

УДК 533.95

ФОРМИРОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ГЕЛИОСФЕРНОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ

© 2020 г. Е. В. Маевский¹, Х. В. Малова^{2, 3, *}, Р. А. Кислов^{3, 4}, В. Ю. Попов^{1, 3, 5},
А. А. Петрукович³, О. В. Хабарова^{3, 4}, Л. М. Зеленый³

¹Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, г. Москва, Россия

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

³Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия

⁴Институт земного магнетизма и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, Россия

⁵Физический факультет МГУ, г. Москва, Россия

*hmalova@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.02.2020 г.

После доработки 06.05.2020 г.

Принята к публикации 29.05.2020 г.

При пересечении космическими аппаратами гелиосферного плазменного слоя (ГПС), разделяющего крупномасштабные магнитные сектора противоположной направленности в солнечном ветре, практически всегда наблюдаются многократные быстрые колебания знака радиальной компоненты магнитного поля, свидетельствующие о смене знака плотности азимутального тока внутри ГПС. Предложены возможные механизмы формирования многослойных токовых структур в ГПС. В рамках стационарной МГД-модели солнечного ветра проверена одна из гипотез о “вытягивании” множественных токовых слоев в солнечный ветер из пояса стримеров, ориентированного вдоль нейтральной линии гелиомагнитного поля. Исследованы самосогласованные распределения характеристик солнечного ветра в зависимости от тонкой структуры стримеров. Показано, что стримеры, одиночные и множественные, могут быть источниками многослойных токовых структур с чередующимися по направлению азимутальными токами. Значение полученных результатов для интерпретации результатов наблюдений в солнечном ветре обсуждаются

DOI: 10.31857/S0023420620060072

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние исследования солнечного ветра (СВ) космическими аппаратами показали, что СВ — сложная магнитоплазменная структура, имеющая два характерных временных масштаба изменений: первый — порядка суток (неделя) и более, когда СВ можно считать квазистационарным, второй — порядка нескольких минут или часов, когда в СВ происходят спорадические, быстро протекающие процессы [1–3]. Примерами крупномасштабных квазистационарных структур в СВ являются располагающиеся в плоскости солнечного экватора гелиосферный плазменный слой (ГПС) толщиной $2–2.5R_{\odot}$ ($R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^5$ км — радиус Солнца) и вложенный внутри него гелиосферный токовый слой (ГТС) толщиной порядка 10^4 км [4–6]. Согласно современным представлениям, ГТС является сравнительно тонкой дискообразной токовой поверхностью, разделяющей противоположно направленные магнитные потоки от Солнца. Естественное искривление поверх-

ности ГПС (и, соответственно, вложенного в него ГТС) по отношению к плоскости эклиптики приводит к тому, что Земля на расстоянии 1 а.е. (1 а.е. $\approx 215 R_{\odot}$ — астрономическая единица) периодически пересекает границы магнитных секторов, на которых направление межпланетного магнитного поля (ММП) меняется на противоположное. На секторных границах регистрируются быстрые скачки знака ММП, свидетельствующие о пересечении ГТС [7, 8] с разнонаправленными магнитными потоками по обе стороны от него.

На основании фотографий короны в разных диапазонах длин волн было выяснено, что в годы солнечного минимума, когда магнитное поле Солнца имеет дипольную форму, источником “медленного” (со средними скоростями 300–400 км/с) СВ в ГПС является пояс стримеров. Он располагается вдоль так называемой нейтральной линии на поверхности Солнца, разделяющей магнитные поля противоположной полярности [9–11]. Стримеры — шлемообразные (или в форме сходящихся лучей) магнитные структуры — рас-

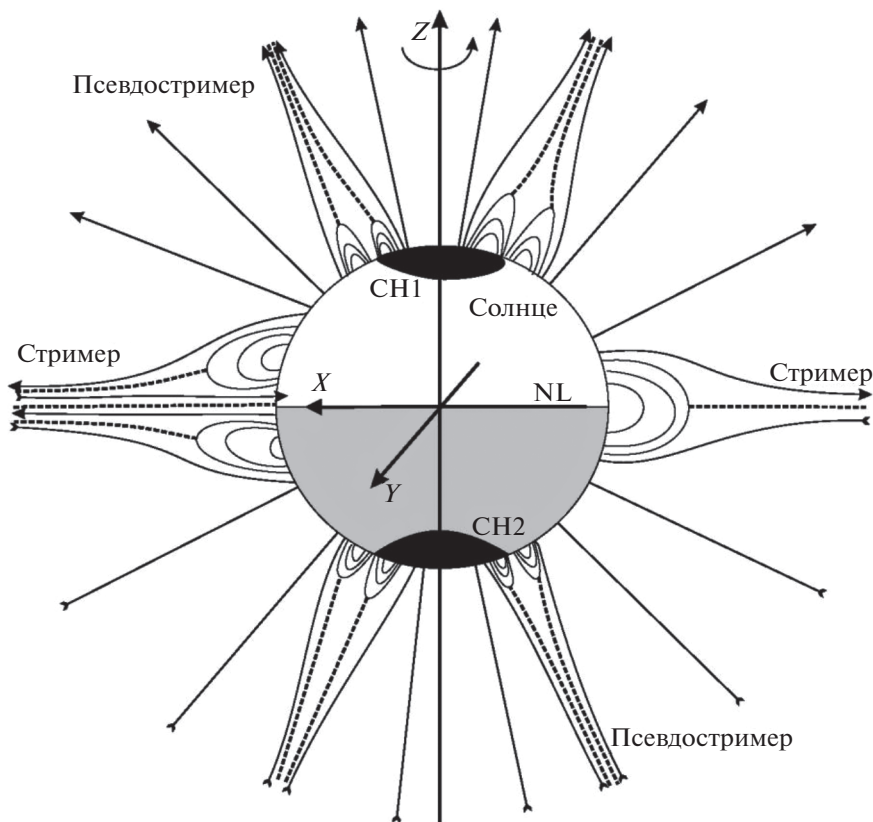


Рис. 1. Схематическое изображение стримеров в период спокойного Солнца, располагающихся вдоль экваториальной нейтральной линии, и псевдостримеров, окаймляющих границы корональных дыр на высоких широтах (обозначенных как CH – Coronal Hole, с номерами 1 и 2). Нейтральные области внутри стримеров показаны пунктирными линиями.

полагаются цепочками (называемыми поясом стримеров) вдоль нейтральной линии, соединяя области с противоположной полярностью магнитного поля. В минимуме активности пояс стримеров обычно вытянут вдоль экватора [10]. На высоких широтах в этот период, как правило, наблюдаются корональные дыры — области с разорванными на бесконечности магнитными силовыми линиями, пониженной плотностью плазмы и температурой. Направление магнитного поля внутри корональных дыр, в основном, имеет то же направление, что и гелиосферное магнитное поле. Вдоль границ корональных дыр проходят цепочки псевдостримеров, шлемообразная форма которых похожа на стримеры, но магнитное поле в верхней части имеет монополярную структуру [12–14]. В основании псевдостримеров могут присутствовать две или более мелкомасштабных магнитных петель, поддерживающих монополярное распределение магнитного поля на большой высоте. Структура псевдостримеров достаточно подробно рассмотрена в работе [9].

С ростом солнечной активности дипольная компонента гелиомагнитного поля уменьшается, при этом начинают доминировать мультиполярные компоненты. В годы солнечного максимума

дипольное гелиомагнитное поле сменяется квадрупольным, октупольным полями и еще более высокими гармониками. В периоды восходящей и нисходящей солнечной активности в гелиомагнитном поле происходят глобальные процессы: изменение полярности магнитного поля на высоких широтах, смещение полярных корональных дыр в более низкоширотные области, образование новых корональных дыр на низких широтах [10, 15] и другие. Нейтральная линия на поверхности Солнца сильно искажается и становится более складчатой [16–18]. Размах складок таков, что деформированная нейтральная линия может заходить в высокоширотные области в северном и южном полушариях Солнца [19–23]. Таким образом, в годы максимума солнечной активности плазма солнечного ветра в ГПС может пополняться плазмой из низкоширотных корональных дыр и обрамляющих их цепочек псевдостримеров.

На рис. 1 схематически показано магнитное поле Солнца в период минимума активности (стрелками показано направление магнитных силовых линий) вместе с крупномасштабными структурами: стримерами на экваторе и псевдостримерами в высокоширотных областях. Псевдостримеры располагаются вдоль границ высокоши-

ротных корональных дыр (обозначены как черные области СН1 и СН2 в полярной зоне), а стримеры – вдоль экваториальной нейтральной линии (NL). Оба вида корональных магнитных структур утоньшаются с расстоянием от Солнца и сходятся вместе (коллимируются) внутри области, заключенной между сходящимися под углами (2–5)° лучами [12]. На правом и левом солнечных лимбах на рис. 1 показаны возможные конфигурации. Правая – “классическая”, с одной магнитной петлей в основании, левая – из работы [24], где рассматривается конфигурация из двух слившихся рядом расположенных стримеров. Форма псевдостримеров, видимая на фотографиях короны, мало чем отличается от стримеров, но для соблюдения монополярного направления магнитных силовых линий на большой высоте количество петлеобразных нейтральных линий внутри лучей должно быть четным [23]. На определенном радиальном расстоянии магнитные петли сменяются одним или несколькими нейтральными слоями, обозначенными пунктирными линиями. В экваториальной области, на границе разнонаправленных магнитных потоков, показаны два из возможных типов стримеров: справа – одиночный, с одной петлей в основании, слева – два слившихся вместе стримера.

Было отмечено, что пересечения секторных границ и ГТС космическими аппаратами часто демонстрируют пересечение множественных тонких токовых слоев [23]. В работе [25] был предложен механизм формирования множественных токовых слоев в ГТС за счет складывания в радиальном направлении отдельных магнитных силовых трубок и образования магнитных петель [7], что, однако, не имеет подтверждения в наблюдательных данных. Мы предполагаем существование четырех основных механизмов формирования множественных, рядом расположенных, токовых структур в СВ. Первый из них связан с короной Солнца, откуда вместе с СВ вытягиваются нейтральные поверхности (в плоскости рис. 1 и других схематических рисунков ниже они имеют вид нейтральных линий), образующиеся в верхних отделах (вершинах “шлемов”) корональных стримеров, опоясывающих Солнце. Назовем его “экзогенным” фактором. Следующие два механизма могут возникать локально в СВ, конкретнее, в ГТС и окружающих его сильных токовых слоях, т.е. носят “эндогенную” природу. Второй упомянутый механизм может быть обусловлен развитием волновых процессов, благодаря чему ГТС зачастую имеет форму складок [26]. Их пересечение космическими аппаратами трактуется как пересечение рядом расположенных токовых слоев противоположной направленности. Третий механизм может быть обусловлен развитием тиринг- (разрывной) неустойчивости в ТС, сопровождающейся процессами магнитного пересое-

единения и образования магнитных островов, называемых также бабблами (“bubbles”) или плазмоидами [27]. Как внутри, так и по внешним поверхностям таких замкнутых образований текут токи. В ряде работ показано, что ГТС может быть окружен множеством таких магнитных бабблов [26–28]. Четвертый механизм может быть связан с процессами магнитного пересоединения внутри стримеров. Зачастую лучевая V-образная структура стримера, сходящаяся под углами от 2-х до 5 градусов, исчезает, визуальнo “не дотянувшись” до альфвеновской поверхности, но на радиальном продолжении возникает и распространяется в СВ токовый слой, который кажется продолжением подобной лучевой конфигурации. Подобную структуру можно назвать гелиосферным стримером. Наша гипотеза состоит в том, что коллимированная V-образная структура становится настолько тонкой еще до достижения альфвеновской поверхности, что в ней может произойти магнитное пересоединение с образованием X-линии. Таким образом, после альфвеновской поверхности в СВ распространяется токовый слой с конфигурацией, характерной для пересоединившихся магнитных полей вблизи X-линии с соответствующими токовыми слоями в ней. Все вышперечисленные “экзогенные” и “эндогенные” механизмы могут работать вместе или последовательно на разных этапах формирования и распространения нейтральных поверхностей в СВ. Будем называть подобные слоистые конфигурации коллимированными структурами (КС).

В настоящей работе рассматривается первый из вышеупомянутых механизмов формирования токовых слоев внутри ГПС, т.е. предполагается, что распространение плазмы СВ из короны сопровождается распространением нейтральной поверхности (или нескольких поверхностей) из пояса стримеров в короне Солнца, а граничные условия задачи определяются тонкой структурой магнитной конфигурации гелиосферных стримеров в околосолнечном пространстве, которая переносится в радиальном направлении вместе с вмороженным ММП.

Возможные конфигурации стримеров показаны на рис. 2. На рис. 2а показан “классический” стример с одной магнитной петлей в основании. Магнитные силовые линии изображены стрелками. На некоторой высоте происходит изменение магнитной топологии с формированием магнитных потоков, разделенных нейтральной плоскостью. Открытые и замкнутые магнитные силовые линии ограничены сепаратрисой (на рис. она показана более жирной сплошной линией). Штриховая линия обозначает нейтральные плоскости и соответствующие токи в положительном У-направлении, штрих-пунктирная линия обозначает противоположно направленные токи. Внутренняя граница моделирования обозначена на рис.

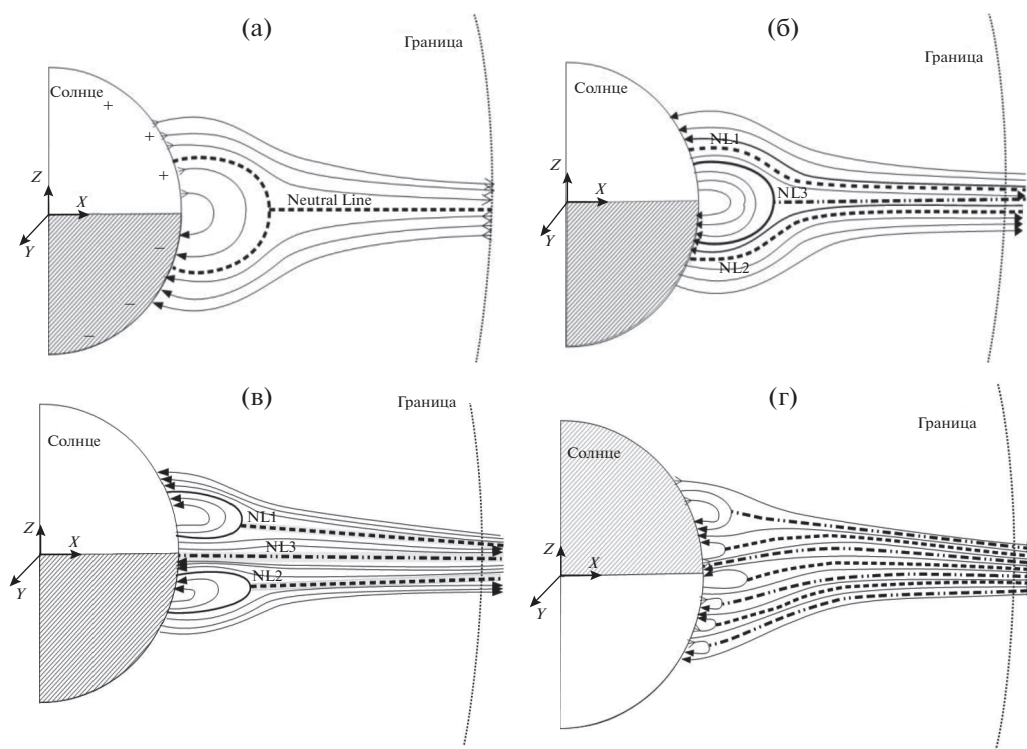


Рис. 2. Схемы возможных конфигураций стримеров, порождающих одиночные или множественные нейтральные линии в СВ: а) “Классический” стример с одной магнитной петлей в основании; б) схематическое изображение стримера с тремя нейтральными линиями (NL1, NL2, NL3); в) конфигурация с тремя нейтральными линиями NL1, NL2, NL3 в результате слияния двух шлемообразных структур; г) стример с шестью сепаратрисами в основании и семью нейтральными линиями (адаптировано из [23]).

справа пунктирной линией с соответствующей надписью; На рис. 2б мы видим схематическое изображение стримера с тремя нейтральными линиями, две из которых (NL1, NL2) происходят из основания, а третья (NL3) формируется за вершиной магнитной петли. Рис. 2в показывает аналогичную рис. 2б конфигурацию с тремя нейтральными линиями, образованная слиянием двух шлемообразных структур (по мотивам работы [24]). Между противоположно направленными магнитными линиями естественным образом образуется дополнительная нейтральная линия NL3 (толстая сплошная линия), по которой течет ток противоположного направления по отношению к токам на нейтральных линиях NL1 и NL2 (толстые штриховые линии). Рис. 2г изображает стример с шестью сепаратрисами в основании и соответствующими семью нейтральными линиями (обозначены штрих-пунктирными и штриховыми линиями, соответственно направлениям токов; рис. выполнен по мотивам работы [23]). Одна из нейтральных линий не опирается на магнитную петлю, а формируется между ними, аналогично рис. 2в. Заметим, что независимо от количества магнитных сепаратрис в основании стримера, количество нейтральных линий, которые формируются в его вершине, должно быть

нечетным, что необходимо для поддержания общей магнитной конфигурации с противоположно направленными магнитными полями на границах стримеров.

Псевдостримеры, изображенные на рис. 3, — не слишком изученная в теоретическом плане часть корональных структур [29]. Наиболее последовательное их изучение проведено в работах [9, 12, 25], где цепочки этих структур были названы поясом стримеров без нейтральной линии. Согласно нашему предположению, корональные структуры — стримеры и псевдостримеры вытягиваются в солнечный ветер единообразно и имеют единые механизмы самоорганизации в СВ. Псевдостримеры подобны схожим с ними по строению стримерам. Мы предполагаем, что на больших расстояниях от Солнца они также могут обладать тонкой структурой с несколькими нейтральными линиями, хотя глобальной нейтральной линии в их основаниях нет по определению. Косвенным признаком наличия тонкой структуры с нейтральными линиями служат наблюдения [14], где показано, что псевдостримеры также могут быть источниками корональных выбросов масс, связанных с нейтральными линиями и магнитным пересоединением. Согласно рис. 3, вытянутое над короной монополярное поле псевдостримера должно со-

стоять из четного числа токовых слоев, разделенных разнонаправленными магнитными полями [23, 25, 30]. В данном случае токовая система псевдостримера состоит из двух токовых слоев с токами противоположного направления. Это отображено в обозначении нейтральных линий, одна из которых обозначена пунктирной линией – вторая – штрих-пунктирной. Аналогичные обозначения использованы и на других рисунках.

Представленные магнитные конфигурации могут иметь продолжение за альфвеновской границей, где скорость СВ сравнивается с альфвеновской скоростью. На больших радиальных расстояниях крупномасштабные токовые образования сохраняют в целом свою структуру и воспроизводят ее в СВ [31]. Косвенным подтверждением нашего предположения являются исследования [32], где показано, что в годы максимальной активности Солнца источником плазмы и ММП в ГПС на 80% являются цепочки псевдостримеров. В годы высокой солнечной активности космические аппараты внутри ГПС пересекают множественные тонкие токовые структуры, как и в годы минимальной активности.

Таким образом, одним из механизмов формирования множественных токовых слоев в ГПС может быть продолжение токовых слоев (или нейтральных линий, как отображения нейтральных поверхностей) из вершин или оснований стримеров (псевдостримеров). Как следует из нашего рассмотрения, направления токов в подобных токовых слоях должны чередоваться по направлению. Если магнитные петли расположены таким образом, что токовые слои в рядом расположенных нейтральных линиях направлены одинаково, то такая конфигурация будет перестраиваться, пока между петлями и нейтральными линиями не образуется дополнительная магнитная нейтральная поверхность, по которой должен течь обратный ток (на рис. 2в поверхность показана штрих-пунктирной линией). Таким образом, согласно рис. 2а–2г плазма в токовые слои может поступать из двух источников – оснований стримеров или их вершин – по открытым силовым линиям, что согласуется с работами [9, 12]. Плазма же внутри магнитных петель захвачена и поступать в солнечный ветер не может – только в том случае, если магнитная петля вытягивается из короны в СВ.

На расстоянии 1 а.е. от Солнца прохождение КА через секторную границу не всегда позволяет однозначно идентифицировать пересечение ГТС [11]. Действительно, часто внутри ГПС наблюдается многократная смена направления ММП, прежде чем КА окончательно перейдет в следующий сектор с иной магнитной полярностью [22, 23, 25, 33, 34]. Таким образом, можно сделать вывод, что ГТС может быть частью многослойной

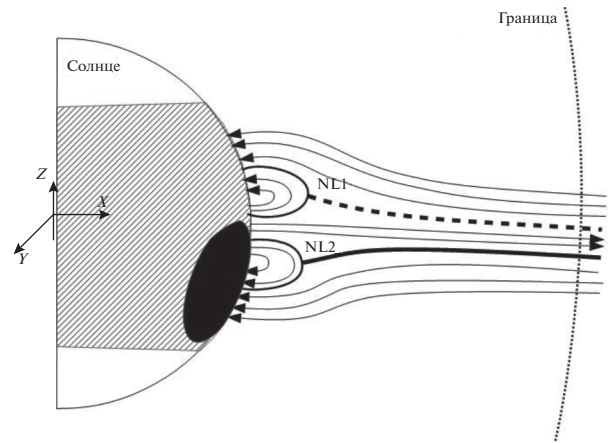


Рис. 3. Схематическое представление структуры псевдостримера на границе корональной дыры (сплошная черная область), с двумя магнитными сепаратрисами в основании и двумя нейтральными линиями с противоположно направленными токами над вершинами петель. Вся конфигурация поддерживает однонаправленное магнитное поле в радиальном направлении (согласно [28]).

конфигурации, состоящей из набора сильных токовых слоев (СТС) [35], причем ГТС и СТС часто практически неразличимы ни по толщине, ни по своей внутренней структуре, при этом направления токов в близлежащих токовых слоях противоположные. Если речь идет о структуре магнитных секторов с разнополярными магнитными потоками, то общее количество тонких токовых слоев между секторами всегда нечетное [36].

Важной для интерпретации данных наблюдений и практически не решенной физической проблемой в настоящее время является выявление источника множественных рядом расположенных токовых слоев внутри ГПС. Является ли причиной их появления структура магнитного поля солнечных стримеров или токовые слои формируются локально в СВ в результате развития плазменных неустойчивостей в ГТС? Если принять в качестве гипотезы механизм вытягивания нейтральных линий из пояса стримеров, то необходимо объяснить, каким образом могут вытянуться из солнечной короны в ГПС десятки рядов расположенных токовых слоев. Если полагать, что ГТС – единственный токовый слой, образующийся из пояса стримеров, то остается непонятной природа неустойчивости, вызывающей появление множественных, расположенных одна над другой цепочек замкнутых магнитных конфигураций – магнитных островов. В работе [24] рассмотрена конфигурация ГТС, образующаяся в результате объединения двух экваториальных стримеров, в которой сформировались три токовых слоя с противоположно направленными токами – двумя положительными по краям

и отрицательным в центре. Проведенный в рамках линейной теории устойчивости анализ показал, что данная конфигурация является разрывно-неустойчивой и может разбиваться на цепочки магнитных островов, в соответствии с тремя собственными модами (рис. 2 из работы [24]). Данная “экзогенно–эндогенная” идея о формировании множественных токовых слоев представляется нам реалистичной, объясняющей разнообразие образовавшихся в СВ множественных токовых структур в окрестности ГТС.

Целью настоящей работы является исследование возможности формирования многослойного ГТС внутри ГПС, вытянутого за пределы альфвеновской поверхности в СВ из пояса стримеров, и исследование пространственного распределения характеристик СВ по гелиоширотам в рамках осесимметричной МГД – модели. Предполагается, что пояс стримеров имеет характерный вид, соответствующий рис. 2б, 2в, т.е. на границе моделирования задается возмущение дипольного магнитного поля, соответствующее токовому слою с отрицательным направлением тока в экваториальной плоскости и двум соседним токовым слоям с положительными токами. Формирование ГПС на основе единственной нейтральной плоскости (рис. 1а) было рассмотрено в нашей предыдущей работе [37]. Конфигурация, показанная на рис. 1г, в данной статье упомянута, однако вопросы распространения солнечного ветра и формирования токовых слоев в солнечном ветре от псевдостримеров (рис. 3) и других возможных корональных конфигураций будут изучены в наших дальнейших работах.

2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

При построении МГД-модели солнечного ветра, были сделаны следующие предположения.

1) Область моделирования заключена между двумя сферами с радиусами $20R_S$ и $400R_S$. Вопросы ускорения СВ и достижения им сверхзвуковой и альфвеновской границ не рассматриваются, т.к. указанные поверхности находятся ближе к Солнцу, вне области моделирования.

2) Для упрощения расчетов и их интерпретации выбран период минимальной солнечной активности, когда гелиомагнитное поле имеет дипольную форму.

3) Течение СВ на расстояниях $r \geq 20R_S$ квазистационарно и осесимметрично. Вопросы устойчивости полученных магнитных конфигураций не рассматриваются.

4) Магнитное поле заморожено в плазму, магнитная диффузия и вязкость не учитываются.

5) Плазма СВ удовлетворяет уравнению состояния одноатомного идеального газа.

6) Термодинамические процессы, протекающие в плазме, адиабатичны на линиях течения магнитной жидкости.

Сделанные предположения позволяют существенным образом упростить МГД-уравнения. Вводя обозначения: V – скорость, \mathbf{B} – магнитная индукция, U – электрический потенциал, ρ – плотность, P – давление, запишем стационарную систему МГД-уравнений в следующем виде [32]:

$$[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \text{grad } U = 0, \quad (1a)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (1б)$$

$$\text{div}(\rho V) = 0, \quad (1в)$$

$$\rho(V \nabla) V + \text{grad } P - \frac{1}{\mu_0} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + G m_s \rho \frac{r}{r^3} = 0, \quad (1г)$$

$$V \text{grad} (P/\rho^\gamma) = 0, \quad (1д)$$

где плотность тока: $J = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{B}$, уравнение состо-

яния: $P = k \rho T$, сила тяготения: $F = -G m_s \rho \frac{r}{r^3}$, G –

гравитационная постоянная, m_s – масса Солнца,

$\gamma = \frac{5}{3}$ – показатель адиабаты, k – постоянная

Больцмана, μ_0 – магнитная постоянная.

Поскольку исследуется осесимметричная задача, введем сферическую систему координат с началом в центре Солнца и осью, совпадающей с осью вращения Солнца. Обозначим координаты (r, θ, φ) , где θ и φ – полярный и азимутальный углы, r – расстояние от центра. Обозначим компоненты векторов магнитной индукции B , скорости плазмы V и плотности тока J как $\{B_r, B_\theta, B_\varphi\}$, $\{V_r, V_\theta, V_\varphi\}$ и $\{J_r, J_\theta, J_\varphi\}$.

Вследствие осевой симметрии имеем $\frac{\partial U}{\partial \varphi} = 0$,

поэтому из φ – компоненты уравнения (1а) следует, что двумерный вектор (B_r, B_θ) параллелен двумерному вектору (V_r, V_θ) в каждой точке пространства. Таким образом, система (1а)–(1д) содержит 7 независимых уравнений и записывается для 7 независимых неизвестных: $V_r, V_\theta, V_\varphi, B_r/V_r, P, \rho, \partial U/\partial \theta$.

Асимптотический анализ системы уравнений (1а)–(1е) при $r \rightarrow \infty$ показывает, что в отсутствие силы Ампера решение имеет следующую степенную асимптотику:

$$\begin{aligned} V_r \sim 1, \quad V_\theta \sim r^{-1}, \quad V_\varphi \sim r^{-1}, \quad U \sim 1, \quad B_r \sim r^{-2}, \\ B_\theta \sim r^{-3}, \quad B_\varphi \sim r^{-1}, \quad P \sim r^{-10/3}, \quad \rho \sim r^{-2}. \end{aligned} \quad (2)$$

При представлении результатов моделирования, для удобства сравнения зависимостей указанных величин от θ при различных r мы делим их на указанные асимптотические множители.

Для постановки граничных условий рассмотрим независимые неизвестные $B_r, B_\phi, V_r, V_\theta, V_\phi, \rho, T$ в осевом сечении граничной сферы $r = 20R_S$ как функции от полярного угла $\theta \in [0, \pi]$. Зависимость B_r от θ будем предполагать нечетной относительно экватора $\theta = \pi/2$; в V_r учтем переход быстрого околополярного СВ в медленный приэкваториальный; V_ϕ найдем из условия полной коротации с учетом дифференциального вращения Солнца; в ρ учтем приэкваториальное уплотнение плазмы; B_ϕ, V_θ, T возьмем максимально простыми, т.е. $B_\phi = V_\theta = 0$, а T – константа.

Поскольку полоидальные компоненты магнитного поля и поля скоростей в рассматриваемой осесимметричной модели коллинеарны $B_\theta = \frac{B_r}{V_r} V_\theta$, то из обращения в нуль B_r следует обращение в нуль B_θ . Сохраняет ли величина B_θ при этом знак определяется, вообще говоря, поведением V_θ . Согласно [34], величины V_r, V_ϕ, ρ, T остаются четными относительно экватора, а B_r, B_ϕ, V_θ – нечетными, если только такая симметрия была заложена в граничном условии. Поэтому при рассматриваемых граничных распределениях, величина B_θ будет четной относительно экватора.

Коллимированную структуру (КС) в солнечной короне, представленную на рис 2а, будем моделировать граничным распределением $B_r(\theta)$, меняющим знак при некотором θ_0 . Поскольку рассматривается осесимметричная конфигурация, то точке θ_0 на граничной сфере соответствует окружность – нейтральная линия, которая с ростом r продолжается в исследуемую область пространства как некоторая осесимметричная поверхность. В окрестности этой поверхности с ростом r меридиональная магнитная компонента B_θ должна иметь определенный знак, чтобы “прижимать” силовые линии поля к нейтральной поверхности. Заметим, что этот знак зависит от знака производной $\left. \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_0}$ и, в общем случае, определяется условием

$$\left(B_\theta \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) \Big|_{\theta=\theta_0} < 0. \quad (3)$$

Будем говорить, что нейтральная линия $\theta = f(r)$ моделирует КС, если на ней выполняется сформулированное выше неравенство.

Для простейшей конфигурации дипольного радиального поля

$$B_r = b_0 \cos \theta, \quad (4)$$

где b_0 – числовой коэффициент, точка смены знака находится на экваторе, и нейтральная линия совпадает с экваториальным сечением граничной сферы. Получаем модель экваториальной КС с

азимутальным током $J_\phi \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}} = -\frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$, направленным (точнее, просто совпадающим) с азимутальным током “глобального” дипольного поля.

Теперь наложим на глобальное дипольное поле малое локальное возмущение в окрестности экватора, представив суммарное поле в виде:

$$B_r = b_0 \cos \theta \frac{\cos^2 \theta - b_1}{\cos^2 \theta + b_2}, \quad (5)$$

где b_1, b_2 – положительные числовые параметры, причем $\sqrt{b_1}$ имеет смысл косинуса угла, близкого к $\frac{\pi}{2}$, т.е. близок к нулю. Тогда локальный азимутальный ток в экваториальной КС оказывается противоположным по знаку глобальному азимутальному току “невозмущенного” диполя, как это показано на рис. 2в.

Из симметрии решений следует, что смена знака B_r на экваторе, будучи заданной на граничной сфере, сохранится при интегрировании уравнений по координате r . Т.е. экваториальная нейтральная линия на граничной сфере даст экваториальную нейтральную поверхность в пространстве. Также при интегрировании уравнений сохранится четность компоненты B_θ относительно экватора. Поэтому в обоих рассмотренных выше случаях граничного распределения B_r знак компоненты B_θ на экваторе не меняется.

С другой стороны, вычисления показали (см. далее), что во втором случае на нейтральных поверхностях, соответствующих точкам $\cos \theta = \pm \sqrt{b_1}$ и имеющим, приближенно, конусообразную форму, компонента B_θ меняет знак. Поэтому оба граничных распределения B_r моделируют ситуацию единственной (экваториальной) КС, а различие между ними – в знаке локального азимутального тока по отношению к знаку азимутального тока глобального дипольного поля.

Примем следующие граничные условия:

$$V_r = 360 \cos^2 \theta + 270 \text{ км/с}, \quad V_\theta = 0, \quad (6a)$$

$$V_\phi = (44.5 - 5.8 \cos^2 \theta) \sin \theta \text{ км/с},$$

B_r определяется формулами(4),(5),

$$B_\phi = 0, \quad (6b)$$

$$\rho = 1200 - 600 \cos^2 \theta \text{ м}_p/\text{см}^3, \quad T = 10^6 \text{ К}. \quad (6в)$$

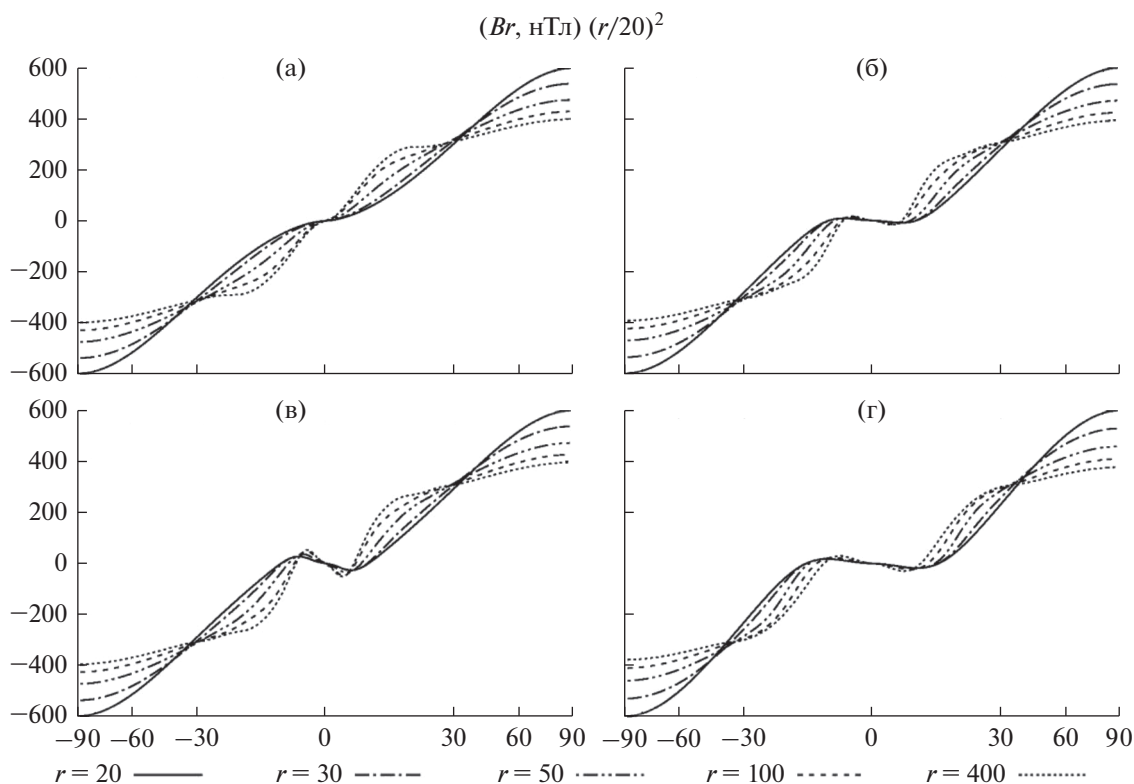


Рис. 4. Радиальная компонента магнитного поля B_r в зависимости от широты $\pi/2 - \theta$: графики (а) соответствуют случаю единственной нейтральной линии, расположенной в экваториальной плоскости. На графиках (б) и (в) боковые нейтральные линии отклонены от центральной нейтральной линии на 5° с величиной азимутального тока в 2 раза меньшей (б) и в 2 раза большей (в) по сравнению со случаем (а). На графиках (г) отклонение боковых нейтральных поверхностей от экваториальной плоскости составляет $h = 10^\circ$; азимутальный ток такой же, как в случае (б).

При подборе числовых коэффициентов мы ориентировались на имеющиеся данные наблюдений [34], согласовывая значения скорости, магнитной индукции и плотности с имеющимися результатами наблюдений на уровне орбиты Земли.

Коэффициент b_0^0 в формуле (4) положен равным 0.6 мкТл, что дает, на наш взгляд, наилучшее согласование модели с данными наблюдений. Коэффициент b_0 формулы (5) во всех расчетах подбирался так, чтобы обеспечить в максимуме такое же поле, что и формула (4) с $b_0^0 = 0.6$. Поскольку максимум радиального поля достигается на полюсе, то сказанное означает, что $B_r|_{\theta=0} = b_0 \frac{1 - b_1}{1 + b_2} = b_0^0$.

С помощью параметра b_1 регулируется широта $h = \arccos \sqrt{b_1}$ боковых токовых слоев. Выполнены расчеты со значениями $h = 5^\circ$ и $h = 10^\circ$. Параметр b_2 служит для управления величиной азимутального тока на экваторе $J_\phi|_{\theta=\pi/2} = -\frac{b_0 b_1}{0.6 b_2} J_\phi^0|_{\theta=\pi/2}$, где J_ϕ^0 – азимутальный ток, соответствующий ра-

диальному магнитному полю (4). Выполнены

расчеты с отношением $d = \frac{J_\phi}{J_\phi^0|_{\theta=\pi/2}}$, равным 0.5 и 2 –

т.е. с азимутальным током в 2 раза слабее или в 2 раза сильнее исходного азимутального тока для магнитной дипольной конфигурации.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4–11 представлены результаты расчетов решений модели (1а)–(1г) с граничными условиями (6а)–(6в) при различных граничных значениях B_r , определяемых формулами (4), (5). Каждый рис. показывает зависимость одной из величин: B_r (рис. 4), B_θ (рис. 5), B_ϕ (рис. 6), J_r (рис. 8), J_ϕ (рис. 9), V_ϕ (рис. 7), ρ (рис. 10), T (рис. 11) от широты (равной $\frac{\pi}{2} - \theta$) при различных значениях гелиоцентрического расстояния r .

Каждый рис. 4–11 представляет собой блок, состоящий из 4 координатных плоскостей, на которых показаны зависимости какой-либо величины от широты. На каждой координатной плос-

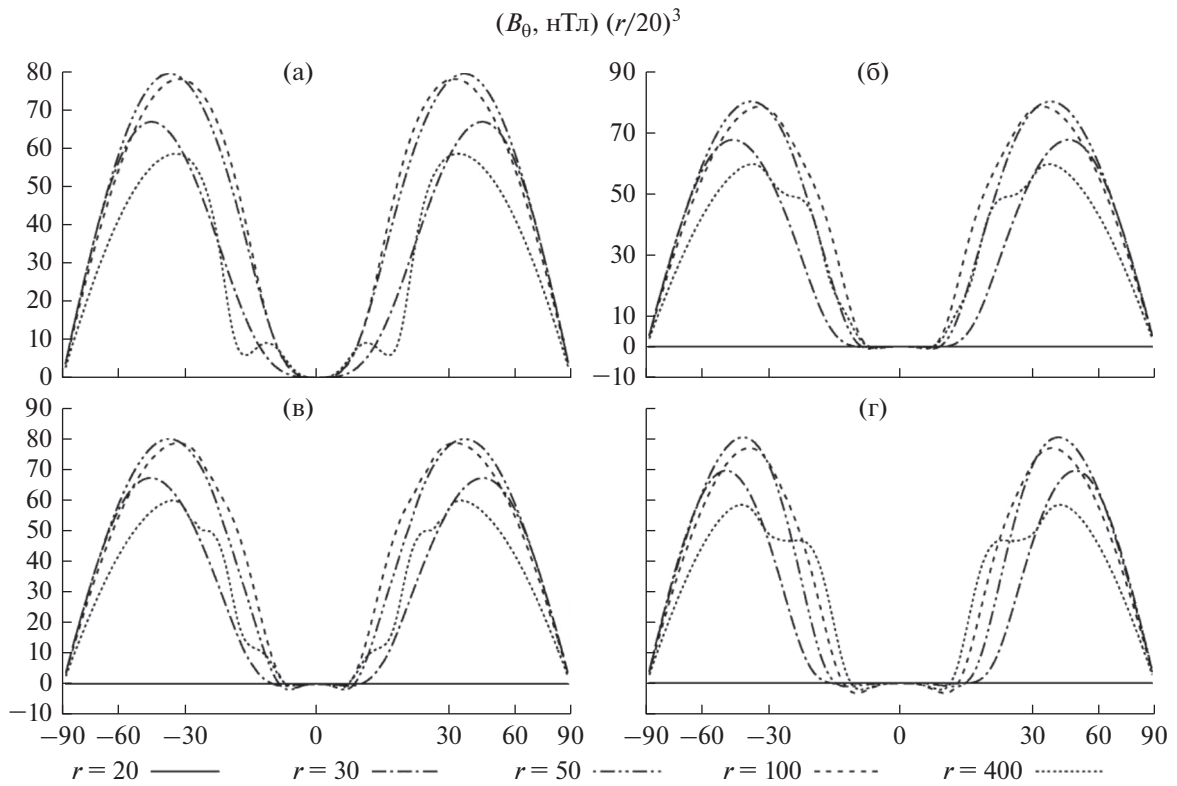


Рис. 5. Меридиональная компонента магнитного поля в зависимости от широты при различных расстояниях.

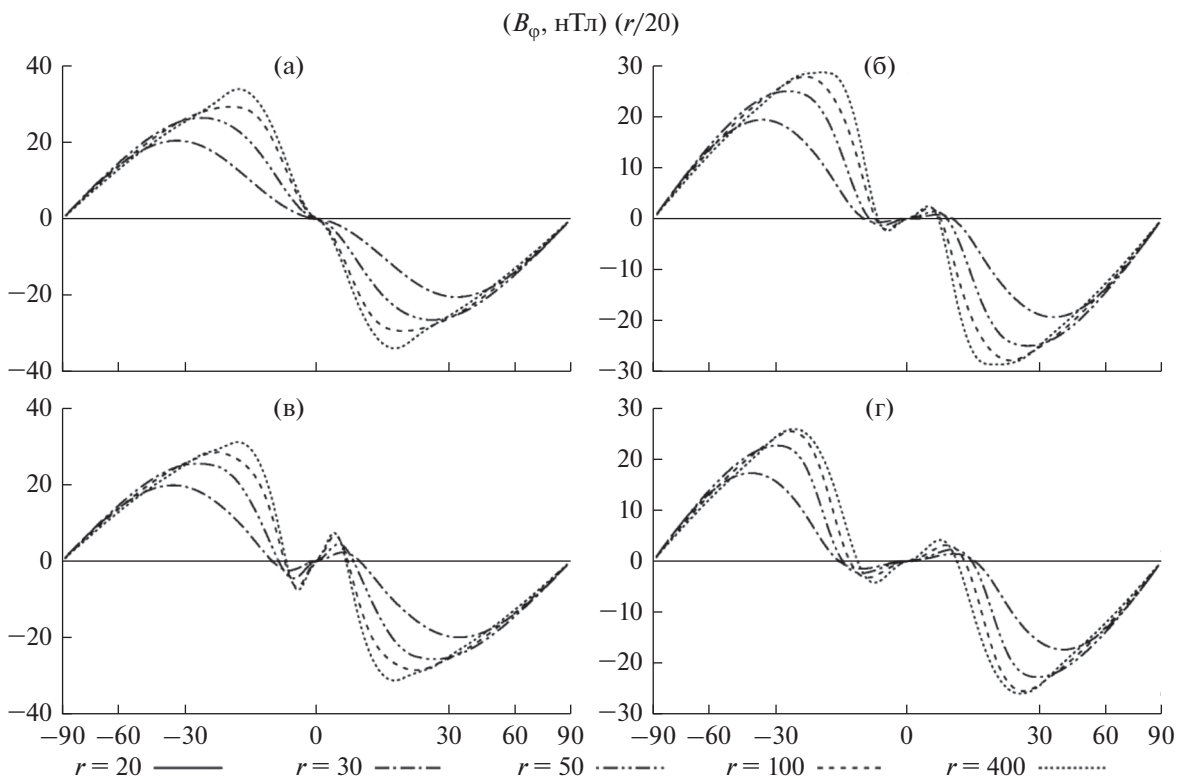


Рис. 6. Азимутальная компонента магнитного поля в зависимости от широты и расстояния.

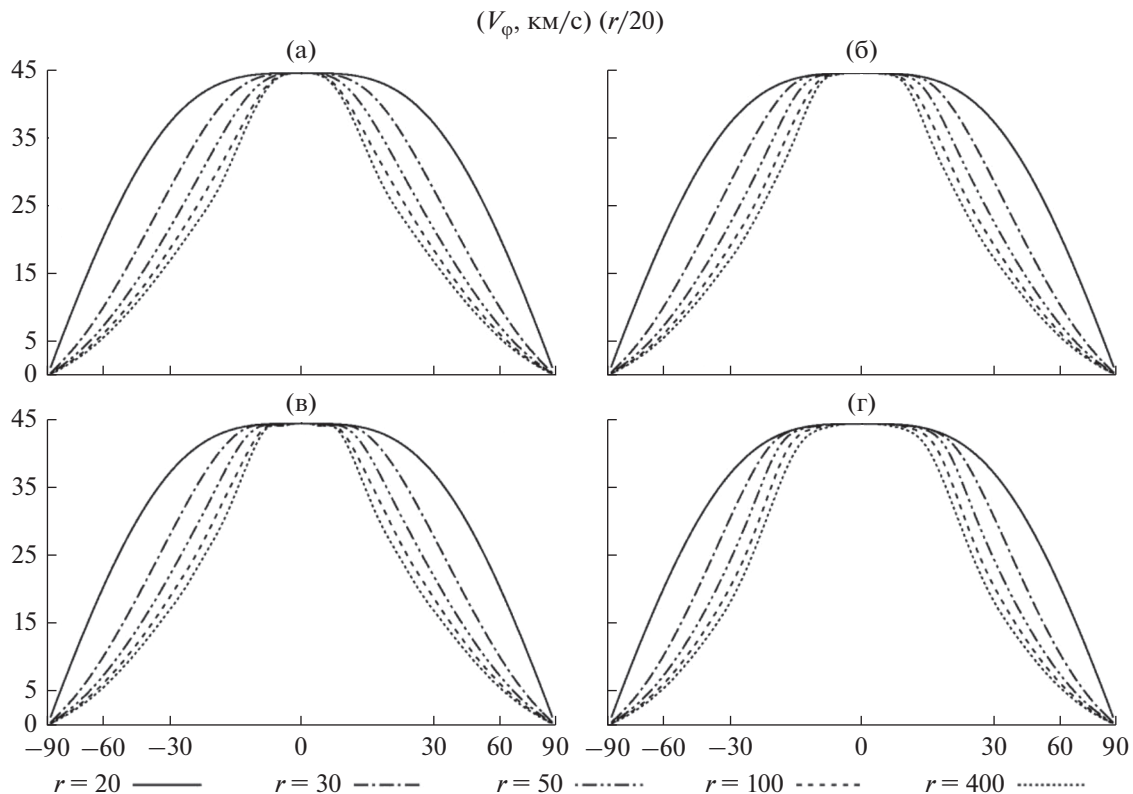


Рис. 7. Азимутальная компонента скорости как функция широты при различных расстояниях.

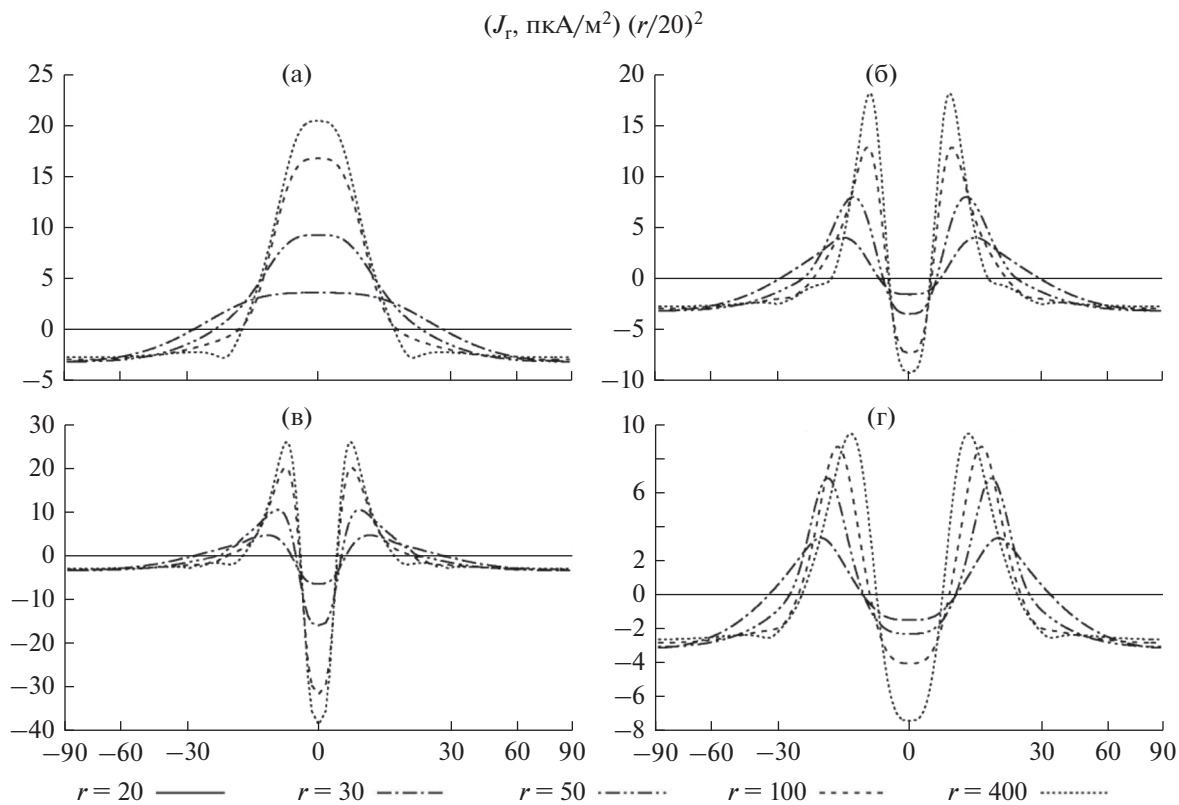


Рис. 8. Радиальная компонента тока в зависимости от широты при различных расстояниях.

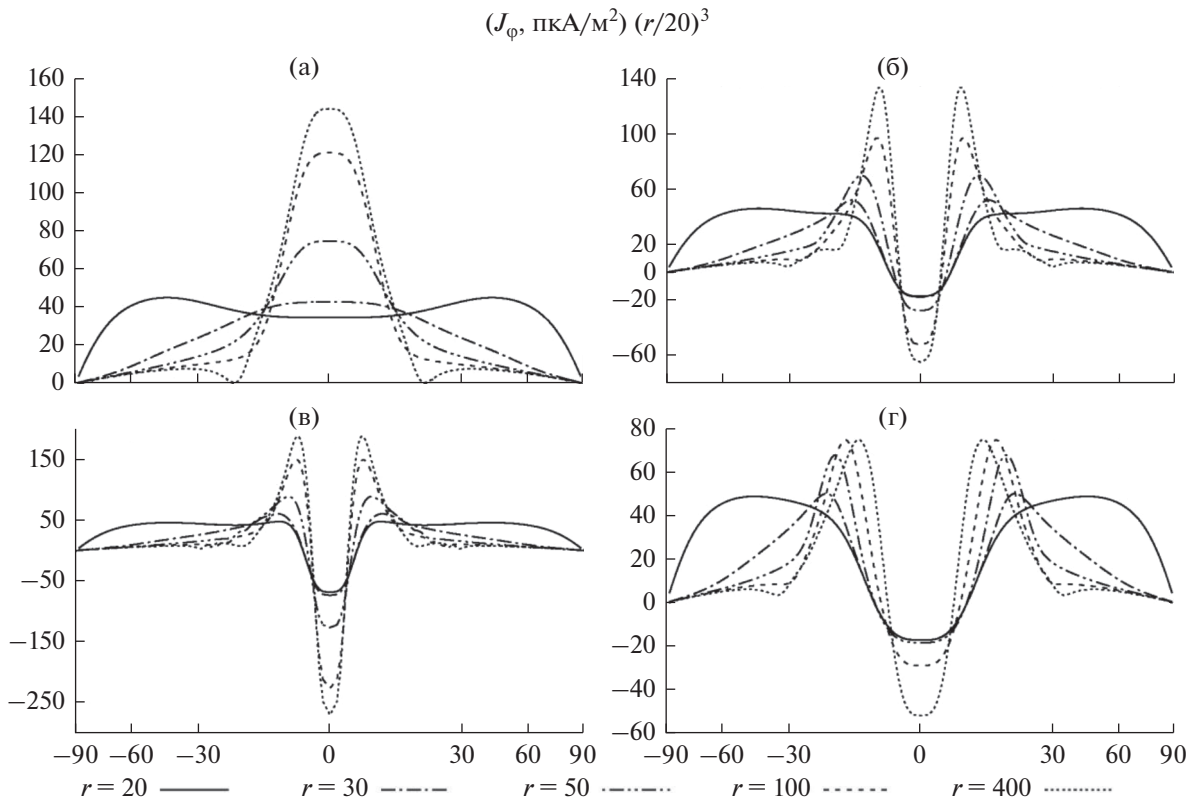


Рис. 9. Азимутальная компонента тока в зависимости от широты при различных расстояниях.

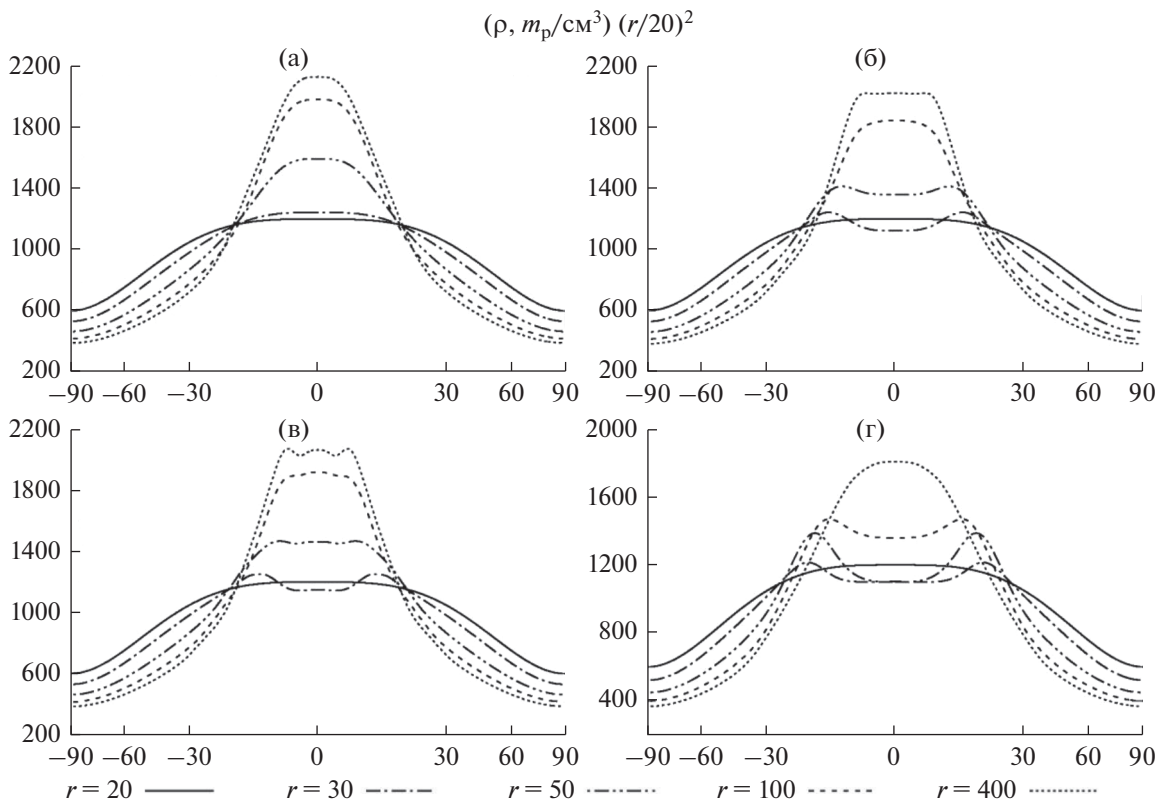


Рис. 10. Распределение плотности плазмы в зависимости от широты при различных расстояниях.

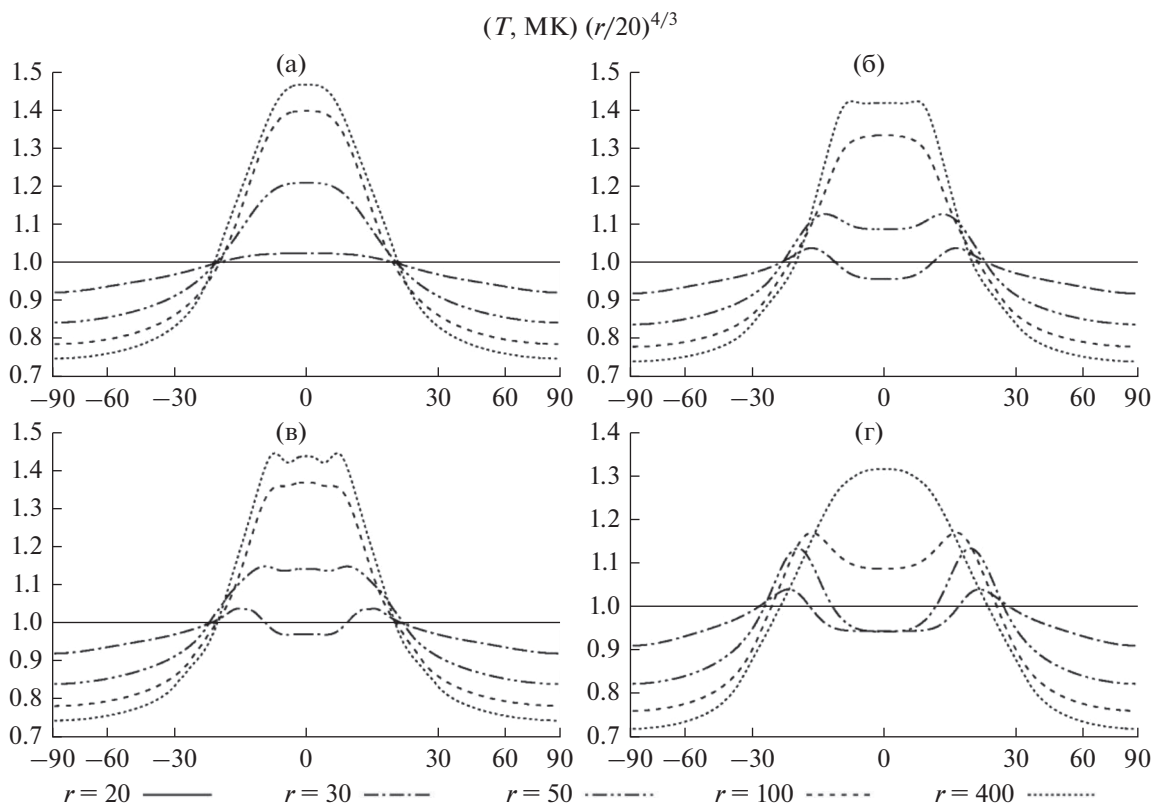


Рис. 11. Температура в зависимости от широты при различных расстояниях.

кости приведены зависимости одной из величин (деленной на соответствующий асимптотический множитель (2)) от широты $\frac{\pi}{2} - \theta$ на расстояниях $r = 20, 30, 50, 100, 400 R_{\odot}$. Для визуального удобства шкала широт неравномерная, в ней приэкваториальная область увеличена с помощью степенного преобразования. Крупные деления отмечены через каждые 30° , мелкие — через 10° . Координатные плоскости в блоке обозначены как (а), (б), (в), (г). Графики на них соответствуют разным граничным условиям: (а) компонента B_r определена формулой (4) с $b_0^0 = 0.6$; (б) B_r определена формулой (5) с $h = 5^\circ$ и $d = 0.5$; (в) то же с $h = 5^\circ$ и $d = 2$; (г) то же с $h = 10^\circ$ и $d = 0.5$.

Таким образом, графики (а) соответствуют случаю единственной нейтральной линии, расположенной в экваториальной плоскости. На графиках (б) и (в) токовый слой имеет три нейтральные линии, причем боковые нейтральные линии отклонены от центральной на 5° , а величина азимутального тока в 2 раза меньше (б) или в 2 раза больше (в) по сравнению со случаем (а), т.е. единственной нейтральной поверхностью. Токовые слои расположены рядом друг с другом таким образом, что центральный ТС имеет отрицательный ток на экваторе, а два симметричных боковых токовых

слоя имеют противоположное, положительное направление плотности тока. На графиках (г) отклонение боковых слоев от экваториальной плоскости составляет $h = 10^\circ$, а азимутальный ток такой же как и в случае (б).

Из рис. 4а для единственной нейтральной поверхности и дипольного магнитного поля Солнца следует, что зависимость B_r от θ укручается с ростом расстояния, она становится более пологой в околополярных областях и более резкой в области токового слоя на экваторе, с ростом расстояния приобретая почти ступенчатый вид. Таким образом, в области токового слоя величина производной растет как $\frac{\partial B_r}{\partial \theta} \sim J_\phi \cdot r$. Это говорит о

том, что в области токового слоя компонента J_ϕ спадает существенно медленнее, чем во всем остальном пространстве, что может быть обусловлено самосогласованным характером крупномасштабного тока в СВ. На следующих 3-х графиках (рис. 4б–4г) показаны широтные зависимости B_r при граничных условиях (ГУ), определяемых формулой (5). Видно, что, по сравнению с рис. 4а, изменения особенно заметны в приэкваториальной области, где располагаются 3 рядом расположенных токовых слоя (экваториальный с отрицательной плотностью тока и 2 периферических ТС с поло-

жительными направлениями токов. Отметим, что на рис. 4б, в широта боковых слоев ГУ составляет 5° , на рис. 4г — 10° , а на рис. 4в экваториальное значение J_ϕ в ГУ в 4 раза больше, чем на рис. 4б, 4г и в 2 раза больше, чем на рис. 4а. Соответственно, укручение зависимостей с расстоянием наиболее выражено на рис. 4в по сравнению с другими зависимостями. Заметно общее сходство всех профилей B_θ от θ (см рис. 5) на различных расстояниях. Видно, что при больших расстояниях ($r = 400 R_S$) зависимость B_θ от θ усложняется: на ней появляются дополнительные точки перегиба и экстремумы.

На рис. 5 показаны аналогичные профили азимутальной магнитной компоненты B_θ при тех же ГУ, что и на рис. 4. На рис. 5а видно, для дипольного ГУ и единственной нейтральной магнитной поверхности величина B_θ остается положительной во всем пространстве. В приэкваториальной области ее значение мало и близко к нулю. В противоположность этому, как видно на рис. 5б–5г, в околоэкваториальной области величина B_θ становится отрицательной. Это означает, что в окрестности экваториального токового слоя наблюдается коллимированная структура с тремя нейтральными плоскостями. Поскольку на боковых токовых слоях (рис. 5б–5г) B_θ меняет знак, то боковые токовые слои не превращаются в отдельные КС, а образуют общую КС с центральным слоем. Отметим, что величина B_θ мала по сравнению с другими магнитными компонентами: она спадает как r^{-3} , т.е. быстрее двух других компонент, и во всей расчетной области не превосходит 10% от модуля полного поля $|B|$.

Рис. 6 демонстрирует поведение угловой магнитной компоненты B_ϕ с расстоянием до Солнца, при тех же ГУ, что и на рис. 4. Напомним, что в задаче мы задаем нулевое граничное условие для B_ϕ . В силу осевой симметрии и непрерывности угловых компонент B_θ, B_ϕ их значения на полюсах должны быть нулевыми, что мы и видим на всех графиках, а в остальном зависимость B_ϕ от θ сходна с величиной радиальной магнитной компоненты B_r с точностью до знака. Таким образом, мы наблюдаем сходное укручение профилей B_ϕ с расстоянием в экваториальной плоскости на низких широтах, причем наиболее заметно оно происходит в случае сильного азимутального тока, показанного на рис. 6в. Заметим еще, что вне токовых слоев B_r спадает как r^{-2} , а B_ϕ — как r^{-2} . Поскольку в ГУ $B_\phi = 0$, то на некотором расстоянии величина радиальной магнитной компоненты должна по порядку величины стать равной угловой компоненте, т.е. $B_r \approx B_\phi$. Из сопоставления

рис. 4 и 6 следует, что данное равенство становится верным примерно на уровне орбиты Земли.

Теперь перейдем к представлению плазменных характеристик СВ на разных гелиоцентрических расстояниях. На рис. 7 показано распределение азимутальной скорости V_ϕ . Граничные условия те же, что и на панели рис. 4. Из всех компонент скорости мы приводим здесь только азимутальную, и это обусловлено следующими причинами. Радиальная скорость слабо зависит от расстояния: зависимость V_r от θ остается практически в том же виде, что в ГУ, а меридиональная компонента не несет никакой новой информации, поскольку в силу осевой симметрии имеет место коллинеарность полоидальных компонент магнитного поля и скорости, следовательно

$$V_\theta = \frac{V_r B_\theta}{B_r}.$$

Далее рассмотрим азимутальную компоненту скорости плазмы V_ϕ . Отметим, прежде всего, что при рассматриваемых экваториально-симметричных ГУ экваториальное значение произведения $V_\phi \cdot r \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}}$ остается неизменным с ростом r в силу уравнений. Также, в силу осевой симметрии и непрерывности, выполняется условие $V_\phi = 0$ на полюсах. На рис. 7 видно, что с ростом расстояния на графиках азимутальной скорости появляются прогибы в средних широтах и форма зависимости приобретает колоколообразный вид. В случаях дополнительных ТС (рис. 7б–7г) на экваторе наблюдается определенное уплощение зависимости, а при большем экваториальном значении азимутального тока (рис. 7б) в приэкваториальной области с ростом расстояния возникают дополнительные перегибы и экстремумы относительно малой величины. В целом, можно сказать, что величина V_ϕ максимальна в области, где располагаются нейтральные поверхности токовых слоев и монотонно стремится к нулю в области высоких широт.

На рис. 8 и 9 показаны распределения радиального (рис. 8) и азимутального (рис. 9) токов в СВ. Поскольку радиальная плотность тока $J_r = \frac{1}{\mu_0 r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B_\phi \sin \theta)$ связана с азимутальной компонентой магнитного поля B_ϕ , то ее распределение определяется положением и интенсивностью токов, текущих по соответствующим нейтральным поверхностям, что мы видим на рис. 8б–8г. Соотношения плотностей между экваториальными и боковыми ТС могут быть различными: экваториальный ток может быть как более, так и менее интенсивным по сравнению с боковыми токами. Сопоставление рис. 8в, 8д с рис. 8б показывает, что увеличение экваториального значения азимутального тока существенно влияет на резкость всей токовой структуры.

Что касается плотности азимутального тока $J_\phi = \frac{1}{\mu_0 r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right)$, то она зависит от магнитных компонент B_θ и B_r . Однако, поскольку $B_r \sim r^{-2}$, а $B_\theta \sim r^{-3}$, то вкладом B_θ в плотность тока можно пренебречь (при вычислениях она учитывалась). Далее отметим, в силу сходства зависимостей B_r и B_ϕ от θ , зависимости J_r и J_ϕ от θ также будут похожи. И в самом деле, распределения в пространстве радиальной и азимутальной плотностей тока на рис. 8 и 9 схожи между собой. Отличительной чертой азимутальной компоненты тока на полюсах является ее обращение в нуль в силу осевой симметрии и непрерывности.

Для потенциального сравнения с данными наблюдений интересно получить из модели распределения плотности плазмы (рис. 10) и температуры (рис. 11), которые удобно сравнить с поведением азимутальной скорости на рис. 7. Обращают на себя внимание некоторые детали поведения плотности плазмы ρ в приэкваториальной области, отсутствующие у V_ϕ : динамика возникновения дополнительных экстремумов с ростом расстояния. Так, при малых расстояниях образуется минимум, который затем переворачивается в максимум. В целом, рис. 10–11 свидетельствуют о том, что поведение термодинамических параметров: плотности, температуры и давления при разных ГУ сходны между собой. Наличие локальных максимумов и минимумов плотности плазмы и температуры может свидетельствовать о наличии в СВ рядом расположенных токовых слоев коронального происхождения.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе [34] нами было проведено исследование структуры солнечного ветра в рамках МГД — модели при наличии одной нейтральной линии в экваториальной плоскости на границе моделирования, или, в периоды доминирования квадрупольной магнитной компоненты, при наличии двух нейтральных линий на высоких широтах. Было показано, что нейтральная линия как на низких, так и на высоких широтах на граничной поверхности продолжается в солнечный ветер и, благодаря этому, происходит формирование крупномасштабных плазменных и токовых слоев в СВ. В настоящей работе предложен механизм формирования рядом расположенных токовых слоев внутри ГПС, которые наблюдаются при пересечениях космическими аппаратами секторных границ. Для этого была развита аксиально-симметричная МГД — модель солнечного ветра и исследованы распределения его характеристик для стримеров экваториального расположения с одной и тремя соседними нейтральными линия-

ми. Подобная конфигурация характерна для гелиомагнитного поля в период минимума солнечной активности. Проведено сравнение характеристик СВ, источником которого является пояс стримеров с одной (рис. 4а) и с тремя (рис. 4б–4г) рядом расположенными нейтральными линиями. Авторы предполагают в своих дальнейших исследованиях рассмотреть более сложные конфигурации пояса стримеров и ГТС (например, изображенную на рис. 2г). Вопросы устойчивости подобных структур и магнитного пересоединения в СВ как источника множественных токовых слоев в настоящей работе не рассматриваются и являются предметом дальнейших исследований.

Авторы работы придерживаются точки зрения, что могут существовать разные основные механизмы — “экзогенные” и “эндогенные” — формирования многослойных токовых структур в СВ, обнаруживаемых КА при пересечении секторных границ. Эти механизмы могут реализовываться одновременно или по очереди, в зависимости от этапов эволюции СВ и его распространения из короны в гелиосферу. В настоящей модели рассматривается один из возможных путей: предполагается, что вытянувшиеся до граничной поверхности стримеры имеют достаточно сложную внутреннюю структуру с несколькими нейтральными поверхностями. Рассмотрены следующие основные конфигурации: (1) одиночный стример с одной нейтральной поверхностью, начинающейся над сепаратрисной магнитной линией; (2) сложная конфигурация с тремя нейтральными поверхностями, где токи чередуются по направлению; (3) конфигурация, в которой два стримера сливаются вместе, от сепаратрис вверх отходят два токовых слоя с одинаковым направлением токов, а между ними естественным образом формируется нейтральная поверхность с токовым слоем противоположного направления.

В модели процессы вытягивания стримеров до альфвеновской поверхности и ускорения плазмы СВ не рассматриваются, равно как и вопросы динамики токовых слоев в процессе магнитного пересоединения или развития неустойчивостей. Проведено исследование стационарной структуры, полученной в рамках модели с соответственно выбранными ГУ. Так, на выбранной граничной сфере, содержащей внутри альфвеновскую поверхность, особенности структур (2) и (3) отражены в виде ГУ с отрицательным скачком радиального магнитного поля в экваториальной плоскости. Независимо от топологии магнитного поля в основании обеих вышеупомянутых конфигураций стримера граничные условия имеют одинаковый вид.

Результаты показывают, что если вдоль солнечной нейтральной линии располагается пояс стримеров, имеющих достаточно сложное внут-

реннее строение с вытягивающимися в СВ тремя рядом расположенными нейтральными линиями, то такая тройная токовая структура будет сохраняться на протяжении всей области моделирования от 20 до 400 R_s и далее. Как в конфигурации с одним нейтральным слоем, так и в многослойной структуре нормированные профили радиальной и азимутальной магнитных компонент, а также профили плотностей соответствующих токов имеют тенденцию к укрупнению с ростом расстояния от Солнца. Интересно, что профили азимутальной скорости для всех вариантов ГУ имеют один максимум скорости на экваторе (см рис. 7а–7г), в то время как поведение плотности тока и температуры плазмы иное. Плотность и температура плазмы для дипольного магнитного поля (рис. 10а и 11а) имеют сходные профили, соответствующие ГТС с одним максимумом плотности тока. Возможно вытягивание в СВ более сложных конфигураций, например, тройных токовых слоев, которые будут иметь несколько максимумов плотности тока. Плазма в СВ может истекать из “ног” стримера по краям открытых силовых линий, как это показано на рис. 2а. В околосолнечном пространстве может происходить самоорганизация поверхностного тока внутри стримера, которая может сохраняться на достаточно больших расстояниях от Солнца за счет бесстолкновительного МГД – течения плазмы СВ с вмороженным магнитным полем.

В целом проведенное моделирование отвечает на вопрос о том, возможно ли рождение множественных токовых слоев в короне Солнца, распространяющихся в гелиосфере или же их появление является результатом разрыва токового слоя непосредственно в СВ как результат развития неустойчивостей и дробления магнитного поля на отдельные острова [24]. Ответ получен следующий – тонкая структура магнитного поля стримеров, вытянутая до граничной (постальфвенской) поверхности, может переходить в компактные коллимированные структуры внутри ГПС и сохранять форму на масштабе всей гелиосферы (как минимум – до 400 R_s , до которых производились вычисления, т.е. за орбиту Марса). Нейтральные линии внутри стримеров могут вытягиваться как непосредственно из короны (из “ног” стримера), так и из областей, расположенных выше магнитных сепаратрис на некотором расстоянии от Солнца. Для соблюдения смены магнитного потока на границах стримера количество нейтральных поверхностей внутри него должно быть нечетным.

Как показано, в рамках модели [24], подобная конфигурация из нескольких токовых слоев с нейтральными линиями, в принципе, может быть неустойчивой, магнитные поля могут пересоединяться с образованием магнитных островов или

деформироваться, что способствует дроблению магнитных поверхностей и усложнению токовой системы внутри ГПС [38]. Вопрос о динамике и структуре островных конфигураций, окружающих ГТС исследован в работе [27] и может быть изучен более детально в будущем, в рамках представленной модели. Исследование задачи о “вытягивании” стримеров, псевдостримеров в СВ с несколькими нейтральными поверхностями и образованием многослойных токовых слоев – коллимированных структур, подобных изображенным на рис. 2г или рис. 3, также возможно в рамках численной модели, хотя ответ на него, с учетом проведенного моделирования, кажется очевидным: все нейтральные слои, достигшие граничной поверхности, будут иметь продолжение в СВ в виде магнитоплазменной системы с определенным количеством рядом расположенных токовых слоев и чередующимися направлениями токов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-42-04418. Работа Е.В. Маевского и А.А. Петруковича сделана в рамках государственной Программы “Плазма”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Georgieva K.* Space weather and space climate—what the look from the earth tells us about the sun / The environments of the sun and the stars. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2013. P. 53–107.
2. *Базилевская Г.А., Стожков Ю.И.* Плазменная гелиогеофизика. М.: Физматлит, 2008.
3. *Мирошниченко Л.И.* Физика Солнца и солнечно-земных связей. М.: Университетская книга, 2011.
4. *Balogh A., Erdos G.* The heliospheric magnetic field // *Space Sci. Rev.* 2013. V. 176. P. 177.
5. *Parker E.N.* Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophys. J.* 1958. V. 128. P. 664.
6. *Parker E.N.* Dynamical theory of the solar wind // *Space Sci. Rev.* 1965. V. 4. P. 666.
7. *Crooker N.U., Kahler S.W., Larson D.E. et al.* Large-scale magnetic field inversions at sector boundaries // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. <https://doi.org/10.1029/2003JA010278>
8. *Winterhalter D., Smith E.J., Burton M.E. et al.* The heliospheric plasma sheet // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 6667.
9. *Eselevich E.G., Fainshtein V.G., Rudenko G.V.* Study of the structure of streamer belts and chains in the solar corona // *Sol. Phys.* 1999. V. 188. P. 277.
10. *Svalgaard L., Wilcox J.M., Duvall T.L.* A model combining the polar and the sector structured solar magnetic fields // *Sol. Phys.* 1974. V. 37. P. 157.
11. *Koutchmy S., Livshits M.* Coronal streamers // *Space Sci. Rev.* 1992. V. 61. P. 393.
12. *Eselevich M.V., Eselevich V.G.* The structure of the coronal-streamer belt // *Astron. Rep.* 2005. V. 49. P. 71. (Transl. from *Astron. Zhurn.* 2005. V. 82. P. 79.)

13. Wang Y.M., Panasenco O. Observations of solar wind from Earth-directed coronal pseudostreamers // *Astrophys. J.* 2019. V. 872. P. 139.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/AAFF5E>
14. Wang Y.M. Pseudostreamers as the source of a separate class of solar coronal mass ejections // *Astrophys. J. Lett.* 2015. V. 803. P. L12.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/803/1/L12>
15. Zhukov A.N., Saez F., Lamy P. et al. The origin of polar streamers in the solar corona // *Astrophys. J.* 2008. V. 680. P. 1532.
16. Pizzo V.J. Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind 2. Deformation of the heliospheric current sheet // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 4185.
17. Wang Y.M., Young P.R., Muglach K. Evidence for two separate heliospheric current sheets of cylindrical shape during Mid-2012 // *Astrophys. J.*, 2014. V. 780. P. 103.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/103>
18. Morgan H., Habbal S.R. Observational Aspects of the Three-dimensional Coronal Structure Over a Solar Activity Cycle // *Astrophys. J.*, 2010. V. 710. P1.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/710/1/1>
19. Svalgaard L., Wilcox J.M. The Hale solar sector boundary // *Sol. Phys.* 1976. V. 49. P. 177.
20. Svalgaard L., Wilcox J.M., Scherrer P.H. et al. The Sun's magnetic sector structure // *Sol. Phys.* 1975. V. 45. P. 83.
<https://doi.org/10.1007/BF00152219>
21. Smith E.J. The heliospheric current sheet // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 15819.
22. Crooker N.U., Antiochos S.K., Zhao X. et al. Global network of slow solar wind // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. P. A04104.
<https://doi.org/10.1029/2011JA017236>
23. Crooker N.U., Siscoe G.L., Shodhan S. et al. Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 9371.
24. Dahlburg R.B., Karpen J.T. A triple current sheet model for adjoining coronal helmet streamers // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 23489.
25. Crooker N.U., Burton M.E., Siscoe G.L. et al. Solar wind streamer belt structure // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 24331.
26. Мингалев О.В., Хабарова О.В., Малова Х.В. и др. Моделирование ускорения протонов в магнитном острове в складке гелиосферного токового слоя // *Астрон. Вест.* 2019. Т. 53. С. 34.
<https://doi.org/10.1134/S0320930X19010067>
27. Khabarova O., Zank G.P., Li G. et al. Small-scale magnetic islands in the solar wind and their role in particle acceleration. i. dynamics of magnetic islands near the heliospheric current sheet // *Astrophys. J.* 2015. V. 808. P. 181.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/181>
28. Khabarova O.V., Zank G.P. Energetic particles of keV energies observed near reconnecting current sheets at 1 AU // *Astrophys. J.* 2017. V. 843. P. 4.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7686>
29. Owens M.J., Crooker N.U., Lockwood M. Solar cycle evolution of dipolar and pseudostreamer belts and their relation to the slow solar wind // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 36.
<https://doi.org/10.1002/2013JA019412>
30. Hundhausen A.J. An interplanetary view of coronal holes. In: *Coronal holes and high speed wind streams.* P. 225–329. Colorado Associated Univ. Press: Boulder, 1977.
31. Fainshtein V.G., Ivanov E.V. Relationship between CME Parameters and Large-Scale Structure of Solar Magnetic Fields // *Sun and Geosphere.* 2010. V. 5(1). P. 28.
32. Owens M.J., Crooker N.U., Lockwood M. Solar origin of heliospheric magnetic field inversions: Evidence for coronal loop opening within pseudostreamers // *J. Geophys. Res.* 2013. V. 118. P. 1868.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50259>
33. Blanco J.J., Rodriguez-Pacheco J., Hidalgo M.A. et al. Analysis of the heliospheric current sheet fine structure: Single or multiple current sheets // *J. Atm. Sol.-Terr. Phys.* 2006. V. 68. P. 2173.
34. Merkin V.G., Lyon J.G., McGregor S.L. et al. Disruption of a heliospheric current sheet fold // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. L14107.
35. Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E. et al. Evidence for quasi-adiabatic motion of charged particles in strong current sheets in the solar wind // *Astrophys. J.* 2017. V. 834. P. 1.
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/34>
36. Малова Х.В., Понов В.Ю., Хабарова О.В. и др. Структура токовых слоев с квазиadiaбатической динамикой частиц в солнечном ветре // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. С. 451. (*Cosmic Research.* P. 445.)
37. Маевский Е.В., Кислов Р.А., Малова Х.В. и др. Модель солнечного ветра в гелиосфере на низких и высоких широтах // *Физика плазмы.* 2018. Т. 44. С. 89.
38. Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальная топология и странная кинетика: от теории перколяции к проблемам космической электродинамики // *Усп. физ. наук.* 2004. Т. 174. С. 809.