её помощью удалось детально исследовать расположение глобальных токовых слоёв в разных фазах солнечного цикла. Граничные условия модели с соответствующим

вкладом дипольной и квадрупольной составляющих магнитного поля Солнца задаются на сфере радиусом $20R_S$ (R_S — радиус Солнца), где течение уже является сверхзвуковым, при этом более мелкомасштабные структуры в короне не принимаются во внимание.

Решение имеет следующие степенные асимптотики при $r \rightarrow \infty$: для скоростей плазмы $V_r \sim 1$, $V_\theta, V_\phi \sim r^{-1}$,

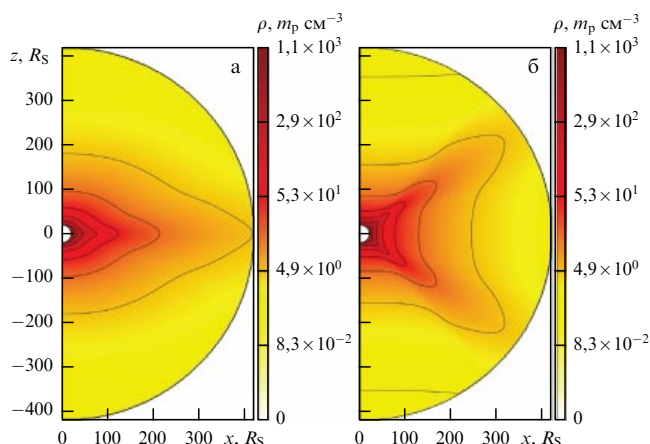


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределение плотности плазмы ρ в вертикальном сечении гелиосферы при $\tau = 0$ (а) и $\tau = 1$ (б) — в случае максимальной активности (аналогично рис. 3).

магнитных компонент $B_r \sim r^{-2}$, $B_\theta \sim r^{-3}$, $B_\phi \sim r^{-1}$, плотностей токов $J_r \sim r^{-2}$, $J_\theta, J_\phi \sim r^{-3}$, давления плазмы $P \sim r^{-10/3}$, плотности плазмы $\rho \sim r^{-2}$ и температуры $T \sim r^{-4/3}$. Данные асимптотики согласуются с оценками, ранее полученными в сильно упрощённых системах уравнений [41–45].

На рисунке 3 показаны двумерные распределения компонент гелиомагнитного поля: B_r , B_θ и B_ϕ — при трёх относительных значениях квадрупольной составляющей по отношению к дипольной $\tau = 0, 0.5, 1$, отвечающих солнечному минимуму, промежуточному состоянию и солнечному максимуму. Соответствующие распределения плотности плазмы ρ при $\tau = 0, 1$ показаны на рис. 4. Оси z и x , выраженные в единицах R_s , направлены соответственно вдоль направления магнитного момента Солнца и вдоль экватора. При дипольном магнитном поле ($\tau = 0$) ГТС (выделяемый по смене знака радиальной плоскости, все распределения симметричны в двух полушариях. С ростом вклада квадрупольной компоненты в околополярной области южного полушария возникает конический нейтральный слой, который перемещается на низкие широты; одновременно "основной" ГТС поднимается на более высокие широты (рис. 3г, д, е) в северном полушарии. При чистом квадрупольном поле ($\tau = 1$) два ГТС уравниваются и располагаются симметрично под углом 30° к плоскости экватора (рис. 3ж, з, и). Распределение плотности в период максимума активности (см. рис. 4) имеет характерный вид с двумя максимумами на средних широтах в местах расположения ГТС. В процессе дальнейшей эволюции магнитного поля Солнца северный ГТС поднимается на верхние широты и исчезает (стрелками показаны перемещения токовых слоёв по широте), а новый южный слой занимает стандартное экваториальное положение, при этом направление гелиомагнитного поля меняется на противоположное.

Наличие высокоширотного ГТС было подтверждено по измерениям на КА "Ulysses" на расстоянии двух-трёх астрономических единиц от Солнца, однако его структура оказалась существенно более сложной. В годы минимумов были обнаружены долгоживущие токовые слои конической (или цилиндрической) формы внутри корональных дыр над южным полюсом Солнца [46] (рис. 5).

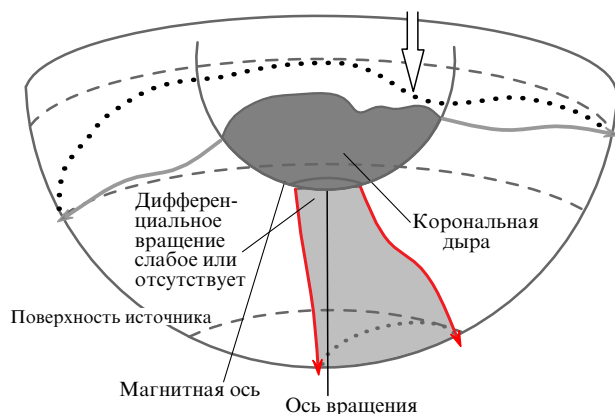


Рис. 5. Полярный конический токовый слой в гелиосфере (адаптировано из [46]).

Внутри высокоширотного конического токового слоя солнечный ветер медленнее и плотнее, чем снаружи. Данные "Ulysses" согласуются с результатами расчётов восстановления структуры по солнечному магнитному полю [44] и с провалами в скорости солнечного ветра внутри высокоскоростных потоков из корональных дыр по наблюдениям межпланетных скитаний в те же периоды. Обнаружение таких высокоширотных структур открывает новые возможности в понимании роли высокоширотной гелиосферы в целом. В частности, показано, что вдоль них могут распространяться солнечные космические лучи.

Дистанционный мониторинг глобальной структуры гелиосферы можно осуществить с помощью измерений солнечного лайман-альфа-излучения, рассеянного на межзвёздных атомах водорода [47]. Межзвёздные атомы водорода проникают в гелиосферу из межзвёздной среды из-за большой длины свободного пробега. На распределение атомов влияют силы солнечной гравитации и солнечного радиационного давления, а также процессы перезарядки на протонах солнечного ветра и фотоионизации, которые приводят к потерям атомов при их приближении к Солнцу.

Перезарядка является основным процессом, приводящим к потерям межзвёздных атомов в окрестности гелиопаузы и внутри гелиосферы на гелиоцентрических расстояниях 1–3 а.е. Рождённый в результате перезарядки атом сохраняет скорость солнечного ветра около $400–800 \text{ км с}^{-1}$ и не может рассеивать солнечные лайман-альфа-фотоны. Интенсивность рассеянного излучения пропорциональна концентрации атомов водорода, которая, в свою очередь, определяется потоком массы солнечного ветра. Чем больше поток массы, тем больше частота перезарядки атомов и, следовательно, тем меньше их концентрация и интенсивность рассеянного на атомах лайман-альфа-излучения.

Измеряя карты неба в интенсивности рассеянного солнечного лайман-альфа-излучения и решая обратную задачу, можно определить зависимость потока массы солнечного ветра от гелиошироты [48–51]. На рисунке 6 представлены зависимости потока массы и концентрации солнечного ветра от гелиошироты и времени по данным измерений рассеянного лайман-альфа-излучения на КА "SOHO" (прибор SWAN) в период с 1996 до 2017 г. [50]. Концентрация получена из потока массы с учётом

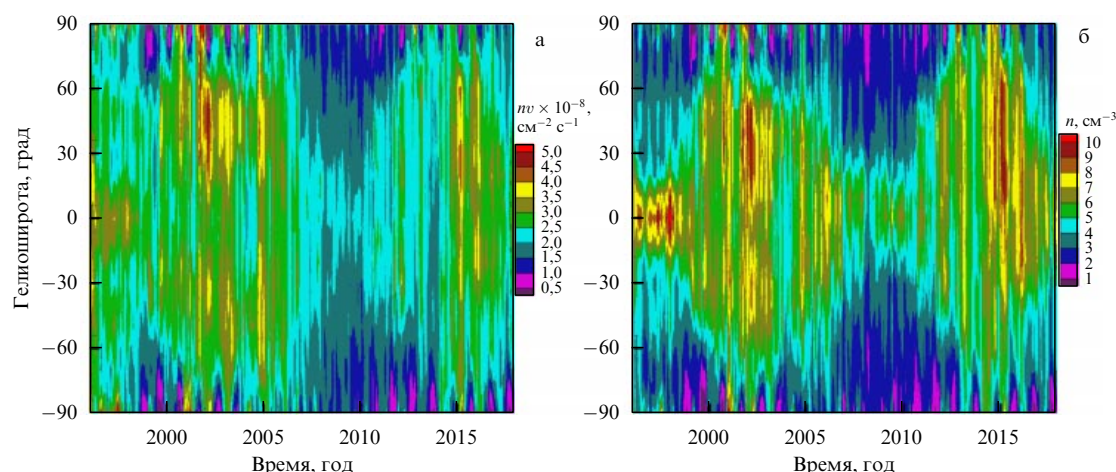


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Зависимость потока массы (а) и концентрации (б) солнечного ветра на 1 а.е. от времени и гелиошироты. Результаты получены на основании анализа данных SOHO/SWAN по рассеянному лайман-альфа-излучению [50].

скорости солнечного ветра, известной из результатов измерений межпланетных мерцаний [52]. В периоды солнечных минимумов 1996–1997 гг. и 2009–2010 гг. зависимость концентрации от гелиошироты соответствует стандарту: максимум концентрации солнечного ветра в области солнечного экватора и минимумы на полюсах. Однако около солнечного максимума в 2002–2005 гг. хорошо видны максимумы концентрации на средних гелиоширотах при ± 30 – 50° . В солнечном максимуме 2014–2016 гг. эти пики концентрации менее выражены, что может быть связано с более слабой солнечной активностью в 24-м солнечном цикле по сравнению с 23-м циклом.

Сопоставление данных наблюдений КА "SOHO" с приведёнными выше результатами МГД-моделирования свидетельствует о качественном согласии теоретических и экспериментальных результатов и, таким образом, для объяснения наличия двух максимумов плотности достаточно только наличия гелиомагнитного поля с доминированием квадрупольной компоненты в период солнечного максимума.

3. Среднемасштабные транзитные структуры солнечного ветра и их прогноз

Одна из наиболее актуальных задач исследований солнечного ветра — обеспечение расчёта и прогноза динамики магнитосферы и ионосферы. Создано значительное количество эмпирических и физических моделей, пересчитывающих величины характеристик солнечного ветра и межпланетного магнитного поля в параметры ионосферы и магнитосферы. Прогноз может быть сделан, например, если космический аппарат, наблюдающий солнечный ветер, находится "вверх по течению" перед Землёй. Для увеличения заблаговременности КА должен находиться как можно дальше от Земли. Наиболее удобное место — в передней точке либрации системы Солнце–Земля, около 1,5 млн км от Земли, где космический аппарат может постоянно держаться без больших затрат топлива. С 1997 года здесь на гало-орбите с радиусом около 200000 км находится американский КА ACE, постоянно передающий данные измерений солнечного ветра и ММП в режиме реального времени. С 2018 года

оперативные данные передаются со спутника DSCOVR. Оперевание прогноза формируется за счёт различия скоростей радиосигнала и скорости солнечного ветра, составляя около часа для скорости ветра 400 км с^{-1} и около 20–30 мин для высокоскоростных струй. В данной, ставшей классической, схеме прогноза, тем не менее, существует ряд проблем фундаментального характера.

Первая проблема — оценка точности полученных характеристик солнечного ветра и ММП с учётом естественной пространственной изменчивости межпланетной среды. КА должен быть вблизи линии Земля–Солнце, чтобы достоверность прогноза была велика. Эту изменчивость можно оценить, сравнивая одновременные измерения на нескольких спутниках. В целом расстояние между спутниками поперёк линии Земля–Солнце, на котором корреляция измерений существенно уменьшается и, соответственно, ухудшается качество прогноза, составляет порядка 400000–1000000 км [53, 54]. Однако результаты корреляционного анализа не позволяют сделать заключение о том, насколько эти различия важны для точности прогноза.

В связи с этим при сравнении более рационально оперировать функцией параметров солнечного ветра и ММП, которая могла бы служить ещё и характеристикой воздействия на магнитосферу (так называемой функцией связи) [55]. Например, можно выбрать эpsilon-параметр — вектор Пойнтинга электромагнитной энергии, попадающей в магнитосферу [56]. Для такого сравнения были использованы одновременные измерения солнечного ветра на околоземном КА "Интербол-1" и КА "Wind", находившемся в окрестности точки либрации или на переходных орбитах на большом удалении от Земли (более 5000 ч в 1995–1999 гг.). Вычислялись две величины, имеющие размерность энергии: E_2 — интеграл эpsilon-параметра за 90 мин, характеризующий рядовые геомагнитные вариации — суббури, и E_1 — интеграл эpsilon-параметра на интервале, где он превышает $5 \times 10^9 \text{ Вт}$, характеризующий магнитные бури. Вычислялась относительная разница измерений на двух спутниках, R (рис. 7). Измерения считались совпадающими, если $R < 0,15$. В диапазоне энергий от 10^{14} до $5 \times 10^{15} \text{ Дж}$ для E_2 доля совпадающих наблюдений возрастает с 30 до 80 %. При энергии E_2 , равной 10^{15} Дж (уме-

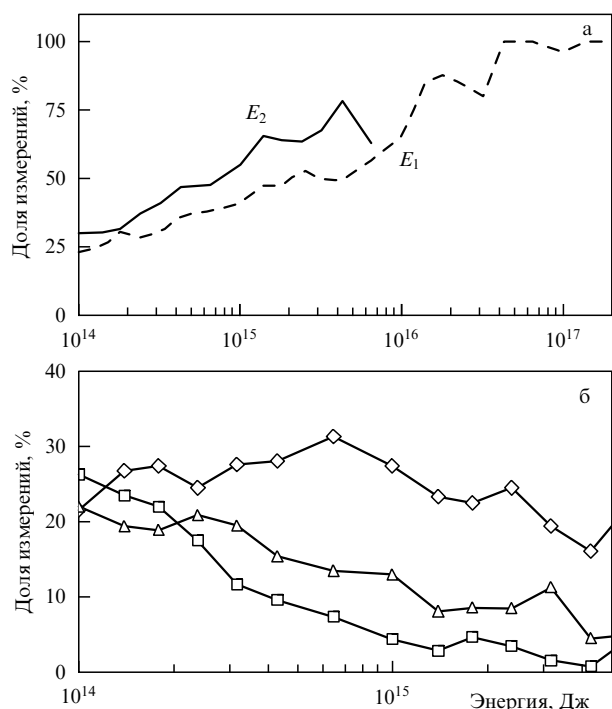


Рис. 7. (а) Доля измерений, различающихся не более чем на 15 %. E_1 — энергия, накопленная за интервал с мощностью не менее 5×10^9 Вт; E_2 — энергия, накопленная за интервал 90 мин. (б) Доля различных значений E_2 в зависимости от величины различий (ромбы — 15–30 %, треугольники — 30–50 %, квадраты — более 50 %).

ренно сильная суббуря), в 25 % случаев имеется ошибка более 0,3. На энергиях, соответствующих магнитной буре ($E_1 > 10^{16}$ Дж), данные двух КА практически совпадают. Такая зависимость доли различающихся измерений от величины энергии имеет естественное объяснение: большие энергии соответствуют крупномасштабным структурам солнечного ветра с характерными размерами, намного большими (миллионы км), чем возможные расстояния между спутниками. Структуры солнечного ветра, вызывающие суббури, в основном связаны с более мелкомасштабными альвеновскими вариациями, и для них проблема точности прогноза является более актуальной.

Вторая проблема — физическая обоснованность прогноза, рассчитываемого с опережением относительно используемого солнечного ветра. Естественное опережение в несколько десятков минут из-за отдаления космического аппарата от Земли недостаточно для многих практических задач. Более "длинный" прогноз фактически основан на предположении о будущем солнечном ветре и на инерционности динамики прогнозируемого объекта (например, геомагнитного индекса). Оба элемента одинаково важны, так как инерционность в значительной мере способна компенсировать неточность знания будущего солнечного ветра. Таким образом, достижимая глубина прогноза может быть разной для различных прогнозируемых параметров. Проиллюстрируем проблему на примере вычислительно несложного прогноза геомагнитного индекса Dst, характеризующего общую амплитуду магнитной бури [57, 58].

Развитие магнитной бури носит постепенный характер и может занять несколько часов после первого ка-

сания магнитосферы межпланетным возмущением (отрицательной вертикальной компоненты ММП). Эмпирическая модель, используемая для прогноза [59, 60], имеет вид

$$\frac{dDst^*}{dt} = Q(t) - \frac{Dst^*}{\tau}, \quad (1)$$

$$Q(t) = -4,4(VB_s - 0,5),$$

$$VB_s = \begin{cases} |VB_z|, & B_z < 0, \\ 0, & B_z \geq 0, \end{cases}$$

$$\tau = 2,4 \exp \frac{9,74}{4,69 + VB_s},$$

где V [км с⁻¹] — скорость солнечного ветра, B_s (нТ) — южная компонента межпланетного магнитного поля. Характерное время τ , определяющее инерционность, связано с потерями во внутренней магнитосфере и тем меньше, чем сильнее влияние солнечного ветра. В данной модели τ находится в пределах от десяти часов для слабых бурь до трёх часов для сильных бурь.

Единственное достаточно универсальное предположение, которое можно сделать о будущем поведении солнечного ветра, — это предположение о постоянстве его характеристик на уровне текущих значений после регистрации начала крупномасштабного возмущения солнечного ветра, связанного с солнечной активностью. Альтернативой могло бы быть использование некоторой модельной формы возмущения (например, магнитного жгута для магнитных облаков [61]). Однако "идеальные" изолированные структуры наблюдаются достаточно редко, более того, наиболее сильные магнитные бури создаются именно сложносоставными структурами. Разумная длительность при предположении о постоянстве может быть определена только статистически.

В основу прогнозной модели было положено уравнение (1), которое при постоянстве солнечного ветра выводит геомагнитный индекс на асимптотическое значение, равное $Q\tau$. Статистически обоснованный прогноз пика индекса Dst (отклонение прогноза от фактического значения не более чем на 25 % в 80 % магнитных бурь) задаётся следующим эмпирическим алгоритмом.

1. Вычисляется ожидаемый индекс через три часа при условии постоянного Q . Этот прогноз обновляется каждый час.

2. При регистрации достаточно резкого и сильного скачка параметра Q дополнительно вычисляется ожидаемая амплитуда магнитной бури, равная величине насыщения $Q\tau$. Как правило, такие скачки происходят во время более сильных бурь один или два раза.

3. Точные критерии "силы скачка" и другие дополнительные эмпирические параметры прогноза приведены в оригинальной работе [57].

Как показал анализ, реалистичного прогноза времени регистрации пикового значения индекса (в среднем до десяти часов от начала бури), а также временного профиля индекса таким методом не удаётся получить. Фактически загромождение прогноза (возможность оценки не временного профиля индекса, а только пика бури) является платой за более раннее оповещение.

Такого рода прогноз оказался более продуктивным для более сильных бурь (пиковое значение $Dst < -100$ нТл). Их начало, как правило, сопровождается резким скачком

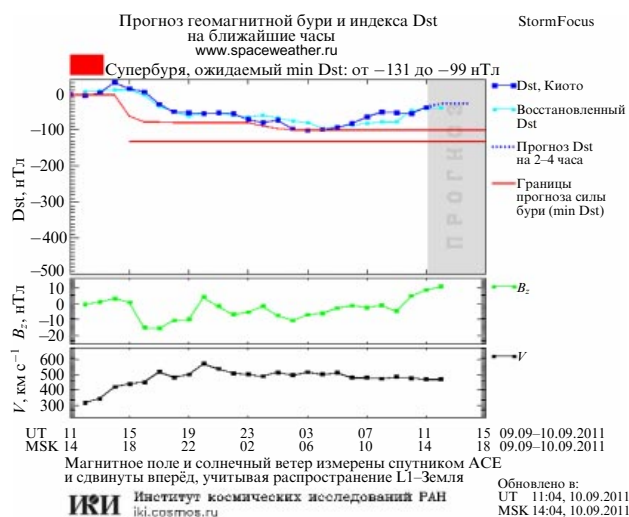


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Скриншот прогноза сильной магнитной бури в 2011 г. Красными линиями на верхней панели показаны прогнозные величины пика бури по скачку солнечного ветра (нижняя линия) и постепенного трёхчасового прогноза (верхняя линия).

параметров солнечного ветра, а время насыщения близко к нижнему пределу (около трёх часов). Для такого короткого временного интервала предположение о постоянстве солнечного ветра является достаточно надёжным, что позволяет адекватно спрогнозировать амплитуду бури в самом её начале. Свою положительную роль играют и естественные соображения о большем пространственном размере более сильных возмущений межпланетной среды.

Пики практически всех малых бурь от $-50 > \text{Dst} > -100$ нТл могут быть спрогнозированы только на основе трёхчасового прогноза, корректируемого в ходе бури. Ожидаемые значения насыщения индекса не достигаются практически никогда в связи с тем, что на очень длительных временах насыщения (около десяти часов) предположение о постоянстве солнечного ветра несправедливо — зона возмущения успевает закончиться. Таким образом, как показывает данный анализ, можно предполагать возможность постоянства магнитного поля солнечного ветра на период не более нескольких часов, что создаёт физически обусловленные пределы прогнозирования амплитуды магнитных бурь.

На основе данного метода на сайте Института космических исследований РАН в 2011 г. создан сервис прогнозирования геомагнитных бурь StormFocus (<http://spaceweather.ru>), который обеспечивает надёжное предупреждение о вероятной силе геомагнитной бури в течение ближайших часов. Пример результата прогноза для сильной бури приведён на рис. 8.

4. Мелкомасштабные вариации солнечного ветра и межпланетного магнитного поля

Вариации солнечного ветра на малых масштабах, сравнимых с характерными плазменными длинами, могут быть интерпретированы и как турбулентность, т.е. иерархия объектов, каждый из которых не анализируется индивидуально в терминах физических процессов, и как набор когерентных структур со своими собственными закономерностями внутреннего устройства.

Наиболее изучены вариации межпланетного магнитного поля [62].

В значительном числе наблюдений межпланетного магнитного поля его структуры можно классифицировать в терминах разрывов — стационарных решений магнитной гидродинамики [63], включающих вращательные разрывы, тангенциальные разрывы и ударные волны. При этом первые два типа разрывов, которые наиболее часто встречаются [64, 65], крайне редко удаётся разделить из-за экспериментальных сложностей в восстановлении локальной системы координат по данным односпутниковых наблюдений [66, 67]. Важность этой проблемы связана с различием в механизмах генерации. Вращательные разрывы, по современным представлениям, формируются за счёт укручения альфеновских волн, распространяющихся в неоднородной плазме [68–70]. Тангенциальные разрывы, по всей видимости, формируются на границах потоков солнечного ветра с различными скоростями [71, 72]. В качестве примера анализа таких выделенных структур приведём результаты некоторых недавних исследований.

Наблюдение разрыва на нескольких спутниках, например на четырёх спутниках "Cluster" [73], позволяет по временным задержкам восстановить направление распространения разрыва и скорость его движения вдоль нормали и, соответственно, определить пространственные масштабы вариации магнитного поля и плотность электрического тока. Для разрывов может быть определена локальная система координат (B_l соответствует направлению максимального изменения поля, B_n — направлению вдоль нормали к плоскости разрыва, B_m — направлению вдоль основной компоненты плотности тока) и восстановлено пространственное распределение двух компонент плотности электрического тока $j_m = (c/4\pi) \partial B_l / \partial n$, $j_l = -(c/4\pi) \partial B_m / \partial n$. Предполагается, что разрыв является локально одномерным токовым слоем, так что $j_n = 0$. На рисунке 9 показаны компоненты плотности тока вдоль магнитного поля, $j_{||} = (j_l B_l + j_m B_m) / B$, и перпендикулярно магнитному полю, $j_{\perp} = (j_l B_m - j_m B_l) / B$. Амплитуда тока достигает нескольких десятков нА м⁻², что значительно превышает более ранние оценки интенсивности токов, полученные по односпутниковым наблюдениям [74, 75]. Ток локализован на масштабах порядка нескольких инерционных длин ионов $d_i = c/\omega_{pi}$, где ω_{pi} — ионная плазменная частота. Наличие ненулевой компоненты B_n говорит о том, что мы, вероятно, имеем дело с вращательным разрывом. Основной ток течёт вдоль магнитного поля, т.е. такой токовый слой представляет собой бессловую конфигурацию. Амплитуда магнитного поля B_m сопоставима с амплитудой поля B_l , а пространственное распределение B_m соответствует $B_l^2 + B_m^2 \approx \text{const}$, так что годограф магнитного поля имеет форму "арки" (см. модели таких конфигураций в работах [76–78]).

Статистика наблюдений таких структур составляет порядка 100–200 событий в день. Их устойчивость можно оценить, сравнив данные спутников, расположенных достаточно далеко, но всё ещё на расстояниях, на которых наблюдение одного и того же разрыва может быть однозначно подтверждено. Сравнение данных спутников "ARTEMIS" [79], находящихся на орбите Луны в $\sim 4 \times 10^5$ км от Земли, и "MMS" [80] на орбите с апогеем $\sim 1,6 \times 10^5$ км показывает, что на расстоянии $\sim 2 \times 10^5$ км никакой существенной деформации или разру-

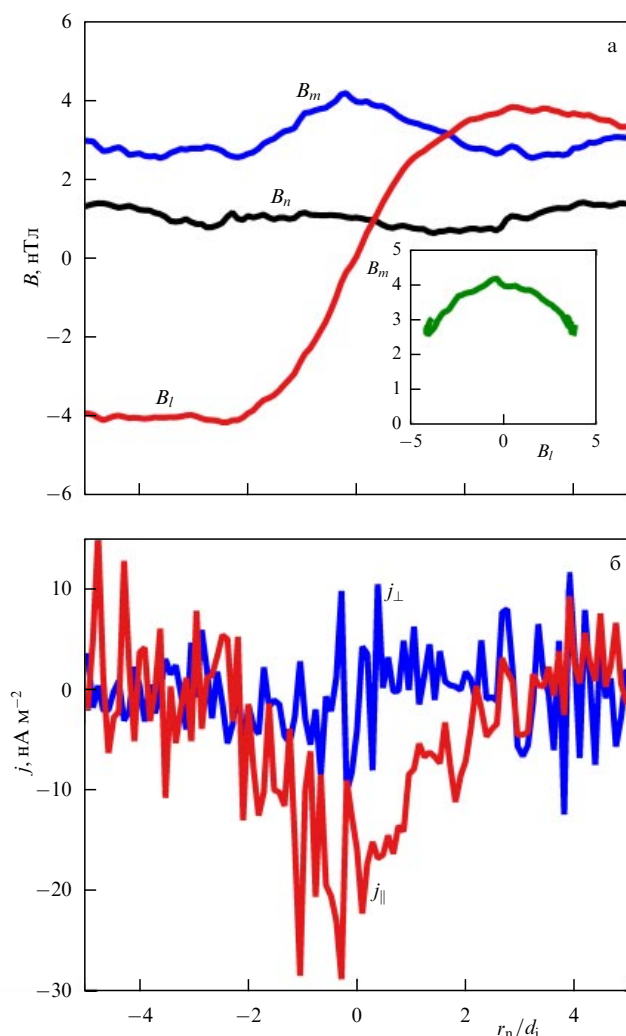


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Три компоненты магнитного поля (а) и две компоненты плотности тока (б) как функции координаты вдоль нормали к плоскости разрыва. Пространственный масштаб нормирован на ионную инерционную длину d_i .

шения структуры разрывов не происходит [81]. При этом время перемещения разрыва составляет 10–15 мин, что на несколько порядков превышает характерное время динамики ионов солнечного ветра (гиропериод), являющееся хорошей оценкой времени развития плазменных неустойчивостей [82, 83]. Эти результаты требуют теоретического переосмысления процессов формирования разрывов и их взаимодействия с ионами солнечного ветра.

В целом правильность классификации структур на основе МГД-моделей разрывов (тангенциальных или вращательных) может вызвать сомнения. Так, для существенной части наблюдаемых разрывов отмечается скачок тангенциальной компоненты скорости электронов, составляющий 70 % от скачка альвееновской скорости (эти скачки должны быть равны согласно соотношению Валена), что свидетельствует о негиротропии тензора давлений плазмы и, как следствие, о кинетической природе данной структуры [76]. С другой стороны, возможна альтернативная классификация разрывов как токовых слоёв с различным пространственным распределением давления плазмы и магнитного поля. Так, авторами было обнаружено три типа слоёв: с минимумом магнит-

ного давления в центре, максимумом магнитного давления в центре и с различным магнитным давлением до и после слоя. В большинстве наблюдаемых случаев вариация давления происходит за счёт вариации плотности плазмы при постоянной температуре.

При альтернативном подходе весь набор колебаний магнитного поля и плазмы можно рассматривать как иерархию структур, вложенных друг в друга и взаимодействующих друг с другом, и использовать для её описания методы спектрального или корреляционного анализа [84–90]. Такие подходы играют важную роль в описании (в сильно усреднённой форме) транспорта энергии, диссипации, нагрева и ускорения частиц [91].

Возможность развития структур в большом диапазоне масштабов, формирующих в сумме турбулентный каскад, делает солнечный ветер удобной лабораторией для исследования турбулентности в бесстолкновительной плазме. Гипотеза Тейлора [92] (о сносe стационарных структур со скоростью солнечного ветра) позволяет напрямую сопоставлять измеряемые на спутниках вариации параметров во времени с пространственными вариациями, используемыми в теории. В общем виде в турбулентном каскаде солнечного ветра выделяют три характерных масштаба [89]. На максимальных масштабах, являющихся отражением крупномасштабной структуры солнечной короны, происходит инжекция энергии в систему (впрыск крупномасштабных объектов, несущих избыточную энергию как скачок скорости, плотности, температуры, магнитного поля); на средних масштабах, заполненных различными магнитогидродинамическими структурами (в основном альвееновскими волнами [93] и магнитными трубками [94]), происходит передача энергии от больших масштабов к меньшим (так называемый инерционный или МГД-масштаб, фактически динамика пограничных слоёв); и, наконец, на малых масштабах, с вариациями, порождаемыми в результате развития плазменных неустойчивостей на ионных и субионных масштабах [95] при укручении границ магнито-плазменных объектов, энергия рассеивается в тепловую энергию частиц (так называемый диссипативный или кинетический масштаб).

В последнее время как в теоретических, так и в экспериментальных работах наиболее пристальное внимание уделяется так называемым ионно-кинетическим масштабам (порядка ионного гирорадиуса или ионной инерционной длины: 10–1000 км, обычно 50–100 км), на которых перекачка энергии в нагрев плазмы наиболее эффективна. При этом экспериментальные исследования долгое время базировались преимущественно на измерениях межпланетного магнитного поля [96] в связи с немногочисленностью измерений плазменных параметров с достаточно высокой скоростью опроса [97, 98]. В последнее десятилетие спектрометр БМСВ, установленный на борту КА "Спектр-Р" в составе эксперимента ПЛАЗМА-Ф [99–101], измерял поток солнечного ветра с временным разрешением вплоть до 31 мс. Это позволило впервые проводить систематические измерения потока ионов, плотности и скорости плазмы на ионных и субионных масштабах (например, [102–106]). В результате разрешение по времени плазменных измерений было улучшено почти на два порядка.

На рисунке 10 представлен пример типичного спектра флуктуаций потока ионов солнечного ветра по измерениям спектрометра БМСВ (см. также [104]). На частотах

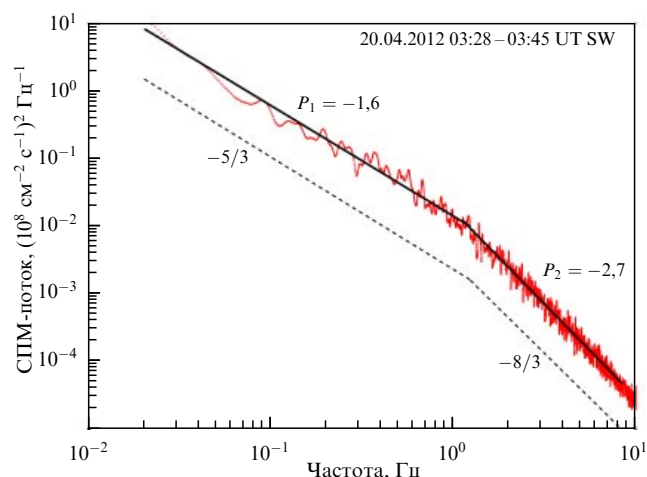


Рис. 10. Спектр флуктуации потока ионов по измерениям прибора БМСВ. P_1 и P_2 — наклоны спектра соответственно на инерционном и кинетическом масштабах. Пунктирные линии соответствуют предсказаниям теорий турбулентности (см. текст). СПМ — спектральная плотность мощности.

0,02–1 Гц спектр уменьшается линейно с наклоном $\sim -1,6$, близким к средним показателям наклонов, наблюдаемых для флуктуаций ММП на инерционных масштабах [89, 96]. Эти значения соответствуют так называемому колмогоровскому скейлингу $-5/3$, предсказанному для флуктуаций, перпендикулярных среднему направлению магнитного поля, которые доминируют в бесстолкновительной плазме солнечного ветра [107]. На более высоких частотах происходит укрупнение спектра до показателя $\sim -2,7$, что также в среднем соответствует наклону спектров ММП [89, 96]. Это значение превышает (по модулю) значение $-7/3$, предсказанное теорией кинетической альвеновской турбулентности [108], и приблизительно соответствует показателю $-8/3$, полученному с учётом пространственно-временной неоднородности турбулентности [109] или при учёте нелинейного затухания Ландау [110]. Излом спектра на рис. 10 наблюдается на частоте $\sim 1,2$ Гц, что в рассмотренном случае близко к переносной частоте, соответствующей тепловому гирорадиусу протона $F_{pi} = V/2\pi R_T = 1,3$ Гц (где скорость потока $V = 334$ км с^{-1} , $R_T = V_{th}/\omega_c = 40$ км — тепловой гирорадиус протона, $V_{th} = 18$ км с^{-1} — тепловая скорость протона, $\omega_c = 0,45$ рад с^{-1} — циклотронная частота). Это согласуется с представлениями о формировании излома при переходе от несжимаемой альвеновской к сжимаемой кинетической альвеновской турбулентности [108]. Однако на статистике не прослеживается однозначного соответствия частоты излома какому-либо одному плазменному масштабу [103, 111]. Это может объясняться сложностью режимов турбулентности по сравнению с модельными. Теоретические подходы, описанные выше, были разработаны для однородной развитой турбулентности, статистические свойства которой не зависят от способов поступления энергии в систему и её диссипации, а перенос энергии носит локальный характер [107]. Такие подходы не учитывают неоднородное распределение, часто наблюдаемое в солнечном ветре. Транспорт энергии в таких системах может быть описан в рамках моделей, учитывающих нелокальный транспорт и статистические распределения в системе [87–89, 112, 113]. Также возможно нарушение гипотезы

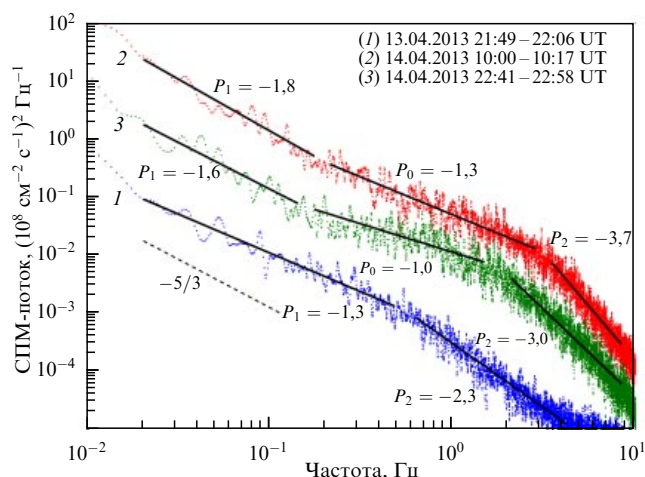


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Сравнение спектров флуктуаций потока ионов по измерениям прибора БМСВ для последовательных интервалов: в невозмущённом медленном солнечном ветре (1), в области взаимодействия и компрессии перед магнитным облаком (2), в магнитном облаке (3). Пунктирная линия соответствует предсказаниям модели колмогоровской турбулентности.

Тейлора, поскольку на данных частотах не всегда можно пренебречь собственной фазовой скоростью плазменных волн [114].

Более того, существенные вариации характерных частот излома, наклона спектров, а также наличие нестепенных спектров (локальные пики, выполаживание) типичны для любых локально наблюдаемых (неусреднённых) спектров [105, 106]. При этом наиболее сильные отличия характеристик спектра турбулентности от предсказанных моделями наблюдаются на кинетических масштабах. Фактически это может быть интерпретировано как отсутствие локального баланса между притоком и оттоком энергии по спектру. Как пример, на рис. 11 показано сравнение спектров флуктуаций потока ионов на масштабах 0,02–10 Гц для последовательных интервалов медленного солнечного ветра (стационарной среды), компрессионной области перед магнитным облаком (зоны интенсивного взаимодействия двух потоков) и области магнитного облака (относительно спокойного ядра возмущения, рождённого в солнечной короне). Все три спектра существенно отличаются от классического спектра флуктуаций потока ионов (см. рис. 10). В области взаимодействия уровень флуктуаций повышается, а спектр становится заметно круче как на инерционном, так и на диссипативном масштабе. В инерционном диапазоне спектр соответствует колмогоровскому наклону с показателем $-5/3$ только в облаке, тогда как в спокойном ветре спектр более "плоский", а в области взаимодействия более крутой. Минимальный наклон может быть интерпретирован как отсутствие накачки (больших амплитуд на больших масштабах, в левой части спектра).

Классический переход от инерционного масштаба к диссипативному наблюдается только для медленного стационарного ветра, тогда как в возмущённых интервалах наблюдается уплощение спектра при переходе между масштабами, которое может формироваться в результате комбинации альвеновской и кинетической альвеновской турбулентностей в случае малого отношения теплового давления плазмы к магнитному давлению [115].

Для диссипативного диапазона показатели наклона спектра, наиболее близкие к значению $-7/3$, предсказанному теорией кинетической альвеновской турбулентности [108], наблюдаются в спокойном солнечном ветре. В возмущённых областях спектры заметно укручаются и достигают максимальных по модулю значений $-3,7$ в области взаимодействия потоков (см. также [116]). Более сильный по сравнению с классическими моделями наклон спектра действительно коррелирует с высоким уровнем мощности флуктуаций [117, 118] и предполагает более высокие скорости нагрева плазмы [119].

Полученные результаты позволяют заключить, что в солнечном ветре свободное развитие турбулентности, тем не менее, подвержено влиянию границ между крупномасштабными потоками солнечного ветра. Использование измерений специализированных спектрометров с высоким временным разрешением открывает новые возможности исследования плазменных турбулентных флуктуаций на кинетических масштабах. Этот эксперимент планируется развивать в последующих российских космических проектах.

5. Заключение

Солнечный ветер — уникальный природный объект, позволяющий узнать больше о Солнце как о звезде и о динамике бессточниковой космической плазмы. С другой стороны, изучение и мониторинг межпланетной среды важны для решения практических задач прогноза космической погоды. Хотя плазма солнечного ветра кажется достаточно простым объектом, даже в этом случае результаты прямых измерений показывают необходимость существенной доработки теоретических моделей. В силу сказанного выше экспериментам в солнечном ветре уделяется существенное внимание в научных программах космических агентств. Например, недавно запущены или готовятся к запуску проекты Parker Solar Probe (США, 2018), Solar Orbiter (Европа, 2020), Интергелиозонд (Россия, 2026), Резонанс-МКА (Россия, 2023), "Луна-Ресурс" (Россия, 2024).

Благодарности. Исследование выполнено в рамках темы государственного задания ИКИ РАН "Плазма". Авторы признательны А.В. Артемьеву и И.Ю. Васько за ценные комментарии.

Список литературы

- Hundhausen A J *Coronal Expansion and Solar Wind* (Berlin: Springer-Verlag, 1972)
- Schwenn R, in *Solar Wind Five. Proc. of a Conf., Woodstock, Vermont, November 1–5, 1982* (NASA Conf. Publ., 2280, Ed. M Neugebauer) (Washington, DC: NASA, 1983) p. 489
- Neugebauer M *Space Sci. Rev.* **33** 127 (1982)
- Cranmer S R, Winebarger A R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57** 157 (2019)
- Sheeley N R (Jr.), Harvey J W, Feldman W C *Solar Phys.* **49** 271 (1976)
- Kilpua E K J et al. *Geophys. Res. Lett.* **42** 3076 (2015)
- Richardson J D, Kasper J C *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **70** 219 (2008)
- Yermolaev Yu I et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 7094 (2015)
- McComas D J et al. *J. Geophys. Res.* **105** 10419 (2000)
- McComas D J et al. *Geophys. Res. Lett.* **29** 1290 (2002)
- Baker D N et al. *J. Geophys. Res.* **101** 12975 (1996)
- McPherron R L, Russel C T, Aubry M P J. *Geophys. Res.* **78** 3131 (1973)
- Gosling J T, Pizzo V J *Space Sci. Rev.* **89** 21 (1999)
- Gonzalez W D et al. *J. Geophys. Res.* **99** 5771 (1994)
- Bothmer V, Schwenn R *J. Geomagn. Geoelectr.* **47** 1127 (1995)
- Веселовский И С и др. *Космич. иссл.* **42** 453 (2004); Veselovsky I S et al. *Cosmic Res.* **42** 435 (2004)
- Yermolaev Y I, Yermolaev M Y *Geophys. Res. Lett.* **35** L01101 (2008)
- Hapgood M A *Planet. Space Sci.* **40** 711 (1992)
- Balogh A, Erdős G *Space Sci. Rev.* **176** 177 (2013)
- Hoeksema J T *Space Sci. Rev.* **72** 137 (1995)
- Wang Y-M et al. *Astrophys. J.* **488** L51 (1997)
- Грингауз К И и др. *ДАН СССР* **131** 1301 (1960); Gringauz K I et al. *Sov. Phys. Dokl.* **5** 361 (1960)
- Parker E N *Astrophys. J.* **128** 664 (1958)
- Mursula K, Hiltula T *Solar Phys.* **224** 133 (2004)
- Wilcox J M, Hoeksema J T, Scherrer P H *Science* **209** 603 (1980)
- Israelevich P L et al. *Astron. Astrophys.* **376** 288 (2001)
- Bavassano B, Woo R, Bruno R *Geophys. Res. Lett.* **24** 1655 (1997)
- Wang Y-M et al. *Astrophys. J.* **498** L165 (1998)
- Wilcox J M, Scherrer P H *J. Geophys. Res.* **77** 5385 (1972)
- Hoeksema J T, Wilcox J M, Scherrer P H *J. Geophys. Res.* **88** 9910 (1983)
- Riley P, Linker J A, Mikić Z *J. Geophys. Res.* **107** 1136 (2002)
- Antonucci E, Svalgaard L *Solar Phys.* **36** 115 (1974)
- Burlaga L F, Ness N F *J. Geophys. Res.* **102** 19731 (1997)
- Balogh A *Space Sci. Rev.* **83** 93 (1998)
- Smith E J et al. *Geophys. Res. Lett.* **20** 2327 (1993)
- Schatten K H, Wilcox J M, Ness N F *Solar Phys.* **6** 442 (1969)
- Levine R H, Schulz M, Frazier E N *Solar Phys.* **77** 363 (1982)
- Arge C N, Pizzo V J *J. Geophys. Res.* **105** 10465 (2000)
- Wang Y-M, Young P R, Muglach K *Astrophys. J.* **780** 103 (2014)
- Маевский Е В и др. *Физика плазмы* **44** 89 (2018); Maiewski E V et al. *Plasma Phys. Rep.* **44** 80 (2018)
- Parker E N *Astrophys. J.* **139** 72 (1964)
- Stewart G A, Bravo S J. *Geophys. Res.* **102** 11263 (1997)
- Banaszkiewicz M, Axford W I, McKenzie J F *Astron. Astrophys.* **337** 940 (1998)
- Burger R A et al. *Astrophys. J.* **674** 511 (2008)
- Owens M J, Crooker N U, Lockwood M J. *Geophys. Res. Space Phys.* **119** 36 (2014)
- Khabarova O V et al. *Astrophys. J.* **836** 108 (2017)
- Измоденов В В *УФН* **188** 881 (2018); Izmodenov V V *Phys. Usp.* **61** 793 (2018)
- Quémerais E et al. *J. Geophys. Res.* **111** A09114 (2006)
- Katushkina O A et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 2800 (2013)
- Katushkina O et al. *Solar Phys.* **294** 17 (2019)
- Koutroumpa D et al. *Geophys. Res. Lett.* **46** 4114 (2019)
- Tokumaru M, Kojima M, Fujiki K *J. Geophys. Res.* **117** A06108 (2012)
- Crooker N U et al. *J. Geophys. Res.* **87** 2224 (1982)
- Russell C T, Siscoe G L, Smith E J *Geophys. Res. Lett.* **7** 381 (1980)
- Petrukovich A A et al. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **63** 1643 (2001)
- Perreault P, Akasofu, S I *Geophys. J. Int.* **54** 547 (1978)
- Podladchikova T V, Petrukovich A A *Space Weather* **10** S07001 (2012)
- Podladchikova T, Petrukovich A, Yermolaev Y *J. Space Weather Space Clim.* **8** A22 (2018)
- Burton R K, McPherron R L, Russell C T *J. Geophys. Res.* **80** 4204 (1975)
- O'Brien T P, McPherron R L *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **62** 1295 (2000)
- Бархатов Н А, Долгова Д С, Ревунова Е А *Геомагнетизм и астрономия* **59** 19 (2019); Barkhatov N A, Dolgova D S, Revunova E A *Geomagn. Aeron.* **59** 16 (2019)
- Tsurutani B T, Ho C M *Rev. Geophys.* **37** 517 (1999)
- Hudson P D *Planet. Space Sci.* **18** 1611 (1970)
- Söding A et al. *Ann. Geophys.* **19** 667 (2001)
- Vasquez B J et al. *J. Geophys. Res.* **112** A11102 (2007)
- Horbury T S et al. *Geophys. Res. Lett.* **28** 677 (2001)
- Neugebauer M J. *Geophys. Res.* **111** A04103 (2006)
- Кеннел Ч Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **48** 75 (1988); Kennel C F et al. *JETP Lett.* **48** 79 (1988)
- Malkov M A et al. *Phys. Fluids B* **3** 1407 (1991)
- Medvedev M V et al. *Phys. Plasmas* **4** 1257 (1997)

71. Osman K T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 201101 (2013)
72. Servidio S et al. *J. Plasma Phys.* **81** 325810107 (2015)
73. Escoubet C P, Fehringer M, Goldstein M *Ann. Geophys.* **19** 1197 (2001)
74. Greco A et al. *Astrophys. J. Lett.* **823** L39 (2016)
75. Podesta J J *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 2795 (2017)
76. Vasko I Y et al. *Ann. Geophys.* **32** 1349 (2014)
77. Harrison M G, Neukirch T *Phys. Rev. Lett.* **102** 135003 (2009)
78. Allanson O et al. *J. Plasma Phys.* **82** 905820306 (2016)
79. Angelopoulos V *Space Sci. Rev.* **165** 3 (2011)
80. Burch J L et al. *Space Sci. Rev.* **199** 5 (2016)
81. Artemyev A V et al. *Geophys. Res. Lett.* **46** 1185 (2019)
82. Боброва Н А, Сыроватский С И *Письма в ЖЭТФ* **30** 567 (1979); Bobrova N A, Syrovatskii S I *JETP Lett.* **30** 535 (1979)
83. Medvedev M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4934 (1997)
84. Зелёный Л М, Милованов А В *УФН* **174** 809 (2004); Zelenyi L M, Milovanov A V *Phys. Usp.* **47** 749 (2004)
85. Zelenyi L, Artemyev A, Petrukovich A *Space Sci. Rev.* **188** 287 (2015)
86. Zhuravleva I et al. *Nature* **515** 85 (2014)
87. Будаев В П, Савин С П, Зелёный Л М *УФН* **181** 905 (2011); Budaev V P, Savin S P, Zelenyi L M *Phys. Usp.* **54** 875 (2011)
88. Budaev V P, Zelenyi L M, Savin S P *J. Plasma Phys.* **81** 395810602 (2015)
89. Bruno R, Carbone V *Living Rev. Solar Phys.* **10** 2 (2013)
90. Cranmer S R et al. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* **373** 20140148 (2015)
91. Matthaeus W H, Velli M *Space Sci. Rev.* **160** 145 (2011)
92. Taylor G I *Proc. R. Soc. Lond. A* **164** 476 (1938)
93. Bavassano B *Space Sci. Rev.* **78** 29 (1996)
94. Borovsky J E *J. Geophys. Res.* **113** A08110 (2008)
95. Gary S P *Philos. Trans. R. Soc. London A* **373** 20140149 (2015)
96. Alexandrova O et al. *Space Sci. Rev.* **178** 101 (2013)
97. Unti T W J, Neugebauer M, Goldstein B E *Astrophys. J.* **180** 591 (1973)
98. Smirnov V N, Vaisberg O L *Adv. Space Res.* **15** 297 (1995)
99. Застенкер Г Н и др. *Космич. исслед.* **51** 88 (2013); Zastenker G N et al. *Cosmic Res.* **51** 78 (2013)
100. Šafránková J et al. *Space Sci. Rev.* **175** 165 (2013)
101. Зелёный Л М и др. *Космич. исслед.* **51** 83 (2013); Zelenyi L M et al. *Cosmic Res.* **51** 73 (2013)
102. Šafránková J et al. *Astrophys. J.* **803** 107 (2015)
103. Šafránková J et al. *Astrophys. J.* **825** 121 (2016)
104. Riazantseva M O et al. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A* **373** 20140146 (2015)
105. Riazantseva M O et al. *J. Plasma Phys.* **83** 705830401 (2017)
106. Rakhmanova L et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **123** 5300 (2018)
107. Frisch U *Turbulence. The Legacy of A.N. Kolmogorov* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995); Пер. на русск. яз.: Фриш У *Турбулентность. Наследие Колмогорова* (М.: ФАЗИС, 1998)
108. Schekochihin A A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **182** 310 (2009)
109. Boldyrev S, Perez J C *Astrophys. J. Lett.* **758** L44 (2012)
110. Howes G G et al. *J. Geophys. Res.* **113** A05103 (2008)
111. Markovskii S A, Vasquez B J, Smith C W *Astrophys. J.* **675** 1576 (2008)
112. Marsch E, Tu C-Y *Nonlin. Processes Geophys.* **4** 101 (1997)
113. Salem C et al. *Astrophys. J.* **702** 537 (2009)
114. Klein K G, Howes G G, TenBarge J M *Astrophys. J. Lett.* **790** L20 (2014)
115. Chandran B D G et al. *Astrophys. J.* **707** 1668 (2009)
116. Рязанцева М О и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **59** 139 (2019); Riazantseva M O et al. *Geomagn. Aeron.* **59** 127 (2019)
117. Smith C W et al. *Astrophys. J.* **645** L85 (2006)
118. Bruno R, Trenchi L, Telloni D *Astrophys. J. Lett.* **793** L15 (2014)
119. Leamon R J et al. *J. Geophys. Res.* **103** 4775 (1998)

Modern view of the solar wind from micro to macro scales

A.A. Petrukovich^(1,a), H.V. Malova^(1,2), V.Yu. Popov^(3,4,1), E.V. Maiewski^(4,1), V.V. Izmodenov^(1,4,5), O.A. Katushkina⁽¹⁾, A.A. Vinogradov⁽¹⁾, M.O. Riazantseva⁽¹⁾, L.S. Rakhmanova⁽¹⁾, T.V. Podladchikova⁽⁶⁾, G.N. Zastenker⁽¹⁾, Yu.I. Yermolaev⁽¹⁾, I.G. Lodkina⁽¹⁾, L.S. Chesalin⁽¹⁾

⁽¹⁾ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Skobel'syn Institute of Nuclear Physics,

Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,

Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ National Research University Higher School of Economics,

ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Mechanics and Mathematics,

Leninskie gory 1, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁶⁾ Skolkovo Institute of Science and Technology,

Bol'shoi bul'var 30, str. 1, 121205 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) apetruko@iki.rssi.ru

Solar wind — a plasma stream flowing out of the solar corona — is interesting both as a carrier of solar activity and as an example of a collisionless plasma. The main results of Russian studies in recent years are presented. The original MHD model helps to interpret the bifurcation of the heliospheric current sheet during years of maximum activity as due to the quadrupole component of the heliomagnetic field. On a scale of the order of millions of kilometers, the solar wind consists of transient solar formations. On these scales, one of the basic geomagnetic forecast problems has been solved — it was shown that the interplanetary magnetic field can be assumed stable at times of about three hours. At small scales (hundreds to thousands of kilometers), local structures are formed that can be considered, both individually and statistically, turbulent cascades.

Keywords: solar wind, heliosphere, turbulence, space weather

PACS numbers: 96.50.Ci, **96.60.−j**

Bibliography — 119 references

Received 5 June 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (8) 859–870 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (8) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038677>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.06.038677>