

Моделирование магнитоплазменных структур в солнечном ветреЕ. В. Маевский^{1,2,*}, Р. А. Кислов^{2,3}, Х. В. Малова^{2,4}, О. В. Хабарова³, В. Ю. Попов^{2,5,6}, А. А. Петрукович²¹Финансовый университет при правительстве РФ
Россия, 125993, Москва, Ленинградский проспект, д. 47²Институт космических исследований РАН
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32³Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова (ИЗМИРАН)
Россия, 142092, Троицк, Москва⁴Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. И. Скобельцина
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2⁵Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2⁶Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20

(Статья поступила 24.06.2018; Подписана в печать 13.07.2018)

Построена осесимметричная МГД-модель солнечного ветра, позволяющая исследовать в широком диапазоне гелиоширот пространственное распределение характеристик магнитного поля и плазмы на радиальных расстояниях от 20 до 400 радиусов Солнца. Получены самосогласованные решения для магнитного поля, плотностей плазмы и тока в солнечном ветре в зависимости от фазы солнечного цикла. Показано, что в период доминирования дипольной магнитной компоненты в солнечном ветре формируется гелиосферный токовый слой (ГТС), который является частью системы продольных и поперечных токов, симметричных в северном и южном полушариях. По мере возрастания относительного вклада квадрупольной компоненты в полное магнитное поле ГТС становится конусообразной; на высоких широтах противоположного полушария зарождается второй конический ГТС, угол раствора которого увеличивается. Модель описывает плавный переход от быстрого солнечного ветра на высоких гелиоширотах к медленному солнечному ветру на низких гелиоширотах, а также укрупнение профилей основных характеристик солнечного ветра с ростом радиального расстояния от Солнца.

PACS: 52.65.-y

УДК:533.9

Ключевые слова: солнечный ветер, бесстолкновительная плазма, гелиосферный токовый слой, МГД-модель.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер (СВ) — распространяющийся от Солнца поток плазмы с вмороженным межпланетным магнитным полем (ММП), является неоднородной и нестационарной средой. В нем распространяются многообразные выбросы плазмы из короны, сопровождаемые ударными и альфвеновскими волнами, наблюдается сильная турбулентность, могут развиваться плазменные неустойчивости и магнитное пересоединение [1–6]. Однако, если усреднить СВ по сравнительно большим интервалам времени, то оказывается, что он представляет собой единую магнитоплазменную систему, основой которой являются крупномасштабные токи, частью которых является гелиосферный токовый слой (ГТС) [7, 8], простирающийся от околосолнечной области до границы гелиосферы. ГТС представляет собой магнитный разрыв, разделяющий разнонаправленные магнитные потоки ММП и является продолжением нейтральной линии магнитного поля Солнца [9–11].

В периоды низкой солнечной активности (СА) ГТС представляет собой поверхность конечной толщины ($1-2R_S$, R_S — радиус Солнца) расположенную в окрестности экваториальной плоскости. Однако крупномасштабная форма ГТС не постоянна, она периодически меняется во времени [12, 13], соответственно циклическому изменению СА [14]. Любые изменения формы нейтральной линии на Солнце, зависящие от соотношения дипольного (преобладающего в максимуме СА) и квадрупольного (преобладающего в минимуме СА) полей, должны приводить к глобальным изменениям формы ГТС. Так, в годы максимума активности и практически квадрупольного распределения магнитного поля на Солнце ГТС достаточно часто наблюдается на высоких широтах [15].

Предположение, что структура ГТС практически полностью определяется соотношением между дипольным и квадрупольным полями Солнца было высказано впервые в работах [16–18]. В периоды минимума активности поверхность ГТС почти плоская [19], она наклонена на угол менее $<20^\circ$ к плоскости эклиптики [20]. В максимуме активности он может отклоняться до 90° . В течение восходящих и нисходящих циклов активности Солнца ГТС демонстрирует сильную переменность формы [15, 20–22]. Причины такой измен-

*E-mail: emaevskiy@mail.ru

чивости формы ГТС, при условии малого количества космических аппаратов в СВ, могут быть поняты только с помощью соответствующих МГД–моделей.

Моделирование СВ сталкивается с существенными трудностями, связанными с тем, что в области короны от ее нижних слоев до $10\text{--}20 R_S$ характер течения СВ существенным образом меняется на особых поверхностях — альвеновской и магнитозвуковой, где его скорость достигает, соответственно, альвеновской и магнитозвуковой скоростей. На этих поверхностях МГД–решения оказываются разрывными. Поэтому разумным подходом к моделированию динамики межпланетной плазмы состоит в решении МГД–уравнений в областях сверхзвукового и сверхальвеновского течения. Внутренняя граница в моделировании отодвигается так далеко от Солнца, что критические альвеновская и магнитозвуковая поверхности не входят в расчетную область. Таким образом, на внутренней границе можно задавать практически произвольные граничные и/или начальные условия. Как правило, граничной областью выбирается сфера радиусом от $0,08$ до $0,16$ а. е. [23–26]. Затем начальная задача Коши решается с использованием явной разностной схемы интегрированием уравнений вдоль радиальной координаты в стационарном или вдоль временной координаты в нестационарном случае.

Основным вопросом для данного подхода является вопрос о граничных условиях на заданной сфере. Наиболее естественным является задание этих условий из решения проблемы определения структуры сверхзвукового или сверхальвеновского течения вблизи Солнца. Подход к решению этой проблемы было сформулировано в работе Пноймана–Коппа [27], где впервые получено самосогласованное стационарное решение для двумерной осесимметричной конфигурации с магнитным полем дипольного типа, описывающим корональный стример. Для получения решения было введено предположение о структуре каспа в вершине замкнутой области. Иной подход к решению задачи Пноймана–Коппа был сформулирован в работе [28], где было предложено рассматривать проблему как смешанную начально-краевую задачу для нестационарной системы МГД уравнений и использовать релаксационный подход (или метод установления), посредством которого стационарное решение ищется как результат временной эволюции некоторого начального распределения плазмы и магнитного поля при заданных граничных условиях. Благодаря тому, что система нестационарных уравнений имеет гиперболический тип по отношению к временной координате, данный подход не нуждается в предположении о положении каспа и позволяет использовать те же явные методы, что и применяемые для расчетов сверхзвуковых и сверхальвеновских течений. Релаксационный подход был применен также в работах [29–31]. Данная проблема исследовалась также в ряде работ в двумерной [32, 33] и в трехмерной [34, 35] конфигурациях. В основном исследовалось дипольное распределение радиальной компоненты

магнитного поля как наиболее простой конфигурации, имеющей как открытую (на высоких широтах вблизи полюса), так и закрытую (на низких широтах вблизи экватора) геометрию магнитного поля.

Моделированию солнечного ветра с учётом квадрупольного магнитного поля на Солнце посвящено сравнительно небольшое число работ. Большинство из них — полуэмпирические и основаны на методе поверхности потенциального источника (начиная с [36]). Дальнейшие модификации этого метода включали в себя отход от простейшей сферической поверхности источника [37], полуэмпирические коэффициенты, учитывающие самосогласованное расширение потоковых трубок и распространение плазмы [38, 39]. Именно метод поверхности потенциального источника использовался в работах [22, 37, 40], где было прямо сказано о наличии в гелиосфере более одного ГТС вследствие существенно недипольного магнитного поля на Солнце. В устном докладе [41] указывалось, что они имеют коническую форму. В работе [22] рассмотрен случай сильного приосевого квадруполья, вследствие которого ГТС расщепился на два. Как мы выше отмечали, это не исчерпывает все возможные способы образования второго ГТС, а сами модели с поверхностью источника остаются несамосогласованными даже с учётом полуэмпирических коэффициентов [42]. В работе [43] была построена осесимметричная двумерная МГД–модель, с помощью которой исследовалось замедление вращения звезды при наличии у неё магнитного поля с различной топологией. Были рассмотрены случаи магнитных диполя, квадруполья и октуполя. Получены распределения магнитного поля в пространстве, в которых видны нейтральные поверхности дополнительных токовых слоёв. Однако в данной работе не был проведен анализ решений вдали от Солнца и не рассматривались случаи смешанных дипольно-квадрупольных магнитных полей, а также их эволюция в ходе солнечного цикла.

Целью настоящей работы является построение МГД–модели СВ и детальное численное исследование крупномасштабной квазистационарной структуры солнечного ветра в гелиосфере как системы самоорганизующихся самосогласованных токов и полей, зависящих от фазы солнечного цикла и вклада в полное магнитное поле Солнца дипольной и квадрупольной компонент.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем строить модель в сферической системе координат (r, θ, ϕ) с началом в центре Солнца, где θ и ϕ — полярный и азимутальный углы, r — расстояние от центра, причём θ отсчитывается от оси вращения.

Для построения математической модели сделаем следующие предположения:

A1 оси магнитного диполя и симметричного квадруполья Солнца совпадают с его осью вращения;

- A2 течение СВ на расстояниях $r \geq 20R_S$ является квазистационарным и осесимметричным процессом;
- A3 магнитное поле заморожено в плазму, магнитная диффузия и вязкость не учитываются;
- A4 плазма удовлетворяет уравнению состояния одноатомного идеального газа;
- A5 термодинамические процессы, протекающие в плазме, являются адиабатическими;
- A6 характерное расстояние $r_0 = 20R_S$; характерное время изменения граничного условия на сфере $r = r_0$ составляет 1 год;
- A7 при записи уравнений модели в безразмерном виде единицы скорости V , индукции магнитного поля B , плотности ρ и температуры T равны, соответственно: $V_0 = 618$ км/с, (вторая космическая скорость для Солнца), $B_0 = 1$ Тл, $\rho_0 = 10^3 m_p/\text{см}^3$, $T_0 = 1$ МК, где m_p — масса протона. Все эти величины характерны для солнечного ветра на $20R_S$

Предположения A3, A4, A5 позволяют записать систему МГД-уравнений для характеристик солнечного ветра: V , B , ρ и давления P в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (1a)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla(\rho \mathbf{V}), \quad (1c)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\rho(\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} - \nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}, \quad (1d)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = -\mathbf{V} \nabla \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right). \quad (1e)$$

где $\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B})$ — плотность тока, $P = k\rho T$ — уравнение состояния, $\mathbf{F} = -Gm_s \frac{\rho}{r^3} \mathbf{r}$ — сила тяготения, G — гравитационная постоянная, m_s — масса Солнца, $\gamma = \frac{5}{3}$ — показатель политропы, k — постоянная Больцмана, μ_0 — магнитная постоянная.

Систему уравнений (1a)–(1e) дополним граничным условием: будем предполагать известными распределения величин \mathbf{V} , \mathbf{B} , ρ , P на граничной сфере как функции от времени. Предположения A6, A7 позволяют масштабировать слагаемые в уравнениях (1a)–(1e) и сделать вывод о том, что во всех уравнениях коэффициенты при производных по времени малы. В соответствии с общей методикой исследования задач с малым

параметром, в нулевом приближении пренебрежем слагаемыми с производными по времени. Придем к стационарной системе МГД-уравнений, которую, введя электрический потенциал U , можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{V} \times \mathbf{B} - \nabla U = 0, \quad (2a)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (2b)$$

$$\nabla(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2c)$$

$$\rho(\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \nabla P - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + Gm_s \frac{\rho}{r^3} \mathbf{r} = 0, \quad (2d)$$

$$\mathbf{V} \nabla \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0. \quad (2e)$$

Обозначим компоненты векторов магнитного поля \mathbf{B} , скорости плазмы \mathbf{V} и плотности тока \mathbf{J} в солнечном ветре как $\{B_r, B_\theta, B_\phi\}$, $\{V_r, V_\theta, V_\phi\}$ и $\{J_r, J_\theta, J_\phi\}$. Вследствие предположений A1, A2 имеем $\frac{\partial U}{\partial \phi} = 0$, поэтому из ϕ -компоненты уравнения (2a) следует, что двумерный вектор (B_r, B_θ) параллелен двумерному вектору (V_r, V_θ) в каждой точке пространства. Поэтому система (2a)–(2e) содержит 7 независимых уравнений и записывается для 7 независимых неизвестных: V_r , V_θ , V_ϕ , $\frac{B_r}{V_r}$, P , ρ , $\frac{\partial U}{\partial \theta}$.

Асимптотический анализ системы уравнений (2a)–(2e) при $r \rightarrow \infty$ показывает, что в отсутствие силы Ампера (при $\mu_0 = \infty$) решение имеет следующую степенную асимптотику: $V_r \sim 1$, $V_\theta \sim r^{-1}$, $V_\phi \sim r^{-1}$, $B_r \sim r^{-2}$, $B_\theta \sim r^{-3}$, $B_\phi \sim r^{-1}$, $J_r \sim r^{-2}$, $J_\theta \sim r^{-3}$, $J_\phi \sim r^{-3}$, $P \sim r^{-10/3}$, $\rho \sim r^{-2}$, $T \sim r^{-4/3}$, $U \sim 1$. Найденные асимптотики согласуются с оценками характерных величин, представленными в работах [44–49], где системы уравнений существенно упрощены. При представлении результатов моделирования, для удобства сравнения зависимостей указанных величин от θ при различных r мы делим их на указанные асимптотические множители.

Граничные условия для системы уравнений (2a)–(2e) задаем на граничной сфере $r = 20R_S$. Зависимость от времени будем моделировать параметром τ , пробегающим отрезок $[0, 1]$. Будем руководствоваться следующими соображениями:

- A8 в зависимости V_r от θ учитываем переход быстрого околополярного СВ в медленный приэкваториальный;
- A9 в распределении V_ϕ учитываем дифференциальное вращение Солнца (зависящее от гелиошироты);
- A10 в B_r учитываем дипольную (с весом $1-\tau$) и квадрупольную (с весом τ) составляющие;

A11 концентрация на экваторе в 2 раза больше, чем на полюсах;

A12 граничная сфера — изотермическая. При подборе числовых коэффициентов мы ориентировались на имеющиеся данные наблюдений, согласовывая значения скорости, магнитной индукции и плотности с результатами наблюдений на уровне орбиты Земли [44?–47].

Примем следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} V_r &= 360 \cos^2 \theta + 270 \text{ км/с}, & V_\theta &= 0, \\ V_\phi &= (44.5 - 5.8 \cos^2 \theta) \sin \theta \text{ км/с}, \\ B_r &= 0.3 (2(1 - \tau) \cos \theta + \tau(3 \cos^2 \theta - 1)) \text{ мкТл}, \\ B_\theta &= 0, \\ \rho &= 1200 - 600 \cos^2 \theta m_p \text{ см}^3, & T &= 10^6 \text{ К}. \end{aligned}$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Система уравнений (2a)–(2e) была решена численно. На рис. 1 (a,d,g) и рис. 2 показаны зависимости компоненты B_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии. На рис. 1 (b,e,h) — то же самое для B_θ , а на рис. 1 (c,f,i) — для B_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S .

С ростом доли квадрупольной составляющей τ зависимость B_r от θ видоизменяется, в целом оставаясь похожей на граничное условие: при $\tau = 0$ (рис. 1,a) зависимость монотонная, при $\tau > 0$ в околополярной области возникает минимум, который постепенно перемещается к экватору и располагается в точности на экваторе при $\tau = 1$ (рис. 1,g). При $\tau \in [0, \frac{1}{2})$ компонента B_r имеет единственный нуль, при $\tau = \frac{1}{2}$ (рис. 1,d) на южном полюсе появляется второй нуль, который с ростом $\tau \in [\frac{1}{2}, 1]$ постепенно перемещается к экватору, и наконец при $\tau = 1$ нули занимают симметричные относительно экватора положения. В окрестности нулей зависимость B_r от θ можно аппроксимировать гиперболическим тангенсом: $B_r \sim \tanh k(\theta - \theta_0)$. С увеличением r коэффициент k растет, а на изгибах ступеньки тангенса, т.е. на границах токовых слоев, появляются дополнительные максимумы и минимумы. Зависимость B_r от r в целом удовлетворительно описывается асимптотикой $B_r \sim r^{-2}$, за исключением окрестностей нулей B_r , т.е. областей токовых слоев, где B_r спадает медленнее.

Можно заметить, что B_ϕ (рис. 1,c,f,i) ведет себя примерно как $(-B_r)$, за исключением околополярных областей, где $B_\phi \rightarrow 0$, всегда обращаясь в нуль на полюсах, и граничной сфере, где $B_\phi = 0$ в силу граничного условия. Компонента B_r вблизи граничной сферы достигает больших значений, чем B_ϕ , но с ростом r убывает на порядок быстрее. На уровне орбиты Земли,

т.е. при $r \approx 200$, значения B_r и B_ϕ становятся примерно одинаковыми (что согласуется с результатами наблюдений), а при еще больших r — преобладает B_ϕ . Компонента B_θ (рис. 1,b,e,h) равна нулю на граничной сфере, затем достигает максимума при $r \approx 25 R_S$ и далее спадает как r^{-3} . Вклад компоненты B_θ в длину вектора невелик $\frac{|B_\theta|}{|B|} \leq 0.12$. Опишем зависимость B_θ от θ на сфере $r = 50 R_S$. При $\tau = 0$ (рис. 1b) величина B_θ имеет два симметричных положительных максимума в полушариях и нулевой минимум на экваторе. С ростом τ максимум в южном полушарии убывает по величине и перемещается в северное полушарие, а в околополярной области зарождаются два отрицательных минимума (рис. 1,e). В итоге, при $\tau = 1$ (рис. 1,h), зависимость B_θ от θ имеет в северном полушарии два положительных максимума, разделенные нулевым минимумом, и антисимметричная картина получается в южном полушарии. С увеличением r , эта зависимость сильно усложняется, обрстая дополнительными экстремумами.

На рис.2,a,d,g показаны зависимости компоненты J_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии. На рис. 2,b,e,h — то же самое для J_θ , а на рис. 2,c,f,i — для J_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S .

Зависимость J_r от θ при $\tau = 0$ (рис. 2,a) имеет пик на экваторе, который с ростом r становится резче. Такой же по форме пик имеет зависимость J_ϕ от θ (рис. 2,c), разница между ними в том, что J_ϕ всюду положительно, а J_r положительно лишь в приэкваториальной области, а всюду вне ее — отрицательно. Этот пик характеризует экваториальный токовый слой. С увеличением τ значение J_r увеличивается на южном полюсе, постепенно меняя знак в южной околополярной области (рис. 2,d). При этом в южном полушарии формируется отрицательный минимум J_r — второй токовый слой, который в итоге, при $\tau = 1$ (рис. 2,g), располагается симметрично относительно экватора положительному максимуму J_r — токовому слою северного полушария. Аналогичным образом видоизменяется зависимость J_ϕ от θ (рис. 2,c,f,i), также постепенно приобретая в южном полушарии отрицательный минимум. В основаниях максимумов и минимумов — на границах токовых слоев — с ростом r появляются и становятся все более резкими экстремумы противоположного направления. Примерно до орбиты Земли по величине преобладает компонента J_ϕ , а далее — J_r , поскольку в целом, за исключением областей, прилегающих к токовым слоям, оказываются справедливыми асимптотики $J_\phi \sim r^{-3}$, а $J_r \sim r^{-2}$.

Компонента J_θ (рис. 2,b,e,h) достигает максимальных значений на граничной сфере, а с ростом r спадает примерно как r^{-3} . Вклад компоненты J_θ в длину вектора невелик $\frac{|J_\theta|}{|J|} \leq 0.15$. Опишем зависимость

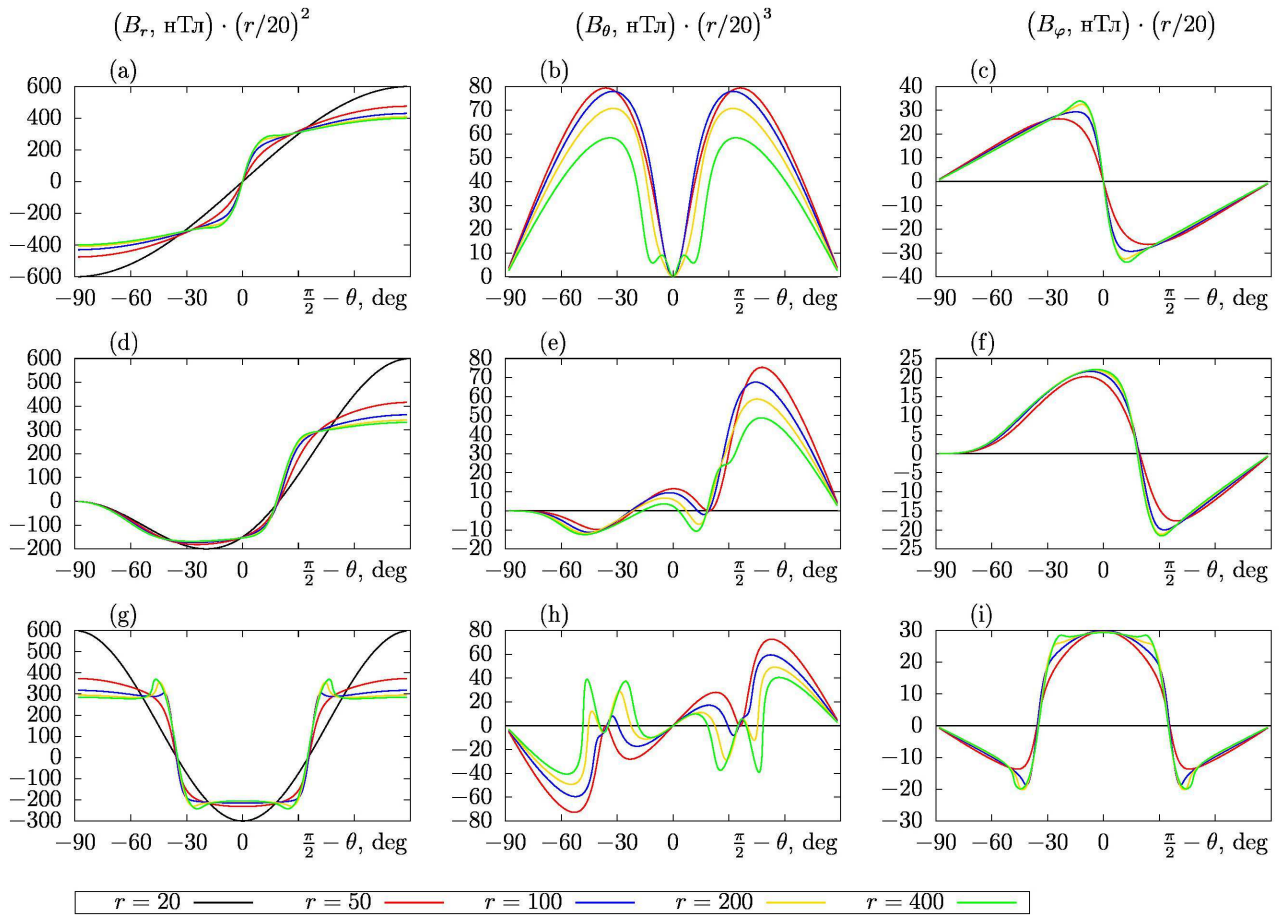


Рис. 1: Зависимости компоненты B_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии (1(a,d,g)); (b,e,h) — то же самое для B_θ , (c,f,i) — для B_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S

J_θ от θ на граничной сфере (при $r = 20 R_S$). При $\tau = 0$ (рис. 2,b) величина J_θ имеет положительный максимум в северном полушарии и антисимметричный отрицательный минимум в южном. С увеличением τ , кривая зависимости как бы сжимается к северному полюсу, а в южной околополярной области растет еще один положительный максимум (рис. 2e). В итоге, при $\tau = 1$ (рис. 2,h), в северной и южной околополярных областях располагаются пологие положительные максимумы, а на экваторе — глубокий отрицательный минимум. С ростом r зависимость J_θ от θ существенно усложняется, в окрестностях нулевых значений появляются дополнительные максимумы и минимумы.

На рис.3,a,d,g показаны зависимости компонент V_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии. На рис. 3,b,e,h — то же самое для V_θ , а на рис. 3,c,f,i — для V_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S .

Зависимость V_r от θ (рис. 3,a,d,g) с ростом r меняется слабо — это справедливо при любых значениях τ . С увеличением веса квадруполя τ , резкий минимум V_r на экваторе уплощается, а область перехода от быстрого околополярного СВ к медленному приэкваториальному — сужается, делая этот переход более резким. Зависимость V_ϕ от θ (рис. 3,c,f,i) с увеличением τ постепенно приобретает второй максимум в южном полушарии, а экваториальный максимум — смещается в северное так, что при $\tau = 1$ (рис. 3,i) оба максимума располагаются симметрично относительно экватора. Зависимость V_ϕ от r при всех θ хорошо описывается асимптотикой $V_\phi \sim r^{-1}$. Начиная с $r = 50 R_S$ профиль V_ϕ от θ практически не меняется. Вклад компоненты V_θ (рис. 3,b,e,h) в длину вектора невелик $\frac{|V_\theta|}{|V|} \leq 0.10$.

На рис.4,a,d,g показаны зависимости плотности ρ от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии. На рис. 4,b,e,h — то же самое для

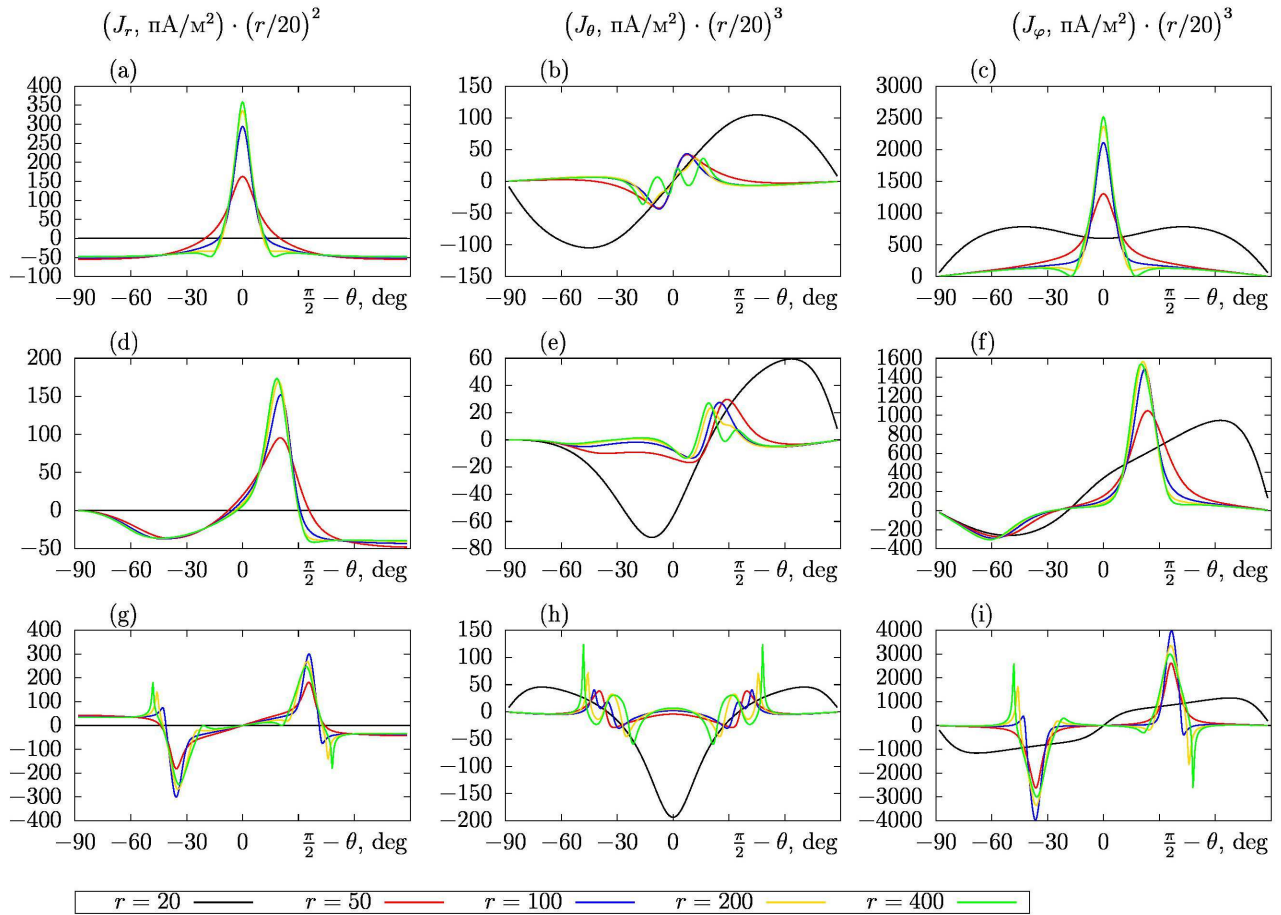


Рис. 2: *a, d, g* — Зависимости компоненты J_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии, *b, e, h* — то же самое для J_θ , *c, f, i* — для J_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S

давления P , а на рис. 4, *c, f, i* — для температуры T . Каждая величина умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S .

Видно, что профили зависимостей термодинамических характеристик плазмы P, ρ, T от θ практически одинаковы. При $\tau = 0$ (рис. 4*b*) с увеличением r максимум распределения ρ , расположенный на экваторе, становится все более резким, по аналогии с распределениями J_r, J_ϕ . При увеличении τ (рис. 4, *e*) экваториальный максимум смещается в северное полушарие, а в южном — начинает расти еще один, становясь при $\tau = 1$ (рис. 4, *h*) симметрично северному максимуму относительно экватора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена и исследована квазиравновесная МГД-модель солнечного ветра, позволяющая исследовать его крупномасштабную структуру в зависимости от фазы активности Солнца. В модели граничные усло-

вия задаются на сфере радиусом $20 R_S$, где солнечный ветер приобретает сверхзвуковой характер течения, а мелкомасштабные структуры и особенности в ближней короне уже могут быть не приняты во внимание. МГД модель описывает усредненные характеристики солнечного ветра в предположении о совпадении осей вращения и магнитного диполя, что позволяет не учитывать изменения магнитного поля по широте в неподвижной системе координат, связанные с быстрым синодическим вращением Солнца. Таким образом, изменения в СВ могут быть описаны как последовательность квазиравновесных решений с граничными условиями, соответствующими убыванию дипольного поля Солнца в процессе перехода от минимальной к максимальной его активности.

Показано, что в период минимальной активности Солнца ГТС лежит в экваториальной плоскости, являющейся плоскостью симметрии магнитного диполя. Когда дипольное магнитное поле достаточно ослабевает и становится сопоставимым с квадрупольным полем, ГТС начинает поворачиваться под углом к плоскости

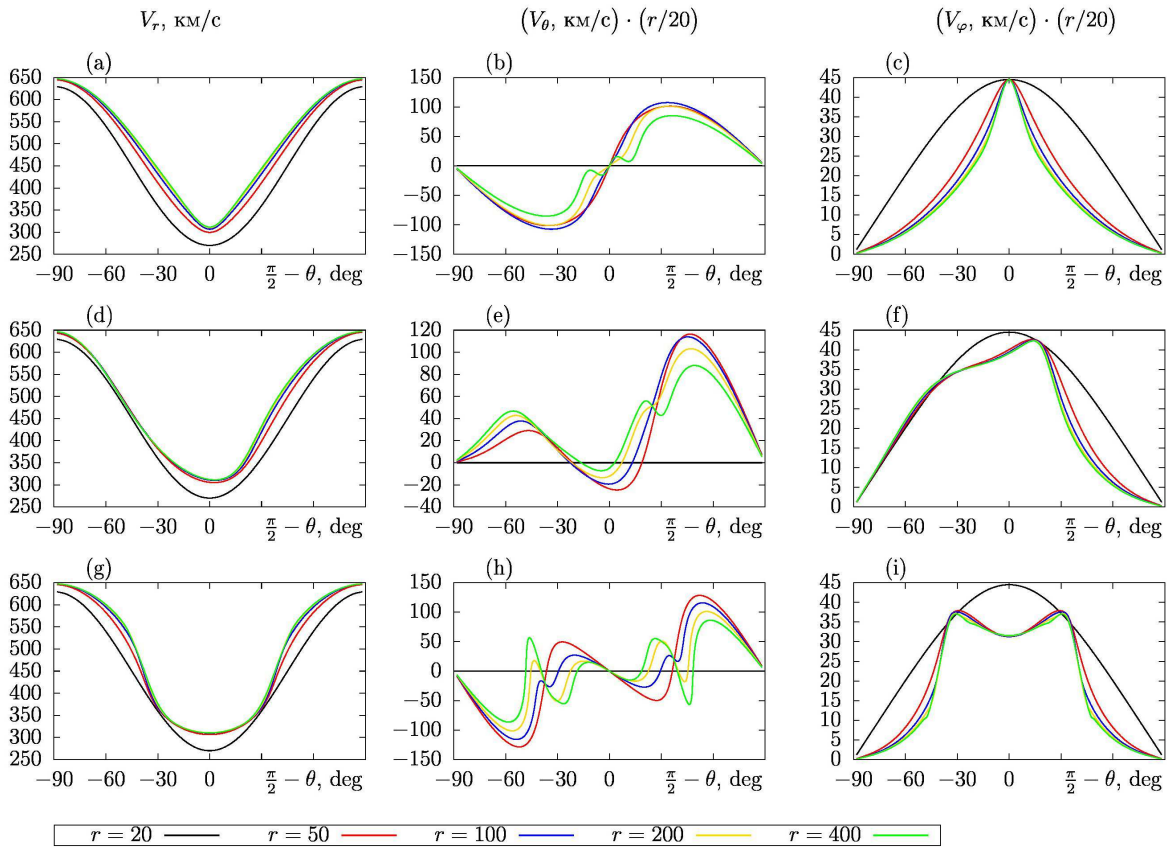


Рис. 3: a, d, g — Зависимости компоненты V_r от полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_S$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии; b, e, h — то же самое для V_θ , c, f, i — для V_ϕ . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S

эклиптики в высокие гелиошироты. Ток в нем начинает течь по гигантской конической поверхности с уменьшающимся углом по отношению к оси вращения Солнца. Одновременно в противоположной полусфере формируется второй ГТС конусообразной формы, угол которой по отношению к оси вращения растет по мере ослабления дипольного поля.

В период максимальной активности Солнца (т.е. отсутствия дипольного поля) оба ГТС, «старый» и «новый», образуют двойную токовую систему с противоположно направленными токами, лежащими на конусных поверхностях под углом 60° друг к другу (и под углом 30° к экваториальной плоскости). В период последующего уменьшения солнечной активности «старый» ГТС продвигается в полярную область и прекращает существование, а «новый» достигает экваториальной плоскости. Исходная конфигурация восстанавливается, одновременно происходит смена глобальной полярности магнитного поля Солнца. Описанные выше процессы происходят за половину периода полной магнитной инверсии Солнца (22 года).

Модель предсказывает асимметрию распределения по гелиоширотам плотности, температуры и давления

в солнечном ветре в северной и южной полусферах в периоды уменьшения дипольной магнитной компоненты, а также наличие двух максимумов, соответствующих положению двух ГТС в квадрупольном магнитном поле. Рассматриваемая в статье МГД модель общего вида позволяет получить асимптотические оценки характерных величин магнитного поля и плазмы, согласующиеся с оценками из работ [49–54], в которых рассматриваются более упрощенные модели солнечного ветра. Также асимптотические оценки практически всех величин в модели согласуются с имеющимися данными наблюдений и позволяют использовать предложенную модель для интерпретации данных наблюдений разных космических аппаратов на низких и высоких гелиоширотах.

Из полученных решений видно, что все зависимости укрупняются с расстоянием от Солнца, что усложняет общую картину полярности различных компонент магнитного поля. В работе [55] было выдвинуто предположение, что, по аналогии с магнитосферами планет, в гелиосфере имеется глобальная токовая система. В ней токи, вызванные униполярной генерацией в солнечной атмосфере, вытекают вдоль линий маг-

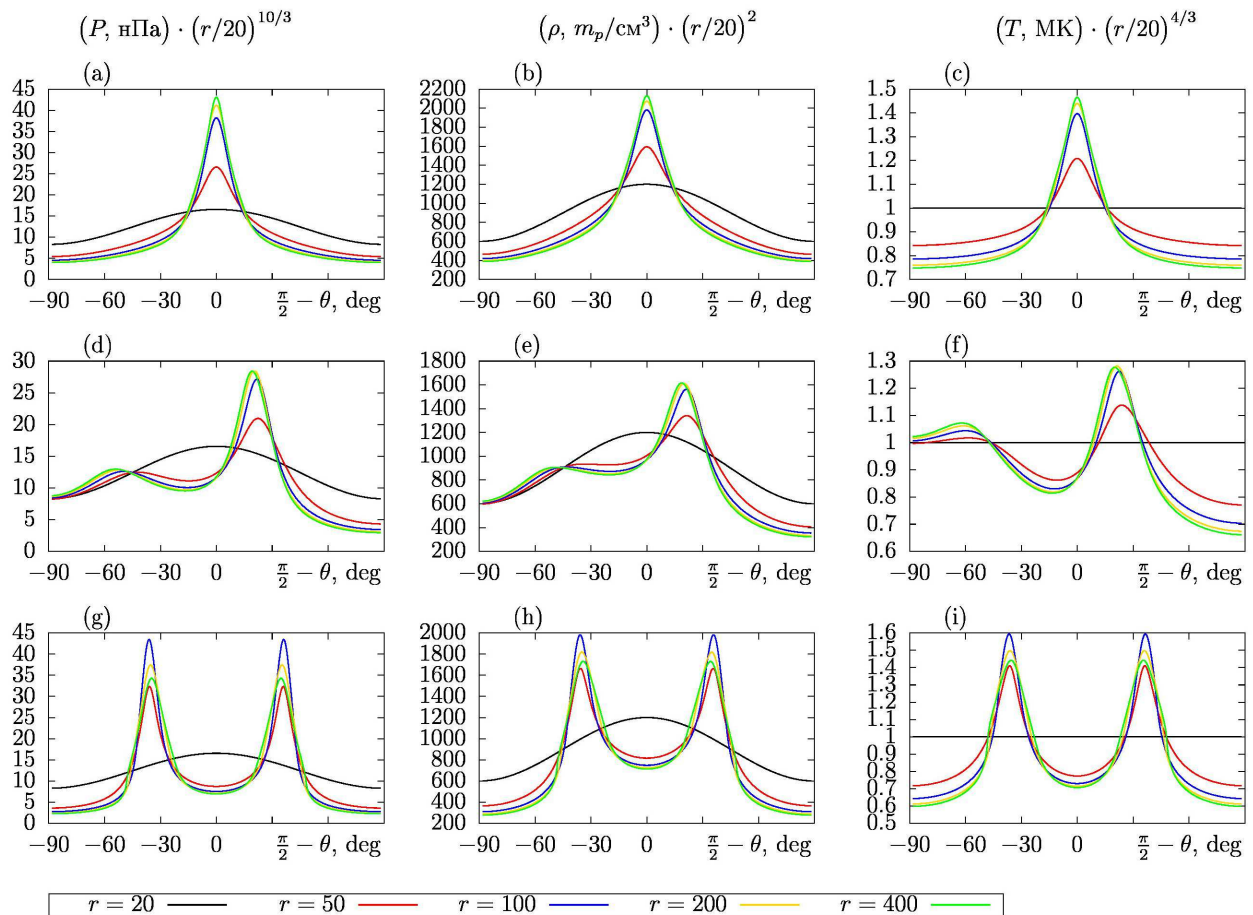


Рис. 4: (a,d,g) Зависимости давления P Ст полярного угла θ при различных $r = 20, 50, 100, 200, 400 R_s$ и различных значениях веса $\tau = 0, \frac{1}{2}, 1$ квадрупольной составляющей в граничном условии. b,e,h — то же самое для плотности ρ , c,f,i — для температуры T . Каждая компонента умножена на асимптотический множитель $(r/20)^\nu$, где r выражено в R_S

нитного поля в гелиосфере. Причём, основная часть тока сосредоточена в гелиосферном токовом слое, расположенном, как правило, вблизи экватора. Вдали от Солнца ток растекается по границе гелиосферы и замыкает глобальную цепь в областях полюсов. Таким образом, глобальная гелиосферная токовая цепь связывает высокие и низкие широты в гелиосфере. Соответствующие глобальной цепи области со сменой направления компоненты плотности тока J_θ вне экваториальной области изображены на рис. 2, b, e, h. В токовых слоях коротация плазмы с Солнцем выполняется в большей степени, чем в остальном солнечном ветре. Вблизи токовых слоёв есть области дополнительного

сгущения магнитных линий.

Авторы выражают глубокую признательность академику Л. М. Зелёному, директору ИКИ РАН, за ценные замечания и внимание к данной работе. Работа Е. Маевского и А. Петруковича поддержана Программой 28 ПрРАН. Работа Х. Маловой поддержана грантами РФФИ 16-02-00479, 16-52-16009 и частично программой Президиума РАН I.24П, работа Р. Кислова велась в рамках гранта РФФИ 17-02-01328, работа В. Попова поддержана госпрограммой «Плазма». Работа О. Хабаровой частично поддержана грантами РФФИ 16-02-00479 и 17-02-00300.

[1] Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Phillips J.L., Goldstein B.E. *Ap. J.* 1997. **488**, L51.
 [2] Balogh A., Erdxs G. *Sp. Sci. Rev.* 2013. **176**. P. 177.
 [3] Hoeksema J. T. *Sp. Sci. Rev.* 1995. **72**, P. 137.

[4] Khabarova O., Zank G.P., Li G., le Roux J.A., Webb G.M., Malandraki O.E., Zharkova V. V. *J. of Phys.* 2015. Conf. Ser. **642**, CiteID 012033.
 [5] Khabarova O., Zank G.P., Li G., Malandraki O.E., le

- Roux J.A., Webb G.M., Dosch A. *Ap. J.* 2016. **827**, CiteID 122.
- [6] Bezrodnykh S.I., Vlasov V.I., Somov B.V. Analytical Models of Generalized Syrovatskii's Current Layer with MHD ShockWaves, in: The Sun: New Challenges, Astrophysics and Space Science Proceedings. **30**. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2012. P. 133.
- [7] Parker E.N. *Astrophys. J.* 1958. **128**. P. 664.
- [8] Israelevich P.L., Gombosi T.I., Ershkovich A.I. et al. *Astron. Astrophys.* 2001. **376**. P. 288.
- [9] Ness N.F., Wilcox J.M. *Phys. Rev. Lett.* 1964. **13**. P. 461.
- [10] Wilcox J.M., Schatten K.H. *J. Geophys. Res.* 1969. **74**. P. 2449.
- [11] Antonucci E., Svalgaard L. *Sol. Phys.* 1974. **36**. P. 115.
- [12] Burlaga L.F., Ness N.F. *J. Geophys. Res.* 1997. **102**. P. 19731.
- [13] Balogh A. *Sp. Sci. Rev.* 1998. **83**. P. 93.
- [14] Erdős G., Balogh A. *Geophys. Res. Lett.* 1998. **25**. P. 245.
- [15] Hoeksema J.T., Wilcox J.M., Scherrer H. *J. Geophys. Res.* 1983. **88**. P. 9910.
- [16] Smith E.J. *J. Geophys. Res.* 2001. **106**. P. 15819.
- [17] Smith E.J., Balogh A., Forsyth R.J., McComas D.J. *Geophys. Res. Lett.* 2001. **28**, P. 4159.
- [18] Simathkora J., Badalyan O.G., Obridko V.N. *Adv. Sp. Res.* 2002. **29**. P. 395.
- [19] Jones G.H., Balogh A. *Sci. Rev.* 2001. **97**. P. 165.
- [20] Hu Y.Q., Feng X.S., Wu S.T., Song W.B. *J. Geophys. Res.* 2008. **113**. A03106.
- [21] Petrie G.J.D., Haislmaier K.J. *Astrophys. J.* 2013. **775**. P. 100.
- [22] Wang Y.-M., Young R., Muglach K. *Astrophys. J.* 2014. **780**. P. 103.
- [23] Nakagawa Y., Welck R.E. *Solar Phys.* 1973. **32**. P. 257.
- [24] Wu S.T., Han S.M., Dryer M. *Planet. Space Sci.* 1979. **27**. P. 255.
- [25] Usmanov A.V. *Space Sci. Rev.* 1995. **72**. P. 121.
- [26] Pisanko Yu. V. *Solar Phys.* 1997. **172**. P. 345.
- [27] Pneuman G.W., Kopp R.A. *Solar Rhys.* 1971. **18**. P. 258.
- [28] Ender F. Interaction between the solar wind and coronal magnetic fields. Ph. D. Thesis, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik. München, 1971.
- [29] Steinolfson R.S., Suess S.T., Wu S.T. *Astrophys. J.* 1982. **255**. P. 730.
- [30] Linker J.A., Van Hoven G., Schnack D.D. *Geophys. Res. Lett.* 1990. **17**. P. 2281.
- [31] Wu S.T., Wang A.-H. *Adv. Space Res.* 1991. **11**, N 1. P. 187.
- [32] Washimi H., Yoshino Y., Ogino T. *Geophys. Res. Lett.* 1987. **14**. P. 487.
- [33] Cuperman S., Ofman L., Dryer M. *Astrophys. J.* 1990. **350**. P. 846.
- [34] Usmanov A.V. *Solar Phys.* 1993. **146**. P. 377.
- [35] Linker J.A., Mikic Z. *Astrophys. J.* 1995. **438**. P. L45.
- [36] Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F. *Solar Physics.* 1969. **6**. P. 442.
- [37] Levine R.H., Schulz M., Frazier E.N. *Solar Physics.* 1982. **77**. P. 363.
- [38] Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Walters J.H. et al. *ApJ.* 1998. **498**. L165.
- [39] Arge C.N., Pizzo V.J. *J. Geophys. Res.* 2000. **105**. P. 10465.
- [40] Schulz M., Frazier E.N., Boucher D.J., Jr. *Sol. Phys.* 1978. **60**. P. 83.
- [41] Schulz M. Conical Current Sheets in a Source-Surface Model of the Heliosphere. American Geophysical Union, Fall Meeting 2007. Abstract id.SH53A-1069, 12/2007. AGU, 2007AGUFM53A1069S.
- [42] Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr. *Astrophys. J.* 1991. **375**. P. 761.
- [43] Růville V., Brun A.S., Matt S.P., Strugarek A., Pinto R.F. *Astrophys. J.* 2015. **798**. P. 116.
- [44] Coleman P.J., Jr., Leverett D., Sonett C.P. *Phys. Rev. Lett.* 1960. **5**, N 2. P. 43.
- [45] Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion, *Astrophys. J.* 1990. **355**. P. 726.
- [46] Richardson J.D., Paularena K.I., Lazarus A.J., Belcher J.W. *J. Geophys. Res.* 1995. **22**, P. 325.
- [47] Khabarova O.V., Obridko V.N. *Astrophys. J.* 2012. **2**. P. 82.
- [48] Хабарова О.В., Обридко В.Н., Кислов П.А., Малова Х.В., Бемпорад А., Зелёный Л.М., Кузнецов В.Д., Харшладзе А.Ф. *Физика плазмы.* 2018. **44**, P. 9.
- [49] Parker E.N. *Astrophys. J.* 1964. **139**, P. 72.
- [50] Stewart G.A., Bravo S. *LJ. Geophys. Res.* 1997. **102**. 11263.
- [51] Banaszekiewicz M., Axford W.I., McKenzie J.F. *Astron. Astrophys.* 1998. **337**. P. 940.
- [52] Koutchmy S.L., Molodensky M.M., Matsuura O.T., Picazzio E. *Astron. Lett.* 1999. **25**. P. 258.
- [53] Burger R.A., Kruger T.J., Hitge M., Engelbrecht N.E. *Astrophys. J.* 2008. **674**. P. 511.
- [54] Owens M.J., Crooker N.U., Lockwood M. *J. Geophys. Res.* 2014. **119**. P. 36.
- [55] Alfven H. *Rev. Geophys. Sp. Phys.* 1977. **15**. P. 271.

The modeling of magnetoplasma structures in the solar wind

E. V. Maiewski^{1,a}, R. A. Kislov^{2,3}, H. V. Malova^{4,2}, O. V. Khabarova³, V. Yu. Popov^{5,6,2}, A. A. Petrukovich²

¹Financial University under the Government of the Russian Federation

²Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 117997, Profsovnaya ul., 84/32

³Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Troizk, Moscow, Russia

⁴Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, 119234, Moscow, Leninskie Gory, Russia

⁵Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Mathematic Chair, 119234, Moscow, Leninskie Gory

⁶National Research University Higher School of Economics, 101000, Moscow, Myasnitskaya ul., 20

Email: emaevski@mail.ru

Axisymmetric MHD model of the solar wind is constructed, which allows us to study the spatial distribution of the magnetic field and plasma characteristics at radial distances from 20 to 400 radii of the Sun in a wide range of heliolatitudes. Self-consistent

solutions for the magnetic field, plasma and current densities in the solar wind depending on the phase of the solar cycle are obtained. It is shown that during the dominance of the dipole magnetic component in the solar wind, a heliospheric current sheet (HCS) is formed, being the part of a system of longitudinal and transverse currents symmetric in the Northern and Southern hemispheres. As the relative contribution of a quadrupole component to the total magnetic field of HTS increases, the last one becomes to be cone-shaped; at high latitudes of the opposite hemisphere, a second conical HTS appears, its opening angle increases. The model describes a smooth transition from the fast solar wind at high heliolatitudes to the slow solar wind at low heliolatitudes and the steepened profiles of main solar wind characteristics with the increased radial distance from the Sun.

PACS: 52.65.-y.

Keywords: solar wind, collisionless plasma, heliospheric current layer, MHD-model.

Received 24 June 2018.

Сведения об авторах

1. Маевский Е.В. — доцент, канд. физ.-мат. наук, Финансовый университет при правительстве РФ,
 2. Кислов Р.А. — аспирант РАН, мл. науч. сотрудник ИКИ РАН и ИЗМИРАН,
 3. Малова Х.В. — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ,
 4. Хабарова О.В. — к.ф.-м.н., ст. науч. сотрудник ИЗМИРАН,
 5. Попов В.Ю. — профессор, доктор физ.-мат. наук, Физический факультет МГУ,
 6. Петрукович А.А. — член-корреспондент РАН, доктор физ.-мат. наук, директор ИКИ РАН.
-